

Miroslava Vrbová

Helena Jelínková

Petr Gavrilov

# ÚVOD DO LASEROVÉ TECHNIKY

1998

Vydavatelství ČVUT



# Obsah

<b>1</b>	<b>Laserová technika</b>	<b>11</b>
<b>2</b>	<b>Světlo jako elektromagnetické záření</b>	<b>15</b>
2.1	Rovinná elektromagnetická vlna . . . . .	15
2.2	Kulová elektromagnetická vlna . . . . .	18
2.3	Polarizace elektromagnetické vlny . . . . .	19
2.4	Objemová hustota energie . . . . .	20
2.5	Plošná hustota výkonu elektromagnetické vlny . . . . .	21
2.6	Impuls optického záření . . . . .	22
2.7	Princip superpozice elektromagnetických vln . . . . .	23
2.8	Pole dvou elektromagnetických vln . . . . .	24
2.8.1	Vlny různých frekvencí, stejné polarizace, šířící se ve stejném směru . . . . .	24
2.8.2	Vlny stejných frekvencí, stejné polarizace, šířící se v různých směrech . . . . .	25
2.8.3	Superpozice vln před zrcadlem . . . . .	26
2.9	Fabryův-Perotův rezonátor . . . . .	28
2.9.1	Superpozice vln ve Fabryově-Perotově rezonátoru . . . . .	28
2.9.2	Odrazivost a propustnost Fabryova-Perotova rezonátoru . . . . .	31
2.10	Optický rezonátor . . . . .	33
2.10.1	Otevřený rezonátor . . . . .	34
2.10.2	Sférické otevřené rezonátory . . . . .	35
2.11	Druhy elektromagnetického záření . . . . .	37

2.11.1	Spektrum elektromagnetického záření . . . . .	38
2.12	Koherence optického záření . . . . .	41
2.13	Měřitelné veličiny optických polí . . . . .	42
2.13.1	Radiometrické veličiny a jednotky . . . . .	42
2.13.2	Fotometrické veličiny a jednotky . . . . .	43
<b>3</b>	<b>Látka jako soubor kvantových soustav</b>	<b>47</b>
3.1	Kvantová soustava . . . . .	47
3.2	Soubor kvantových soustav, populace hladin . . . . .	48
3.2.1	Populace hladin při termodynamické rovnováze . . . . .	49
3.2.2	Inverze populace a záporná teplota . . . . .	52
3.3	Kvantové přechody . . . . .	53
3.3.1	Pravděpodobnost kvantového přechodu . . . . .	54
3.3.2	Šířka energetické hladiny . . . . .	54
3.3.3	Buzení kvantových soustav . . . . .	55
3.3.4	Relaxace v souboru kvantových soustav . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Interakce optického záření s látkou</b>	<b>59</b>
4.1	Elementární procesy absorpce a emise . . . . .	59
4.2	Absorpční a emisní spektrum látky . . . . .	61
4.3	Rovnovážné záření . . . . .	62
4.3.1	Pravděpodobnostní rozdělení počtu fotonů . . . . .	62
4.3.2	Střední hodnota energie . . . . .	63
4.3.3	Spektrální hustota počtu elektromagnetických vln . . . . .	64
4.3.4	Spektrální hustota energie . . . . .	64
4.4	Einsteinovy součinitelé (koeficienty) . . . . .	65
<b>5</b>	<b>Detekce optického záření</b>	<b>69</b>
5.1	Základní parametry optických detektorů . . . . .	70
5.1.1	Detektivita . . . . .	70
5.1.2	Konverzní účinnost . . . . .	70



5.1.3	Časová odezva . . . . .	71
5.1.4	Spektrální charakteristika . . . . .	71
5.2	Tepelné detektory . . . . .	72
5.2.1	Kalorimetr . . . . .	73
5.2.2	Termočlánek . . . . .	73
5.2.3	Bolometr . . . . .	74
5.2.4	Termistor . . . . .	74
5.2.5	Pyroelektrický detektor . . . . .	75
5.3	Fotoelektrické detektory . . . . .	75
5.3.1	Fotovodivostní detektor . . . . .	76
5.3.2	Fotokatoda . . . . .	77
5.3.3	Vakuová fotodioda . . . . .	77
5.3.4	Polovodičová fotodioda . . . . .	77
5.3.5	Lavinový detektor . . . . .	78
5.4	Fotočlánky . . . . .	78
5.5	Fotochemické detektory . . . . .	79
5.5.1	Fotografická emulze . . . . .	79
5.6	Lidské oko . . . . .	79
<b>6</b>	<b>Klasické zdroje optického záření</b>	<b>81</b>
6.1	Záření rovnovážných zdrojů . . . . .	82
6.1.1	Černé těleso . . . . .	82
6.1.2	Záření Slunce . . . . .	82
6.1.3	Žárovka . . . . .	82
6.2	Záření nerovnovážných zdrojů . . . . .	83
6.2.1	Luminiscence . . . . .	83
6.2.2	Výbojka . . . . .	85
<b>7</b>	<b>Laser</b>	<b>87</b>
7.1	Popis zesilování v aktivním prostředí . . . . .	88

7.2	Aktivní prostředí v optickém rezonátoru . . . . .	90
7.2.1	Práh generace . . . . .	90
7.2.2	Saturace zesílení . . . . .	92
7.2.3	Výstupní výkon . . . . .	94
7.2.4	Výstupní energie . . . . .	95
7.2.5	Spektrum laserového záření . . . . .	96
7.3	Kontinuální, impulsní a pulsní režim laseru . . . . .	99
<b>8</b>	<b>Klasifikace laserů</b>	<b>103</b>
<b>9</b>	<b>Pevnolátkové lasery</b>	<b>107</b>
9.1	Aktivní prostředí pevnolátkových laserů . . . . .	108
9.1.1	Matrice . . . . .	108
9.1.2	Aktivátor . . . . .	110
9.1.3	Výroba aktivních materiálů . . . . .	113
9.2	Laserový systém . . . . .	114
9.2.1	Hlavice laseru . . . . .	114
9.2.2	Zdrojová část laseru . . . . .	116
9.2.3	Chladicí část laseru . . . . .	118
9.3	Vybrané pevnolátkové lasery . . . . .	119
9.3.1	Rubínový laser . . . . .	119
9.3.2	Neodymový laser . . . . .	123
9.3.3	<i>Nd</i> :YAG laser . . . . .	125
9.3.4	<i>Nd</i> :YLF laser . . . . .	127
9.3.5	Alexandrit . . . . .	128
9.3.6	<i>Ho</i> /CTH:YAG . . . . .	131
9.3.7	<i>Er</i> :YAG . . . . .	134
<b>10</b>	<b>Kapalinové lasery</b>	<b>137</b>
10.1	Aktivní prostředí . . . . .	137
10.2	Buzení barvivových laserů . . . . .	139

10.2.1	Koherentní buzení barvivových laserů . . . . .	139
10.2.2	Nekoherentní buzení barvivových laserů . . . . .	141
10.3	Využití barvivových laserů . . . . .	142
<b>11</b>	<b>Plynové lasery</b>	<b>143</b>
11.1	Atomární lasery . . . . .	145
11.1.1	Helium-neonový laser . . . . .	145
11.1.2	Měděný laser . . . . .	147
11.1.3	Jodový laser . . . . .	149
11.2	Iontové lasery . . . . .	150
11.2.1	Argonový laser . . . . .	150
11.2.2	Helium-kadmiový laser . . . . .	151
11.3	Molekulární lasery . . . . .	152
11.3.1	Vodíkový laser . . . . .	153
11.3.2	Dusíkový laser . . . . .	154
11.3.3	Excimerové lasery . . . . .	154
11.3.4	$CO_2$ laser . . . . .	157
11.3.5	$CO$ laser . . . . .	162
11.4	Zvláštní metody buzení plynových laserů . . . . .	163
11.4.1	Příčně buzené lasery (TE lasery) . . . . .	163
11.4.2	Fotodisociační lasery . . . . .	164
11.4.3	Chemické lasery . . . . .	165
11.4.4	Plynově dynamické lasery . . . . .	168
11.4.5	Opticky buzené plynové lasery . . . . .	170
<b>12</b>	<b>Plazmatické lasery</b>	<b>173</b>
<b>13</b>	<b>Polovodičové lasery</b>	<b>175</b>
13.1	Spektrum energií atomů v krystalech . . . . .	175
13.2	Polovodiče . . . . .	176
13.2.1	Příměsové polovodiče typu P a N . . . . .	178

13.3	Lasero <span>u</span> v <span>á</span> <span>u</span> innost . . . . .	180
13.3.1	Polovodi <span>u</span> u <span>u</span> ov <span>ý</span> laser buzen <span>ý</span> svazkem elektron <span>u</span> . . . . .	183
13.3.2	Injek <span>u</span> u <span>u</span> u <span>u</span> u <span>u</span> polovodi <span>u</span> u <span>u</span> ov <span>é</span> lasery . . . . .	185
<b>14</b>	<b>Aplikace laser<span>u</span></b>	<b>187</b>
14.1	Lasery v medic <span>í</span> ne . . . . .	187
14.2	Lasero <span>u</span> v <span>é</span> technologie . . . . .	189
14.2.1	Lasero <span>u</span> v <span>é</span> sv <span>á</span> rov <span>á</span> n <span>í</span> . . . . .	191
14.2.2	Lasero <span>u</span> v <span>é</span> vrt <span>á</span> n <span>í</span> . . . . .	191
14.2.3	Lasero <span>u</span> v <span>é</span> řez <span>á</span> n <span>í</span> . . . . .	192
14.2.4	Dekorace skla laserem . . . . .	193
14.2.5	Lasero <span>u</span> v <span>é</span> zna <span>u</span> u <span>u</span> kov <span>á</span> n <span>í</span> . . . . .	193
14.2.6	Lasero <span>u</span> v <span>é</span> kalen <span>í</span> . . . . .	194
14.3	Laser v mikroelektronice . . . . .	194
14.3.1	Lasero <span>u</span> v <span>é</span> dolad <span>u</span> ov <span>á</span> n <span>í</span> . . . . .	195
14.3.2	Lasero <span>u</span> v <span>é</span> r <span>ý</span> hov <span>á</span> n <span>í</span> . . . . .	196
14.3.3	Lasero <span>u</span> v <span>é</span> ŝ <span>í</span> h <span>á</span> n <span>í</span> . . . . .	196
14.3.4	Lasero <span>u</span> v <span>á</span> litografie . . . . .	197
14.4	Laser v astronomii, geod <span>é</span> z <span>í</span> i a geofyzice . . . . .	197
14.4.1	Lasero <span>u</span> v <span>ý</span> radar v ekologii . . . . .	199
14.5	Laser ve v <span>ý</span> zkumu termo <span>u</span> jadern <span>é</span> synt <span>é</span> zy . . . . .	199
14.6	Laser ve v <span>ý</span> po <span>u</span> u <span>u</span> etn <span>í</span> technice. . . . .	201
14.7	Lasero <span>u</span> v <span>á</span> spektroskopie . . . . .	202
14.8	Lasero <span>u</span> v <span>á</span> separace izotop <span>u</span> . . . . .	204
<b>15</b>	<b>Bezpe<span>u</span>u<span>u</span>u<span>u</span>nost pr<span>á</span>ce s lasery</b>	<b>205</b>
15.1	Biologick <span>é</span> efekty lasero <span>u</span> v <span>é</span> ho z <span>á</span> řen <span>í</span> . . . . .	205
15.2	Zaji <span>u</span> u <span>u</span> u <span>u</span> u <span>u</span> st <span>é</span> n <span>í</span> bezpe <span>u</span> u <span>u</span> u <span>u</span> u <span>u</span> nosti p <span>ř</span> i pr <span>á</span> ci s lasery . . . . .	209

## Předmluva

Laser ... inter eximia naturae dona numeratam plurimis compositionibus inseritur.  
(Laser ... jeden z nejvýznamnějších darů přírody mající rozmanité použití.)

Plinius St.: Naturalis Historia XXII, 49 (1.stol.n.l.)

Ještě na počátku našeho letopočtu rostla na území dnešní Libye velmi vzácná a proslavená rostlina, kterou Římané nazývali laser nebo Laserpitium. Díky jejím zázračným vlastnostem ji považovali za božský dar. Používali ji k léčení řady nemocí, při uštknutí hadem nebo škorpiónem, při zranění otráveným šípem. Používali ji též jako koření v nejlepší kuchyni, neboť měla velmi výraznou chuť. S velkým úspěchem byla vyvážena do Řecka i Říma. Římané se ji pokoušeli pěstovat ve své zemi, ale bez úspěchu. Asi ve druhém století však tato rostlina prý zcela vymizela [1].

Naše doba pak slovo laser odvodila jako zkratku (první písmena anglického názvu) pro Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (zesilování světla pomocí stimulované emise záření) a používá je k označení novodobého zdroje optického záření založeného na principu stimulované emise. První laser (*rubínový*) byl sestaven Američanem T.H.Maimanem, který jej poprvé uvedl v činnost 15. května 1960. Dodatečně se ukázalo, že optické záření vysílané laserem se výrazně liší od záření vysílaného jinými zdroji (žárovkou, výbojkou, sluncem). Takže i o našem „novodobém“ laseru je možné prohlásit, že má svou zvláštní „výraznou chuť“. Během následujících třiceti let bylo objeveno a odzkoušeno také mnohé „rozmanité použití“.

Tato publikace má sloužit především jako učebnice ke stejnojmennému kurzu pro posluchače prvního ročníku Bakalářského studia v oboru Laserová technika a optoelektronika, tedy v kurzu základním, nepředpokládajícím u čtenáře znalost vyšší matematiky a vysokoškolské fyziky. Výklad je založen na fyzikální představě o optickém záření, jeho interakci s látkou a je zaměřen zejména na fyzikální podstatu činnosti laserů, a na popis některých technických prvků potřebných pro jeho realizaci. Jsou shrnuty základní parametry a konstrukční fakta o různých typech laserů. Závěrem jsou popsány některé

aplikace laserů v různých oborech lidské činnosti. Je uveden výtah z normy o bezpečnosti při práci s lasery. Publikace je vhodná i pro nespecialisty, zejm. pro nové uživatele laserů, kteří se chtějí samostatným studiem s laserovou technikou seznámit.

Autoři skript při přípravě textu těsně spolupracovali, nicméně zodpovědnost si rozdělili takto. M.Vrbová – kap.: 1 až 7 a 11 až 12, H.Jelínková – kap.: 8 až 10, 13 až 15; P.Gavrilov připravil texty příkladů ke všem kapitolám.

V tomto druhém vydání byly opraveny některé tiskové chyby, částečně byla přepracována kapitola 7 a opravena některá zadání příkladů. Několik příkladů bylo vypuštěno (číslování příkladů bylo zachováno).

# Kapitola 1

## Laserová technika

Laserová technika je vědní obor, který vysvětluje principy činnosti různých typů laserů, zabývá se konstrukčním řešením laserů, měřicími metodami pro diagnostiku laserového svazku a principy i technickými aspekty použití laserů v různých oblastech lidské činnosti [2].

Laserová technika bývá různými autory považována za součást vědních oborů *kvantová elektronika*, *optoelektronika* nebo *fotonika*. Uvádíme proto obecně přijímané definice těchto oborů [3]:

1. *Kvantová elektronika* je vědní obor zabývající se vzájemným působením (interakcí) elektromagnetického záření s vázanými elektrony (tj. elektrony, které jsou součástmi atomů, iontů, molekul apod.) a jeho praktickým využitím např. pro zesilování, generaci a detekci elektromagnetického záření [4]. Vnitřní energie vázaných soustav (atomů, iontů) jsou kvantovány a výměna energie mezi elektromagnetickým zářením a látkou se děje po kvantech, z čehož plyne označení *kvantová elektronika* (jako zvláštní oddíl elektroniky).

Pro srovnání uvedme, že klasická *elektronika* se zabývá interakcí elektromagnetického záření s elektrony (zprav. volnými nebo vodivostními), jímž odpovídá spojité spektrum energií a kvantové efekty se při výměně energie neprojevují.

Předmětem zájmu kvantové elektroniky je jednak pochopení principů

působení elektromagnetického pole na kvantové soustavy, jednak praktické využití této interakce v různých metodických postupech a při konstrukci zařízení. Prvním přístrojem, založeným na principech kvantové elektroniky, byl molekulární (čpavkový) generátor (kvantový generátor) mikrovlnného záření (maser — zkratka pro Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) realizovaný v r.1955. Laser byl až dalším v řadě kvantových generátorů. Princip jeho činnosti je stejný jako u maseru. Vnitřní energie molekul se v kvantovém generátoru přeměňuje na energii elektromagnetického záření. Laser se od maseru liší frekvencí vysílaného záření, která spadá do oblasti optického pásma. Laser byl proto v době svého objevení nazýván optickým maserem nebo *optickým kvantovým generátorem*.

2. *Optoelektronika* je obor zabývající se generováním, přenosem a detekcí optického záření a jeho využitím, zejm. pro přenos a zpracování signálů. Do optoelektroniky se zahrnuje zpravidla teoretický popis i konstrukční řešení a technologie výroby luminiscenčních diod, polovodičových laserů, optických detektorů a optických vláken a to včetně elektronických obvodů pro jejich napájení, ovládání a zpracování signálů. Za součást optoelektroniky bývá dále považována planární vlnovodná optika a integrovaná optika. K hlavním oblastem využití optoelektroniky patří, kromě sdělování a optického zpracování signálů, také oblast optických senzorů.
3. *Fotonika* je vědní obor, zabývající se vlastnostmi a metodami využití optického záření, zejm. metodami generace, detekce, a také přeměnami optického záření na jiné formy energie. Kvantový charakter interakce optického záření s látkou vede k představě, že svazek optického záření je vlastně tokem fotonů. Slovo fotonika bylo přijato jako paralela k označení oboru elektronika (definovaného jako obor zabývající se metodami řízení toku elektronů v různých prostředích a strukturách), neboť fotony v optických zařízeních přebírají úlohu elektronů v elektronických zařízeních.



Teoretickým základem laserové techniky je popis elektromagnetického záření (*teorie elektromagnetického pole*) [5][6], kvantový popis látky složené z mnoha atomů, iontů, molekul apod. (tj. *kvantová mechanika, kvantová statistika*) a popis vzájemného působení (interakce) elektromagnetického záření a látky (kvantová elektrodynamika) [7]. Všechny zmíněné disciplíny jsou teoreticky poměrně náročné. V následujících třech kapitolách těchto skript shrneme jisté minimální množství poznatků z daných oborů, potřebných pro vysvětlení principů činnosti laserů a principů aplikací laserů v takovém pojetí, aby byly srozumitelné čtenáři se středoškolským vzděláním.

### Historický přehled vývoje laseru

Historie laseru začíná v roce 1917, kdy Albert Einstein ukázal, že kromě jevů jako jsou spontánní emise a absorpce, musí existovat ještě další jev a to stimulovaná emise. Ruský fyzik V.A.Fabrikant pak v roce 1939 poukázal na možnost použití stimulované emise k zesílení elektromagnetického záření procházejícího prostředím. Přišel na podmínku vytvoření inverze populace energetických hladin mikrosystémů. Později (v r.1951), spolu s M.M.Vudynským a F.A.Butajevovou přihlásili patent na metodu zesilování elektromagnetického záření (ultrafialového, viditelného, infračerveného a pásma radiových vln) tím způsobem, že záření prochází prostředím, ve kterém je vytvořen nerovnovážený stav. Stav takového charakteru, že je preferováno obsazení horních energetických stavů atomů, popř. jiných kvantových soustav. Stimulovaná emise byla poprvé využita pro zesilování záření v mikrovlnné oblasti. V roce 1952 moskevští fyzikové N.G.Basov a A.M.Prochorov na konferenci o Radiospektroskopii referovali o molekulárním svazkovém generátoru – MASERu pracujícím se svazkem molekulárního čpavku.

Prakticky současně byla vyjádřena myšlenka použití stimulované emise k zesílení a generaci milimetrových vln americkým fyzikem C.H.Townesem. V roce 1954 byl sestaven první takový molekulární generátor. Realizace maseru (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) dala vznik novému vědnímu oboru – kvantové elektronice. Basov, Prochorov a Townes dostali společně za vynález maseru Nobelovu cenu v r. 1964.

Mezi realizací prvního maseru a prvního laseru uplynulo šest let. V uvedeném období se intenzivně hledaly:

1. rezonátor pro vlnové délky z optické oblasti spektra, (neboť dutinový rezonátor pro cm a mm vlnové délky měl cm a mm rozměry a pro vlnové délky v okolí  $\mu\text{m}$  by měl mít rezonátor mikronové rozměry, což je ztěžující skutečností)

2. metody realizující inverzní populaci hladin na kvantových přechodech v optické optické oblasti.

V roce 1955 N.G.Basov a A.M.Prochorov navrhli optické buzení a prostředek pro dosažení inverze populace. V roce 1957 pak N.G.Basov uvažoval o využití polovodičových materiálů pro kvantové oscilátory a realizoval optický rezonátor leštěnými planparalelními stěnami na polovodičovém čipu. V témže roce Fabrikant a Butajeva pozorovali zesílení optického záření v experimentu s elektrickým výbojem procházejícím směsí par rtuti, vodíku a helia. V roce 1958 A.M.Prochorov, A.Schawlow a C.Townes vyslovili nezávisle na sobě ideu, že jev stimulované emise, užitý v maseru, může být použit i v infračervené a optické oblasti spektra. R.H.Dicke (Princeton University) navrhl použití otevřeného rezonátoru pro realizaci kladné zpětné vazby v optické oblasti.

V roce 1960 Theodore Maiman publikoval článek o generaci záření ve viditelné oblasti spektra v rubínové tyči. Byl vynalezen rubínový laser. V témže roce (1960) A.Javan, W.R.Bennett a D.R. Herriott demonstrovali laserovou akci ve směsi plynů helia a neonu buzených elektrickým výbojem. Od roku 1961 začal bouřlivý vývoj různých typů laserů zároveň s vývojem laserové technologií. První polovodičový laser byl sestaven v r.1962. Dnes jsou známy tisíce laserových aktivních prostředí.

## Kapitola 2

# Světlo jako elektromagnetické záření

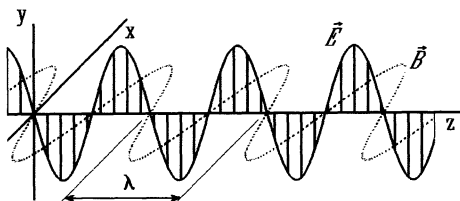
Elektromagnetické záření je jednou z forem přenosu energie prostorem. Energie od Slunce, energie v pečící mikrovlnné troubě, rentgenové záření při lékařském vyšetření nebo vyzařované teplo krbu, to všechno jsou příklady přenosu energie *elektromagnetickým zářením*. I když se tyto formy zářivé energie zdají být rozdílné, vykazují všechny stejnou vlnovou podstatu a přenos energie ve vakuu se děje stejnou rychlostí – rychlostí světla.

Elektromagnetické záření je možné si představit jako jisté zvláštní prostorčasové rozložení elektrického a magnetického pole. Ve volném prostoru (obecněji v každém lineárním prostředí) může být elektromagn. záření považováno za *superpozici* (složení) mnoha elektromagnetických vln. Nejjednodušším příkladem elektromagnetické vlny je tzv. rovinná vlna.

### 2.1 Rovinná elektromagnetická vlna

Elektromagnetická vlna představuje navzájem svázané periodické kmity elektrického a magnetického pole [8][5]. Šíření energie prostorem probíhá jako postupné přelévání energie od magnetického k elektrickému poli a naopak. Ve volném prostoru se šíří tzv. rychlostí světla  $c = 299\,792\,458\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , která je jednou z univerzálních fyzikálních konstant.

Ze všech elektromagnetických vln je pak nejjednodušším modelem *li-*



Obr. 2.1: Rovinná vlna

neárně polarizovaná rovinná elektromagnetická vlna, která je zobrazena na obr. 2.1. Tuto vlnu popisuje prostorochasové rozložení vektoru intenzity elektrického pole  $\vec{E}$  a vektoru magnetické indukce  $\vec{B}$  ve tvaru:

$$\vec{E} = \vec{i}_y E_0 \cos(\omega t - kz + \Phi), \quad (2.1)$$

$$\vec{B} = \vec{i}_x B_0 \cos(\omega t - kz + \Phi), \quad (2.2)$$

kde  $E_0$ , resp.  $B_0$  jsou amplitudy elektrického pole, resp. magnetické indukce vlny, přičemž platí  $B_0 = E_0/c$ ,  $\omega$  je kruhová frekvence vlny a  $k$  je vlnové číslo. Vlnové číslo je ve volném prostoru dáno kruhovou frekvencí vlny, platí  $k = \omega/c$ .  $\Phi$  je tzv. fázová konstanta.

Kartézská souřadná soustava je zvolena tak, že se elektromagnetická vlna šíří ve směru osy  $z$ , vektor intenzity elektrického pole  $E$  má směr osy  $y$  daný jednotkovým vektorem  $\vec{i}_y$ , zatímco vektor magnetické indukce  $B$  je k němu vždy kolmý, má směr osy  $x$  definovaný jednotkovým vektorem  $\vec{i}_x$ .

V každém pevně zvoleném bodě  $z = z_0$  je intenzita elektrického pole harmonickou funkcí času  $t$ :

$$\vec{E} = \vec{i}_y E_0 \cos(\omega t + \Phi_0), \quad (2.3)$$

kde  $\Phi_0 = \Phi - kz_0$ .

Vzhledem k tomu, že perioda funkce cosinus je  $2\pi$ , jsou kruhová frekvence  $\omega$  a perioda času  $T$  vzájemně svázány vztahem  $\omega T = 2\pi$ . Někdy periodické kmity charakterizujeme frekvencí  $f = 1/T = \omega/2\pi$ , tj. počtem kmitů za

sekundu (Hz). Má-li elektromagnetická vlna být modelem světla, musíme uvažovat o kmitech s frekvencí  $f \doteq 10^{15}$  Hz.

V každém pevně zvoleném čase  $t = t_0$  je intenzita el. pole harmonickou funkcí prostorové souřadnice  $z$ :

$$\vec{E} = \vec{i}_y E_0 \cos(kz + \Phi_0), \quad (2.4)$$

kde  $\Phi_0 = -\Phi - \omega t_0$ . Prostorovou periodu této funkce  $\lambda = 2\pi/k$  nazýváme *vlnovou délkou*. Vlnová délka  $\lambda$  ve volném prostoru pak souvisí s kruhovou frekvencí  $\omega$ , resp. frekvencí  $f$  podle následujícího vztahu:

$$\lambda = 2\pi c/\omega = c/f. \quad (2.5)$$

Někdy namísto vlnové délky charakterizujeme vlnu tzv. *vlnočtem*  $\nu$ :

$$\nu = 1/\lambda = f/c. \quad (2.6)$$

Charakteristický vlnočet pro světelnou vlnu je přibližně  $2.10^6 \text{ m}^{-1}$ . Fáze vlny (argument kosinu ve vzorci 2.1) se nemění, pokud mezi prostorovou a časovou souřadnicí platí vztah  $\omega t - kz = \text{konst.}$  Tento vztah definuje v prostoru *vlnoplochu*, tj. geometrické místo stejné fáze. V daném případě je to rovina, a proto popisovaná vlna bývá označována jako *rovinná*. Jestliže současná změna času a souřadnice  $\Delta t$  a  $\Delta z$  vyhovuje vztahu  $\omega \Delta t - k \Delta z = 0$ , bod pozorování je svázán s vlnoplochu. Vlnoplocha se pohybuje (tzv. *fázovou rychlostí*  $v = \Delta z/\Delta t = \omega/k$ ). Pro volný prostor  $v = c$ , tj. fázová rychlost šíření je rovna rychlosti světla  $c$ .

Jestliže směr šíření nesouhlasí se směrem osy  $z$ , potom lze rovinnou lineárně polarizovanou vlnu zapsat ve tvaru:

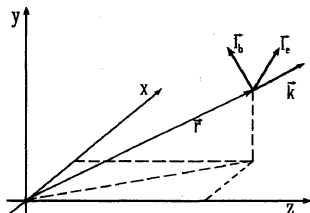
$$\vec{E} = \vec{i}_e E_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \Phi), \quad (2.7)$$

$$\vec{B} = \vec{i}_b B_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \Phi), \quad (2.8)$$

kde  $\vec{r}(x, y, z)$  je polohovým vektorem bodu, ve kterém pole popisujeme,  $\vec{k}$  je vlnový vektor, jehož absolutní hodnota je rovna vlnovému číslu  $k$ ,  $\vec{k} \cdot \vec{r}$  je skalární součin. Vektory  $\vec{i}_e, \vec{i}_b, \vec{k}$  jsou vektory navzájem ortogonální (svírají

každý s každým pravý úhel). Vektor  $\vec{i}_e$  se nazývá vektorem polarizace. I v tomto případě je plocha konstantní fáze (vlnoplocha) rovina (kolmá k vektoru  $\vec{k}$ ). Rovinná vlna se šíří ve směru  $\vec{k}$ .

## 2.2 Kulová elektromagnetická vlna



Obr. 2.2: Kulová vlna

Kulová vlna je takové prostoročasové uspořádání elektromagnetického vlnění, že plocha konstantní fáze (vlnoplocha) má tvar koule. Ve zvláštním případě může být elektrické pole harmonické kulové elektromagnetické vlny, rozbíhající se od počátku souřadnic popsáno takto:

$$\vec{E} = \vec{i}_e \frac{E_0}{r} \cos(\omega t - kr + \Phi), \quad (2.9)$$

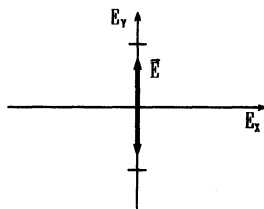
$$\vec{B} = \vec{i}_b \frac{B_0}{r} \cos(\omega t - kr + \Phi), \quad (2.10)$$

kde  $r$  je absolutní hodnota polohového vektoru  $\vec{r}(x, y, z)$  bodu, ve kterém pole popisujeme,  $k$  je (vlnové číslo) absolutní hodnota vlnového vektoru  $\vec{k}$ . Vektory  $\vec{i}_e, \vec{i}_b, \vec{k}$  jsou závislé na polohové souřadnici. Vždy jsou navzájem ortogonální viz obr. 2.2. Vlnové číslo nezávisí na souřadnicích. Směr vektoru  $\vec{k}$  je dán polohovým vektorem uvažovaného místa  $\vec{r}$ . Amplituda intenzity elektrického resp. magnetického pole ubývá s rostoucí vzdáleností od počátku souřadnic, (který je středem — singulárním bodem), v němž vlna není definována.

## 2.3 Polarizace elektromagnetické vlny

Elektromagnetické vlny ve volném prostoru jsou obecně vlnami *transverzálními*, tj. vektor intenzity elektrického pole  $\vec{E}$  je vždy kolmý ke směru šíření popsaném vlnovým vektorem  $\vec{k}$ . Množina všech kolmých vektorů ke  $\vec{k}$  vyplňuje celou rovinu.

*Polarizace* elektromagnetické vlny je dána změnami směru intenzity elektrického pole elektromagnetické vlny ve zvoleném místě prostoru, nebo přesněji geometrickým místem bodů, jimiž prochází koncový bod intenzity elektrického pole v rovině kolmé ke směru šíření (směr vektoru  $\vec{k}$ ).



Obr. 2.3: Lineární polarizace rovinné elektromagnetické vlny

Vlna popsaná vztahem (2.1) má polarizaci lineární, neboť směr vektoru intenzity elektrického pole  $\vec{i}_y$  se nemění, koncový bod vektoru se pohybuje po přímce (přesněji úsečce) viz obr. 2.3.

Vlna, jejíž intenzita elektrického pole je popsána matematickým výrazem

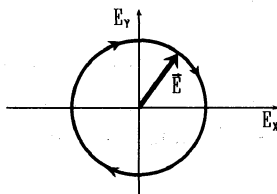
$$\vec{E} = \vec{i}_x E_0 \cos(\omega t - kz + \Phi) + \vec{i}_y E_0 \sin(\omega t - kz + \Phi), \quad (2.11)$$

je vlnou kruhově polarizovanou, neboť koncový bod intenzity elektrického pole v rovině  $z = \text{konst.}$  opisuje kruhovou dráhu (viz obr. 2.4).

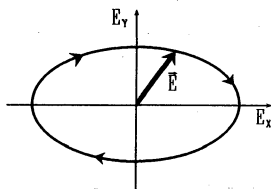
Vlna s intenzitou elektrického pole ve tvaru:

$$\vec{E} = \vec{i}_x E_{0x} \cos(\omega t - kz + \Phi) + \vec{i}_y E_{0y} \sin(\omega t - kz + \Phi), \quad (2.12)$$

je vlnou elipticky polarizovanou (viz obr. 2.5).



Obr. 2.4: Kruhová polarizace rovinné elektromagnetické vlny



Obr. 2.5: Eliptická polarizace rovinné elektromagnetické vlny

Přirozené světlo (od Slunce, rozžhavených těles apod.) bývá nepolarizované. Orientace vektoru intenzity je náhodná, v čase se mění nedeterministickým způsobem, má náhodný směr i velikost [9].

## 2.4 Objemová hustota energie

Energie  $u$  elektromagnetického pole v jednotce objemu v okolí jistého bodu je dána velikostmi skalárních součinů elektrické intenzity  $\vec{E}$  a elektrické indukce  $\vec{D}$  a magnetické intenzity  $\vec{H}$  a magnetické indukce  $\vec{B}$ :

$$u = \frac{(\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{B} \cdot \vec{H})}{2}. \quad (2.13)$$

Ve volném prostoru platí

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad (2.14)$$



$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu}, \quad (2.15)$$

kde  $\epsilon = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ ,  $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ VsA}^{-1}\text{m}^{-1}$  jsou *permitivita* a *permeabilita vakua* pro které současně platí  $(\epsilon\mu)^{-1} = c^2$ . Dosadíme-li za těchto předpokladů do vzorce (2.13) elektrickou intenzitu  $\vec{E}$  a magnetickou indukci  $\vec{B}$  pro rovinnou vlnu (2.1) dostáváme:

$$u = \epsilon E_0^2 \cos^2(\omega t - kz + \Phi). \quad (2.16)$$

Uvážíme-li, že obecně platí  $\cos^2 \alpha = (1/2)(1 + \cos(2\alpha))$ , bude

$$u = \frac{\epsilon E_0^2}{2} (1 + \cos(2(\omega t - kz + \Phi))). \quad (2.17)$$

Objemová hustota energie má dvě části, jednu na čase nezávislou a druhou harmonicky proměnnou s dvojnásobnou frekvencí, než je frekvence časové změny elektrického pole. Uvažujeme-li o střední energii  $\bar{u}$  za čas, který je podstatně větší než je perioda optického kmitu ( $\simeq 10^{-15} \text{ s}$ ), je možné příspěvek od druhého členu zanedbat.

*Střední hodnota objemové energie* rovinné elektromagnetické vlny s amplitudou intenzity elektrického pole  $E_0$  je dána vztahem:

$$\bar{u} = \frac{1}{2} \epsilon E_0^2. \quad (2.18)$$

Jestliže je intenzita elektrického pole vlny  $1 \text{ Vm}^{-1}$ , je v každém kubickém metru soustředěna energie  $4,425 \cdot 10^{-12} \text{ J}$  (bez ohledu na její frekvenci).

## 2.5 Plošná hustota výkonu elektromagnetické vlny

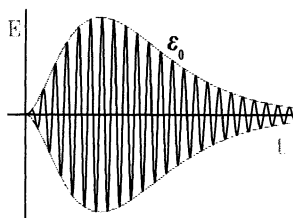
Rovinná elektromagnetická vlna představuje rovnoměrné rozdělení energie v prostoru. Energie se šíří prostorem rychlostí elektromagnetické vlny  $c$  ve směru vlnového vektoru. Energie procházející jednotkou plochy (kolmé ke směru šíření) za jednotku času (*plošná hustota výkonu*) je:

$$I = c\bar{u} = \frac{1}{2} c\epsilon E_0^2. \quad (2.19)$$

Fyzikální jednotkou této veličiny je  $\text{Wm}^{-2}$  a častěji než plošnou hustotou výkonu bývá tato veličina nazývána *intenzitou* elektromagnetické vlny nebo intenzitou elektromagnetického záření.

## 2.6 Impuls optického záření

Až doposud jsme uvažovali o optickém záření jako o vlnění trvajícím nekonečně dlouhou dobu. V moderní optice, a zejm. v souvislosti s impulsními lasery, se setkáváme se zářením, jehož přítomnost trvá jen po jistou dobu, tj. hustota výkonu je v daném bodě prostoru nenulová jenom v jistém časovém intervalu, viz obr. 2.6.



Obr. 2.6: Impuls optického záření

Tento časový interval se nazývá *dobou trvání impulsu* nebo (nepřesně) *délkou impulsu*. Laserová technika umožňuje generovat impulsy optického záření trvající milisekundy, mikrosekundy, nanosekundy, pikosekundy až desítky femtosekund. Pikosekundové až femtosekundové impulsy bývají označovány jako *velmi krátké*.

Impuls optického záření v jistém bodě prostoru může být popsán intenzitou elektrického pole:

$$\vec{E} = \vec{i}_y \mathcal{E}_0(t) \cos(\omega t + \Phi(t)), \quad (2.20)$$

kde  $\mathcal{E}_0(t)$  a  $\Phi(t)$  jsou *pomalou proměnná amplituda* a *pomalou proměnná*

fáze (v měřítku určeném periodou kmitu). V případě izolovaného impulsu má amplituda  $\mathcal{E}_0(t)$  zprav. jen jediné maximum.

Závislost příslušné intenzity záření (plošné hustoty výkonu)  $I$  na čase je úměrná druhé mocnině amplitudy, tj.:

$$I = \frac{1}{2} \epsilon c \mathcal{E}_0(t)^2, \quad (2.21)$$

a s ohledem na přijatý předpoklad představuje také veličinu, která se mění jen velmi málo během jedné periody kmitu optické vlny.

Detailnější analýza ukazuje, že každý impuls s pomalu proměnnou obálkou a fází může být popsán jako výsledek skládání mnoha vln, jejichž frekvence se navzájem jen málo liší. Takový signál, jak bude ukázáno později, nazýváme *kvazimonochromatickým*.

## 2.7 Princip superpozice elektromagnetických vln

Jestliže se ve volném prostoru vyskytují dvě elektromagnetické vlny současně a jejich intenzity elektrického pole (resp. magnetické indukce) jsou popsány prostoročasovými vektorovými funkcemi  $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$  a  $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$  (resp.  $\vec{B}_1(\vec{r}, t)$  a  $\vec{B}_2(\vec{r}, t)$ ), potom výsledné elektromagnetické pole je popsáno vektorem intenzity elektrického pole  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  (resp. magnetické indukce  $\vec{B}(\vec{r}, t)$ ):

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t), \quad (2.22)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_1(\vec{r}, t) + \vec{B}_2(\vec{r}, t). \quad (2.23)$$

Je velmi důležité si uvědomit, že princip superpozice (skládání, sčítání), jak byl uveden, *neplatí pro intenzity záření* (pro plošné hustoty zářivého toku). Máme-li např. dvě elektromagnetické vlny stejné frekvence šířící se ve stejném směru, každou o intenzitě  $I$ , neplatí obecně, že by výsledné pole mělo intenzitu  $2I$ . Výsledná intenzita záření musí být odvozena na základě zjištění výsledné intenzity elektrického a magnetického pole, pro které zákon superpozice platí.

## 2.8 Pole dvou elektromagnetických vln

Nyní popíšeme několik zvláštních případů elektromagnetického pole vytvořeného superpozicí dvou elektromagnetických vln. Vyjádříme výsledné elektrické pole a výsledné prostoročasové rozložení intenzity (plošné hustoty výkonu, resp. energie) záření.

### 2.8.1 Vlny různých frekvencí, stejné polarizace, šířící se ve stejném směru

Dvě elektromagnetické vlny různých frekvencí a stejných amplitud, šířící se ve směru osy  $z$ , lineárně polarizované ve směru osy  $y$ , jsou popsány vektory intenzity elektrického pole  $\vec{E}_1$  a  $\vec{E}_2$ :

$$\vec{E}_1 = \vec{i}_y E_0 \cos(\omega_1 t - k_1 z + \Phi_1), \quad (2.24)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{i}_y E_0 \cos(\omega_2 t - k_2 z + \Phi_2), \quad (2.25)$$

kde  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  jsou kruhové frekvence,  $k_1$ ,  $k_2$  příslušná vlnová čísla a  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  fázové faktory uvažovaných elektromagnetických vln.

Výsledné elektrické pole je  $\vec{E}$  je dáno součtem

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \quad (2.26)$$

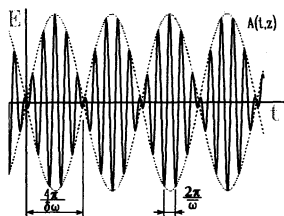
$$\vec{E} = \vec{i}_y E_0 [\cos(\omega_1 t - k_1 z + \Phi_1) + \cos(\omega_2 t - k_2 z + \Phi_2)], \quad (2.27)$$

$$\vec{E} = \vec{i}_y 2E_0 \cos\left(\frac{\delta\omega}{2}t - \frac{\delta k z}{2} + \frac{\delta\Phi}{2}\right) \cos(\bar{\omega}t - \bar{k}z + \bar{\Phi}), \quad (2.28)$$

kde  $\delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ ,  $\delta k = k_1 - k_2$ ,  $\delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$  označují rozdíly kruhových frekvencí, vlnových čísel a fázových faktorů uvažovaných vln, zatímco  $\bar{\omega} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ ,  $\bar{k} = \frac{k_1 + k_2}{2}$  a  $\bar{\Phi} = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2}$  označují střední hodnoty kruhové frekvence, vlnového čísla a fázových faktorů. Pokud jsou si frekvence vln velmi blízké, tj.  $\delta\omega \ll \bar{\omega}$ , potom z rovnice (2.28) vyplývá, že signál může být popsán jako nosná vlna s kruhovou frekvencí  $\bar{\omega}$  a vlnovým číslem  $\bar{k}$  s pomalu proměnnou amplitudou  $A$  v prostoru i v čase, viz obr.2.7

$$A(t, z) = 2E_0 \cos\left(\frac{\delta\omega}{2}t - \frac{\delta k z}{2} + \frac{\delta\Phi}{2}\right). \quad (2.29)$$

Prostorová i časová perioda  $2\pi/\delta k$  i  $2\pi/\delta\omega$  obálky jsou podstatně větší než vlnová délka i perioda kmitu  $2\pi/\bar{k}$  i  $2\pi/\bar{\omega}$ . Amplituda  $A(t, z)$  se prostorem šíří rychlostí  $c_g = \delta\omega/\delta k$ , kterou někdy nazýváme *grupovou rychlostí*. Intenzita



Obr. 2.7: Výsledné elektrické pole dvou vln

záření (plošná hustota výkonu)  $I(t, z)$  je úměrná druhé mocnině pomalu proměnné amplitudy  $A(t, z)$ , viz (2.19):

$$I(t, z) = \frac{1}{2}c\epsilon A^2(t, z), \quad (2.30)$$

$$= \frac{1}{2}c\epsilon 4E_0^2 \cos^2\left(\frac{\delta\omega}{2}t - \frac{\delta k z}{2} + \frac{\delta\Phi}{2}\right), \quad (2.31)$$

$$= c\epsilon E_0^2(1 + \cos(\delta\omega t - \delta k z + \delta\Phi)), \quad (2.32)$$

je tedy periodickou funkcí prostoru i času s periodami danými rozdílem kruhových frekvencí a rozdílem vlnových čísel. Měříme-li intenzitu  $I$  v jistém bodě prostoru  $z$  (měření tzv. kvadratickým detektorem), nazýváme tuto periodickou změnu intenzity *zázněmi*. V souvislosti s prostorovou změnou mluvíme o *interferenci*, resp. o interferenčních obrazcích.

## 2.8.2 Vlny stejných frekvencí, stejné polarizace, šířící se v různých směrech

Uvažujeme-li o dvou elektromagnetických vlnách se stejnými frekvencemi  $\omega$  a stejnými amplitudami intenzity elektrického pole  $E_0$ , šířícími se v různých směrech daných vektory  $\vec{k}_1$ , a  $\vec{k}_2$  a orientujeme soustavu souřadnic tak, že

vlnové vektory mají nenulové jen dvě ze tří vektorových složek  $\vec{k}_1 = (k_x, 0, k_z)$  a  $\vec{k}_2 = (-k_x, 0, k_z)$  (viz obr. 2.8) a předpokládáme-li lineární polarizaci ve směru osy  $y$ , mohou být vlny matematicky popsány takto:

$$\vec{E}_1 = \vec{i}_y E_0 \cos(\omega t - k_z z - k_x x + \Phi_1), \quad (2.33)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{i}_y E_0 \cos(\omega t - k_z z + k_x x + \Phi_2). \quad (2.34)$$

Výsledné elektrické pole je  $\vec{E}$  vyjádřeno jako součet vektorů je

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \quad (2.35)$$

$$= \vec{i}_y 2E_0 \cos\left(k_x x + \frac{\delta\Phi}{2}\right) \cos(\omega t - k_z z + \bar{\Phi}). \quad (2.36)$$

Z rovnice (2.36) vyplývá, že signál může být též představen jako nosná vlna s kruhovou frekvencí  $\omega$  a s pomalu proměnnou amplitudou

$$A(x) = 2E_0 \cos\left(k_x x + \frac{\delta\Phi}{2}\right), \quad (2.37)$$

která je funkcí jen prostorové souřadnice  $x$ . Rozložení intenzity záření, úměrné druhé mocnině této amplitudy je:

$$I(x) = \frac{1}{2} c \epsilon A^2(x) \quad (2.38)$$

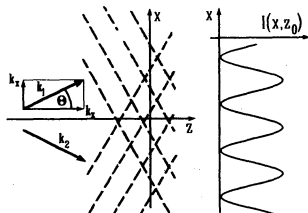
$$= \frac{1}{2} c \epsilon 4E_0^2 \cos^2\left(k_x x + \frac{\delta\Phi}{2}\right) \quad (2.39)$$

$$= c \epsilon E_0^2 (1 + \cos(2k_x x + \delta\Phi)) \quad (2.40)$$

Uvedené rozložení intenzity záření  $I(x)$  popisuje vlastně *interferenční proužky* pozorovatelné v rovině  $x, y$  (např. na fotografickém záznamu). Perioda proužků bude tím větší, čím menší bude vzájemný úhel, který vlnové vektory svírají viz obr. 2.8.

### 2.8.3 Superpozice vln před zrcadlem

Předpokládáme ideální rovinné zrcadlo umístěné kolmo k ose  $z$ . Současně předpokládáme, že na zrcadlo dopadá rovinná elektromagnetická vlna, šířící



Obr. 2.8: Interference v poli dvou vln

se ve směru osy  $z$ , která je lineárně polarizovaná ve směru osy  $y$ . Takovou vlnu lze popsat vektorem intenzity elektrického pole

$$\vec{E}_1 = \vec{i}_y E_0 \cos(\omega t - kz + \Phi_1). \quad (2.41)$$

Vlna odražená od ideálního zrcadla bude mít stejnou amplitudu a bude se šířit v opačném směru, takže může být vyjádřena ve tvaru:

$$\vec{E}_2 = \vec{i}_y E_0 \cos(\omega t + kz + \Phi_2). \quad (2.42)$$

Výsledné pole pak je dáno součtem

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2, \quad (2.43)$$

$$= \vec{i}_y E_0 [\cos(\omega t - kz + \Phi_1) + \cos(\omega t + kz + \Phi_2)], \quad (2.44)$$

$$= \vec{i}_y 2E_0 \cos\left(kz + \frac{\delta\Phi}{2}\right) \cos(\omega t + \bar{\Phi}). \quad (2.45)$$

Z posledního výrazu je pak zřejmé, že se výsledná vlna mění periodicky v prostoru i čase, avšak v prostoru se nepohybuje. Takovou vlnu nazýváme *stojatou* elektromagnetickou vlnou. Výkon záření, který postupuje směrem k zrcadlu, je stejný jako výkon záření postupující směrem od zrcadla. Objemová hustota energie záření dvou vln středovaná v časovém intervalu podstatně delším, než je doba trvání kmitu optické vlny, je periodickou proměnnou v závislosti na vzdálenosti od zrcadla (viz obr. 2.9)

$$\bar{u}(z) = \frac{1}{2} \epsilon 4 E_0^2 \cos^2 \left( kz + \frac{\delta\Phi}{2} \right) \quad (2.46)$$

$$= \epsilon E_0^2 (1 + \cos(2kz + \delta\Phi)) \quad (2.47)$$

t.j. prostorová periodická funkce s periodou  $\pi/k$  tj. periodou rovnou polovině vlnové délky záření  $\lambda/2$ .

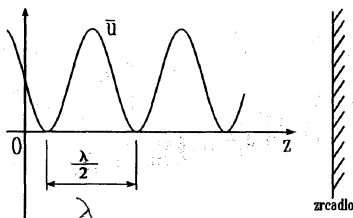
## 2.9 Fabryův-Perotův rezonátor

Fabryův-Perotův rezonátor je jednoduché optické zařízení. Tvoří jej dvě rovinné částečně odrážející planoparalelní plochy (obr. 2.10). Zrcadlicí plochy jsou na obrázku označeny  $Z_1$  a  $Z_2$  jejich odrazivost (schopnost odrážet) je charakterizována tzv. amplitudovými činiteli  $r_1$  a  $r_2$ . Jsou to veličiny reálné, kladné, nejvýše rovné jedné. Jsou definovány jako poměry amplitud elektrického pole vlny odražené k dopadající.

### 2.9.1 Superpozice vln ve Fabryově-Perotově rezonátoru

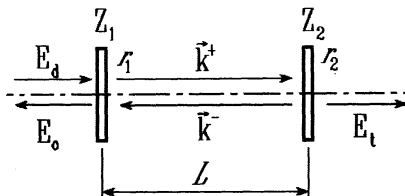
Uvažujme nejprve o vlně, která se šíří mezi zrcadly zleva doprava:

$$\vec{E}_0^+ = \vec{i}_y E_0 \cos(\omega t - kz + \Phi_+). \quad (2.48)$$



Obr. 2.9: Objemová hustota energie záření před zrcadlem





Obr. 2.10: Fabryův-Perotův rezonátor

Po odrazu od plochy  $Z_2$  se směr, amplituda i fáze vlny změní tak, že odraženou vlnu je možné popsat takto:

$$\vec{E}_0^- = \vec{i}_y r_2 E_0 \cos(\omega t + kz + \Phi_-). \quad (2.49)$$

Tato vlna postupuje rezonátorem zprava doleva a po odrazu od zrcadla  $Z_1$  má sníženou amplitudu a pohybuje se ve stejném směru jako vlna  $\vec{E}_0^+$ . Je možné ji zapsat ve tvaru:

$$\vec{E}_1^+ = \vec{i}_y r_1 r_2 E_0 \cos(\omega(t - \tau) - kz + \Phi_+ + \Delta_{12}), \quad (2.50)$$

kde  $\tau = 2L/c$  je časové zpoždění dané dobou oběhu světla mezi zrcadla (vzdálenými od sebe o délku  $L$ ) tam a zpět ( $c$  je rychlost světla),  $\Delta_{12}$  je přídavná fázová změna, ke které může dojít při odrazu od zrcadel. Postupují-li současně vlny původní a odražená, bude výsledné elektrické pole (princip superpozice) popsáno součtem:

$$\vec{E}_0^+ + \vec{E}_1^+ = \vec{i}_y E_0 [\cos(\psi) + R \cos(\psi + \delta)], \quad (2.51)$$

kde  $\psi = \omega t - kz + \Phi_+$  a  $\delta = \omega\tau + \Delta_{12}$ ,  $R = r_1 r_2$ . Při uplatnění trigonometrických vzorců pro součty harmonických funkcí a harmonických funkcí součtů je možné poslední rovnici přepsat do tvaru:

$$\vec{E}_0^+ + \vec{E}_1^+ = \vec{i}_y E_0 \sqrt{1 + R^2 + 2R \cos(\delta)} \cos(\psi + \beta), \quad (2.52)$$

kde

$$\beta = \arccos\left(\frac{1 + R \cos(\delta)}{\sqrt{1 + R^2 + 2R \cos(\delta)}}\right). \quad (2.53)$$

## Amplituda výsledné vlny

$$A = E_0 \sqrt{1 + R^2 + 2R \cos(\delta)} \quad (2.54)$$

závisí na délce rezonátoru, bude největší pokud  $\cos(\delta)$  bude největší, tj. pokud  $\delta = 2n\pi$ , kde  $n$  je libovolné celé číslo.

Tato poslední podmínka odpovídá situaci, že vlna po dvojnásobném odrazu od zrcadel má stejnou fázi jako vlna původní. Okamžité amplitudy se sčítají. Uvážíme-li, že přídavný fázový faktor  $\Delta_{12}$  leží v intervalu  $(0, 2\pi)$ , potom pro optické kmitočty a alespoň milimetrové vzdálenosti  $L$  zrcadel může být přídavný fázový faktor zanedbán vzhledem k  $2L\omega/c$ . Podmínku sčítání amplitud je možné vyjádřit jako podmínku na vzdálenost zrcadel. Zrcadla musí být od sebe vzdálená o celistvý počet půlvln uvažovaného záření, tj.:  $L = n\lambda/2$ . Nebo naopak pro každou frekvenci  $f_n$ , pro kterou je splněna podmínka  $f_n = nc/2L$ , se vlny sčítají (nastává rezonance),  $f_n$  jsou tzv. *rezonanční* frekvence Fabryova-Perotova rezonátoru. Při těchto frekvencích má elektrické pole uvnitř rezonátoru maximální hodnotu.

Vlna prochází uvnitř rezonátoru mnohokrát, při každém odrazu od zrcadla se její amplituda sníží. V ustáleném režimu bude výsledná amplituda vlny postupující zleva doprava dána součtem amplitud všech vln postupujících zleva doprava:

$$\vec{E}^+ = \vec{E}_0^+ + \vec{E}_1^+ + \vec{E}_2^+ + \dots + \vec{E}_m^+ + \dots \quad (2.55)$$

kde každá  $m$ -tá složka

$$\vec{E}_m^+ = \vec{i}_y R^m E_0 \cos(\psi + m\delta). \quad (2.56)$$

Při rezonanci, když  $\delta = 2n\pi$  pak platí:

$$\vec{E}_m^+ = \vec{i}_y R^m E_0 \cos(\psi), \quad (2.57)$$

takže

$$\vec{E}^+ = \vec{i}_y \frac{E_0}{1 - R} \cos(\psi), \quad (2.58)$$

$$= \vec{i}_y \frac{E_0}{1 - R} \cos(\omega t - kz + \Phi_1). \quad (2.59)$$

Výsledná vlna postupující uvnitř rezonátoru v opačném směru bude mít amplitudu

$$\vec{E}^- = \vec{i}_y \frac{r_2 E_0}{1 - R} \cos(\omega t + kz + \Phi_2). \quad (2.60)$$

Ve zvláštním případě vysoké odrazivosti zrcadlové plochy  $Z_2$  ( $r_2 = 1$ ) jsou amplitudy vln v obou vstříčných směrech stejné a v prostoru mezi zrcadly stojatá vlna o amplitudě  $2E_0/(1 - R)$ , tj. stojatá vlna, jejíž amplituda velmi rychle vzrůstá, když se činitel amplitudové odrazivosti blíží k hodnotě jedna. Je-li délka rezonátoru rovna lichému počtu půlvln, tj. když  $\delta = (2n + 1)\pi$ , bude výsledná amplituda vln v obou směrech nejmenší a rovna:

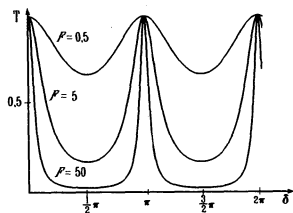
$$\vec{E}^+ = \vec{i}_y \frac{E_0}{1 + R} \cos(\omega t - kz + \Phi_1), \quad (2.61)$$

$$\vec{E}^- = \vec{i}_y \frac{r_2 E_0}{1 + R} \cos(\omega t + kz + \Phi_2). \quad (2.62)$$

## 2.9.2 Odrazivost a propustnost Fabryova-Perotova rezonátoru

Amplituda základní vlny, o které jsme uvažovali uvnitř rezonátoru  $E_0^+$ , může být zadána amplitudou dopadající vlny  $E_d$ :  $E_0 = tE_d$ , kde  $t$  je amplitudová propustnost (transmitance) zrcadla. Vlna odražená  $E_o$  od Fabryova-Perotova etalonu bude určena výslednou vlnou šířící se uvnitř rezonátoru zprava doleva  $E^-$ :  $E_o = tE^+$ . Poměr intenzit  $I_o$  a  $I_d$  neboli poměr druhých mocnin  $E_o^2$  a  $E_d^2$  určuje odrazivost (reflektanci)  $R_{FPR}$  Fabryova-Perotova rezonátoru. Propustnost (transmitance)  $T_{FPR}$  je definovaná obdobně jako reflektance, tj. jako poměr intenzity vlny vystupující (za zrcadlem  $Z_2$ ) k intenzitě vlny dopadající (v. obr. 2.10).

Obdobným způsobem, jako v předchozím odstavci pro vlny šířící se kolmo k zrcadlům, je možné odvodit vzorce pro transmitanci i reflektanci i v obecnější případ, kdy elektromagnetická vlna dopadá na zrcadla Fabryova-Perotova interferometru šikmo (pod úhlem  $\Theta$ ).



Obr. 2.11: Propustnost Fabryova-Perotova etalonu

V případě, že obě zrcadla rezonátoru jsou stejná, je reflektance  $R_{FPR}$  (odrazivost) vyjádřena takto:

$$R_{FPR} = \frac{F \sin^2 \delta}{1 + F \sin^2 \delta} \quad (2.63)$$

a poměr  $T_{FPR}$  intenzit vystupujícího a dopadajícího záření (*transmittance*) je roven

$$T_{FPR} = \frac{1}{1 + F \sin^2 \delta}, \quad (2.64)$$

kde  $\delta = 2\pi L/\lambda \cos \Theta$  a  $\Theta$  je úhel dopadu,  $F = 4R/(1 - R)^2$  je tzv. *finesa* daná jen odrazivostmi  $R$  zrcadlových ploch, které rezonátor tvoří.

Odrazivost i propustnost Fabryova-Perotova etalonu jsou periodickými funkcemi  $\delta$  (viz. obr. 2.11), tj. mění se např. se změnou vlnové délky nebo se změnou úhlu náklonu. Rozdíl mezi maximální a minimální transmittancí je tím větší, čím větší je finesa  $F$  ploch tvořících Fabryův-Perotův rezonátor, neboli čím větší jsou odrazivosti zrcadel.

Fabryův-Perotův rezonátor (resp. *etalon* nebo *interferometr*) se používá jednak jako analytické zařízení pro určování spektrálního složení optického záření, jednak pro prostorovou filtraci — výběr vln s některými vlnovými vektory.

Fabryův-Perotův rezonátor je současně příkladem ideálního optického rezonátoru. V laserové technice se používají rezonátory obecnějšího typu, které nazýváme rezonátory otevřenými.

## 2.10 Optický rezonátor

Optickým rezonátorem se rozumí zařízení, které je schopné hromadit, nebo na jistou dobu udržet optické záření v omezené oblasti prostoru. Dvě planoparalelní zrcadla, která tvoří Fabryův-Perotův rezonátor, vymezují oblast prostoru, ve kterém dochází k jistému hromadění energie, pokud směr šíření a frekvence vln vyhovují rezonančním podmínkám.

Optické rezonátory obecně mohou být složeny z odrazných ploch různých tvarů. Hypotetickým příkladem optického rezonátoru je odrazná vnitřní plocha koule, nebo soustava zrcadel vymezující jistý konečný prostor (vnitřek kvádra, jehlanu apod.)

V žádném reálném rezonátoru však není možné energii uchovat navždy. Pokles energie v nebuzeném rezonátoru určují především jeho vlastní ztráty. Necht'  $U(t)$  je celková energie záření o frekvenci  $f$  uvnitř rezonátoru vyjádřená časem  $t$ . Necht' v čase  $t = 0$  je v rezonátoru energie  $U(0)$ . Časový pokles může být zpravidla popsán exponenciálním zákonem:

$$U = U(0)e^{-\frac{t}{\tau_c}} \quad (2.65)$$

Parametr  $\tau_c$  je vlastně časový interval, za který energie uvnitř rezonátoru klesne na hodnotu  $U(0)/e$ , je to relaxační doba energie v rezonátoru, někdy se nazývá *dobou života fotonu v rezonátoru*. Na základě elementárních představ o Fabryově-Perotově rezonátoru, tvořeném zrcady s reflektancemi  $R_1$  a  $R_2$ , lze nahlédnout, že energie  $U(0)$  soustředěná uvnitř poklesne o hodnotu  $\Delta U$  za dobu oběhu rezonátorem  $\Delta t = 2L/c$ . Z toho je možné nahlédnout, že

$$\tau_c = \frac{2L}{c} \cdot \frac{1}{1 - R_1 R_2}. \quad (2.66)$$

Přesněji je možné odvodit vzorec:

$$\tau_c = \frac{2L}{c} \cdot \frac{1}{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}. \quad (2.67)$$

Bezrozměrná veličina  $Q = 2\pi f_r \tau_c$ , kde  $f_r$  je rezonanční frekvence, se nazývá *činitelem jakosti* rezonátoru. Je mírou schopnosti optického rezonátoru uchovat energii. Čím menší jsou ztráty v rezonátoru, tím bývá  $\tau_c$  větší a tím větší je i číselný faktor jakosti rezonátoru  $Q$ . Množina rezonančních frekvencí  $f_r$  je množinou diskrétních hodnot (není to množina jednobodová), jak tomu bývá u elektronických rezonančních obvodů.

Idealizovaný Fabryův-Perotův rezonátor (o kterém jsme uvažovali) je prostor uzavřený nekonečnými zrcadly. Ztráty energie z rezonátoru jsou dány jen transmitancí zrcadel. V praxi však mají zrcadla jen konečné rozměry. Prostor, v němž dochází k soustředění energie optického záření, není uzavřen. Rezonátor označujeme jako *otevřený* [10].

### 2.10.1 Otevřený rezonátor

Mají-li odrazné plochy konečný rozměr, dochází k úniku části energie kolem zrcadel. V laserech se používají dvojice zrcadel, ve kterých je jedna plocha vysoce odrazná, druhá plocha částečně propustná sloužící k vyvedení energie z rezonátoru. Výkon záření prostupující zrcadlem představuje tzv. *činné ztráty* rezonátoru. Částečně odraznou plochu označujeme jako *výstupní zrcadlo* otevřeného rezonátoru.

Základními rozměry otevřeného rezonátoru jsou vzdálenost  $L$  odrazných ploch (zrcadel) a příčný rozměr zrcadel. Je-li příčný rozměr podstatně menší než vzdálenost, dochází k významnému úniku energie optického záření z otevřeného rezonátoru. Ztráty energie takto vznikající se nazývají *difrakční ztráty*.

Zrcadla rezonátoru mohou mít různé geometrické tvary. Zvláštními případy jsou *planoparalelní rezonátor*, kdy obě odrazné plochy jsou rovinná zrcadla (od Fabryova-Perotova rezonátoru se liší tím, že příčné rozměry jsou konečné) a *sférické rezonátory*, kdy plochy jsou částmi kulových povrchů (někdy s pravoúhlou, častěji s kruhovou aperturou).

Difrakční ztráty jsou dány skutečností, že apertury (vnější rozměry) rezo-

nátorových zrcadel a dalších optických komponent mají malé rozměry. Záření, které postupuje směrem k zrcadlu, částečně zrcadlo „obtéká“ a nevrací ze zpět. Difrakční ztráty otevřeného rezonátoru rostou, pokud klesá příčný rozměr zrcadla  $a$ , nebo roste délka  $L$  rezonátoru. Jsou také tím větší, čím je větší vlnová délka  $\lambda$ . Proto, aby difrakční ztráty byly zanedbatelé, musí platit:

$$N_F = \frac{a^2}{4\lambda L} \gg 1. \quad (2.68)$$

Bezrozměrný parametr  $N_F$  se nazývá *Fresnelovým číslem*. Velikost Fresnelova čísla je kritériem velikosti difrakčních ztrát rezonátoru.

### 2.10.2 Sférické otevřené rezonátory

Nejčastěji používané otevřené rezonátory jsou sférické rezonátory, tvořené dvěma kulovými plochami s poloměry  $r_1$  a  $r_2$ . Jejich zvláštními případy jsou:

planoparalelní, pro který platí	$r_1 = r_2 = \infty$
konfokální	$r_1 + r_2 = 2L$
koncentrický	$r_1 + r_2 = L$
hemisférický	$r_1 = L, r_2 = \infty.$

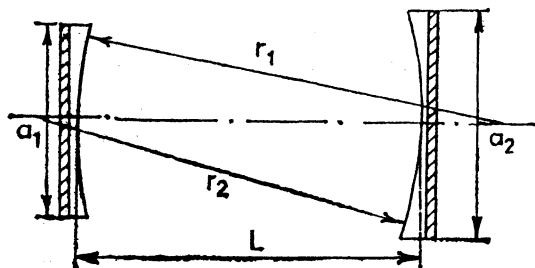
Otevřené sférické rezonátory jsou definovány průměry apertur  $a_1, a_2$ , poloměry křivosti zrcadel  $r_1, r_2$  a vzdálenosti zrcadel  $L$ . (viz obr. 2.12). Existují tři podobnostní bezrozměrné parametry  $N_F, G_1, G_2$ , jimiž jsou charakterizovány difrakční ztráty:

$$N_F = \frac{a_1 a_2}{4\lambda L} \quad (\text{Fresnelovo číslo}) \quad (2.69)$$

$$G_1 = \left(\frac{a_1}{a_2}\right) \left(1 - \frac{L}{r_1}\right) \quad (2.70)$$

$$G_2 = \left(\frac{a_2}{a_1}\right) \left(1 - \frac{L}{r_2}\right). \quad (2.71)$$

Rezonátory se stejnými parametry  $N_F, G_1$  a  $G_2$  nazýváme *rezonátory ekvivalentními*.



Obr. 2.12: Otevřený rezonátor tvořený dvěma sférickými zrcadly s poloměry křivosti  $r_1$  a  $r_2$  a aperturami  $a_1$ ,  $a_2$ .

V závislosti na velikosti difrakčních ztrát dělíme otevřené rezonátory na *stabilní* a *nestabilní*. Stabilním je ten rezonátor, ve kterém záření při mnohonásobném průchodu rezonátorem mezi zrcadly tam a zpět neztrácí podstatnou část své energie. Pro zařazení konkrétního sférického rezonátoru mezi *stabilní* nebo *nestabilní* lze s výhodou provést pomocí diagramu stability. Diagram stability, mají-li zrcadla stejně velké apertury (viz obr. 2.13), je diagram v rovině bezrozměrných parametrů  $g_1$  a  $g_2$ :

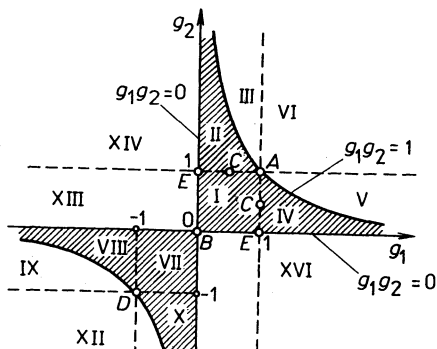
$$g_1 = 1 - \frac{L}{r_1}, \quad (2.72)$$

$$g_2 = 1 - \frac{L}{r_2}. \quad (2.73)$$

Používá se znaménková konvence taková, že poloměr křivosti zrcadla  $r_1$  (resp.  $r_2$ ) je kladný v případě, že střed křivosti zrcadla leží ve směru, kde se nachází rezonátor (druhé zrcadlo). V opačném případě je poloměr záporným. Ve zvláštním případě rovinného zrcadla je  $1/r \doteq 0$ ,  $g \doteq 1$ . Rezonátor je stabilním, jestliže platí:

$$0 < g_1 g_2 < 1 \quad (2.74)$$





Obr. 2.13: Diagram stability

V případě, že  $g_1g_2 = 0$  nebo 1, je rezonátor na hranicích stability (obr.2.13). V uvedeném diagramu stability každý bod odpovídá některému sférickému rezonátoru. Bod A reprezentuje rezonátory tvořené dvěma rovinnými zrcadly (planparalelní rezonátory), pro které  $g_1 = g_2 = 1$ . Bod 0 odpovídá konfokálnímu rezonátoru tvořenému dvěma konkávními zrcadly stejné křivosti, pro kterou platí vztah  $r_1 = r_2 = L$ ,  $g_1 = g_2 = 0$ .

## 2.11 Druhy elektromagnetického záření

Elektromagnetické záření ve volném prostoru (vakuu) je možné si představit jako superpozici (složení) rovinných elektromagnetických vln obecně různých frekvencí  $f$  (resp. různých vlnových délek  $\lambda$ ), různých směrů šíření (tj. různých orientací vlnového vektoru  $\vec{k}$ ) a různých polarizací. Charakteristické vlastnosti elektromagnetického záření jsou pak dány množinou (spektrum) frekvencí vln, množinou směrů vlnových vektorů (úhlovým spektrem), popř. množinou vektorů polarizace a příslušnými amplitudami a fázovými faktory jednotlivých vln.

V závislosti na frekvencích (resp. vlnových délkách) rozeznáváme gama záření, optické záření, radiové vlny apod. (viz tab. 2.1).

Tabulka 2.1: Elektromagnetické záření

frekvence [Hz]	označení	vlnová délka [m]
nad $10^{20}$	Gama záření	pod $10^{-11}$
$10^{18} - 10^{20}$	Rentgenové záření	$10^{-9} - 10^{-11}$
$10^{15} - 10^{18}$	Ultrafialové záření	$10^{-7} - 10^{-9}$
$10^{14} - 10^{15}$	Světlo	$10^{-6} - 10^{-7}$
$10^{12} - 10^{14}$	Infračervené záření	$10^{-3} - 10^{-6}$
$10^9 - 10^{11}$	Mikrovlny	$10^{-1} - 10^{-3}$
$10^8$	Televizní vlny	1
$10^3 - 10^7$	Radiové vlny	$10^5$

Oblast frekvencí definující podmnožinu elektromagnetických vln, označovanou jako světlo, je dáno intervalem citlivosti lidského oka. Někdy se proto namísto „světlo“ používají označení „viditelné záření“ nebo „optické záření“. V původním smyslu slova „optos“ znamená viditelný. Pod pojmem *optické záření* se však v současnosti rozumí záření s vlnovými délkami z viditelné oblasti a přilehlých oblastí infračerveného a ultrafialového pásma viz tab. 2.2.

Lidské oko vnímá signály různých frekvencí z viditelného pásma jako různé barvy. Z tabulky jsou patrné orientační hodnoty frekvencí a vlnových délek pro některé vybrané barvy.

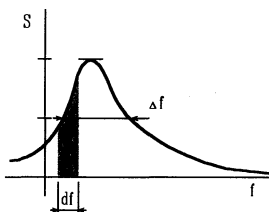
### 2.11.1 Spektrum elektromagnetického záření

Jestliže množina frekvencí vln přítomných v elektromagnetickém poli je část spojitého intervalu, mluvíme o *spojitém spektru*. Základní charakteristikou záření se spojitým spektrem je tzv. *spektrální hustota*  $S$ , definovaná jako plošná hustota výkonu spadající do jednotkového intervalu frekvencí v okolí uvažované frekvence  $S = \frac{\Delta I}{\Delta f}$  (popř. vlnové délky). Závislost spektrální hustoty na frekvenci (vlnové délce) se nazývá spektrální křivkou (viz př. na

Tabulka 2.2: Optické záření

frekvence $f[10^{14}]$	označení	vlnová délka $\lambda[\text{m}]$
3	Blízké infračervené	$1 \cdot 10^{-6}$
3,9	Červené (hrana)	$7,6 \cdot 10^{-7}$
4,9	Oranžové	$6,1 \cdot 10^{-7}$
5,1	Žluté	$5,9 \cdot 10^{-7}$
5,6	Zelené	$5,4 \cdot 10^{-7}$
6,5	Modré	$4,6 \cdot 10^{-7}$
7,5	Modré (hrana)	$4,0 \cdot 10^{-7}$
10	Blízké ultrafialové	$3 \cdot 10^{-7}$
1000	Rentgenové	$3 \cdot 10^{-9}$

obr. 2.14). Spektrální křivka závisí na vlastnostech zdroje záření a může být velmi složitá, nebo vykazovat jednoduché maximum. Často se k vyjádření spektrálních vlastností používá parametr označovaný jako šířka spektra.

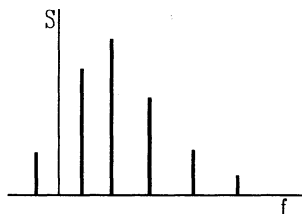


Obr. 2.14: Spektrální křivka

Pokud má spektrální křivka jen jediné maximum, bývá za *šířku spektra*  $\Delta f$  považován interval frekvencí (vlnových délek), uvnitř kterého je spektrální hustota větší než polovina maximální hodnoty (viz obr. 2.14). V případě, že je spektrum složité, definuje se šířka spektra jako interval frekvencí (popř. interval vlnových délek nebo vlnočtů), uvnitř kterého je soustředěna polovina

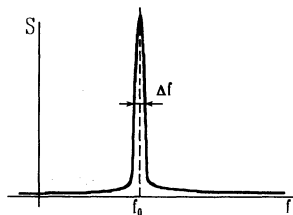
z celkového výkonu uvažovaného záření (t.j. polovina plochy pod spektrální křivkou).

Spektrum čárové je teoretickým přiblížením pro spektrum složené z jednoho nebo více maxim s velmi malými spektrálními šířkami. V takové případě je možné záření popsat jako součet (superpozici) vln s obecně různými frekvencemi viz obr. 2.15.



Obr. 2.15: Čárové spektrum elektromagnetického záření

V mezním (teoretickém) případě, kdy záření obsahuje jen jedinou frekvenční složku diskrétního spektra, mluvíme o *monochromatickém záření*. Monochromatické záření není totožné s jedinou vlnou. I monochromatické záření může být složeno obecně z vln různých směrů, různé polarizace a různých fází.



Obr. 2.16: Spektrum kvazimonochromatického elektromagnetického záření

*Kvazimonochromatické záření lze definovat jako záření obsahující har-*

monické složky jen z jistého malého intervalu ( $\Delta f$ ) v okolí střední nebo základní frekvence  $\bar{f}$ , tj. když poměr  $\Delta f/\bar{f}$  je podstatně menší než 1 (viz obr. 2.16).

## 2.12 Koherence optického záření

Jednoduchá elektromagnetická vlna nebo složení dvou a více vln jsou dobrým modelem pro pochopení základních fyzikálních principů. Od popisu reálných elektromagnetických polí reálných zdrojů jsou však velmi vzdálené. Optické záření reálných zdrojů si lze představit jako složení velkého množství elektromagnetických vln, které se navzájem liší frekvencí, polarizací i fází.

Jestliže frekvence, polarizace nebo fáze skládajících se vln nejsou navzájem nijak vázány, vzniká velmi neuspořádané elektromagnetické pole. Má charakter náhodných fluktuací (šumů). Takové optické záření označujeme jako *nekoherentní* [?]. Statistická střední hodnota amplitudy intenzity elektrického pole bývá nulová, přenášený výkon (tj. statistická střední hodnota druhé mocniny amplitudy elektrického pole) nikoliv.

V opačném případě, kdy jsou jednotlivé složky vzájemně vázány (korelovány), má výsledné pole uspořádanější strukturu a mluvíme o něm jako o poli *koherentním*. Pole, které jsme popisovali v prostoru mezi odraznými plochami Fabryova-Perotova rezonátoru, vzniká superposicí mnoha vzájemně fázově i amplitudově vázaných vln a je to příklad pole koherentního.

Koherence optického záření je tedy míra statistického uspořádání. Každé optické pole může být charakterizováno jistým parametrem, který charakterizuje míru statistické neuspořádanosti. Zjišťování statistické uspořádanosti (neuspořádanosti) v optických polích se zabývá *teorie koherence*.

Často bývá pojem koherence svazován s pojmem interference, neboť v polích, kde lze pozorovat interference, lze hovořit o jisté míře statistické uspořádanosti, tj. o koherenci. Pokud interference nevznikají, považují se skládané signály za vzájemně nekoherentní.

Jistou výhodou nekoherence je, že výkon záření přenášený dvěma nekoherentními soubory vln je dán součtem výkonů přenášených jednotlivými soubory (tj. zákon superpozice výkonů platí pro nekoherentní elektromagnetická pole).

Zdroje, které vysílají nekoherentní záření, nazýváme nekoherentními zdroji (Slunce, žárovka, výbojka), příkladem zdrojů koherentního záření jsou laser a parametrický generátor.

## 2.13 Měřitelné veličiny optických polí

Vlnová délka optických elektromagnetických vln 350 – 800 nm je příliš malá ve srovnání s charakteristickými rozměry makrosvětla, v němž žijeme, a doba trvání jednoho kmitu  $10^{-14}$  s je příliš krátká ve srovnání s časovými intervaly měřitelnými v makrosvětě. Makroskopickými měřicími prostředky je prakticky nemožné zjistit okamžitou nebo lokální intenzitu elektrického pole elektromagnetického záření. V optice používaná měřicí zařízení pak nejčastěji vypovídají o energetických účincích a optické elektromagnetické pole bývá charakterizováno tzv. radiometrickými veličinami

### 2.13.1 Radiometrické veličiny a jednotky

Energie, kterou elektromagnetické záření přenáší, bývá nazývána zářivou energií. Zářivá energie obsažená v jednotce objemu, tj. objemová hustota zářivé energie  $u(r, t)$  je skalární veličina s fyzikálním rozměrem  $\text{Jm}^{-3}$ .

Základní spektrální charakteristikou je spektrální objemová hustota *zářivé energie*, tj. energie v jednotce objemu přenášená vlnami s frekvencemi v jednotkovém frekvenčním intervalu v okolí zvolené frekvence  $u_f(r, t, f)$  s fyzikálním rozměrem  $\text{Jm}^{-3}\text{s}$  [12].

Zářivý tok je pak množství zářivé energie přenášené polem za jednotku času. V teorii elektromagnetického pole a v laserové fyzice pak častěji namísto zářivý tok používáme označení *výkon optického záření*.

Veličina, kterou se nejčastěji charakterizuje energie přenášená polem v daném bodě prostoru, je plošná hustota zářivého toku, častěji označovaná jako *intenzita záření*. Je to množství energie přenášené za jednotku času jednotkou plochy (ve směru kolmém k této ploše). Fyzikální rozměr je  $\text{Wm}^{-2}$  (srovnej odst. 2.5).

Spektrální veličinou je spektrální intenzita neboli (podle radiometrické terminologie) plošná hustota spektrálního zářivého toku s fyzikálním rozměrem  $\text{Wm}^{-2}\text{s}$ .

Radiometrické veličiny a jednotky a jejich definice jsou shrnuty v tabulce 2.3 (viz norma ČSN 01 1306 — Veličiny a jednotky světla a příbuzných elektromagnetických záření).

### 2.13.2 Fotometrické veličiny a jednotky

Fotometrické veličiny jsou zastaralé veličiny jednotky pro měření energetických a výkonových vlastností optického záření, často předpokládají měření v poli nekoherentních zdrojů. Jsou odvozeny ze srovnávacích pozorování nekoherentních polí lidským okem, tj. jsou vztaženy ke spektrální citlivosti lidského oka. Fotometrické veličiny a jednotky jsou součástí normy ČSN 01 1306 a jsou shrnuty v tabulce 2.4. Setkáváme se s nimi v ve starších knihách z oblasti optiky.

#### Příklady ke kapitole 2

- 2.1 Jaká je vlnová délka elektromagnetické vlny s frekvencí  $f = 3 \cdot 10^8$  Hz šířící se ve vakuu ?
- 2.2 Šířka pásma vlnových délek zeleného světla je v rozmezí 492 až 577 nm. Jaký je odpovídající frekvenční interval?
- 2.3 Vyjádřete úhel, který svírají vlnové vektory dvou rovinných kvazimono-chromatických vln s vlnovou délkou 500 nm, jestliže jsou při jejich interferenci pozorovány interferenční proužky s periodou 1 mm.
- 2.4 Vypočítejte maximální intenzitu elektrického pole vlny s okamžitým výkonem 20 kW uvnitř kruhu o poloměru 1 mm.

Tabulka 2.3: Radiometrické veličiny a jednotky a jejich definice

Veličina	Značka	Jednotka	Definice
zářivá energie (energie optického záření)	$Q_e (E)$	J	Časový integrál zářivého toku: $Q_e = \int_0^t \Phi_e dt$
zářivý tok (výkon optického záření)	$\Phi_e (P)$	W	Vyjadřuje výkon přenášený zářením; je určen energií $dQ_e$ procházející sledovaným místem (plochou za čas $dt$ )
zářivost	$I_e \left( \frac{dP}{d\Omega} \right)$	W.sr <sup>-1</sup>	Vyjadřuje schopnost daného, přibližně bodového zdroje, vyzařovat v daném směru, je určena podílem elementárního zářivého toku $d\Phi_e$ a elementárního prostorového úhlu $d\Omega$ , v němž je tento tok vyzařován: $I_e = d\Phi_e/d\Omega$
zář, plošná zářivost (jas)	$L_e (L)$	W.m <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup>	Je určena podílem zářivosti $dI_e$ elementární plošky o obsahu $dS$ zdroje ve zvoleném směru $\alpha$ a kolmého průměru plošky v tomto směru: $L_e = dI_e/(dS \cos \alpha)$
plošná hustota zářivého toku (intenzita optického záření)	$\varphi_e (I)$	W.m <sup>-2</sup>	Podíl zářivého toku $d\Phi_e$ kolmo prostupujícího elementární plochou a jejího plošného obsahu $dS_n$ : $\varphi_e = d\Phi_e/dS_n$
intenzita vyzařování	$M_e (I)$	W.m <sup>-2</sup>	Je určena podílem zářivého toku $d\Phi_e$ vysílaného danou ploškou zdroje do poloprostoru o obsahu $dS$ této plošky: $M_e = d\Phi_e/dS$
intenzita ozařování	$E_e (I)$	W.m <sup>-2</sup>	Je určena podílem zářivého toku $d\Phi_e$ a obsahu $dA$ plošky, na kterou tento tok dopadá: $E_e = d\Phi_e/dA$
expozice, dávka ozáření	$H_e$	W.s.m <sup>-2</sup>	Plošná hustota zářivé energie, která dopadla na danou plochu v časovém intervalu od $t_0 = 0$ do $t$ ; je to součin střední intenzity ozáření $E_{estř}$ a doby $t$ , po kterou ozáření působí: $H_e = E_{estř}t$



Tabulka 2.4: Fotometrické veličiny a jednotky a jejich definice

Veličina	Značka	Jednotka	Definice
světelné množství	$Q$	lm.s	Časový integrál světelného toku: $Q = \int_0^t \Phi dt$
světelný tok	$\Phi$	lm	Vyjadřuje schopnost zářivého toku vyvolat zrakový vjem. Světelný tok vysílaný z přibližně bodového zdroje do prostorového úhlu $\Omega$ je určen integrálem svítivosti $I$ v oboru tohoto úhlu, tedy součinem střední svítivosti $I_{stř}$ a velikosti úhlu $\Omega$ : $\Phi = \int_0^{\Omega} I d\Omega = I_{stř}\Omega$
svítivost	$I$	cd	Vyjadřuje schopnost přibližně bodového zdroje vyvolat v daném směru zrakový vjem. Svítivost je základní fotometrická veličina. $I = d\Phi/d\Omega$
jas	$L$	cd.m <sup>-2</sup>	Je určen podílem svítivosti $dI$ elementární plošky o obsahu $dS$ zdroje ve zvoleném směru $\alpha$ a kolmého průmětu plošky v tomto směru: $L = dI/(dS \cos \alpha)$
světlení, intenzita světlení	$M$	lm.m <sup>-2</sup>	Je určeno podílem světelného toku $d\Phi$ vysílaného danou ploškou zdroje do poloprostoru a obsahu $dS$ této plošky: $M = d\Phi/dS$
osvětlení, intenzita osvětlení	$E$	lx	Je určeno podílem světelného toku $d\Phi$ a obsahu $dA$ plošky, na kterou tento tok dopadá: $E = d\Phi/dA$
osvit, expozice	$H$	lx.s	Plošná hustota světelného množství, které dopadlo nadanou plochu v časovém intervalu od $t_0 = 0$ do $t$ ; je to součin středního osvětlení a doby $t$ , po kterou osvětlení působí: $H = E_{stř}t$

- 2.5 Odhadněte střední intenzitu elektrického pole a magnetické indukce slunečního záření na zemském povrchu a porovnejte je s intenzitou zemského elektrického pole, které je  $100 \text{ Vm}^{-1}$  ( $I = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Wm}^{-2}$ )
- 2.6 Jas slunce představuje  $15 \cdot 10^5 \text{ Imm}^{-2}\text{srad}^{-1}$ . Porovnejte tento jas s jasnem *He-Ne* laseru ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ ), který má výkon 1 mW, průměrem svazku 1 mm, frekvenčním intervalem o šířce 0,2 nm, divergenci 3 mrad.
- 2.7 Ve Fabry-Perotově interferometru je vzdálenost mezi deskami 4,5 cm. Vypočítejte oblast frekvenční disperzi přístroje. Šířka čáry *He-Ne* laseru 632,8 nm je přibližně 0,01 nm. Může Fabry-Perotův interferometr naměřit tuto čáru?
- 2.8 Ve Fabryově-Perotově interferometru jsou zrcadla umístěna ve vzdálenosti 20 mm. Jaká vlnová délka, blízká 515,6 nm, bude tímto interferometrem procházet bez změny amplitudy.
- 2.9 Svazek laserového záření je polarizován ve vertikální rovině. Polarizátor  $P_1$ , jehož optická osa je horizontální, je umístěn do svazku. Která část světla bude propuštěna, jestliže je  $P_1$  ideálním polarizátorem? Nyní umístíme do svazku mezi  $P_1$  a laser polarizátor  $P_2$ . Jeho osa svírá s vertikální osou úhel  $45^\circ$ . Jaká část záření je propouštěna v tomto případě? Načrtněte graf závislosti transmittance na úhlu mezi optickou osou polarizátoru  $P_2$  a vertikální osou ( $0^\circ$ ) nebo horizontální osou ( $90^\circ$ ).
- 2.10 Fabryův-Perotův rezonátor je tvořen zrcadly ve volném prostoru vzdálenými od sebe 1 mm. Kolik má rezonančních frekvencí v optickém pásmu kmitočtů a které to jsou?
- 2.11 Dokažte, že, jestliže má Fabryův-Perotův etalon ztráty intenzity záření za jeden průchod rovnající se  $(1 - A)$ , rovná se jeho maximální transmittance  $(1 - R)^2 A / (1 - RA)^2$ .  $R$  je reflektance zrcadel etalonu.

# Kapitola 3

## Látka jako soubor kvantových soustav

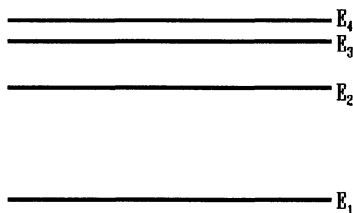
### 3.1 Kvantová soustava

Podle současných představ o hmotě se látkové prostředí skládá z molekul, atomů, popř. iontů. Molekuly, atomy a ionty jsou soustavy složené z navzájem vázaných elementárních částic — protonů, neutronů a elektronů.

Stacionární stavy vázaných soustav mají přesně definované energie (vesměs nižší než odpovídá celkové energii stejného souboru navzájem nevázaných elementárních částic). Pro soustavy vázaných částic existuje více vnitřních stacionárních stavů, jimž přísluší různé hodnoty energie. Tyto hodnoty energie nabývají diskrétních hodnot a nazýváme je *energetickými hladinami*. Protože energie stacionárních stavů soustav nemůže nabývat jakýchkoliv hodnot (je kvantována), používáme pro atom, iont nebo molekulu atd. společné označení *kvantová soustava*.

V teoretických úvahách můžeme o kvantové soustavě (např. o atomu vodíku) uvažovat jako o izolované soustavě, tj. vyloučit veškeré působení okolního prostředí. Pro každou izolovanou kvantovou soustavu je možné nalézt množinu stacionárních stavů, jimž odpovídá množina diskrétní spektrum energetických hladin (viz obr. 3.1).

Stav, kterému odpovídá nejmenší hodnota energie  $E_0$ , bývá označován



Obr. 3.1: Energetické hladiny kvantové soustavy

jako *základní stav*. Ostatní stavy (s vyššími hodnotami energie) nazýváme *vzbuzenými* nebo *excitovanými stavy*. Rozdíl mezi energií základního stavu a vzbuzeného (excitovaného) stavu  $\Delta E_i = E_i - E_0$  označujeme jako *excitační energii*. Nejvyšší energetická hladina kvantové soustavy odpovídá rozpadu kvantové soustavy, tj. rozdělení atomu na iont a elektron (ionizaci), popř. disociaci molekuly apod. Excitační energie této hladiny je rovna ionizační nebo disociační energii.

## 3.2 Soubor kvantových soustav, populace hladin

Uvažujeme-li o souboru  $N$  stejných kvantových soustav (např. o souboru stejných atomů), nemusí být obecně všechny prvky souboru ve stejném kvantovém stavu (tj. nemusí mít stejnou vnitřní energii, neboli nemusí se nacházet na stejné energetické hladině).

Např. každý plyn (vodík, dusík, kyslík, argon) za normálních podmínek lze považovat za soubor molekul nebo atomů s objemovou hustotou počtu  $N_L = 2.687 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$  (Loschmidtovo číslo). Stav souboru stejných kvantových soustav se charakterizuje množinou čísel  $N_i$  (kterých je tolik jako energetických hladin  $E_i$  uvažované kvantové soustavy). Pro každé  $i$  je číslo  $N_i$  rovno objemové hustotě počtu částic, nacházejících se ve stavu s energií  $E_i$ . Počet částic  $N_i$  je obecně číslo náhodné, fluktuuje. Statistická střední

hodnota  $\bar{N}_i$ , kterou budeme dále označovat  $N_i$ , je důležitou makroskopickou charakteristikou souboru a nazývá se *populace energetické hladiny* (resp. obsazení energetické hladiny).

Z uvedené definice je zřejmé, že součet populací všech energetických hladin je roven objemové hustotě počtu kvantových soustav:

$$N = \sum_i N_i. \quad (3.1)$$

### 3.2.1 Populace hladin při termodynamické rovnováze

*Termodynamická rovnováha* je stav makroskopické soustavy, ve které neprobíhají žádné makroskopické změny. Je to nejobecnější stav rovnováhy, zahrnuje v sobě rovnováhu mechanických sil, tepelnou, chemickou atd. . Všechny veličiny, jimiž je makroskopický stav popsán, mají časově neproměnné hodnoty. Soustava jako celek, ani žádná její makroskopická část nemění své makroskopické vlastnosti.

Základní charakteristikou termodynamické rovnováhy je *termodynamická teplota*  $T$ , která odráží tepelný obsah soustavy. Charakterizuje např. střední kinetickou energii  $E_k$  kvantových soustav (atomů, iontů):

$$E_k = \frac{3}{2}kT, \quad (3.2)$$

kde  $k = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$  je *Boltzmannova konstanta*.

Populace energetických hladin v souboru kvantových soustav, která je jednou z makroskopických veličin, je úměrná pravděpodobnostnímu rozdělení počtu částic podle energie a je dána tzv. *Boltzmannovým rozdělením*. Boltzmannovo rozdělení je možné odvodit na základě elementárních představ o termodynamické rovnováze.

Uvažujme o makroskopickém souboru (podsouboru) složeném z  $N$  identických obecně kvantových soustav, nacházejících se v jednotce objemu. Předpokládáme, že každá molekula se může nacházet v jednom z  $m$  možných stavů. Označíme-li  $N_1$  populaci energetické hladiny  $E_1$ ,  $N_2$  populaci  $E_2$  atd.,

potom pravděpodobnost  $p(i)$ , že jistou molekulu nalezneme ve stavu s energií  $E_i$  je dána poměrem  $N_i/N$ . Z mikroskopického pohledu je možné stejné rozdělení  $p(i)$  vytvořit různými způsoby, tj. různou permutací molekul v různých stavech. Např. makroskopický stav, kdy všechny molekuly jsou v základním stavu, je možné vytvořit jedním způsobem. Stav, kdy jedna molekula je v jistém vzbuzeném stavu a ostatní jsou v základním stavu, je možné vytvořit  $N$  způsoby (neboť libovolná z kvantových soustav může být excitována do daného stavu a soubor zůstává zachován).

Celkový počet  $w$  realizací (mikrostavů), který odpovídá zvolenému rozdělení  $p(i)$  molekul, je pak obecně dán výrazem, vyjadřujícím počet permutací kvantových soustav, které vedou ke stejnému rozdělení:

$$w = \frac{N!}{N_1!N_2! \dots N_m!} \quad (3.3)$$

V termodynamické rovnováze je pak největší míra neurčitosti realizace souboru, tj. takové rozdělení  $p(i)$ , které může být uskutečněno největším počtem mikrostavů. V termodynamické rovnováze nabývá  $w$  maximální hodnoty. Celková vnitřní energie

$$E = \sum_i N_i E_i, \quad (3.4)$$

a celkový počet molekul

$$N = \sum_i N_i \quad (3.5)$$

jsou přitom neměnnými makroskopickými parametry.

Je-li počet částic  $N$  hodně veliký, můžeme pro vyjádření faktoriálů využít tzv. Stirlingova vzorce:

$$N! \doteq (N/e)^N, \quad (3.6)$$

Pro logaritmus pak

$$\ln N! \doteq N(\ln N - 1). \quad (3.7)$$

Takže:

$$\ln w \doteq N \ln N - \sum_i N_i \ln N_i. \quad (3.8)$$

Variace (přírůstek) logaritmu počtu realizací  $\delta \ln w$  při malých změnách (variácích) populace jednotlivých hladin  $\delta N_i$ :

$$\delta \ln w \doteq - \sum_i (\ln N_i + 1) \delta N_i \doteq - \sum_i \delta N_i \ln N_i. \quad (3.9)$$

Z podmínek o neměnném počtu částic  $N$  a neměnné energii  $E$  pak vyplývají současně platné variační vztahy

$$\delta N = \sum_i \delta N_i = 0, \quad (3.10)$$

$$\delta E = \sum_i E_i \delta N_i = 0. \quad (3.11)$$

Vynásobíme-li rovnici (3.10) součinitelem  $\alpha$  a rovnici (3.11) součinitelem  $\beta$  a přičteme je k (3.9), dostáváme:

$$\delta \ln w = - \sum_i \delta N_i (\ln N_i + \alpha + \beta E_i). \quad (3.12)$$

Má-li být splněna podmínka  $\delta \ln w = 0$ , při libovolných malých změnách  $\delta N_i$ , stačí, aby byl nulový každý ze součinitelů u variací počtu na pravé straně rovnice, t.j.:

$$\ln N_i + \alpha + \beta E_i = 0, \quad \forall i \quad (3.13)$$

neboli

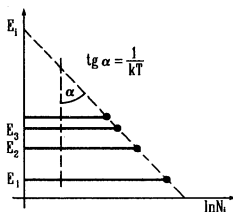
$$N_i = e^{-\alpha - \beta E_i}. \quad (3.14)$$

Z hlubších termodynamických úvah pak dále plyne, že  $\beta = 1/kT$  a  $\alpha = Z/N$ , kde  $Z = \sum_i e^{-\beta E_i}$  je tzv. partiční funkce, závisující jen na spektru energií  $E_i$  a na termodynamické teplotě  $T$  a  $k$  je Boltzmannova konstanta.

Výsledné pravděpodobnostní rozdělení počtu molekul podle excitační energie je tzv. *Boltzmannovo rozdělení*:

$$p(i) = \frac{N_i}{N} = \frac{1}{Z} e^{-\frac{E_i}{kT}}, \quad \text{kde } Z = \sum_i e^{-\frac{E_i}{kT}}. \quad (3.15)$$

Je zřejmé, že populace  $i$ -té energetické hladiny  $N_i = Np(i)$  je funkcí monotonně klesající s rostoucí hodnotou  $E_i$ . Při použití logaritmického měřítka je závislost  $\ln N_i$  na  $E_i$  vyjádřena přímkou (viz obr. 3.2). Směrnice této přímky  $\tan \alpha = 1/kT$  je dána teplotou. Čím je větší teplota, tím je  $\alpha$  menší. Při nekonečné teplotě mají všechny energetické hladiny stejnou populaci ( $\alpha = 0$ ).



Obr. 3.2: Populace energetických hladin v souboru kvantových soustav při termodynamické rovnováze

### 3.2.2 Inverze populace a záporná teplota

Uvažujeme-li o dvou vybraných energetických hladinách  $E_1 < E_2$  jisté kvantové soustavy, potom ve stavu termodynamické rovnováhy je poměr populací

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} \quad (3.16)$$

vždycky menší než jedna. Populace horní hladiny je menší než populace hladiny dolní.

V některých nerovnovážných souborech částic je možné za jistých zvláštních podmínek dosáhnout větší populace pro vyšší energetickou hladinu, tj  $N_2 > N_1$ . Takovou situaci označujeme jako *inverzi populace hladin*.

Kdyby měla inverze populace nastávat v systému s termodynamickou rovnováhou, musela by *teplota* souboru kvantových soustav být *záporná*. Zá-



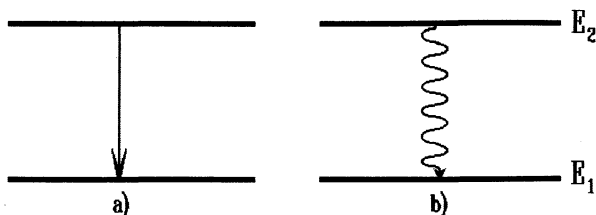
porná teplota se používá jen jako zkratka, která vyjadřuje, že jde o systém s inverzí populace hladin. Záporná teplota nemá fyzikální smysl.

### 3.3 Kvantové přechody

Každá (ideální) izolovaná kvantová soustava setrvává v některém ze svých stacionárních stavů po nekonečně dlouhou dobu. Energie, příslušející tomuto stavu, je přesně dána a nemění se. Někdy říkáme, že se kvantová soustava nachází (setrvává) neomezeně dlouho na příslušné energetické hladině.

Ve skutečnosti však žádná kvantová soustava není dokonale izolovaná. Na každou soustavu působí okolní prostředí (sousední atomy, molekuly, gravitační pole, elektromagnetické pole apod.). Toto vnější působení ovlivňuje vnitřní strukturu soustavy a vyvolává změny jejího stavu.

Změnu jednoho stacionárního stavu kvantové soustavy v jiný nazýváme *kvantovým přechodem*. Jestliže se vnitřní energie kvantové soustavy přeměňuje v energii elektromagnetického záření (nebo naopak), označujeme kvantové přechody jako *zářivé*. V opačném případě, kdy se vnitřní energie kvantových soustav přeměňuje na jinou formu energie, než je elektromagnetické záření, jde o přechody *nezářivé*. Schematické značení je na obr. 3.3.



Obr. 3.3: Kvantové přechody

a) zářivý, b) nezářivý

### 3.3.1 Pravděpodobnost kvantového přechodu

Sledujeme soubor  $N$  stejných kvantových soustav v jednotce objemu, které jsou na počátku sledovaného časového intervalu všechny v jistém stacionárním stavu s definovanou energií. V důsledku interakce s okolním prostředím dochází ke kvantovým přechodům. Vnitřní energie kvantové soustavy se mění. Energie je okolnímu interagujícímu prostředí odebírána nebo naopak předávána.

Za jistý krátký časový interval  $dt$  se počet kvantových soustav na hladině  $E_k$  změní o  $dN_k$ . Počet změn  $dN_k$  je úměrný délce časového intervalu  $dt$  a počtu částic  $N_k$ :

$$dN_k = -A_k N_k dt, \quad (3.17)$$

kde součinitel  $A_k$  (s fyzikální rozměrem  $s^{-1}$ ) charakterizuje účinnost přenosu energie, je měřítkem rychlosti kvantového přechodu.

Je-li  $p$  pravděpodobnost kvantového přechodu za jednotku času, potom

$$p_k dt = -\frac{dN_k}{N_k} = A_k dt \quad (3.18)$$

$A_k$  lze současně označit za *pravděpodobnost kvantového přechodu za jednotku času*. Z rovnice (3.18) pak vyplývá řešení

$$N_k(t) = N_k(0)e^{-A_k t}, \quad (3.19)$$

kde  $N_k(t)$  a  $N_k(0)$  je populace  $k$ -té hladiny v čase  $t$  a 0. Někdy zavádíme veličinu  $\tau_k = 1/A_k$  a označujeme ji jako *dobu života kvantové soustavy na hladině  $E_k$* . Z uvedené exponenciální závislosti vyplývá, že doba života  $\tau_k$  je doba, za kterou pravděpodobnost výskytu soustavy na této hladině poklesne na  $1/e$ .

### 3.3.2 Šířka energetické hladiny

Jestliže existuje jistá pravděpodobnost, že kvantová soustava opustí stav s energií  $E_k$ , již tento stav není (přísně vzato) stacionárním stavem a jeho

energie pak není přesně určena. Interval neurčitosti

$$\Delta E_k = \frac{h}{\tau_k}, \quad (3.20)$$

kde  $h$  je tzv. *Planckova konstanta*, plyne z tzv. Heisenbergových relací neurčitosti. Šířka energetické hladiny je nepřímo úměrná době života na hladině a tedy přímo úměrná pravděpodobnosti kvantového přechodu. Protože kvantové přechody vyvolává okolní prostředí, je šířka energetické hladiny dána vždy charakterem a velikostí interakce kvantové soustavy s okolím.

### 3.3.3 Buzení kvantových soustav

Buzení je proces vytváření a udržování termodynamicky nerovnovážného stavu v látce, který se uskutečňuje selektivním zvyšováním populace vyšších energetických hladin kvantových soustav (tj. atomů, iontů, molekul apod.). Kvantovým soustavám je předávána energie od okolního prostředí, dochází ke kvantovým přechodům z dolní na horní energetické hladiny.

Buzení je možné obecně chápat jako proces přeměny různých forem energie na excitační energii některých kvantových soustav v látce. V závislosti na druhu dodávané energie rozlišujeme buzení *optické* (optickým zářením), *elektrické*, *chemické* atd.

Buzení je mimo jiné nutnou podmínkou luminiscence nebo zesilování v kvantovém zesilovači (v laserovém (maserovém) aktivním prostředí). V obou případech se vnějším působením vytváří nerovnovážné rozdělení populace hladin. Podmínkou pro zesilování je buzení intenzivní, takové, aby vedlo k inverzi populace hladin.

Rychlost buzení  $W_k$  energetické hladiny  $E_k$  bývá charakterizována přírůstkem populace  $N_k$  za jednotku času, tj.  $W_k = \Delta N_k / \Delta t$ .

### 3.3.4 Relaxace v souboru kvantových soustav

Relaxace v obecném smyslu je proces ustavení termodynamické rovnováhy v makroskopickém fyzikálním systému (plynu, kapalině, plazmatu apod.)

Relaxace kvantových soustav je proces opačný k buzení, tj. proces znovustavení termodynamické rovnováhy v souboru kvantových. Pro populaci hladin to znamená návrat k Boltzmannovskému rozdělení, definovanému teplotou rovnovážného systému (reservoiru), který uvažovaný makroskopický systém obklopuje, se systémem interaguje a tím přechod k rovnováze vyvolává.

Reservoirem může být soubor atomů plynu, se kterými se uvažované kvantové soustavy srážejí, soubor iontů vázaných v krystalografické mřížci, v níž se uvažované soustavy nacházejí, nebo rovnovážné elektromagnetické záření, vyplňující okolní prostor.

Jestliže je nerovnovážný stav souboru blízký termodynamické rovnováze, je možné relaxaci populace  $N_k$  hladiny  $E_k$  k jeho rovnovážné hodnotě  $N_{k,0}$  vyjádřit diferenciální rovnicí:

$$\frac{dN_k}{dt} = -\frac{1}{\tau_R}(N_k - N_{k,0}) \quad (3.21)$$

kde  $\tau_R$  je *relaxační doba*.  $1/\tau_R$  je pravděpodobnost kvantového přechodu vyvolaná působením reservoiru (makroskopické soustavy nacházející se ve stavu termodynamické rovnováhy).

Za předpokladu, že v souboru kvantových soustav probíhá jen výměna energie s reservoirem, jsou relaxační doba  $\tau_R$  a doba života  $\tau_k$  na hladině navzájem sobě rovné.

## Příklady ke kapitole 3

- 3.1 Určete poměr  $N_2/N_1$  populace hladin  $E_2$  a  $E_1$  pro následující případy:  
a) optický přechod,  $\lambda = 500$  nm, při pokojové teplotě 300 K; b) mikrovlňný přechod,  $f = 3$  GHz, při pokojové teplotě; c) 10 GHz přechod při teplotě kapalného helia, 4,2 K. d) Jaká teplota je požadována pro optický přechod při  $\lambda = 500$  nm, aby platilo  $N_2/N_1 = 0,1$ ?
- 3.2 Je známo, že pro kvantový přechod ve středu viditelného spektra a pro látku, u které jsou všechny atomy stejné, vzájemné neinteragující, je doba života na hladině 10 ns. Jaká je šířka spektrální čáry takové přechodu v této látce?
- 3.3 Délka vlny záření v rentgenovém laseru se rovná 10 nm. Doba života na horní hladině 0,1 ps. Odhadněte přirozenou šířku čáry v tomto laseru.
- 3.5 Spektrální čára luminiscence neodymového iontu ve skle (nehomogenně rozšířené prostředí odpovídající přechodu s  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ ) má pološířku  $\Delta\lambda \doteq 30$  nm. Jaká je doba příčné relaxace?
- 3.6 Frekvence kvantového přechodu atomu je  $5 \cdot 10^{13}$  Hz a doba života  $1 \mu\text{s}$ . Za jak dlouho poklesne nerovnovážná populace horní hladiny na  $1/e$ ?
- 3.7 Ve dvouúrovňovém systému pro kvantový přechod mezi úrovněmi s vlnovou délkou  $\lambda = 694,3$  nm určete horní populaci při pokojové teplotě ( $T = 300$  K).
- 3.9 Pro  $\text{CO}_2$  laser ( $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ ) najděte poměrné obsazení horní hladiny vzhledem k dolní, jestliže je aktivní prostředí laseru v termodynamické rovnováze při  $T = 300$  K
- 3.10 Vypočtěte rovnovážný rozdíl populace hladin  $N_2 - N_1$  ve dvouúrovňovém systému v případě, že energetický rozdíl těmito úrovněmi je a) 10; b) 1; c) 0,1; d) 0,01; e) 0,001 eV. Určete odpovídající vlnové délky a frekvence záření.
- 3.11 Pro jednoduchý harmonický oscilátor ( $hf = 10^{-21}$  J), který má energetické hladiny  $E_n = hf(n + \frac{1}{2})$  pro  $n = 1, 2, \dots$  a nachází se v termodynamické rovnováze, spočtěte teplotu  $T$ , pro kterou pravděpodobnost, že první hladina ( $n = 1$ ) je excitována, se rovná  $10^{-4}$ .



# Kapitola 4

## Interakce optického záření s látkou

Elektromagnetické pole, složené z vln s optickými frekvencemi, má vliv zejm. na stav a strukturu elektronového obalu atomů. Dochází ke změnám doprovázeným přenosem energie mezi podsystémy tj. atomy, molekulami nebo ionty a elektromagnetickým polem.

### 4.1 Elementární procesy absorpce a emise

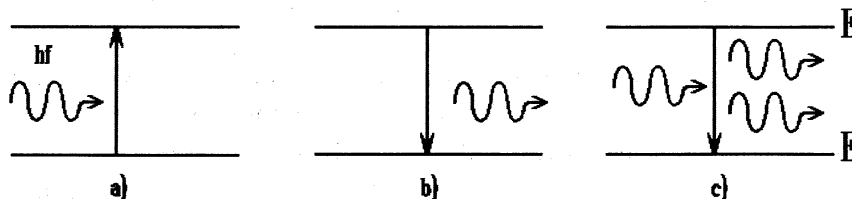
Dochází-li ke zářivému kvantovému přechodu mezi dvěma energetickými hladinami  $E_1$  a  $E_2$  ( $E_1 < E_2$ ), kvantová soustava získává nebo ztrácí rozdíl energií  $E_2 - E_1$ , tato energie může být vyměňována s elektromagnetickou vlnou o frekvenci  $f = \frac{E_2 - E_1}{h}$ , kde  $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$  Js je tzv. Planckova konstanta. Tato frekvence bývá označována jako *frekvence kvantového přechodu*. Množství předávané energie  $\Delta E = E_2 - E_1 = hf$  je elementární kvantum energie, které vlna o frekvenci  $f$  může s kvantovými soustavami vyměňovat. Toto kvantum energie, nazývané *fotonem*, bývá v korpuskulárních představách o světle ztotožňováno s *kvazičásticí*. Na záření o známé frekvenci se pohlíží jako na proud fotonů. Intenzita záření je přímo úměrná počtu fotonů.

Elementární proces *absorpce* záření kvantovou soustavou se interpretuje jako zánik (anihilace) fotonu a současný přechod kvantové soustavy z nižší

energetické hladiny  $E_1$  na vyšší  $E_2$  neboli zánik kvantové soustavy s vnitřní energií  $E_1$  a vznik kvantové soustavy s vnitřní energií  $E_2$ . Obvykle používané schematické znázornění tohoto procesu je na obr. 4.1a.

Opačným procesem k absorpci je proces emise. Nachází-li se kvantová soustava v excitovaném stavu  $E_2$ , dochází s jistou pravděpodobností k samovolnému (spontánnímu) uvolnění fotonu s frekvencí rovnou frekvenci kvantového přechodu, atom při tom přechází na nižší hladinu  $E_1$  uvažovaného kvantového přechodu. Tento proces se nazývá *spontánní emisí* (viz obr. 4.1b).

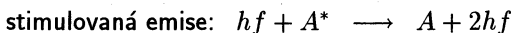
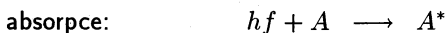
V r.1916 A.Einstein teoreticky zdůvodnil existenci ještě dalšího elementárního procesu, při kterém přítomné záření rezonanční frekvence  $f$  vyvolává kvantový přechod, při němž je uvolněno kvantum (foton) se stejnou frekvencí  $f$ . Směr šíření a polarizace vlny jsou stejné jako směr šíření a polarizace vlny, která kvantový přechod vyvolala. Tento proces bývá označován jako *stimulovaná emise* (viz obr. 4.1c).



Obr. 4.1: Zářivé kvantové přechody

absorpce a), spontánní emise b), stimulovaná emise c)

Tři uvedené elementární procesy absorpce, spontánní emise a stimulovaná emise se někdy prezentují relacemi používanými při popisu chemických reakcí:





kde  $A$  označuje atom ve stavu s energií  $E_1$ ,  $A^*$  atom v excitovaném stavu, tj stavu s energií  $E_2$  a  $hf$  označuje foton rezonančního záření.

## 4.2 Absorpční a emisní spektrum látky

Prochází-li elektromagnetická vlna s frekvencí  $f$  prostorem, ve kterém se nacházejí kvantové soustavy, dochází k výměně energie mezi vlnou a soustavami, jestliže je splněna podmínka rezonance, tj jestliže existuje kvantový přechod mezi hladinami  $E_k$  a  $E_i$ , jehož frekvence kvantového přechodu  $f_{ki} = (E_k - E_i)/h = f$ .

V ideálním případě izolovaných soustav jsou energetické hladiny přesně určeny a prostředí absorbuje nebo zesiluje jen vlny s přesně definovanými frekvencemi. Říkáme, že absorpční (emisní) spektrum látky je čárové.

Vzhledem k tomu, že na kvantové soustavy působí vždy mnoho vlivů okolního prostředí, nejsou energetické hladiny přesné, vykazují jistou neurčitost (šířku  $\Delta E_k$ ). Frekvence optického záření, které je absorbováno nebo vysíláno, není také určena přesně, hovoříme o rozšíření spektrální čáry. Interval frekvencí  $\Delta f$ , v němž jsou vlny prostředím absorbovány nebo vysílány nazýváme šířkou spektrální čáry.

Je-li rozšířena jen jedna z hladin  $E_k$  uvažovaného kvantového přechodu, je šířka spektrální čáry  $\Delta f$  rovna převrácené hodnotě doby života  $\tau_k$  na této hladině.

Jsou-li všechny kvantové soustavy v souboru stejné (navzájem nerozlišitelné) je výsledná spektrální čára pro soubor stejná jako spektrální čára každé kvantové soustavy v uvažovaném souboru. O spektrální čáře pak říkáme, že je *homogenně rozšířená*.

Jiným případem je tzv. *nehomogenní* rozšíření spektrální čáry, ke kterému dochází, když jednotlivé prvky souboru kvantových soustav jsou rozlišitelné podle frekvencí kvantových přechodů (tj. existují podsoubory, které se navzájem liší jmenovitými frekvencemi kvantových přechodů).

### 4.3 Rovnovážné záření

Vzhledem k tomu, že ke vzájemné výměně energie mezi molekulami a elektromagnetickým polem dochází po kvantech  $hf$  (fotonech), je možné uvažovat o každé elektromagnetické vlně jako o kvantovém systému s vnitřními stavy energie  $E_n = E_0 + nhf$ , tj. o systému se spočetně mnoha, stejně od sebe vzdálenými energetickými hladinami, přičemž  $E_0$  je energie základního stavu, ze kterého již nemůže být žádná energie poli odebrána. Takže pole elektromagnetické, které je v základním stavu, existuje, nemá však k dispozici žádné fotony pro výměnu.

Vycházejíce z kvantové představy o elektromagnetickém záření, vyjádříme nejprve vlastnosti pole, které interaguje s hmotným prostředím, vyměňuje s ním energii prostřednictvím elementárních procesů absorpce a emise, přičemž je v celé soustavě ustavena *termodynamická rovnováha*.

#### 4.3.1 Pravděpodobnostní rozdělení počtu fotonů

Počet fotonů v elektromagnetickém poli (neboli energie pole) nemusí být přesně stanoven. V takovém případě se na počet fotonů (počet elementárních kvant energie, které mohou být vlně odebrány) díváme jako na náhodnou veličinu. Popisuje se pak statisticky, přesněji metodami statistické fyziky. Např. pomocí pravděpodobnostního rozdělení počtu fotonů  $p_f(i)$ , vyjadřujícího pravděpodobnost, že elektromagnetická vlna má energii  $E_i = E_0 + ihf$ . V podmínkách termodynamické rovnováhy může být pravděpodobnost výskytu kvantové soustavy na  $i$ -té hladině vyjádřena obdobně jako v části: 3.2.1, tj.

$$p(i) = \frac{1}{Z} e^{-\frac{ihf}{kT}}. \quad (4.1)$$

Statistická suma  $Z$  je součtem geometrické posloupnosti s kvocientem  $e^{-\frac{hf}{kT}}$ :

$$Z = \frac{1}{1 - e^{-\frac{hf}{kT}}} \quad (4.2)$$

Pravděpodobnostní rozdělení  $p(i)$  může být zapsáno ve tvaru:

$$p(i) = e^{-\frac{ihf}{kT}} (1 - e^{-\frac{hf}{kT}}). \quad (4.3)$$

Pravděpodobnostní rozdělení  $p(i)$  je tedy monotonně klesající funkcí. Největší pravděpodobnost přísluší základnímu stavu ( $i = 0$ ), tj. nulovému počtu fotonů.

### 4.3.2 Střední hodnota energie

Střední hodnota počtu fotonů  $\bar{i}$  nebo energie  $\bar{E}_f$  v daném módu je nennulová, lze ji snadno určit z právě odvozeného pravděpodobnostního rozdělení:

$$\bar{E}_f = \sum_i p(i) E_i, \quad (4.4)$$

$$= \sum_i i h f e^{-\frac{ihf}{kT}} (1 - e^{-\frac{hf}{kT}}), \quad (4.5)$$

$$= \frac{h f}{\left( e^{\frac{hf}{kT}} - 1 \right)}, \quad (4.6)$$

$$= h f \cdot \bar{n}_f, \quad (4.7)$$

kde  $\bar{n}_f$  je střední hodnota počtu fotonů v každé elektromagnetické vlně ve stavu termodynamické rovnováhy.

Obecně je však rovnovážné záření složeno z vln různých frekvencí, směrů šíření i polarizací. Ve volném prostoru je každá vlna stejně pravděpodobná. Rozlišujeme-li elektromagnetické záření jenom podle frekvence (bez ohledu na směr šíření a polarizaci), není již každá frekvence stejně pravděpodobná. Pravděpodobnost výskytu vlny s jistou frekvencí  $f$  je vyjádřena spektrální hustotou počtu elektromagnetických vln, definovanou jako počet vln spadajících do jednotkového intervalu frekvencí v okolí dané frekvence. Toto rozdělení lze opět odvodit na základě shora uvedených elementárních představ.

### 4.3.3 Spektrální hustota počtu elektromagnetických vln

Každá vlna ve volném prostoru je plně určena vlnovým vektorem  $\vec{k}$  a polarizačním (jednotkovým) vektorem  $\vec{i}_p$ . Oba vektory jsou navzájem kolmé. Absolutní hodnota vlnového vektoru  $k = |\vec{k}| = 2\pi f/c$ . Počet vln s frekvencemi v intervalu  $(f, f + df)$  je úměrný dvojnásobku *objemu kulové vrstvy o poloměru k a tloušťce dk*, tj.  $8\pi k^2 dk = 8\pi(2\pi/c)^3 f^2 df$ . Z uvedeného je zřejmé, že spektrální hustota počtu vln je úměrná druhé mocnině frekvence.

### 4.3.4 Spektrální hustota energie

Spektrální objemová hustota energie  $u(f, T)$  záření (v termodynamické rovnováze s okolním prostředím na teplotě  $T$ ) je tedy úměrná součinu spektrální hustoty počtu elektromagn. vln a střední hodnoty energie vlny v jednotce objemu:

$$u(f, T) = \frac{8\pi f^2}{c^3} \frac{hf}{(e^{\frac{hf}{kT}} - 1)}. \quad (4.8)$$

Fyzikální rozměr  $u(f, T)$  je  $\text{Jm}^{-3}\text{s}$ .

Vzorec, který byl právě uveden, je *Planckův zákon*. Při přepisu do závislosti na vlnových délkách s využitím relací  $\lambda = c/f$ ,  $d\lambda = (c/f)df$  má Planckův zákon tvar:

$$u(\lambda, T) = \frac{8\pi ch}{\lambda^5 (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)}. \quad (4.9)$$

Tato rozdělovací funkce dosahuje svého maxima při  $\lambda = \lambda_{max}$ . Poměrně snadno (prostřednictvím derivace vztahu) je možné ukázat, že platí:  $\lambda_{max}T = \text{konst.}$  (tzv. *Wienův zákon posunovací*), kde  $\text{konst.} = 2.896 \cdot 10^{-3} \text{ mK}$ . Což znamená například, že těleso nahřáté na 3 až 6 tisíc kelvinů vyzařuje rovnovážné záření s maximem v oblasti viditelných vlnových délek (bílý žár).

Celková energie  $U(T)$  rovnovážného záření v jednotce objemu, kterou můžeme vypočítat integrací (4.8) přes celý definiční obor frekvencí:

$$U(T) = S.T^4, \quad (4.10)$$

kde  $S = 7.56 \cdot 10^{-16} \text{ JK}^{-4} \text{ m}^{-3}$  vyjadřuje tzv. *Stefanův-Boltzmannův zákon*. To znamená např., že při tepelné rovnováze na pokojové teplotě (300 K) je v  $1 \text{ m}^3$  obsaženo cca  $2 \cdot 10^{-7} \text{ J}$  energie v elektromagnetickém záření.

#### 4.4 Einsteinovy součinitelé (koeficienty)

Ve stavu termodynamické rovnováhy dochází k neustálé vzájemné výměně energie mezi optickým zářením a kvantovými systémy. Charakter výměny je však takový, že populace energetických hladin se nemění a její velikost je dána Boltzmannovým rozdělením a současně objemová spektrální hustota záření  $u(f, T)$  je také neměnná a dána Planckovým zákonem viz rovnice (4.8). V zájmu jednoduchosti teoretického popisu interakce předpokládáme látku složenou ze stejných dvouhladinových kvantových soustav, s energetickými hladinami  $E_1, E_2$  (přičemž  $E_1 < E_2$ ). Úbytek  $dN_1$  populace  $N_1$  hladiny  $E_1$  v důsledku *absorpce* je úměrný součinu délky intervalu času  $dt$ , populace  $N_1$  a spektrální objemové hustoty  $u(f, T)$  záření (pro  $f$  odpovídající rezonanční podmínce  $f = (E_1 - E_2)/h$ ), takže rychlost změny populace dolní hladiny vyvolaná absorpcí je:

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12}N_1u(f, T) \quad (4.11)$$

Součinitel  $B_{12}$  se nazývá *Einsteinovým součinitelem absorpce*. Protože předpokládáme jen dvouhladinové prostředí, musí být rychlost úbytku populace hladiny  $E_1$  rovna současnému zvýšení populace hladiny  $E_2$ , tj.

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{abs} = -\frac{dN_1}{dt} \quad (4.12)$$

Současně se však populace hladiny  $E_2$  snižuje v důsledku *spontánní emise* a to rychlostí:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{spont} = -A_{21}N_2 \quad (4.13)$$

Tento člen nezávisí na vlastnostech přítomného záření a je úměrný populaci  $N_2$  horní hladiny  $E_2$ .  $A_{21}$  je tzv. *Einsteinův součinitel (koeficient) spontánní emise*. Rychlost změny populace je ovlivněna též stimulovanou emisí a to:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{stim} = -B_{21}N_2u(f, T), \quad (4.14)$$

kde  $B_{21}$  je *Einsteinův součinitel (koeficient) stimulované emise*. Celková změna populace  $N_2$  hladiny  $E_2$  bude rovna:

$$\frac{dN_2}{dt} = \left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{abs} + \left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{spont} + \left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{stin}, \quad (4.15)$$

$$= B_{12}N_1u(f, T) - A_{21}N_2 - B_{21}N_2u(f, T). \quad (4.16)$$

Vzhledem ke stavu termodynamické rovnováhy však musí být výsledná změna populace každé hladiny, tedy i  $N_2$  nulová, takže:

$$B_{12}N_1u(f, T) = A_{21}N_2 + B_{21}N_2u(f, T). \quad (4.17)$$

S ohledem na Boltzmannův zákon musí platit:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{(E_2-E_1)}{kT}}. \quad (4.18)$$

Takže na základě předešlého vztahu dostáváme:

$$B_{12}u(f, T) = (A_{21} + B_{21}u(f, T))e^{-\frac{(E_2-E_1)}{kT}}. \quad (4.19)$$

Tato poslední rovnost musí mít obecnou platnost. Platí tedy i pro velmi velké hodnoty  $T$ , pro které je hodnota  $u(f, T)$  mimořádně vysoká a exponenciála v posledním výrazu se blíží jedné. Z toho vyplývá rovnost  $B_{12} = B_{21}$ . Tj. Einsteinovy součinitelé absorpce a stimulované emise jsou si rovny. Za tohoto předpokladu pak z rovnice (4.19) plyne:

$$u(f, T) = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (4.20)$$

Uvážíme-li, že objemová spektrální hustota záření při termodynamické rovnováze je dána Planckovým zákonem, nejsou Einsteinovy součinitelé spontánní a stimulované emise nezávislými veličinami, ale platí:

$$A_{21} = \frac{8\pi h^3 f^3}{c^3} B_{21}. \quad (4.21)$$

Z toho je patrné, že poměr Einsteinova součinitele  $A_{21}$  spontánní emise k součiniteli stimulované emise  $B_{21}$  vzrůstá se třetí mocninou frekvence kvantového přechodu. Tato skutečnost se projevuje v kvantových zesilovačích tak, že zesilování záření s kratší vlnovou délkou je více zatěžováno šumy (spontánní emisí) zesilovače.

#### Příklady ke kapitole 4

- 4.1 Pro vybraný přechod v rentgenových vlnových délkách ( $\lambda = 10 \text{ nm}$ ) je pravděpodobnost přechodu (Einsteinův součinitel) za jednotku času  $A_{21} = 10^6 \text{ s}^{-1}$ . Určete  $B_{21}$  pro tento přechod. Jaká musí být objemová hustota energie záření v rezonátoru, aby byla pravděpodobnost stimulovaného vyzáření třikrát větší než pravděpodobnost spontánního přechodu?
- 4.2 Platí-li, že  $B_{21} = 10^9 \text{ m}^3 \text{ J}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , určete  $A_{21}$  a odpovídající dobu života  $\tau_{21} = 1/A_{21}$  pro záření s vlnovou délkou  $\lambda = 600 \text{ nm}$  (viditelná oblast);  $\lambda = 6 \mu\text{m}$  (infračervená oblast);  $\lambda = 60 \text{ nm}$  (ultrafialová oblast);  $\lambda = 0,6 \text{ nm}$  (rentgenová oblast). Určete počet stimulovaných přechodů za jednotku času pro rovinnou vlnu s intenzitou  $I = 10 \text{ Wmm}^{-2}$ .
- 4.4 Typický kontinuální  $\text{CO}_2$  laser používá směs  $\text{He}$ ,  $\text{N}_2$  a  $\text{CO}_2$  v poměru 8:1:1 a celkový tlak plynu při pokojové teplotě je 2 kPa. Výstupní výkon kontinuálního laseru při  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$  z optimalizované  $\text{CO}_2$  laserové trubice 1 cm v průměru a 1 m dlouhé je 50 W. Kolikrát za sekundu je při této hodnotě výstupního výkonu  $\text{CO}_2$  molekula vzbuzena na horní laserovou úroveň a pak stimulovaně přechází na dolní laserovou úroveň? Relace mezi tlakem  $p$  a hustotou  $N$  v plynu je  $N(\text{cm}^{-3}) = 7,33 * 10^{16} p(\text{Pa})/T(\text{K})$ .
- 4.9 Kolikrát vzroste poměr spontánní ke stimulované emisi v záření černého tělesa, jestliže měřená vlnová délka klesne dvakrát? Vyjádřete fyzikální rozměry Einsteinových součinitelů spontánní a stimulované emise.
- 4.10 Jaká je pravděpodobnost spontánního přechodu, jestliže doba života na hladině je 100 ns, excitační energie je 2 eV a stavy tohoto dvouhla-

dinového systému jsou nedegenerované?

- 4.11 Excitovaná molekula, která se nachází na rotační podhladině s energií 1 meV, je v systému v termodynamické rovnováze při teplotě 300 K. Vypočtete poměr pravděpodobnosti stimulované a spontánní emise. Jaký je tento poměr pro excitovaný atom na úrovni s energií 4 eV?
- 4.12 Vyšetřete detailní průběh spektrální hustoty energie pro teploty 1000 a 10000 K a graficky znázorněte.
- 4.13 Vypočtete plošnou hustotu zářivého toku tělesa ohřátého do červeného žáru.



# Kapitola 5

## Detekce optického záření

Detekce záření je zjišťování přítomnosti optického záření v daném místě a v daném čase. V elektromagnetickém poli radiových kmitočtů se na přítomnost elektromagnetického pole usuzuje z účinků elektrického pole elektromagnetické vlny na volné náboje (nosiče proudu ve vodivé anténě). Je-li frekvence vlny stejná jako rezonanční frekvence obvodu připojeného k anténě, přelévá se energie elektromagnetické vlny do kmitavého elektrického obvodu, obsahujícího indukčnosti a kondenzátory. Velikosti intenzity elektrického pole elektromagnetické vlny odpovídá např. napětí na kondenzátoru kmitavého obvodu. Anténa zajišťující účinné odsátí energie elektromagnetického pole a její přeměnu na energii elektrickou musí mít vhodný rozměr, bývá rovný polovině vlnové délky detekovaného záření.

V případě, že bychom chtěli tuto metodu tzv. *přímé detekce* extrapolovat pro optické vlny, pak by příslušná anténa měla mít rozměry zlomků mikrometrů a rezonanční obvod by měl být naladěn na frekvenci řádově  $10^{15}$  Hz. V našem makrosvětě pomocí běžných elektronických prvků to však není realizovatelné.

Detektory optického záření jsou *detektory nepřímé*. Jsou založeny zpravidla na absorpci záření, tj. předání energie kvantovým soustavám, po které následuje přeměna vnitřní energie kvantové soustavy v jinou formu energie makroskopického systému (v němž se kvantová soustava nachází), nejčastěji

energii tepelnou, elektrickou a chemickou. Optická detekce je tedy založena na pozorování změn tepelného elektrického nebo chemického stavu látky, změn, které jsou následují po absorpci optického záření.

## 5.1 Základní parametry optických detektorů

Základními charakteristikami optických detektorů jsou *detektivita*, *konverzní účinnost*, *časová odezva* a *spektrální charakteristika*.

### 5.1.1 Detektivita

Detektivita je parametr detektoru, který charakterizuje schopnost detektoru rozpoznat informaci přenášenou zářením. Vyplývá z prahové hodnoty detekovatelného výkonu optického záření.

Minimální (prahový) výkon optického záření  $P_{min}$ , postačující k tomu, aby dopadající signál nezanikl v šumech, bývá úměrný druhé odmocnině ze šířky frekvenčního pásma  $\Delta f$  detekčního zařízení:

$$P_{min} = \frac{\sqrt{\Delta f}}{D}, \quad (5.1)$$

kde součinitel  $D$  je *detektivita*. Takže fyzikální rozměr detektivity je tedy  $W^{-1}Hz^{1/2}$ . U většiny plošných detektorů je minimální detekovatelný výkon  $P_{min}$  úměrný také druhé odmocnině s plošného obsahu  $S$  fotocitlivé plochy detektoru:

$$P_{min} = \frac{\sqrt{\Delta f \Delta S}}{D^*}, \quad (5.2)$$

takže se zavádí tzv. *normovaná detektivita*  $D^*$ , která má fyzikální rozměr  $W^{-1}mHz^{1/2}$

### 5.1.2 Konverzní účinnost

Konverzní účinnost je obecnou charakteristikou procesů (systémů nebo zařízení), při nichž dochází k přenosu energie nebo změnám formy energie.

Konverzní účinnost bývá definována poměrem výsledné (využité energie) k energii do procesu vstupující.

U optických detektorů je celková *konverzní účinnost* dána poměrem energie *tepelné* (u tepelných detektorů), *elektrické* (u fotoelektrických detektorů), resp. *chemické* (u fotochemických detektorů) vydělené ve fotodetektoru k energii optického záření dopadajícího na detektor.

Je-li detektor založen na fotoelektrickém jevu, zavádí se namísto konverzní účinnosti tzv. *kvantová účinnost*, definovaná poměrem počtu uvolněných fotoelektronů k počtu fotonů záření dopadajících na fotokatodu.

### 5.1.3 Časová odezva

Časová odezva detektoru je časový interval, za který se podstatně změní výstupní signál detektoru, jestliže se na počátku změnila skokem intenzita signálu dopadajícího na detektor. Bývá zaváděna přesnější definice, která rozlišuje dobu nárůstu a dobu poklesu signálu. Při zapnutí optického signálu se jedná o dobu nárůstu, která je rovna době, za kterou výstupní signál detektoru dosáhne  $(1 - 1/e)$  násobku maximální hodnoty. Při vypnutí optického záření je doba poklesu dána intervalem, za který výstupní signál poklesne na  $1/e$  výchozí maximální hodnoty. Časová odezva závisí na fyzikálních (chemických) procesech, které v detektoru probíhají.

### 5.1.4 Spektrální charakteristika

Spektrální charakteristika je závislost výstupní veličiny detektoru optického záření na frekvenci (nebo vlnové délce) dopadajícího optického záření. Je-li spektrální charakteristika konstantní ve velkém intervalu optických frekvencí, nazýváme *detektor neselektivním*. V opačném případě jde o *detektor spektrálně selektivní*.

Tabulka 5.1: Tepelné detektory

Detektor	Princip činnosti
kalorimetr	teplo
termočlánek	termoelektrické napětí
bolometr	změna elektrické vodivosti
termistor	změna elektrické vodivosti
pyroelektrický detektor	změna polarizace
pyromagnetický detektor	změna permeability
Golayova cela	tepelná roztažnost plynu
evaporograf	kondenzované páry na tenké membráně
tekuté krystaly	změna optických vlastností
termionický detektor	změna rychlosti emise z katody

## 5.2 Tepelné detektory

Tepelné detektory optického záření jsou založeny na přeměně absorbované energie optického záření na energii tepelnou. Změny teploty čidla (v důsledku absorpce záření) mohou být doprovázeny změnami dalších parametrů látky jako jsou změny tlaku plynu, elektrické vodivosti, elektrické polarizace apod. Tepelné detektory bývají *neselektivní* v pásmu vlnových délek záření 0, 2  $\mu\text{m}$  až 50  $\mu\text{m}$ . Nejlepší tepelné detektory vykazují detektivitu  $D = 10^{10}$  až  $10^{11} \text{ W}^{-1}\text{Hz}^{1/2}$  a časovou odezvu  $10^{-1}$  až  $10^{-3}$  s. Supravodivé polovodičové bolometry (při pracovní teplotě 3 až 15 K) mají detektivitu až  $10^{12} \text{ W}^{-1}\text{Hz}^{1/2}$  a časovou odezvu  $10^{-4}$  s.

Tepelné detektory se uplatňují zejména pro detekci infračerveného záření. V tabulce 5.1 jsou shrnuty používané tepelné detektory a principy jejich činnosti.

### 5.2.1 Kalorimetr

Kalorimetr je přístroj pro absolutní měření množství tepelné energie, která vznikne, nebo je prostředí kalorimetru předána při různých fyzikálních, chemických nebo biologických procesech. Kalorimetr je zařízení univerzální, avšak pro měření, obvykle malých energií přenášených optickým zářením se jako optický detektor nepoužívá. Slouží však v metrologických optických laboratořích ke kalibraci detektorů jiných typů. Jeho časová odezva bývá velmi dlouhá, zpravidla několik sekund.

### 5.2.2 Termočlánek

Termočlánek je čidlem teploty, vzniká spojením dvou rozdílných elektricky vodivých materiálů. Měřítkem teploty je velikost termoelektrického napětí, které vzniká při zahřívání (resp. ochlazování) spoje. Termočlánky se zhotovují z kovů a jejich slitin, méně často z polovodičů.

Kovové termočlánky jsou v praxi jsou velmi rozšířené pro jejich spolehlivost a vysokou mechanickou odolnost. Používají se pro měření teplot od 1 K do 2800 K. Přesnost měření standardních termočlánků je 1 K, s použitím můstkového zapojení lze dosáhnout přesnosti 0,01 K. *Polovodičové termočlánky* jsou podstatně citlivější než kovové, ale jsou nestabilní, mají horší mechanické vlastnosti a technologie výroby je poměrně složitá.

Zvláštní *kovové termočlánky* s časovou odezvou 30 ns se zhotovují technologií vakuového napařování (např. vizmutu a antimonu) na safírovou podložku. Termočlánky bývají součástí planárních elektronických obvodů. Termočlánků může být v jednom obvodu různý počet a mohou mít různé geometrické uspořádání.

### 5.2.3 Bolometr

Bolometr pracuje na principu měření změny odporu čidla ohřivaného dopadajícím zářením. Relativní změna odporu

$$\frac{\Delta R}{R} = \alpha_T \Delta T \quad (5.3)$$

je určena teplotním součinitelem  $\alpha_T$ , který závisí na použitém materiálu čidla a pracovní teplotě. Nabývá hodnot 0.5 až  $5000 \text{ K}^{-1}$ . Při konstrukci bolometru se používá dvou stejných čidel v můstkovém zapojení. Druhé čidlo kompenzuje změny teploty prostředí popř. vliv radiačního šumu.

Čidla bolometrů se zhotovují buď z kovů nebo z polovodičů. *Kovové bolometry* bývají v podobě tenkých vrstev (0,1 až  $1 \mu\text{m}$ ) niklu, zlata nebo vizmutu. Povrchy bývají začerněny, aby se dosáhlo vysoké absorpční schopnosti. Teplotní součinitel  $\alpha_T$  kovů při pokojové teplotě je malý. *Polovodičové bolometry* z germania, antimonu nebo oxidů hořčíku, niklu, kobaltu apod. mají při pokojové teplotě součinitel  $\alpha_T = 4.2 \text{ K}^{-1}$ . Pro dosažení podstatně větších citlivostí se používají kovové bolometry *Sn, Ta, Nb* při teplotě 3 až 15 K, kdy lze dosáhnout součinitele  $\alpha_T = 5000 \text{ K}^{-1}$ .

Jiná metoda zvyšování citlivosti bolometru souvisí s modifikací konstrukčního uspořádání. Čidlo tzv. *imerzního bolometru* bývá doplněno čočkou s velmi malou ohniskovou vzdáleností. Dopadající záření je fokusováno na velmi malou plochu, což umožňuje zmenšení rozměrů čidla a zrychlení časové odezvy. Nejcitlivější a současně nejrychlejší jsou *supravodivé bolometry* s časovou odezvou cca 100 ns.

### 5.2.4 Termistor

Termistor je *nelineární*, teplotou řízený, elektrický *dvojpól* na bázi oxidů kovů. Je charakteristický především tím, že jeho odpor exponenciálně klesá se stoupající teplotou. Teplotní součinitel odporu při 300 K je  $-0.03 \text{ K}^{-1}$ . Perličkové termistory v můstkovém zapojení se používají jako čidla pro měření malých výkonů optického záření v bolometrech nebo kalorimetrech.

### 5.2.5 Pyroelektrický detektor

Pyroelektrický detektor je tepelný detektor založený na *pyroelektrickém jevu*, tj. na vzniku *náboje na povrchu* některých dielektrických materiálů při jejich ohřívání nebo ochlazování. Jeden konec pyroelektrického materiálu se při ohřátí nabije kladně, druhý záporně. Vznik náboje je projevem změny *polarizace* (makroskopického dipólového momentu) *dielektrika* (krystalu). Pro konstrukci pyroelektrických detektorů záření se používají materiály TGS (triglycinesulgát), LT (lithium-tantalát), SBN (stroncium-barium-niobát), keramické materiály ZT (zirkon-titan) a polymerové filmy typu PVF (polyvinylfluorid)

Pyroelektrické detektory mohou být velmi rychlé. Jejich časová odezva je až 30 ps, jsou mechanicky odolné a stabilní, pracují při pokojové teplotě. Největší uplatnění nacházejí jako nechlazené detektory infračerveného záření. Jsou umístovány v bezpečnostních systémech jako všesměrové detektory ohně nebo pohybu předmětů a osob ve střežených prostorách apod.

## 5.3 Fotoelektrické detektory

Fotoelektrické detektory jsou založeny na přeměně energie optického záření na elektrickou energii. Jsou založeny buď na *fotovodivostních změnách*, *fotodielektrickém jevu* (tj. změně permitivity excitací atomů), nebo na vnitřním, resp. vnějším *fotoelektrickém jevu*.

*Vnější* fotoelektrický jev je emise elektronů z pevných látek a kapalin do vakua nebo jiného prostředí vyvolávaná absorpcí záření. Uskutečňuje se při kvantových přechodech v pevné látce. Počet uvolňovaných elektronů je dán počtem absorbovaných kvant elektromagnetického záření – fotonů. Kinetická energie uvolňovaných elektronů je dána frekvencí záření a nezávisí na intenzitě záření. Pro každý materiál existuje jistá minimální (prahová) frekvence, odpovídající vazbové energii, při které ještě nastává vnější fotoelektrický jev.

*Vnitřní* fotoelektrický jev je změna populace elektronových energetických hladin v pevné látce, ke které dochází v důsledku absorpce optického záření a která znamená přírůstek počtu volných nosičů.

### 5.3.1 Fotovodivostní detektor

*Fotovodivost* je zvětšení vodivosti materiálu účinkem optického záření, tedy v důsledku vnitřního fotoelektrického jevu. Fotovodivost se pozoruje u všech polovodičů. Je možné ji dělit na tři mechanismy a to:

1. *vlastní vodivost* způsobenou kvantovým přechodem z valenčního pásu do vodivostního pásu v pevné látce, spojeným s absorpcí fotonu. Elementární kvantum energie  $hf$  (foton) musí být větší než šířka zakázaného pásu  $\Delta E$ .
2. *nevlastní fotovodivost* způsobenou přechodem nosiče náboje z příměsového pásu, který leží uvnitř zakázaného pásu materiálu. Může to být hladina donoru blíže k vodivostnímu pásu, nebo akceptoru, která je blíže valenčnímu pásu. Musí být splněna rezonanční podmínka pro frekvenci kvantového přechodu a frekvenci dopadajícího záření.
3. fotovodivost způsobená *změnou pohyblivosti* elektronů ve vodivostním pásu, tj. kvantovými přechody elektronů pevné látky uvnitř vodivostního pásu. Tento mechanismus se uplatňuje při absorpci v dlouhovlnné části optického spektra.

Elektrický proud protékající elektrickým obvodem, jehož je fotovodivostní detektor součástí, závisí na absorbovaném záření. Fotovodivostní detektory na principu vlastní fotovodivosti (fotoodpory) se vyznačují velkou hodnotou součinitele absorpce a používají se pro detekci optického záření až do  $8 \mu\text{m}$ . Polovodičové detektory využívající nevlastní vodivosti jsou spektrálně selektivní v pásmu vlnových délek  $0,6$  až  $1,2 \mu\text{m}$ . Na vnitřním fotoelektrickém jevu jsou založeny i speciální detektory citlivé pro infračervené záření až do  $30 \mu\text{m}$ . Detektivita se pohybuje v rozmezí  $10^{12}$  až  $10^{15} \text{ W}^{-1}\text{Hz}^{1/2}$ .



### 5.3.2 Fotokatoda

Fotokatoda je základem mnoha optických detekčních systémů (např. vakuové fotodiody, fotonásobiče, zesilovače a převaděče optických signálů). Je to selektivní detektor založený na *vnějším fotoelektrickém* jevu. Fotokatody bývají tvořeny tenkými vrstvami materiálu na průzračné podložce. Dopadající záření prostupuje podložkou a uvolňuje fotoelektron z katody do vakua. Spektrální citlivost fotokatod je dána vlastnostmi použitého materiálu, přičemž dlouhoválnná mez je dána prahovou vlnovou délkou pro vnější fotoelektrický jev.

### 5.3.3 Vakuová fotodioda

Vakuová fotodioda se skládá z *fotokatody* a *anody* umístěných ve vakuu. Elektrony uvolněné zářením z fotokatody jsou urychlovány přiloženým napětím mezi katodu a anodu. Elektrický proud je úměrný intenzitě optického záření, které na fotokatodu dopadá. Časová odezva vakuové fotodiody bývá 0, 1 ns. Spolu s rozvojem polovodičových technologií byly vakuové fotodiody nahrazeny polovodičovými fotodiodami.

### 5.3.4 Polovodičová fotodioda

Polovodičová fotodioda je detektor využívající *vnitřní fotoelektrický jev* a jednosměrné vodivosti na přechodu PN polovodičové diody. Působením optického záření vznikají v PN přechodu volné nosiče. Proud v závěrném směru je ve velkém dynamickém rozsahu úměrný intenzitě dopadajícího záření a nezávisí na velikosti vnějšího přiloženého napětí. Spektrální citlivost je dána použitým polovodičovým materiálem, popř. i pracovní teplotou. Časová odezva vyplývá z doby průletu volného nosiče přechodem PN. Závisí na konstrukci a technologii výroby polovodiče, na vlnové délce záření a na vnějším elektronickém obvodu. Časová odezva nejrychlejších polovodičových fotodiod je několik pikosekund.

Polovodičové fotodiody využívají přechodu PN v *polovodiči* nebo při *spojení dvou* různých polovodičových materiálů. Podobné vlastnosti jako přechod PN u polovodičů má i přechod *kov-polovodič*, který se využívá u Schottkiových fotodiod. Mikroelektronické technologie umožňují zhotovení většího počtu polovodičových fotodiod v jednom prvku a v různém geometrickém uspořádání a s dalšími elektronickými obvody v témže prvku. Do této skupiny patří tzv. *prvky s nábojovou vazbou* (CCD — Charge Couple Devices).

### 5.3.5 Lavinový detektor

Lavinový detektor je polovodičová fotodioda, která využívá ionizačních (lavinových) procesů v polovodiči k zesílení fotoproudu. Lavinové detektory mají velkou detektivitu a krátkou časovou odezvu ( $10^{-10}$  s až  $10^{-11}$  s). Používají se k měření slabých a krátkých optických impulsů.

## 5.4 Fotočlánky

Fotočlánek je zdroj *fotoelektrického napětí*. Vznik fotoelektrického napětí v různých materiálech a soustavách může mít různé příčiny.

1. Důsledkem nehomogenního ozáření krystalu a rozdílných difúzních rychlostí kladných a záporných nosičů proudu vzniká tzv. *difúzní elektromotorické napětí*, které je poměrně slabé.
2. *Diodové fotoelektrické napětí* vzniká především na přechodech kov-polovodič, na přechodech PN a nehomogenně legovaných polovodičích. Fotoelektrické napětí na PN přechodech je základem slunečních článků.
3. Fotoelektrické napětí důsledkem *fotopiezoelektrického jevu* (za přítomnosti tlaku), *fotomagnetoelektrického jevu* (za přítomnosti magnetického pole).
4. Tlakem dopadajícího optického záření jako přímé předávání hybnosti záření elektronům v polovodičích. Detektory založené na tomto principu mají velmi krátkou časovou odezvu.

## 5.5 Fotochemické detektory

U fotochemických detektorů se absorbovaná energie optického záření spotřebuje na iniciaci chemické reakce.

### 5.5.1 Fotografická emulze

Fotografická emulze je materiál sestávající z želatiny jako nosného prostředí, ve kterém jsou rozptýleny mikroskopické nebo submikroskopické krystalky halogenidu stříbra, zprav. bromidu stříbrného. V důsledku absorpce záření se *uvolňuje elektron* ze záporného iontu bromu. Elektron „putuje“ krystalem a může být zachycen kladným iontem stříbra. Vzniklý atom stříbra představuje ale poruchu v krystalografické mřížce. Má dobu života asi 1 s a opět se rozpadá. Spojením dvou atomů stříbra v molekulu vzniká již stabilní útvar, ale teprve shluky tří a více molekul vedou k vytvoření tzv. *latentního obrazu*. Vlastní citlivost emulze, daná absorpčním spektrem halogenidu stříbra je omezena na krátkovlnnou část viditelného spektra a ultrafialovou oblast.

## 5.6 Lidské oko

Nejstarším a poměrně citlivým detektorem optického záření je *lidské oko*. Je to detektor spektrálně selektivní v pásmu vlnových délek 400 až 800 nm s maximální citlivostí pro vlnovou délku 555 nm.

Lidské oko má dva typy *receptorů*: *tyčinky* (průměr  $2\ \mu\text{m}$ , počet  $1,3 \cdot 10^8$ ) a *čípky* (průměr  $4\ \mu\text{m}$ , počet  $7 \cdot 10^6$ ). Porovnání funkcí a vlastností čípků a tyčinek plyne z tab. 5.2

Citlivost tyčinek a čípků není konstantní. *Adaptací oka* označujeme automatické přizpůsobení oka vstupní intenzitě záření v rozsahu  $1 : 10^9$ . Adaptace se uskutečňuje dvěma způsoby, a to buď rychlou adaptací (1:16) — změnou průměru otvoru duhovky (pupily) od 2 do 8 mm, nebo pomalou adaptací změnou procesů v sítnici (30 min.).

Tabulka 5.2: Receptory lidského oka

### Čípky Tyčinky

převážně v oblasti žluté skvrny	větší hustota mimo žlutou skvrnu
malé zorné pole	velké zorné pole
velká ostrost vidění	nižší ostrost vidění
barevné vidění	šedé (nebarevné) vidění
nižší citlivost	vyšší citlivost

#### Příklady ke kapitole 5

- 5.2 Vypočtete proud detektoru vyvolaný ve fotodiodě svazkem z *He-Ne* laseru s výkonem  $1 \mu\text{W}$  za předpokladu, že každé dva fotony vyvolají vznik jednoho náboje. Jaký má být odpor zátěže, aby se napětí na něm rovnalo  $1 \text{ mV}$ ?
- 5.3 Vypočtete proud detektoru vyvolaný svazkem *He-Ne* laseru s výkonem  $0,1 \text{ mW}$  ve fotonásobiči, který je tvořen fotokatodou, pěti dynodami a anodou. Předpokládejte, že fotokatoda má kvantovou účinnost  $10\%$ , každá dynoda emituje tři elektrony na jeden dopadající elektron. Na anodu dopadají všechny elektrony z poslední dynody.
- 5.5 Úhel divergence laserového svazku s výkonem  $1 \text{ W}$  umístěného na zemi se rovná  $2 \text{ mrad}$ . Jestliže útlum atmosféry představuje  $10 \text{ dBkm}^{-1}$ , vypočtete, jaká je maximální přípustná vzdálenost mezi zdrojem a retranslátorem. Plocha detektoru retranslátoru je  $1 \text{ cm}^2$  a minimální spolehlivě detekovatelný signál  $1 \mu\text{W}$ .
- 5.7 Vypočtete dopadající signál na detektoru vyvolávaný zářením *He-Ne* laseru s výkonem  $1 \text{ mW}$  a s úhlem divergence  $2 \text{ mrad}$ , vzdálenost laser — detektor  $10 \text{ km}$ , poloměr fotokatody  $1 \text{ cm}$ . Pro kvantovou účinnost fotokatody  $10\%$  vypočtete vyvolaný proud fotodetektozem.

# Kapitola 6

## Klasické zdroje optického záření

Zdroje optického záření jsou zařízení nebo objekty, v nichž dochází k přeměně různých forem energie na energii elektromagnetického záření v pásmu optických frekvencí tj. s vlnovými délkami ve vakuu v pásmu desítek nanometrů až zlomků milimetrů.

Existují přirozené (přírodní) a umělé zdroje optického záření. K přirozeným zdrojům patří Slunce, hvězdy, atmosférické výboje a luminiscenční zdroje živočišného a rostlinného původu. Umělé zdroje je možné rozdělit do dvou skupin na klasické zdroje (nekoherentní) a nové koherentní zdroje reprezentované především lasery.

*Nekoherentní* zdroje bývají tvořeny velkým množstvím elementárních zařízení (atomů, iontů, molekul apod.), které vysílají záření v procesech spontánní emise, navzájem nezávisle. Frekvence záření je dána frekvencemi kvantových přechodů soustav, ze kterých je látka složena. Mezi fázemi jednotlivých vysílaných vln neexistuje žádný vztah. Výsledné elektromagnetické pole od mnoha zářičů má charakter náhodného signálu – šumu.

Tyto klasické zdroje je možné rozdělit na tepelné (termodynamicky rovnovážné) a luminiscenční (nerovnovážné). K tepelným zdrojům patří každé dostatečně ohřáté těleso (např. plamen, žárovka), idealizovaným zdrojem záření je tzv. černé těleso. Luminiscenční zdroje jsou založeny na buzení luminiscence plynů nebo pevných látek, uskutečňované elektrickým výbojem v

plynu (obloukovým, doutnavým, bezelektrodovým), optickým zářením jiného zdroje, elektronovým svazkem apod.

## 6.1 Záření rovnovážných zdrojů

### 6.1.1 Černé těleso

Černé těleso je pomyslný objekt nacházející se ve stavu *termodynamické rovnováhy*, který pohlcuje všechno dopadající elektromagnetické záření nezávisle na frekvenci. Vyzařování černého tělesa je plně popsáno termodynamicky rovnovážným zářením. Všechny vlastnosti vysílaného záření plynou z jeho teploty. Spektrální vlastnosti i intenzita vyzařování jsou dány Planckovým zákonem.

Pro kalibrační účely se černé těleso realizuje jako otvor dutiny s černě obarvenými stěnami. Záření vstupující do dutiny se při opakovaných odrazech od stěn dutiny prakticky úplně pohlcuje a záření vystupující z otvoru má vlastnosti rovnovážného záření, daného teplotou stěn dutiny (viz kap. 4).

### 6.1.2 Záření Slunce

Slunce je nejstarším zdrojem optického záření využívaného člověkem. Jeho záření lze popisovat jako rovnovážné záření černého tělesa. Spektrální vlastnosti slunečního odpovídají teplotě 6000 K.

### 6.1.3 Žárovka

Světelným zdrojem je rozžhavené tělísko. Ohřátí způsobeno průchodem elektrického proudu. Tělísko (vlákno) kdysi z uhlíku, nyní z wolframu (protože tento kov má nejvyšší bod tání). Vlákno bývá umístěno ve vakuu nebo v netečném plynu (dusík, argon, krypton), aby mohlo být ohříváno až na teploty, kdy maximum výkonu vysílaného záření spadá do oblasti optických frekvencí.

## 6.2 Záření nerovnovážných zdrojů

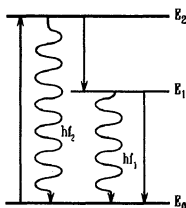
### 6.2.1 Luminiscence

Luminiscence je optické záření látky (plynu, kapaliny, pevné látky), jejíž termodynamická rovnováha byla porušena vnějším účinkem – buzením. Přesněji řečeno, luminiscence je jen část vysílaného záření a to přebytek nad jejím tepelným zářením, který opouští látku s jistým zpožděním po budícím účinku. Luminiscence je na rozdíl od tepelného záření nezávislá na teplotě, tj. vyzařují ji i studené objekty, takže bývá nazývána *studeným světlem*. V přírodě se s luminiscencí setkáváme v podobě polární záře, světélkování hmyzu, minerálů nebo zahnívajících dřeva. Luminiscenci je možné třídit podle způsobu buzení na *fotoluminiscenci*, *radioluminiscenci*, *katodoluminiscenci*, *elektroluminiscenci*, *triboluminiscenci*, *chemiluminiscenci* aj.

Podle doby trvání bývá luminiscence dělena na *fluorescenci* a *fosforescenci*. Fluorescence je luminiscence s krátkou dobou dosvitu (několik mikrosekund (milisekund) po skončení účinku budícího zdroje. Fosforescence pokračuje ještě dlouho po skončeném buzení.

Látky, které vykazují schopnost luminiscence, se nazývají *luminofory*. Společnou vlastností luminoforů je diskrétní spektrum energetických hladin. Látky se spojitým spektrem energetických hladin (např. kovy) nejsou nikdy luminofory. Elementární akt luminiscence se skládá z vybuzení kvantové soustavy (tj. atomu, iontu nebo molekuly), případného přenosu excitační energie na nižší energetickou hladinu a následného zářivého přechodu (viz. obr. 6.1).

Buzení vyvolává přechod ze základního stavu s energií  $E_0$  do stavu s energií  $E_2$ . Vrací-li se kvantová soustava zpět do stavu s energií  $E_0$  zářivým přechodem, jedná se o tzv. *rezonanční* luminiscenci. Zpravidla však dochází nejdříve k nezářivému přechodu na hladinu  $E_1$  a poté k zářivému přechodu z  $E_1$  do  $E_0$ . Hladina  $E_1$  leží zpravidla níže než  $E_2$ . Energetický rozdíl se spotřebovává na teplo. Luminiscenční kvantum energie  $hf_1$  je menší než kvantum energie absorbované buzením  $hf_2$  (*stokesovská* luminiscence), ale



Obr. 6.1: Energetické hladiny luminoforu

vyloučení není ani opačný případ (*antistokesovská* luminiscence).

Emisní hladina  $E_1$  může být hladinou těže kvantové soustavy (atomu, iontu), která absorbovala energii, nebo obecně může být hladinou jiné kvantové soustavy v luminoforu. Proces přenosu excitační energie z absorpční hladiny  $E_2$  jistého atomu na hladinu  $E_1$  jiného atomu probíhá v různých materiálech různě. Někdy se přenáší kmitavým pohybem atomových jader v krystalické struktuře, jindy vodivostními elektrony nebo páry elektron – díra. Je-li rekombinace posledním procesem při vzniku luminiscenčního záření, mluvíme o rekombinační luminiscenci.

Mezi hladinami  $E_1$  a  $E_0$  může též docházet k nezářivým přechodům. Zvýšení pravděpodobnosti nezářivých přechodů vede ke *zhášení* luminiscence. Je-li příčinou zhášení zvýšení teploty materiálu (resp. koncentrace luminiscenčních center) mluvíme o *teplotním* (resp. *koncentračním*) zhášení.

Luminiscence má široké praktické uplatnění. Při nízkém tlaku plynu je možné budit luminiscenci par kovů a vzácných plynů, která se využívá v luminiscenčních lampách a je předpokladem činnosti plynových laserů. Luminiscence kapalin se pozoruje především u roztoků organických látek. Krystaly, které vykazují luminiscenci, bývají označovány jako *krystalofosfory*. Jsou využívány při katodoluminiscenci v obrazovkách televizorů a staly se základem pevnolátkových laserů. Intenzivní luminiscence některých látek umožňuje hledání jejich malých koncentrací a stala se základem nové měřicí metody (tzv.



luminiscenční analýzy). Luminiscence se využívá v defektoskopii a ve zdravotnictví k diagnostice např. rakovinných buněk.

## 6.2.2 Výbojka

Umělým nerovnovážným zdrojem optického záření je výbojka. Buzení je realizováno elektrickým výbojem v plynu nebo v parách kovů, popřípadě v jejich směsích. Podle tlaku plynu, se kterým pracují, se dělí na doutnavky, nízkotlaké výbojky a vysokotlaké výbojky. Pro osvětlovací účely se v současnosti používá výbojek s parami rtuti nebo sodíku, popř. směsi rtuťových par a halogenidů.

Nízkotlaké výbojky pro osvětlování bývají nazývány zářivkami. Ve výbojovém prostoru zářivek vzniká především ultrafialové záření (jako luminiscence plynu). Na stěnách zářivek bývá nanесena vrstva pevnolátkového luminoforu (krystalofosforu), který je buzen ultrafialovým zářením výboje a vysílá fotoluminiscenci ve viditelné oblasti spektra.

Pro buzení laserů se používají vysokotlaké výbojky zvláštní konstrukce. Jsou optimalizovány z hlediska spektra vysílaného záření tak, aby emisní spektrum výbojky bylo přibližně stejné jako absorpční spektrum buzeného materiálu, dále jsou optimalizovány z hlediska životnosti, výkonu a režimu provozu. Např. pro buzení impulsních pevnolátkových iontových laserů jsou používány impulsní výbojky speciální konstrukce plněné xenonem nebo kryptonem pod tlakem 0,04 až 0,09 MPa. Těleso trubice bývá tvořeno křemennou trubicí se světlostí od 3 do 20 mm s délkou výbojového prostoru 5 až 20 cm.

### Příklad ke kapitole 6

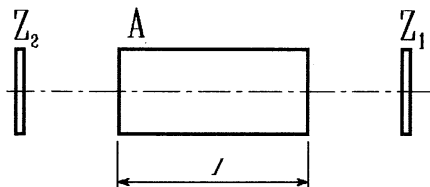
6.1 Odhadněte světelnou účinnost žárovky, zohledněte spektrum rovnovážného záření a spektrální citlivost lidského oka.



# Kapitola 7

## Laser

I když přesný překlad akronymu laser znamená *zesilování světla využitím stimulované emise*, slovo laser se obecně používá především pro označení generátoru optického záření [13]. Uvažujeme-li jen o zesilování optického záření, hovoříme o laserovém zesilovači.



Obr. 7.1: Laser - generátor

A - aktivní prostředí, Z<sub>1</sub>, Z<sub>2</sub> - zrcadla optického rezonátoru

Základními stavebními prvky laseru (generátoru) jsou jednak zesilující (aktivní) prostředí (neboli laserový zesilovač), jednak optický rezonátor [14][15]. Laser – generátor je realizován umístěním dostatečně intenzivně buzeného aktivního prostředí do optického rezonátoru, tj. laser – generátor je vlastně laserový zesilovač s kladnou zpětnou vazbou realizovanou zrcadly optického rezonátoru (viz obr. 7.1).

Aktivní prostředí je soubor kvantových soustav rozmístěných v jisté koneč-

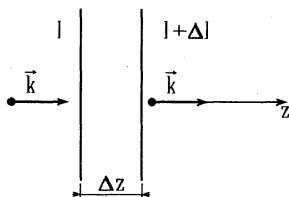
né části prostoru, které byly vnějším činidlem (buzením) vyvedeny ze stavu termodynamické rovnováhy. Jejich celková vnitřní energie je větší než celková vnitřní (rovnovážná) energie před začátkem působení buzení.

Pro jednoduchost představy předpokládáme, že všechny kvantové soustavy jsou stejné a uvažujeme jen o dvou energetických hladinách  $E_1$  a  $E_2$  ( $E_1 < E_2$ ) těchto kvantových soustav. Ve stavu termodynamické rovnováhy by populace  $N_1$  a  $N_2$  příslušných energetických hladin byly dány Boltzmannovým rozdělením, tj. platilo by  $N_2 = N_1 e^{-(E_2 - E_1)/kT}$ . V aktivním prostředí však tato poslední rovnost splněna není,  $N_2$  je obecně větší, než vyplývá z rovnosti u laserového aktivního prostředí bývá  $N_2$  tak veliké, že je mezi energetickými hladinami ustavena tzv. inverze populace hladin, tj. platí  $N_2 > N_1$ .

Při inverzi populace hladin může toto prostředí sloužit jako zesilovač (kvantový zesilovač, neboť při interakci s látkou převažuje při kvantových přechodech mezi uvažovanými hladinami stimulovaná emise nad absorpcí. Zesilováno je rezonanční záření (tj. záření s frekvencí rovnou frekvenci uvažovaného kvantového přechodu  $f = (E_2 - E_1)/h$ ).

## 7.1 Popis zesilování v aktivním prostředí

Nechť uvažované kvantové soustavy zaplňují prostor vymezený jistou rovinnou vrstvou a vlna optického záření s rezonanční frekvencí prochází touto vrstvou ve směru normály k rovině rozhraní.



Obr. 7.2: Průchod záření planoparalelní vrstvou aktivního prostředí

V každé planparalelní vrstvě aktivního prostředí o malé tloušťce  $\Delta z$  (viz. obr.: 7.2) dochází současně ke zvýšení toku energie resp. intenzity záření  $I$  v důsledku stimulované emise o

$$(\Delta I)_{stim} = \sigma N_2 I \Delta z \quad (7.1)$$

ke změně intenzity záření  $I$  v důsledku absorpce o

$$(\Delta I)_{abs} = -\sigma N_1 I \Delta z \quad (7.2)$$

a v důsledku spontánní emise o

$$(\Delta I)_{spont} = +k N_2 \Delta z \quad (7.3)$$

Výsledná změna intenzity rezonančního záření po průchodu vrstvou je dána součtem  $\Delta I = (\Delta I)_{stim} + (\Delta I)_{abs} + (\Delta I)_{spont}$ . První dva sčítanci jsou úměrné intenzitě  $I$ , třetí nikoliv. Při dostatečně velké hodnotě intenzity  $I$  bude poslední ze sčítanců zanedbatelným. V takovém případě bude přírůstek intenzity záření  $\Delta I$  úměrný tloušťce vrstvy  $\Delta z$ , rozdílu populace horní a dolní energetické hladiny ( $N_2 - N_1$ ) a intenzitě dopadajícího záření  $I$ :

$$\Delta I = \sigma(N_2 - N_1)I \Delta z, \quad (7.4)$$

kde  $\sigma$  je materiálový parametr, úměrný Einsteinovu součiniteli  $B_{12}$  na daném kvantovém přechodu, nazývaný *účinný průřez* pro stimulovanou emisi.

Je-li rozdíl populace hladin  $N_2 - N_1$  nezávislý na prostorové souřadnici, tj. prostředí je homogenní, potom z uvedené rovnice plyne exponenciální narůstání intenzity  $I$  elektromagnetické vlny se vzdáleností  $z$ , kterou elektromagnetická vlna urazí v aktivním prostředí:

$$I = I_0 e^{\alpha z}, \quad (7.5)$$

kde  $I_0$  je intenzita záření v rovině  $z = 0$  a  $\alpha = \sigma(N_2 - N_1)$  je *součinitel zesílení* s fyzikálním rozměrem  $\text{cm}^{-1}$ . Je zřejmé, že intenzita záření  $I$  bude vzrůstat se vzdáleností  $z$ , pokud  $\alpha > 0$ , tzn.  $N_2 > N_1$  tj., pokud bude zajištěna inverze populace hladin.

V prostoru kvantového zesilovače nejsou však obecně jen aktivní části. Přítomnost jiných než aktivních kvantových soustav způsobuje přidavné ztráty, absorpci elektromagnetického záření, nesouvisející s přechody mezi pracovními hladinami  $E_2$  a  $E_1$ . Tyto ztráty v prostoru, který vyplňuje aktivní prostředí, bývají započítávány prostřednictvím součinitele pasivních ztrát  $\beta$ . Intenzita elektromagnetického záření  $I$  se potom mění podle vztahu:

$$I = I_0 e^{(\alpha - \beta)z}. \quad (7.6)$$

Intenzita v závislosti na prostorové souřadnici vzrůstá, jen když  $\alpha > \beta$ , tj. když součinitel zesílení je větší než součinitel ztrát.

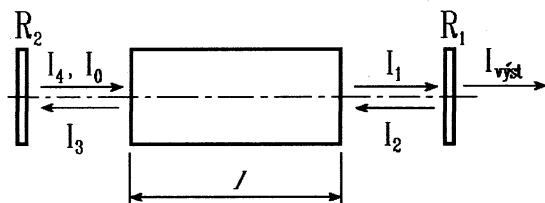
## 7.2 Aktivní prostředí v optickém rezonátoru

Vhodným umístěním aktivního prostředí do optického rezonátoru vzniká laser.

Aktivní prostředí bývá ve tvaru válce nebo kvádra, jehož osa koinciduje s optickou osou rezonátoru. Záření šířící se ve směru optické osy je v aktivním prostředí zesilováno, na zrcadlech se odráží buď úplně (totálně reflexní zrcadlo), nebo částečně (polopropustné zrcadlo) a znovu vstupuje do zesilujícího prostředí. Záření prostupující polopropustným zrcadlem představuje výstup z laseru-generátoru. Z hlediska optického rezonátoru to jsou *činné ztráty*.

### 7.2.1 Práh generace

Práh generace laseru je stav laserového systému, při kterém zesílení optického záření v aktivním prostředí právě kompenzuje všechny ztráty v optickém rezonátoru, tj. jak všechny ztráty činné, tak ztráty způsobené difrakcí na zrcadlech otevřeného rezonátoru, nebo parazitní absorpcí všech optických prvků uvnitř rezonátoru, včetně parazitních ztrát uvnitř aktivního prostředí.



Obr. 7.3: Zesilující prostředí v rezonátoru

Uvažujeme-li o optickém rezonátoru tvořeném zrcadly s rozdílnými reflexivnostmi (odrazivostmi)  $R_1$  a  $R_2$  (viz obr.7.3), o aktivním prostředí o délce  $l$  se součinitelem zesílení  $\alpha$  a součinitelem absorpce  $\beta$  a současně zanedbáme difrakční ztráty na zrcadlech, potom záření o intenzitě  $I_0$  vstupující do aktivního prostředí má po průchodu aktivním prostředím intenzitu:

$$I_1 = I_0 e^{(\alpha - \beta)l}, \quad (7.7)$$

po odrazu od zrcadla intenzitu:

$$I_2 = R_1 I_1 = R_1 I_0 e^{(\alpha - \beta)l}, \quad (7.8)$$

po zpětném průchodu aktivním prostředím intenzitu

$$I_3 = I_2 e^{(\alpha - \beta)l} = R_1 I_0 e^{2(\alpha - \beta)l}, \quad (7.9)$$

a po odrazu od druhého zrcadla intenzitu

$$I_4 = R_2 I_3 = R_1 R_2 I_0 e^{2(\alpha - \beta)l}. \quad (7.10)$$

K tomu, aby intenzita záření uvnitř rezonátoru po jednom oběhu nepoklesla, musí platit  $I_4 \geq I_0$ , což znamená, že součinitel zesílení  $\alpha$  musí být dostatečně velký, tak aby platilo:

$$R_1 R_2 e^{2(\alpha - \beta)l} \geq 1. \quad (7.11)$$

Je-li splněno znamení rovnosti, hovoříme o *prahu* laserové činnosti. Z rovnosti pak plyne velikost tzv. prahového zesílení

$$\alpha_{prah} = \beta + \frac{1}{2l} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right). \quad (7.12)$$

Uvědomíme-li si, že  $\alpha = \sigma(N_2 - N_1)$ , je možné definovat prahovou inverzi populace hladin pro daný optický rezonátor a délku aktivního prostředí:

$$(N_2 - N_1)_{prah} = \frac{1}{\sigma} \left( \beta + \frac{1}{2l} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) \right). \quad (7.13)$$

## 7.2.2 Saturace zesílení

Prostoro-časové změny součinitel zesílení  $\alpha = \sigma(N_2 - N_1)$  jsou dány změnami populací  $N_1$  a  $N_2$  dolní a horní energetické hladiny  $E_1$  a  $E_2$ . V každém bodě prostoru je možné časové změny popsat soustavou rovnic:

$$\frac{dN_2}{dt} = w - \frac{\sigma}{hf} I(N_2 - N_1) - \frac{N_2}{\tau_2} \quad (7.14)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{\sigma}{hf} I(N_2 - N_1) + \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_1} \quad (7.15)$$

kde  $w$  označuje rychlost buzení horní hladiny  $E_2$ ,  $-\frac{\sigma}{hf} I N_2$  započítává změnu populace v důsledku stimulované emise,  $\frac{\sigma}{hf} I N_1$  změnu populace v důsledku absorpce,  $\frac{N_2}{\tau_2}$  všechny depopulační procesy horní hladiny  $E_2$  (zejm. spontánní emisi, charakterizovanou rychlostí  $\frac{N_2}{\tau_{21}}$ ) atd.

Uvažujeme-li o stacionárním stavu, kdy jsou populace hladin ustálené, tj.  $\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0$ , budou populace hladin  $N_{2,0}, N_{1,0}$  dány řešením soustavy rovnic:

$$w - \frac{\sigma}{hf} I(N_{2,0} - N_{1,0}) - \frac{N_{2,0}}{\tau_2} = 0, \quad (7.16)$$

$$\frac{\sigma}{hf} I(N_{2,0} - N_{1,0}) + \frac{N_{2,0}}{\tau_{21}} - \frac{N_{1,0}}{\tau_1} = 0. \quad (7.17)$$

Jestliže rovnice nejprve odečteme, dostáváme vztah:

$$N_{1,0} = \tau_1 \left( w - N_{2,0} \left( \frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_{21}} \right) \right), \quad (7.18)$$



který dosadíme do jedné z rovnic a vyjádříme

$$N_{2,0} = w\tau_2 \frac{1 + \frac{\sigma}{hf}I\tau_1}{1 + \frac{\sigma}{hf}I\tau}, \quad (7.19)$$

kde

$$\tau = \frac{\tau_{21}(\tau_2 + \tau_1) - \tau_1\tau_2}{\tau_{21}} \quad (7.20)$$

Stacionární hodnota rozdílu populace hladin

$$N_{2,0} - N_{1,0} = \frac{w(\tau - \tau_1)}{1 + \frac{\sigma}{hf}I\tau}. \quad (7.21)$$

Aby prostředí zesilovalo je nutné, aby  $\alpha = \sigma(N_{2,0} - N_{1,0}) > 0$ . To je splněno jen, když

$$\tau - \tau_1 = \frac{\tau_2}{\tau_{21}}(\tau_{21} - \tau_1) > 0, \quad (7.22)$$

tj., když charakteristická doba  $\tau_{21}$  spontánního kvantového přechodu z hladiny  $E_2$  na hladinu  $E_1$  je větší než doba života  $\tau_1$  na dolní hladině  $E_1$ .

V případě, že intenzita procházejícího záření je tak malá, že můžeme zanedbat druhý člen ve jmenovateli pravé strany rovnice 7.21, tj., když

$$I \ll \frac{hf}{\sigma\tau} = I_s. \quad (7.23)$$

Součinitel zesílení je možné v této aproximaci psát ve tvaru

$$\alpha = \alpha_0 = \sigma w\tau_2 \frac{\tau_{21} - \tau_1}{\tau_{21}}. \quad (7.24)$$

Veličina  $I_s = \frac{hf}{\sigma\tau}$  je materiálovým parametrem a bývá označována jako *saturační intenzita (saturační hustota výkonu)*.

Jestliže je doba života  $\tau_1$  na dolní hladině je tak malá, že ji lze zanedbat ve srovnání s dobou života  $\tau_{21}$  vzhledem ke spontánní emisi z horní hladiny, platí přiblížení

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{\sigma}{hf}I\tau} = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_s}}, \quad (7.25)$$

kde  $\tau \doteq \tau_1 + \tau_2$  a  $\alpha_0 \doteq \sigma w\tau_2$ .

### 7.2.3 Výstupní výkon

Je-li „nízkourovňové“ zesílení  $\alpha_0 > \alpha_{prah}$ , dochází při opakovaných průchodech záření aktivním prostředím mezi zrcadly k postupnému narůstání intenzity záření a to až do okamžiku, kdy se projeví saturace zesílení, která vede ke snížení součinitele „saturovaného“ zesílení na prahovou hodnotu  $\alpha = \alpha_{prah}$ , tj.:

$$\frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_s}} = \beta + \frac{1}{2l} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right). \quad (7.26)$$

Z uvedené rovnice vyplývá ustálená hodnota intenzity záření  $I$  uvnitř optického rezonátoru:

$$I = I_s \frac{\alpha_0 - \beta - \frac{1}{2l} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right)}{\beta + \frac{1}{2l} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right)}. \quad (7.27)$$

Předpokládáme-li, že odrazivost  $R_2 = 1$ , je výstupní výkon vyvazován zrcadlem  $R_1$ . Dopadá-li na toto výstupní polopropustné zrcadlo ze strany aktivního prostředí intenzita záření  $I$ , bude po průchodu zrcadlem na výstupu intenzita  $I_{výst} = (1 - R_1)I$ . Je zřejmé, že tato výstupní intenzita bude tím větší, čím menší bude odrazivost zrcadla  $R_1$  a čím větší bude intenzita  $I$  uvnitř optického rezonátoru. Avšak, intenzita záření v rezonátoru vzrůstá s rostoucí odrazivostí zrcadla. Je tedy logické předpokládat že existuje optimální hodnota reflektivity  $R_1$ .

#### Optimální vazba

Optimální hodnota reflektivity  $R_1$  bude odvozena za zjednodušujícího předpokladu, že  $R_1 \doteq 1$ , tj. že platí  $R_1 = 1 - \Delta$ , kde  $\Delta \ll 1$  představuje transmitanci výstupního zrcadla. V tomto případě (a za předpokladu  $R_2 = 1$ ) je možné ve výrazu (7.27) dosadit:

$$\ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) = \ln \left( \frac{1}{1 - \Delta} \right) \doteq \Delta. \quad (7.28)$$

Výstupní intenzitu je pak možné zapsat ve tvaru:

$$I_{výst} = \Delta I = I_s \frac{(\alpha_0 - \beta - \frac{\Delta}{2l})\Delta}{\beta + \frac{\Delta}{2l}} \quad (7.29)$$

Je tedy patrné, že intenzita záření  $I_{výst}$  bude nulová ve dvou případech, a to když:

- (1)  $\Delta = 0$ , tj. když zrcadlo nepropouští žádné záření,
- (2)  $\alpha_0 - \beta - \frac{\Delta}{2l} = 0$  tj., když je právě splněna podmínka „prahu“ pro slabý signál. Laser bude vysílat záření pokud transmitance  $\Delta$  polopropustného zrcadla bude uvnitř intervalu hodnot  $< 0, 2l(\alpha_0 - \beta) >$ . Z výrazu (7.29) je možné zjistit (např. derivováním a položením derivace rovné nule), že výstupní intenzita dosahuje uvnitř tohoto intervalu svého maxima a to při

$$\Delta_{opt} = \sqrt{2\beta l}(\sqrt{2\alpha_0 l} - \sqrt{2\beta l}). \quad (7.30)$$

Maximální výstupní intenzita při této optimální vazbě bude rovna

$$I_{výst,max} = I_s \sqrt{\frac{\alpha_0}{\beta} \frac{\sqrt{\alpha_0} - \sqrt{\beta_0}}{\sqrt{\alpha_0} + \sqrt{\beta_0}}}. \quad (7.31)$$

Je-li navíc možné předpokládat, že laserové prostředí je kvalitní v tom smyslu, že jeho součinitel ztrát je mnohem menší než součinitel zisku, tj.  $\beta \ll \alpha_0$ , potom platí přiblížení

$$\Delta_{opt} \doteq 2l\sqrt{\beta\alpha_0} \quad (7.32)$$

a maximální výstupní výkon

$$I_{výst,max} \doteq I_s \sqrt{\frac{\alpha_0}{\beta}} \quad (7.33)$$

#### 7.2.4 Výstupní energie

V případě, že relaxace dolní energetické hladiny  $E_1$  neprobíhá dostatečně rychle, tj.  $\tau_{21} < \tau_1$ , není možné dosáhnout inverze populace ve stacionárním režimu. I pomocí takového aktivního prostředí mohou být generovány impulsy optického záření. K tomu je však zapotřebí mít velmi intenzivní impulsní

buzení, které rychle zvýší populaci horní energetické hladiny, ustaví na přechodnou dobu inverzi populace hladin. Generace záření, podmíněná kladným součinitelem zisku, končí v okamžiku, kdy se procesem stimulovaných přechodů zaplní dolní laserová hladina, tj. když  $N_1 \doteq N_2$ . Tento režim činnosti laseru bývá označován jako „samoukončující“.

### Extrahovatelná energie

Předpokládáme-li, že v jistém časovém okamžiku je v aktivním prostředí ustavena inverze populace hladin, tj.  $N_2 > N_1$ , potom celkový počet kvant (fotonů), které mohou být okamžitě předány rezonančnímu záření, je roven počtu kvant, které vedou k vyrovnání populací obou hladin na hodnotu  $(N_1 + N_2)/2$ . Objemová hustota extrahovatelné energie je tedy

$$u_e = hf \left[ N_2 - \frac{N_2 + N_1}{2} \right] = hf \frac{N_2 - N_1}{2}, \quad (7.34)$$

$$= \frac{hf}{2\sigma} \alpha = w_s \alpha. \quad (7.35)$$

Je dána součinitelem zisku  $\alpha$  (který je poměrně snadno měřitelnou veličinou) a materiálovou konstantou

$$w_s = \frac{hf}{2\sigma}, \quad (7.36)$$

která bývá označována jako *saturační hustota energie*, . Přesněji, jde o saturační plošnou hustotu energie s fyzikálním rozměrem  $Jcm^{-2}$ .

Projde-li aktivním prostředím krátký impuls se špičkovou hodnotou intenzity  $I_{max}$ , jehož doba trvání  $T_{imp}$  je mnohem menší než relaxační doby  $\tau_1$  i  $\tau_2$ , jehož plošná hustota  $w \doteq I_{max} T_{imp} \geq w_s$  způsobí vyčerpání excitační energie uložené v prostředí, projevující se bezprostředním snížením součinitele zesílení  $\alpha$  na téměř nulovou hodnotu.

## 7.2.5 Spektrum laserového záření

Z předchozích odstavců plyne, že *součinitel zesílení*  $\alpha$  aktivního prostředí je nenulový jenom pro záření, jehož frekvence se rovná frekvenci kvantové-

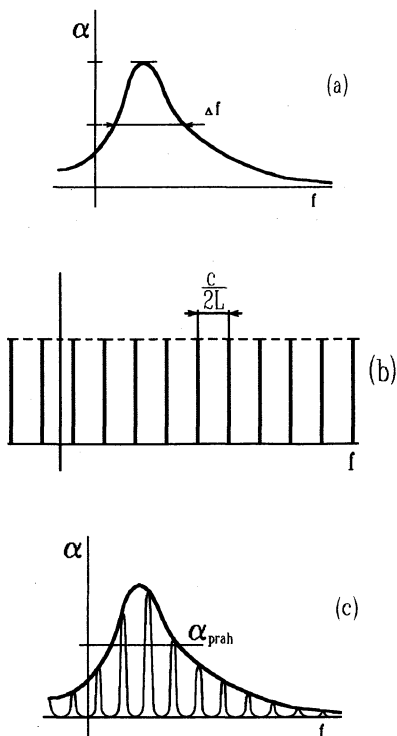
ho přechodu  $f = (E_2 - E_1)/h$ . Přesně definované hladiny energie  $E_1$ ,  $E_2$  jsou jen teoretickým modelem, odpovídají stacionárním stavům izolovaných kvantových soustav. V reálných podmínkách však energetické hladiny  $E_2$  a  $E_1$  bývají „rozmazány“ v důsledku interakce kvantových soustav s okolním prostředím. Součinitel zesílení je v reálných podmínkách nenulový v jistém intervalu frekvencí  $\Delta f$  v okolí střední frekvence  $\bar{f}$ . Aktivní prostředí zesiluje záření s frekvencemi v tomto intervalu. Závislost součinitele zesílení na frekvenci se označuje jako spektrální křivka, viz obr. 7.2.5(a).

Zesilování záření prostřednictvím stimulované emise je tím účinnější, čím je větší jeho intenzita. V optickém rezonátoru je intenzita záření největší, jestliže frekvence záření odpovídá některé rezonanční frekvenci optického rezonátoru. Jak bylo ukázáno na příkladě Fabryova-Perotova interferometru v kapitole 2, rezonančních frekvencí optického rezonátoru je spočetně mnoho, viz obr. 7.2.5(b), graf má tvar „hřebenu“.

Záření s různých módů je zesilováno různě, a to podle velikosti součinitele zesílení aktivního prostředí při příslušných rezonančních frekvencích optického rezonátoru, viz obr. 7.2.5(c). Jestliže je křivka součinitele zesílení velmi úzká ve srovnání s frekvenční vzdáleností rezonátorových módů, je laserové záření kvazimonochromatické („laseruje jen jeden mód“). Nebývá však snadné vybrat prostředí a rezonátor tak, aby docházelo k jednofrekvenční generaci. Technika jednofrekvenčních laserů je zvláštní specializací oboru, důležitá například pro metrologické aplikace (bude součástí předmětu laserové systémy ve třetím ročníku).

Zpravidla však má výstupní záření laseru několik frekvencí, přesněji, frekvence, odpovídající těm módům, pro něž je součinitel zesílení  $\alpha$  větší než prahová hodnota  $\alpha_{prah}$  (určená ztrátami rezonátoru).

Módy (vlny) s různými frekvencemi, které laser generuje, mohou mít navzájem nezávislé (nekorelované) fáze. Pokud je módů mnoho má výsledné záření charakter náhodného (fluktuujícího, šumového) signálu se střední hodnotou intenzity elektrického pole rovnou nule (nenulová je ale střední



Obr. 7.4: Frekvenční spektrum

- (a) součinitel zesílení aktivního prostředí, (b) rezonanční frekvence otevřeného rezonátoru, (c) zesílení aktivního prostředí v rezonátoru

hodnota intenzity (plošná hustota výkonu) záření).

Zvláštními technickými prostředky (např. vložení prvku, jehož absorpce klesá s intenzitou záření, nebo z vnějšku řízenou periodickou modulací ztrát uvnitř rezonátoru) je možné dosáhnout takového stavu, že fáze jednotlivých vln jsou vzájemně svázány (korelovány, synchronizovány). O uvažovaných vlnách se říká, že jsou ve vzájemném *synchronismu*. Výstupní záření složené z takových vln (módů) již nemá šumový charakter, ale charakter pravidelně se opakujících impulsů. Perioda  $T$  impulsů je dána dobou oběhu světla rezonátorem, tj.  $T = 2l/c$ , kde  $l$  je vzdálenost mezi zrcadly a  $c$  rychlost světla. Lasery tohoto typu bývají označovány jako lasery se synchronizací vln (módů). Metoda synchronizace módů (*mode-locking*) se s výhodou využívá ke generaci velmi krátkých (pikosekundových až femtosekundových) impulsů.

### 7.3 Kontinuální, impulsní a pulsní režim laseru

Ideální laser je zdrojem záření jisté frekvence, která se rovná jednak frekvenci kvantového přechodu aktivního prostředí v rezonátoru, jednak rezonanční frekvenci optického záření, v němž se prostředí nachází. Jestliže vnější působení, které dodává vnitřním stavům kvantových soustav energii (buzení), je nezávislé na čase a jestliže i všechny geometrické parametry laserového systému jsou na čase nezávislé, laser pracuje v *kontinuálním* režimu, vystupuje z něho optické záření o stálé intenzitě, dané saturačními vlastnostmi zesilujícího prostředí a ztrátami optického rezonátoru.

Ve většině případů však výstupní intenzita v závislosti na čase významně fluktuuje. Příčinami jsou jednak mnohomódová činnost, projevující se složitým spektrem vzájemně fázově nekorelovaných vln, ale také fluktuace buzení, délky optického rezonátoru (která způsobuje posouvání rezonančních frekvencí), fluktuace ztrát v rezonátoru apod.

K zajištění stabilního výstupu je třeba stabilizovat všechny fyzikální parametry a konstrukční prvky. Například, aby nedocházelo k chaotickým změnám

módových frekvencí, umísťujú sa zrcadla rezonátoru na optickú lavicu z materiálu s malým součinitelem roztažnosti, stabilizuje se teplota lavice, zavádí se elektronické zpětnovazební obvody doladující okamžité nastavení zrcadel apod.

Vedle kontinuální činnosti je známa řada způsobů jak generovat *laserové impulsy optického záření*. Jsou založeny na ovládání některých parametrů dodatečných prvků uvnitř, nebo vně optického rezonátoru. Detaily metod generace impulsů optického záření, zejm. tehdy, kdy je přísně předepsána i vlnová délka, jsou zvláštní oblastí laserové techniky, která je dosud ve stadiu intenzivního výzkumu. Jej základy budou náplní předmětu laserová technika ve druhém ročníku.

Pro generaci impulsů, jejichž doba trvání přesahuje několik desítek mikrosekund, se používá impulsní buzení. Pro generaci nanosekundových impulsů se řízeným způsobem mění vlastnosti (nejčastěji ztráty) optického rezonátoru (tzv. Q-spínání). Generace impulsů pikosekundových délek a kratších se zpravidla opírá o metodu synchronizace módů (o které jsme se zmínili již v předchozím odstavci).

Vystupuje-li z laseru jeden osamocený impuls mluvíme o *impulsním laseru*. Vystupuje-li z laseru sled pravidelně se opakujících impulsů označujeme jej jako *laser pulsní* (analogicky k srdečnímu pulsu). V laboratorním slangu se však často používá označení „puls“ pro impuls a to v důsledku vlivu agličtiny, kde „pulse“ znamená impuls.



## Příklady ke kapitole 7:

- 7.1 Laserový krystal  $Nd:YAG$  laseru s průměrem 6,4 mm a délkou 7,5 mm je buzen tak, aby zesílení na jeden průchod bylo rovno 20. Kolik extrahovatelné energie je uloženo v aktivním prostředí? (Účinný průřez laserového přechodu je  $4,6 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ .)
- 7.3 Vypočítejte činitel jakosti a dobu života fotonu v zaplněném rezonátoru s rovinnými zrcadly. Vzdálenost mezi zrcadly je 1 m, vlnová délka generovaná v rezonátoru  $0,6 \mu\text{m}$ , součinitel absorpce látky mezi zrcadly je roven  $0,001 \text{ cm}^{-1}$ , reflektance každého zrcadla se rovná 95%. Průměr zrcadel je mnohem větší než průměr paprsku, takže difrakční ztráty lze zanedbat.
- 7.4 Určete optimální transmitanci zrcadel rezonátoru (obě zrcadla jsou totožná), který dovoluje získat maximální výstupní výkon za předpokladu, že součinitel zesílení na jeden průchod rezonátorem se rovná  $0,1 \text{ cm}^{-1}$ , součinitel ztrát se rovná  $0,01 \text{ cm}^{-1}$  a délka rezonátoru se rovná 10 cm.
- 7.6 Zrcadla rezonátoru mají reflektance 1 resp. 0,9 a jsou nanесeny přímo na čelech aktivního prostředí s délkou 10 cm. Určete: a) součinitel zesílení aktivního prostředí nutný pro vznik generace v laseru; b) minimální délku aktivního prostředí, jestliže je vytvářena inverze populace se součinitelem zesílení rovným  $0,3 \text{ cm}^{-1}$ .
- 7.7 Rezonátor laseru je tvořen dvěma stejnými zrcadly s reflektancí 0,5 a jsou od sebe vzdáleny  $L$ . Aktivní prostředí zaplňuje celý objem mezi zrcadly. Jaký má být součinitel zesílení  $\alpha$  aktivního prostředí, aby byla splněna podmínka vzniku generace (práh), jestliže aktivní prostředí absorbuje 50% výkonu dopadajícího záření na jeden průchod.
- 7.8  $Nd:YAG$  laser má délku optického rezonátoru 1 m, zrcadla s reflektancí 100% resp. 95% a vnitřní ztráty na jeden průchod 5%. Kontinuální výstupní výkon je 1W. Jaká je celková energie uvnitř rezonátoru v době generace?

- 7.9 Aktivní prostředí laseru má součinitel zesílení  $\alpha$  a součinitel ztrát  $\beta$ . Zrcadla rezonátoru jsou totožná s reflektancí  $R$ . Vypočtete poměr výstupního výkonu  $P_0$  k výkonu pohlcovanému v aktivním prostředí  $P_\beta$ .
- 7.12 Jaká je maximální délka rezonátoru  $He-Ne$  laseru s šířkou čáry laserového přechodu 1 GHz, při které bude ještě laser vyzařovat v jenomódovém režimu?
- 7.13 Odhadněte maximální energii z jednotky objemu aktivního prostředí z  $Nd$ :skla, kterou lze získat, jestliže hustota inverze populace představuje  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ .
- 7.14 Jaká energie může být okamžitě extrahována z rubínového laseru s průměrem krystalu 0,5 cm, délkou 7 cm a hustotou inverze populace  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ?

# Kapitola 8

## Klasifikace laserů

V tab.: 8.1 je uveden přehled jednotlivých typů laserů spolu s aktivním prostředím a metodami buzení.

Lasery mohou být klasifikovány podle různých hledisek, např. podle:

- aktivního prostředí
- vlnových délek optického záření, které vysílají
- typu kvantových přechodů (energetických hladin)
- typu buzení
- časového režimu provozu laseru.

Tradičně jsou lasery děleny do pěti kategorií podle druhu aktivního prostředí:

- pevnolátkové
- polovodičové
- plynové
- kapalinové
- plazmatické.

Dělení podle vysílaných vlnových délek:

- infračervené
- viditelného pásma
- ultrafialové
- rentgenové.

Dělení podle energetických hladin zúčastněných při laserovém kvantovém přechodu:

- molekulární (rotační, rotačně-vibrační, vibrační)
- elektronové

- jaderné.

Dělení podle časového režimu provozu laseru

- impulsní
- pulsní
- kontinuální.

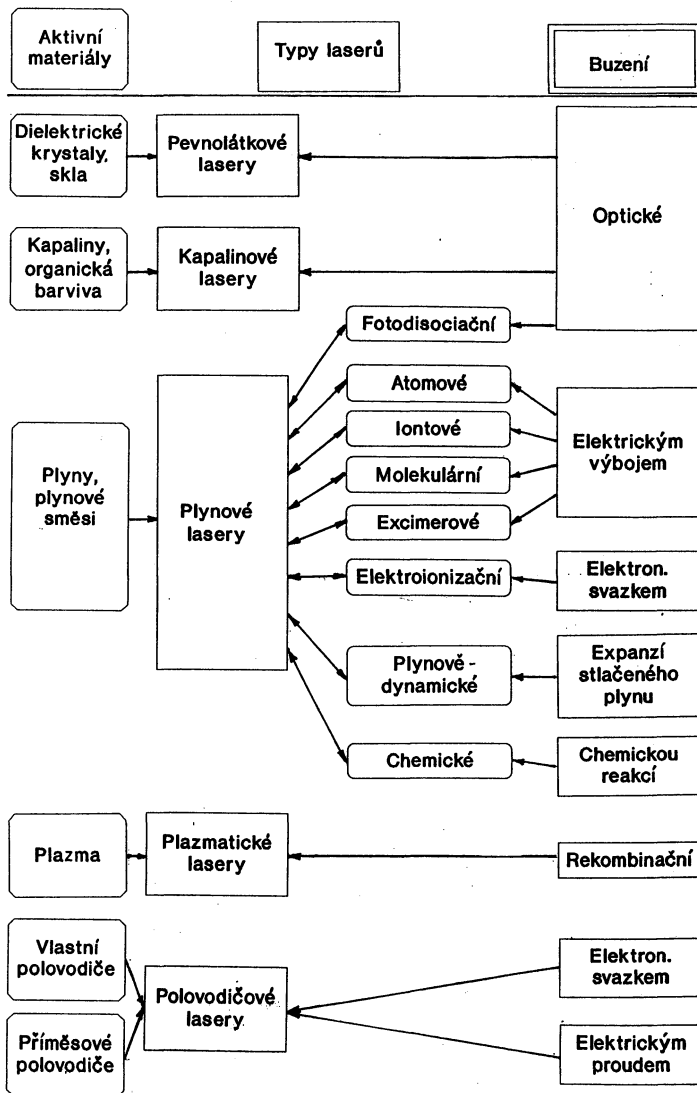
Dělení podle doby trvání generovaného impulsu - lasery:

- s dlouhými impulsy
- s krátkými impulsy
- s velmi krátkými impulsy (pikosekundové, femtosekundové)

Dělení podle typu buzení. Lasery buzené:

- opticky
- elektrickým výbojem
- elektronovým svazkem
- tepelnými změnami
- chemicky
- rekombinací
- injekcí nosičů náboje.

Tabulka 8.1: Přehled typů laserů





# Kapitola 9

## Pevnolátkové lasery

Po objevu rubínového laseru, tj. laseru s aktivním materiálem  $Al_2O_3:Cr^{3+}$ , bylo vyzkoušeno mnoho dalších aktivních přechodových prvků, které, zabudovány do vhodné matrice, měly předpoklady dát laserovou generaci. Historicky nejúspěšnějším se stal iont  $Nd$  v matici yttrium aluminium granátu –  $Nd:YAG$  ( $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$ ) [16]. Poslední léta jsou opět poznamenána zvýšeným zájmem o pevnolátkové lasery vzhledem k jejich relativní stabilitě aktivního materiálu a jednoduchosti systému (ve srovnání s barvivovými a plynovými vysokovýkonovými lasery) a dále potřebou generace nových vlnových délek. Zájem o nové vlnové délky je spojen s programem rozvoje komunikací, s lidarovou technikou a s aplikacemi v medicíně. Jeden z prvních aktivních materiálů objevených a s úspěchem vyzkoušených v tomto období byl neodým dopovaný yttrium-aluminium peovskit –  $Nd:YAP$  ( $YAlO_3:Nd^{3+}$ ) a v letech osmdesátých krystal  $Cr:BeAl_2O_4$  – alexandritový laserový přeladitelný materiál.

Po objevu tohoto laseru pracujícího při pokojové teplotě nastal bouřlivý rozvoj přeladitelných pevnolátkových laserů. Výzkum je veden dvěma směry; jeden se soustřeďuje na vyhledávání nových matic pro trojvalentní chromové ionty ( $Cr^{3+}$ ) a druhý směr zkoumá nové ionty, které by laserovaly ve vhodných maticích. Výsledkem bylo zjištění dvou desítek materiálů, které fungují jako matrice pro chromový iont a vytváří přeladitelný laserový materiál a dále

byl úspěšně vyzkoušen nový laserující trojvalentní iont titanu ( $Ti^{3+}$ ), dvojvalentní rhodium ( $Rh^{2+}$ ) a znovu objevené přeladitelné laserové materiály založené na dvojevalentních přechodových kovových iontech  $Ni^{2+}$ ,  $Co^{2+}$  a  $V^{2+}$ .

## 9.1 Aktivní prostředí pevnolátkových laserů

*Pevnolátkový laser* je laser, jehož aktivním prostředím je dielektrikum — pevná opticky propustná látka — matrice obsahující poměrně malou koncentraci stechiometricky uložených iontů aktivátoru. Všechna aktivní prostředí pevnolátkových laserů jsou současně účinnými luminofory.

### 9.1.1 Matrice

U pevnolátkových iontových laserů je matrice základním materiálem, který určuje většinu technických (fyzikálních a chemických) vlastností daného krystalu. Na materiál matrice jsou kladeny požadavky chemické stability a mechanické pevnosti, tepelné odolnosti a snadného mechanického opracování (leštění povrchů materiálu do optické kvality). Matrice musí být průzračná pro budící i generované záření, opticky homogenní a musí být technologicky možné ji uměle vyrábět. Materiály, které vyhovují těmto požadavkům, jsou:

1. krystaly
2. skla
3. keramika.

1. Krystalické materiály se dělí na několik skupin:

- (a) **oxidy** — z nich nejznámější je safír  $Al_2O_3$ . Je tvrdým materiálem s vysokou termální vodivostí. S aktivními ionty chromu vytváří krystal rubínu  $Al_2O_3 + Cr^{3+}$ .
- (b) **granáty** — jsou krystalické sloučeniny typu  $A_3B_5O_{12}$  nebo typu  $A_3B_2(BO_4)_3$ , kde symbol  $A$  označuje ionty yttria nebo lanthanidů a symbol  $B$  může být hliník, galium, železo, indium, chrom a



další. Nejvýznamnější z nich je sloučenina  $Y_3Al_5O_{12}$  – yttrium aluminium granát YAG. Je to tvrdý izotropní krystal, který lze uměle vypěstovat ve velmi dobré kvalitě. S aktivními ionty neodymu vytváří dnes jeden z nejrozšířenějších pevnolátkových aktivních materiálů – *Nd:YAG*. Dalšími maticemi jsou yttrium-gadoliniový granát  $Y_3Ga_5O_{12}$  (YGAG) nebo gadolinium-galiový granát  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (GdGaG) nebo gadolinium-skandium-hliníkový granát (GADsCAG).

- (c) **alumináty** — např. krystal yttrium-orthoaluminát  $YAlO_3$ , nazývaný YALO, YAP nebo Perovskit, je dalším maticovým materiálem s velkou tvrdostí a vodivostí. Jeho význam v současné době velmi stoupá a přibližuje se využití krystalu YAG. Fyzikální a spektroskopické vlastnosti krystalů YAG a YAP jsou téměř srovnatelné. Liší se hlavně tím, že YAP je krystalem orthorombickým a tedy je anizotropním prostředím na rozdíl od krystalu YAG, který krystalizuje v soustavě kubické a je tedy izotropním prostředím. Důležitou výhodou YAP-ové matrice je skutečnost, že tento krystal roste rychleji a lze jej tedy vypěstovat s lepší homogenitou než matici YAG.
- (d) **Fluoridy** — jsou relativně měkké, izotropické krystaly.
- (e) **Oxysulfidy** — lanthan, gadolinium, yttrium a lutecium oxysulfid mají jednoosou krystalickou strukturu, jsou opticky anizotropní.
- (f) **Fosfáty a silikáty** — kalcium fluorofosfát nebo fluorapatit, silikátový oxyapatit.
- (g) **Tungstáty, molybdáty, vanadáty a beryláty.**

2. Skla jsou velmi důležitými maticemi. Jejich výhodou (ve srovnání s krystalickými materiály) je snadnější výroba, která umožňuje dosáhnout výbornou homogenitu skla a ve srovnání s krystaly mnohem větší rozměry. Také opracování skla je jednodušší a lze dosáhnout výborné optické kvality povrchu. Nevýhodou skleněných matic je menší tepelná vodivost a v některých případech menší tvrdost ve srovnání s krystalickým materiálem. Sklo s ionty neodymu (*Nd:sklo*) dovoluje vytvářet aktivní laserové prostředí velkých objemů.

3. Keramika — výhodou této matrice je nízká cena ve srovnání s krystaly nebo sklem a vyšší tepelná vodivost než má sklo.

### 9.1.2 Aktivátor

Aktivátory (luminiscenčními centry) jsou atomy nebo ionty umístěné v matrici, zúčastňující se procesu generace optického záření. Výběr aktivátorů přidávaných do matric plyne z požadavků kladených na pevnolátkové laserové materiály, které mají mít:

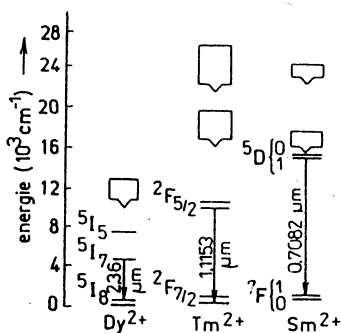
1. na laserovém kvantovém přechodu co nejmenší šířku spektrální čáry,
2. vysoký kvantový výtěžek luminiscence,
3. silné absorpční pásy, které zvyšují účinnost buzení.

Dále dolní laserová hladina by měla být rychle vyprazdňována. První podmínka je nejpodstatnější a omezuje použité látky na takové, které mají nezaplňené vnitřní slupky elektronového obalu. Jsou to atomy: tranzitní skupiny prvků (*Fe*, *Cr* atd. s nezaplňenou slupkou 3d), vzácných zemin (*Sm*, *Nd* atd. s nezaplňenou slupkou 4f) a skupiny aktinidů (*U* s nezaplňenou slupkou 5f).

Luminiscenční centrum *tranzitních prvků* je tvořeno iontem prvku, v němž nastávají přechody uvnitř slupky 3d. Absorpční spektrum těchto prvků se skládá ze širokých absorpčních pásů se značně vysokou hodnotou absorpčního koeficientu, což usnadňuje buzení luminiscence a tedy i čerpání laserů. Nejznámějším z těchto prvků je chrom (*Cr*), jehož trojmocný iont ( $Cr^{3+}$ ) je použit při výrobě krystalu rubínu. Laserová akce byla pozorována i u dalších iontů této skupiny např.  $Ni^{2+}$  a  $Co^{2+}$ . Jejich užití není ale zatím rozšířeno.

Největší skupinu aktivátorů druhé skupiny tvoří *vzácné zeminy* (lanthanidy). Rozpadají se na dvě části lišící se absorpčním spektrem: na dvojmocné zeminy ( $Sm^{2+}$ ,  $Dy^{2+}$ ) s relativně silnými absorpčními pásy a trojmocné vzácné zeminy ( $Nd^{3+}$ ,  $Pr^{3+}$ ,  $Tm^{3+}$ ,  $Gd^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$ ,  $Yb^{3+}$ ), jejichž absorpční pásy jsou podstatně slabší. Spektrum atomů vzácných zemin v monokrystalech je velice blízké spektru izolovaných atomů. Je to důsledek toho, že nezaplňená

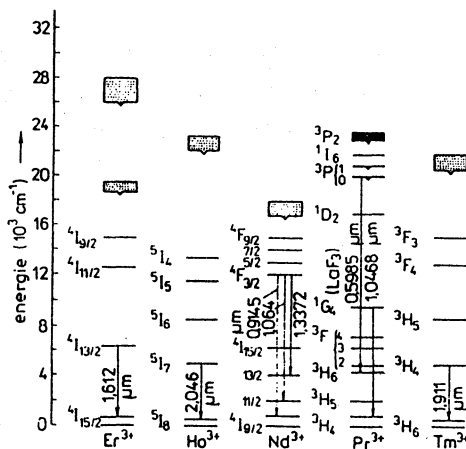
slupka 4f u vzácných zemin je položena blíže k jádru než slupka 3d u elementů skupiny železa. Dále tato slupka je stíněna od elektrického pole mřížky dvěma elektrony 5s a šesti elektrony 5p. Proto poloha energetických hladin iontů vzácných zemin pouze slabě závisí na typu krystalu a pro každý je charakteristická existence úzkých čar fluorescence odpovídajících přechodům z jednoho stavu obálky 4f do druhého stavu téže obálky. Kromě toho ionty vzácných zemin mají intenzivní pásy absorpce odpovídající přechodům mezi obálkami 4f na 5d. Pro dvouvalentní ionty jsou tyto přechody ve viditelné a v blízké infračervené oblasti spektra a jsou velmi vhodné pro optické čerpání.



Obr. 9.1: Diagram energetických hladin dvouvalentních iontů dysprosia, thulia a samaria v krystalu  $CaF_2$

Dvojmocné vzácné zeminy (samarium, dysprosium, thulium). Intenzivní absorpce je umožněna dovolenými přechody 4f na 5d. Luminiscenční vlastnosti jsou velmi výhodné, zejména za nízkých teplot, kde je už do značné míry vyprázdněna terminální hladina  ${}^7F_1$ , takže inverse se uskutečňuje proti téměř prázdné úrovni umístěné nad základní hladinou  ${}^7F_0$ . Emisní spektrum se skládá z řady velmi úzkých čar v okolí 700 až 800 nm, z nichž nejintenzivnější je čára 708,5 nm.  $Sm^{2+}$ ,  $Dy^{2+}$ ,  $Tm^{2+}$  byly použity jako laserové

materiály po zabudování do matrice  $CaF_2$ . Pro laserovou akci musí být tyto krystaly chlazený nejméně na teplotu 77 K. Schéma energetických hladin dvouvalentních iontů vzácných zemin je na obr. 9.1.



Obr. 9.2: Diagram energetických hladin třímocných iontů erbia, holmia, neodymu, praseodymu a thulia v krystalu  $CaWO_4$

Třímocné vzácné zeminy. Laserový efekt byl získán u třívalentních iontů neodymu, praseodymu, thulia, holmia, ytterbia, gadolinia a erbia umístěných do různých matric. Diagramy energetických hladin některých z těchto aktivních prostředí jsou na obr. 9.2 Na rozdíl od dvojmocných zemin se přechody mezi slupkami 4f na 5d nacházejí v ultrafialové části spektra a jsou málo vhodné pro optické čerpání. Absorpce u třívalentních iontů nastává pouze uvnitř slupky 4f (přechody 4f na 4f) a je poměrně malá. Nejvýznamnější ze třívalentních iontů vzácných zemin je neodym. Stimulovaná emise byla získána nejméně ve čtyřiceti různých materiálech, kdy do matrice byly zabudovány ionty neodymu. Nejvýznačnější matricí pro ionty neodymu jsou sklo a yttrium-

aluminium-granát YAG a v dnešní době i yttrium-aluminium-perovskit YAP. Stimulovaná emise zde byla získána na třech skupinách frekvencí:  $0,9\ \mu\text{m}$ ,  $1,06\ \mu\text{m}$ ,  $1,35\ \mu\text{m}$  odpovídajících přechodům  ${}^4F_{3/2}$  na  ${}^4I_{9/2}$ ,  ${}^4I_{11/2}$ ,  ${}^4I_{13/2}$ . Dalším zajímavým aktivátorem je erbium. Laserové oscilace byly dosaženy na vlnových délkách  $1,53$  až  $1,60\ \mu\text{m}$  a  $2,82$  až  $2,94\ \mu\text{m}$ . Matricí pro tento aktivátor je YAP, YAP, YLF,  $LaF_3$  a další materiály. Lasery užívající jako aktivátoru iontu holmia pracovaly na teplotě kapalného dusíku. V dnešní době je do holmiových krystalů přidáván ještě senzibilizátor — ionty chromu a thulia. Nejúspěšnější matricí je YAG. Stimulované emise lze dosáhnou na řadě dalších iontů této skupiny : praseodymu, thulia, gadolinia, ytterbia.

Aktinidy jsou další velkou skupinou prvků s nezaplněnými vnitřními slupkami. Aktinidy mají nezaplněnou slupku 5f, která je z části odstíněna elektrony 6s a 6p. Většina aktinidových prvků je radioaktivní. Úspěšná stimulovaná emise byla dosažena u uranu, jehož iont  $U^{3+}$  byl umístěn do matrice  $CaF_2$ . Absorpční spektrum  $U^{3+}$  má pouze několik účinných absorpčních pásů u  $1250\ \text{nm}$  a  $850\ \text{nm}$ . Emise se uskutečňuje přechodem mezi  ${}^4I_{11/2}$  a terminální hladinou, která je  $500$  až  $600\ \text{cm}^{-1}$  nad základní hladinou. Emise leží v infračervené oblasti kolem  $2500\ \text{nm}$ . Při výkonném chlazení bylo dosaženo i kontinuálního provozu.

### 9.1.3 Výroba aktivních materiálů

Aktivátory jsou přidávány do krystalů již během jejich růstu. Pěstování krystalů pro lasery je náročná operace, vzhledem k vysokým požadavkům na optickou homogenitu a luminiscenční čistotu. Nejvýznamnější jsou čtyři metody pěstování krystalů. *Čochralského metoda růstu krystalů*, *Verneuilova metoda*, *Stockbauerova metoda* a *metoda zonální tavby*.

Při *Čochralského metodě* je pevný krystal pomalu vytahován z kapalné taveniny na zárodku vysoce kvalitního materiálu. Pro vypěstování kvalitních monokrystalů se užívá speciálních typů kelímků, ve kterých je umístěn roz-tavený materiál. Při růstu je nutno v peci udržovat stálé podmínky. Krystaly

pěstované touto metodou jsou např. rubín, *Nd:YAG*, *Nd:YAP* a další.

*Verneuilova metoda* používá pro pěstování syntetických monokrystalů krystalizace z roztavených částecek látky v kyslíkovém plameni. Směs matrice a aktivátoru se v práškové formě sype shora na zárodek pěstovaného krystalu, jehož horní okraj je držen v plameni hořáku s teplotou tavení krystalu. Krystal je postupně spouštěn dolů. Roztavená vrstva po výstupu z plamene krystalizuje. Při použití této metody je obvykle dosahováno menší homogenity vyrobených krystalů než při použití metody Čochralského.

Ve *Stockbauerově metodě* krystaluje roztavená látka ve špičatém kelímku (křemen, grafit, keramika) postupným tuhnutím od špičky kelímku.

Při metodě *zonální tavy* špičatá lodička s materiálem projíždí teplotním gradientem tak, aby materiál byl roztaven a ztuhl opět ve formě monokrystalu. U těchto metod je potíž s nerovnoměrně rozděleným aktivátorem a dále s materiálem kelímku. (Body tání jsou příliš vysoké).

Nejlépeších výsledků při pěstování laserových krystalů bylo dosaženo v poslední době metodou Čochralského, při které se monokrystalický ingot vytahuje z taveniny.

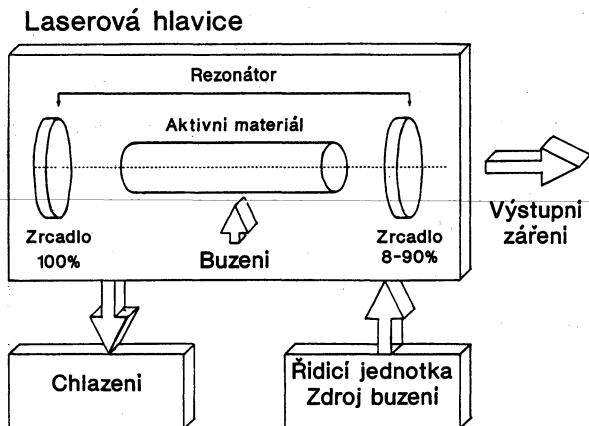
## 9.2 Laserový systém

Součástí pevnolátkového laseru je (viz obr. 9.3):

1. laserová hlavice obsahující aktivní materiál, budící element (výbojky), budící dutinu a otevřený rezonátor
2. zdrojová jednotka
3. chladicí jednotka.

### 9.2.1 Hlavice laseru

Aktivním prostředím je laserový krystal zpravidla opracovaný do tvaru válce s válcovou plochou matnou a s čely opticky vyleštěnými. Čela krystalu jsou zpravidla kolmá k ose válce, nebo jsou skosená pod určitým pevně daným úhlem.



Obr. 9.3: Součásti pevnolátkového laseru

Pro buzení pevnolátkových laserů se používá především optického buzení — světla ze speciálně vybraných zdrojů, obvykle výbojek. Zpravidla se užívají xenonové (impulsní) nebo kryptonové (kontinuální) výbojky, které nejvíce vyhovují svým emisním spektrem. Výbojka je tvořena lineární nebo spirálovitou křemennou trubicí, v jejíchž koncích jsou zataveny dvě elektrody a obsahuje plynovou náplň. Standartní lineární impulsní výbojka má tloušťku stěny trubice 1 až 2 mm, vnitřní průměr od 3 do 19 mm a délku od 50 mm do 1 m. Plynovou náplň bývá nejčastěji xenon o tlaku od 0,04 do 0,09 MPa. Standartní kontinuální výbojka má průměr od 2 do 10 mm a délku od 40 do 150 mm a je naplněna kryptonem pod tlakem 0,2 až 0,4 MPa.

Laserový krystal u prvního rubínového laseru byl vložen do osy spirálové xenonové výbojky, v pozdějších konstrukcích byl pokládán rovnoběžně s výbojkou lineární. Protože ztráty přenosu světelné energie byly velké, umísťuje se dnes laserový krystal a budící výbojka (příp. výbojky) do tzv. budící dutiny,

jejímž úkolem je koncentrovat a odrážet co nejvíce světla vyzářeného výbojkou na aktivní prostředí. Aby koncentrace světelné energie byla co největší, má budící dutina speciální tvar (jednoelipsa, dvouelipsa, čtyřelipsa, atd. viz obr. 9.4). Pro zvýšení odrazivosti je vnitřní stěna budící dutiny pokovena, obvykle vrstvou stříbra, zlata nebo dielektrickými vrstvami.

Otevřený rezonátor je tvořen obvykle zrcadly s kruhovou aperturou, z nichž jedno je zpravidla totálně odrazné ( $R = 100\%$ ) pro záření generované vlnové délky a druhé částečně propustné. Pro kontinuální pevnolátkové lasery je odrazivost výstupního zrcadla  $R = 90$  až  $99\%$ , pro pulsní  $R = 8$  až  $50\%$ .

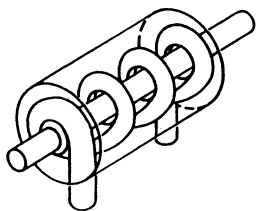
Takovéto uspořádání hlavice laseru je nejjednodušším případem. Mezi zrcadly rezonátoru mohou ve speciálních případech být umístěny další optické elementy ovlivňující výstupní parametry generovaného záření — délku impulsu, energii, spektrum záření, atd. Příkladem těchto elementů jsou clonka, mřížka, Fabry-Perotův etalon, teleskop a další.

## 9.2.2 Zdrojová část laseru

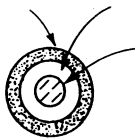
Úkolem zdrojové jednotky je dodat dostatečné množství energie do výbojky v impulsním nebo kontinuálním režimu.

K napájení impulsní výbojky slouží budící obvody laserového zdroje obsahující kondenzátor o kapacitě  $C$ , který se přes tlumivku o indukčnosti  $L$  vybíjí do výbojky. Důležitým parametrem při provozování impulsní výbojky a tím i laserového zdroje je explozní energie výbojky udávající energii, při níž dojde k destrukci výbojky. Explozní energie  $E^{ex}$  (J) xenonové impulsní výbojky o vnitřním průměru trubice  $d$  (mm), vzdálenosti mezi elektrodami  $L$  (mm) a tlaku xenonu  $0,06$  MPa se vypočte ze vztahu  $E^{ex} = 60Ldt_p$ , kde  $t_p$  (s) je délka optického impulsu výbojky. Při provozu impulsní výbojky je třeba, aby energie do ní dodávaná byla podstatně menší než explozní energie, neboť pro životnost impulsní výbojky, udávající počet záblesků  $N$ , za který se sníží optická energie vyzářovaná výbojkou na  $50\%$  počáteční hodnoty, platí

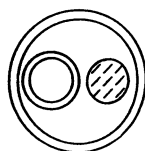




1) (a)



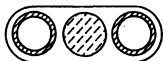
(b)



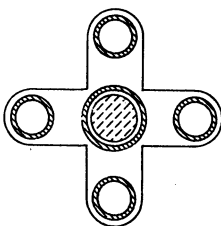
(c)



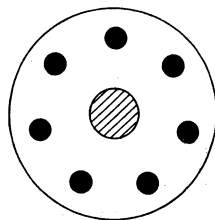
(a)



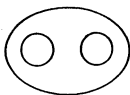
2) (b)



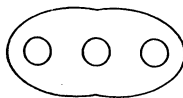
(c)



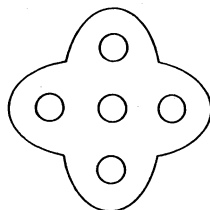
(d)



3) (a)



(b)



(c)

Obr. 9.4: Budící dutiny

- 1) Difuzní reflexní dutiny: (a) spirálová výbojka, (b) koaxiální výbojka, (c) difuzní odražeč;
- 2) Těsné uzpořádání: (a) jednovýbojkové, (b) dvouvýbojkové, (c) čtyřvýbojkové, (d) vícevýbojkové;
- 3) Eliptické uspořádání: (a) jednoelipsa, (b) dvouelipsa a (c) multielipsa.

empirický vztah  $N = \left(\frac{E^{ex}}{E_0}\right)^{8,5}$ .

K napájení kontinuální výbojky slouží budící elektrický obvod, který je zdrojem proudu od 10 do 60 A. Maximální příkon, např. kontinuální výbojky o vnitřním průměru trubice 7 mm a vzdálenosti mezi elektrodami 75 mm, je 6000 W. Životnost výbojky při tomto příkonu je asi 200 h.

### 9.2.3 Chladicí část laseru

Účinnost převodu energie buzení v energii optického záření je velmi nízká (zlomky procent). Podstatná část energie buzení se uvnitř hlavice přemění na teplo. Takže je možné souhlasit se závěrem jednoho z diplomantů, že „Laser je drahé zařízení na ohřívání vody“.

Úkolem chladicí jednotky je odebrat aktivnímu prostředí teplo vydělené při nezářivých přechodech aktivních iontů i teplo ztracené vinou parazitní absorpce ve všech materiálech uvnitř laserové hlavice. Množství generovaného tepla pevnolátkových laserů je značné, od několika W do desítek kW. V případě, že aktivní prostředí není dostatečně chlazeno, dochází ve většině případů k posunu spektrálních čar a k přerušení generace záření. Z tohoto důvodu, aby chlazení bylo dostatečné, je používáno chlazení tekutinou namísto vzduchového.

Chlazení je principiálně koncipováno dvojím způsobem:

1. chladicí tekutina (zpravidla destilovaná voda) protéká celou budící dutinou
2. laserový krystal a výbojky jsou umístěny ve skleněných trubicích a voda protéká těmito trubicemi.

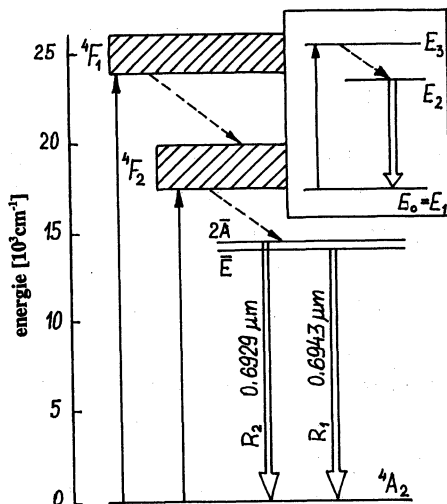
Chladicí jednotka je v nejjednodušším případě složena z rezervoáru a termostatu udržujícího stálou teplotu kapaliny s přesností  $\pm 0,1^\circ\text{C}$ .

## 9.3 Vybrané pevnolátkové lasery

### 9.3.1 Rubínový laser

Rubínový laser je pevnolátkový laser, jehož aktivním prostředím je krystal rubínu generující záření o vlnové délce  $0,6943 \mu\text{m}$ . Rubínový laser byl prvním laserem. Zkonstruoval ho a uvedl do provozu Teodor Maiman v roce 1960. Aktivním prostředím rubínového laseru je monokrystal rubínu  $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{Cr}^{3+}$ . Rubín, známý již před mnoha lety jako drahokam, je krystalický materiál, jehož matici tvoří safír ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) a aktivátorem jsou ionty chromu  $\text{Cr}^{3+}$ . Krystalografická soustava rubínu je romboedrická. Rubín je jednoosý krystal s osou symetrie 3.řádu totožnou s optickou osou krystalu c. Iont hliníku, je obklopen šesti ionty kyslíku  $\text{O}^{-2}$  tvořícímu oktaedr. Iont kyslíku obklopují čtyři ionty hliníku. Poloměry iontů chromu a hliníku jsou dostatečně blízké, takže výměna atomů matrice (hliníku) za atomy aktivátoru (chromu) nezpůsobuje porušení krystalické mřížky. Safírová matrice zajišťuje krystalu rubínu význačné chemické a fyzikální vlastnosti. Teplota tání je  $2020$  až  $2040^\circ\text{C}$ , hustota  $3,92 \text{ gcm}^{-3}$ . Krystal je chemicky stabilní, mechanicky pevný (dosahuje tvrdosti č.9 Mohsovy stupnice) a je obrobitelný. Má velkou teplotní vodivost. Při teplotě tekutého dusíku je teplotní vodivost několikrát vyšší než u mědi. Se zvýšením teploty se zmenšuje (při  $293 \text{ K}$  je přibližně dvakrát menší než při  $40 \text{ K}$ ). Rubín může vyrůstat v dobré optické kvalitě. Při pěstování se používá buď Čochralského nebo Verneuilovy metody. Koncentrace iontů chromu  $\text{Cr}^{3+}$  v safíru se pohybuje v rozmezí od  $0,05$  do  $0,5\%$  ( $0,05\%$  odpovídá  $1,6 \cdot 10^{19}$  iontů chromu v  $\text{cm}^3$ ). Množství aktivních iontů udává barvu rubínu, která může být od bledě růžové až do tmavě červené. Energetické hladiny iontu chromu v safíru se značně liší od hladin energií ve volných atomech. Změna nastává důsledkem silné vzájemné interakce elektronové slupky  $3d$  skupiny železa, k níž patří i chrom s krystalickým polem mřížky safíru. Nastává rozštěpení základního stavu  ${}^4F_3$  na řadu úrovní (obr. 9.5).

Základním stavem spektra energetických hladin je stav  ${}^4A_2$ , odkud jsou



Obr. 9.5: Energetické hladiny iontu chromu  $Cr^{3+}$  v rubínu

elektrony čerpány do pásů  ${}^4F_2$  a  ${}^4F_1$  širokých přibližně 100 nm a umístěných v zelené a modré oblasti spektra. Doba života v čerpacích pásech je extrémně krátká a ionty se vrací do metastabilní hladiny  $\bar{E}$ . Ta je rozštěpena na dvě podhladiny se vzdáleností  $29\text{ cm}^{-1}$ . Horní  $2\bar{A}$  a dolní  $\bar{E}$ . Přechody z těchto hladin na základní hladinu se nazývají  $R_1$  a  $R_2$  čáry. Každá z těchto čar je při pokojové teplotě široká  $\simeq 0,5\text{ nm}$  a obě jsou na konci viditelného pásma v červené oblasti ( $\lambda_1 = 694,3\text{ nm}$  ( $R_1$ ) a  $\lambda_2 = 692,9\text{ nm}$  ( $R_2$ )). Při tepelné rovnováze je poměr obsazení  $N$  těchto hladin roven:

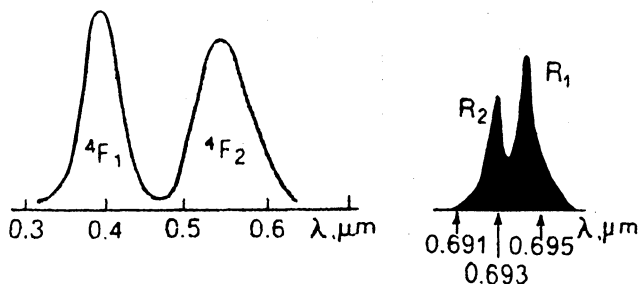
$$\frac{N(2A)}{N(E)} = 0,87. \quad (9.1)$$

Fluorescence rubínu obsahuje obě čáry  $R_1$  i  $R_2$  (viz obr. 9.6). Laserovým přechodem je pouze čára  $R_1$  tj. přechod mezi hladinami  $\bar{E}$  a  ${}^4A_2$ . Je to proto, že laserová čára  $R_1$  dosahuje dříve prahu generace než čára  $R_2$ . Vlastnosti rubínu jsou shrnuty v tab. 9.1 ve srovnání s materiály  $Nd:YAG$  a  $Nd:\text{sklo}$ . Energetické schéma rubínu odpovídá tříhladinovému schématu.

Tabulka 9.1: Parametry rubínového, *Nd:YAG* a *Nd:sklo* laserového aktivního materiálu

Parametr	Rozměr	Rubín	<i>Nd:YAG</i>	<i>Nd:sklo</i>
Vlnová délka	$\mu\text{m}$	0,6943	1,0641	1,0623
Energie fotonu	J	$2,86 \cdot 10^{-19}$	$1,86 \cdot 10^{-19}$	$1,86 \cdot 10^{-19}$
Spontánní doba života	$\mu\text{s}$	3000	240	300
Fluorescenční šířka čáry	nm	0,55	0,40	26
Teplotní vodivost	$\text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$	0,42	0,14	0,012

V absorpčním spektru (viz obr. 9.6) jsou zřejmá dvě maxima odpovídající přechodům na hladiny  ${}^4F_1$  a  ${}^4F_2$  ležících v modré (max pro  $\lambda = 0,41 \mu\text{m}$ ) a žlutozelené (max pro  $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$ ) oblasti spektra. Každé z těchto pásem je široké  $0,1 \mu\text{m}$ . Pro optické čerpání tohoto laseru je používáno světlo xenonové impulsní výbojky.



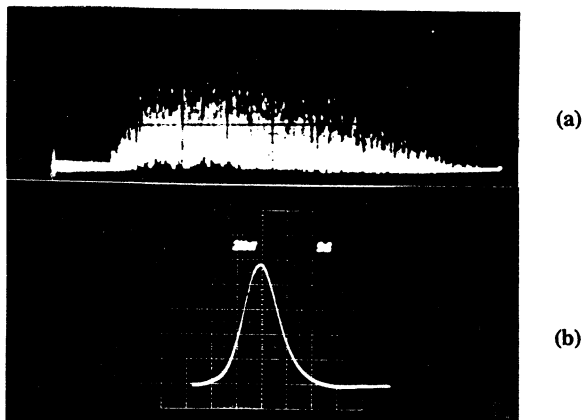
Obr. 9.6: Spektra iontu chromu v rubínu

a) absorpční; b) fluorescenční

Otevřený rezonátor rubínového laseru je tvořen zpravidla totálně odraz-

ným dielektrickým zrcadlem nebo střešovým křemenným hranolem. Výstupní zrcadlo tvoří v nejjednodušším případě kolmé čelo rubínového krystalu s reflexí  $R = 8\%$  nebo planparalelní deska ze skla BK7 s reflexí 16%. Ve složitějších systémech je použito dielektrického zrcadla s reflexí 20 až 50%.

Rubínový laser je používán většinou v impulsním režimu, protože pro kontinuální režim není možné rubín dostatečně ochladit. Při volně běžícím režimu rubínový laser generuje impulsy s energií až 5 J, s délkou impulsu  $\tau = 1 \cdot 10^{-3}$  s (viz obr. 9.7a) a divergencí 3 mrad. V případě činnosti laseru v Q-spínaném režimu jsou generovány impulsy s energií 1 až 2 J a s délkou impulsu  $10^{-8}$  až  $10^{-9}$  s (obr.9.7b).



Obr. 9.7: Časový rozvoj impulsu rubínového laseru  
a) pracujícího ve volně běžícím režimu, b) gigantického

Generovaná vlnová délka rubínového laseru  $\lambda = 0,6943 \mu\text{m}$  a jeho vlastnosti umožňují použití tohoto laseru v průmyslu k vrtání tvrdých materiálů,

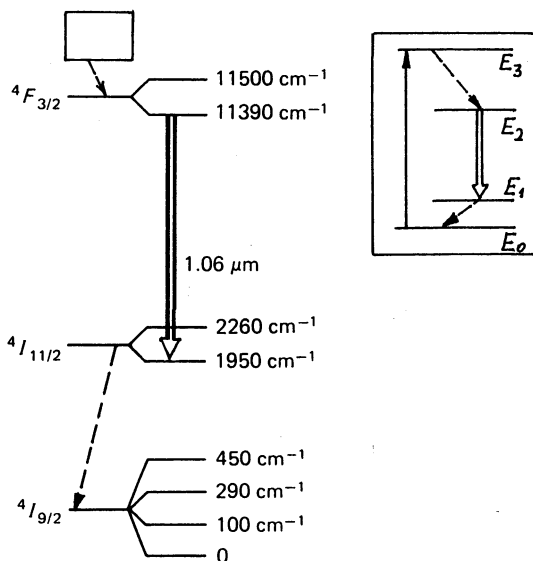
v lékařství (dermatologii), v laserové lokaci družic atd. V mnoha oborech byl v poslední době nahrazen jinými druhy laserů, především *Nd:YAG* laserem.

### 9.3.2 Neodymový laser

Matricí v tomto materiálu je sklo. To se odlišuje od ostatních matric hlavně tím, že je to materiál izotropní. Může být dopován s velmi vysokou koncentrací až 5%  $Nd_2O_3$  s výbornou homogenitou a lze vyrobit velké rozměry v dobré optické kvalitě. Skleněné laserové tyče dopované neodymem byly vyrobeny v různých rozměrech a velikostech od vláken s průměrem několika mikrometrů až po tyče s průměrem 7,5 cm a dlouhé 2 m a disky o průměru 90 cm a 5 cm tlusté.

Existuje velké množství druhů skel dopovaných neodymovými ionty. Dobré optické, mechanické a chemické vlastnosti mají skla silikátová ( $SiO_2$ ) a fosfátová ( $P_2O_5$ ) výrobců Kigre, Hoya, Shott.

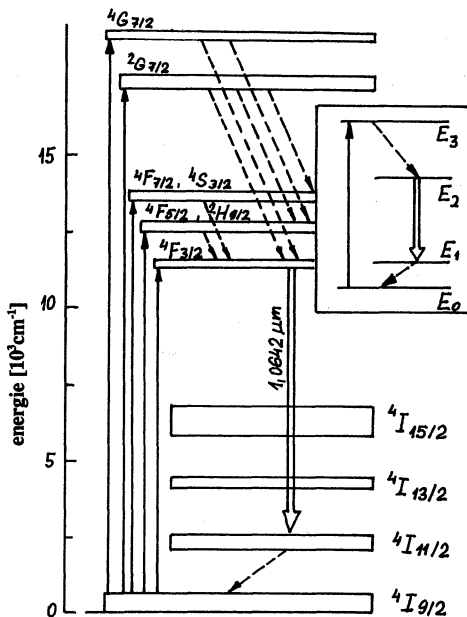
Mezi sklem a krystalovým aktivním materiálem existují dva hlavní rozdíly. První je teplotní vodivost, která je u skla značně menší než u většiny ostatních matric. Druhý rozdíl je v tom, že emisní čáry neodymu ve sklech jsou širší než v krystalech. Širší čára nabízí možnost zesílení a generace kratších světelných impulsů a dovoluje nahromadění velkého množství energie v zesilovacím mediu. Na obr. 9.8 je zjednodušené spektrum energetických hladin iontu neodymu ve skle. Podobně jako u dalšího materiálu *Nd:YAG* je toto schéma čtyřhladinové. Horní laserová hladina je složena ze dvou hladin úroveň  ${}^4F_{3/2}$ . Spontánní doba života této hladiny je několik stovek mikrosekund. Spodní hladina laserového přechodu je úroveň  ${}^4I_{11/2}$ . Tato hladina je spontánně a nezářivě vyprazdňována přechodem na základní stav  ${}^4I_{9/2}$ . Doba života hladiny  ${}^4I_{11/2}$  leží v oblasti 10 až 100 ns. Vlnová délka laserového záření závisí na druhu skla. Pro matrice z fosfátových skel je  $\lambda = 1,053$  až  $1,054 \mu\text{m}$ , pro silikátová skla  $\lambda = 1,061$  až  $1,062 \mu\text{m}$ . *Nd:sklo* laser pracuje tak jako laser rubínový zpravidla v impulsním režimu. Generovaná energie záleží na velikosti aktivního prostředí a může dosáhnout až 20 J v impulsu o délce  $100 \cdot 10^{-6}$  s.



Obr. 9.8: Spektrum energetických hladin iontu  $Nd$  ve skle

V Q-spínaném režimu jsou generovány impulsy s energií 2 až 5 J s délkou impulsu 10 až  $30 \cdot 10^{-9}$  s. Laserové systémy s aktivním prostředím  $Nd$ :sklo se při použití doplňují se systémy  $Nd$ :YAG. Pro kontinuální a velmi vysoké opakovací frekvence se využívá velkého zisku a teplotní vodivosti krystalových  $Nd$ :YAG laserů.  $Nd$ :sklo lasery jsou vhodné pro vysoko-energetické pulsní režimy práce s malou opakovací frekvencí, např. pro velké termonukleární systémy.





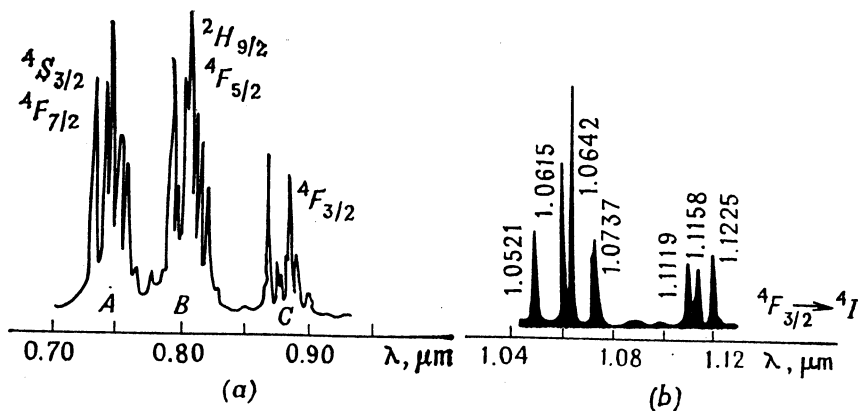
Obr. 9.9: Spektrum energetických hladin neodymu v krystalu YAG

### 9.3.3 Nd:YAG laser

Nd:YAG je dnes nejvíce používaný typ pevnolátkového laseru. Aktivním materiálem je izotropní krystal yttrium aluminium granátu dopovaný neodymem. Schematické znázornění atomových hladin iontu neodymu v matici yttrium aluminium granátu je na obr. 9.9

Optické čerpání převádí atomy neodymu ze základní hladiny  ${}^4I_{9/2}$  na několik hladin označených výrazy  ${}^4G_{7/2}$ ,  ${}^2G_{7/2}$ ,  ${}^4S_{3/2} + F_{7/2}$ ,  ${}^4F_{5/2} + {}^2H_{9/2}$  a  ${}^4F_{3/2}$ . Těchto pět skupin znamená pět páسů v absorpčním spektru Nd:YAG krystalu (obr. 9.10a)). Je vidět, že pásma mají jemnou strukturu, která odráží tu skutečnost, že čerpací energetické pásy mají vnitřní individuální hladiny. Horní laserovou hladinou je  ${}^4F_{3/2}$ . Emise záření nastává při přechodech neodymových iontů z této hladiny na hladiny  ${}^4I_{11/2}$ ,  ${}^4I_{9/2}$ ,  ${}^4I_{13/2}$  a  ${}^4I_{15/2}$ . Protože každý z těchto

označených pásů je složen z několika hladin, celkový počet laserových přechodů je velký (viz tab. 9.2). Hlavní část energie ( $\approx 60\%$ ) je emitována na přechodu  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ , a proto hladina  ${}^4I_{11/2}$  je obvykle definována jako dolní laserová hladina *Nd:YAG* laseru. Na obr.9.10b) je uvedeno fluorescenční spektrum *Nd:YAG* krystalu pro přechody mezi hladinami  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ . Spektrum obsahuje sedm čar. Nejzajímavější čáry leží v blízké infračervené oblasti ( $1,0615$  a  $1,0642 \mu\text{m}$ ). Přechody  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  dávají vznik záření na vlnové délce  $1,3 \mu\text{m}$  a  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$   $0,9 \mu\text{m}$ . Je zřejmé, že energetické spektrum hladin *Nd:YAG* laseru odpovídá čtyřhladinovému modelu.



Obr. 9.10: Spektra iontu neodymu v krystalu YAG

a) absorpční, b) fluorescenční.

Teplná vodivost granátu dovoluje účinné chlazení aktivního materiálu, a proto lze tento laser provozovat jak v impulsním, tak i v kontinuálním režimu. Při kontinuálním provozu je *Nd:YAG* laser buzen kontinuálně-hořícími kryptonovými výbojkami a může dosahovat výkonů 100 až 200 W. Pro impulsní

buzení se do krystalové mřížky yttrium aluminium granátu přidává další dopující prvek – ionty chromu  $Cr^{3+}$ . Potom lze použít pro buzení xenonové výbojky. Excitované ionty chromu předávají svoji energii iontům neodymu a zvyšují účinek buzení xenonové výbojky. Energie dosahované ve volně běžícím režimu jsou až 5 J, při délce impulsu  $100 \cdot 10^{-6}$  s a opakovací frekvenci až 100 Hz. Účinnost  $Nd:YAG$  laseru dosahuje až několika procent.

$Nd:YAG$  laser našel velké uplatnění v průmyslových aplikacích (vrtání, sváření, řezání, žhání materiálu), v lékařství se používá kontinuální  $Nd:YAG$  skalpel v chirurgii a pulsní  $Nd:YAG$  laser v oční mikrochirurgii [15]. Dále se  $Nd:YAG$  laser uplatnil v radarové a lidarové technice, ve spektroskopii a jako zdroj koherentního záření v nelineární optice.

### 9.3.4 $Nd:YLF$ laser

Matricí materiálu  $Nd:YLF$  je materiál lithium-yttrium-fluorid  $LiYF_4$ . Laserový přechod je na vlnové délce 1053 nm, což odpovídá vlnové délce Nd skleněného laseru s matricí z fosfátového skla.  $Nd:YLF$  laser se proto často používá jako oscilátor generující vzhledem ke své široké emisní čáře krátké impulsy, zesilované v dalším stupni Nd:sklo laseru. Na obr. 9.11 je zjednodušené energetické schéma hladin neodym v matrici  $Nd:YLF$  krystalu. Podle polarizace jsou generovány vždy dvě laserové čáry kolem  $1,05 \mu\text{m}$  a  $1,3 \mu\text{m}$ . Horní laserovou hladinou je úroveň  ${}^4F_{3/2}$ , dolní  ${}^4F_{13/2}$  nebo  ${}^4I_{11/2}$ . Je-li v rezonátoru umístěn uvnitř polarizátor je generována vlnová délka buď 1047 nm nebo 1053 nm. Totéž pro vlnové délky kolem  $1,3 \mu\text{m}$ . Je generována buď vlnová délka  $1,321$  nebo  $1,313 \mu\text{m}$ .

Materiálové vlastnosti krystalu  $Nd:YLF$  jsou uvedeny v tab.: 9.3 Relativně velká teplotní vodivost dovoluje účinnou extrakci tepla a přirozený dvojlom eliminuje termální depolarizaci, což je problém, který nastává v izotropních matricích YAG krystalu. Příčný průřez krystalu YLF je 2x nižší než krystalu YAG.  $Nd:YLF$  laserový krystal se používá dnes v průmyslových aplikacích i v medicíně.

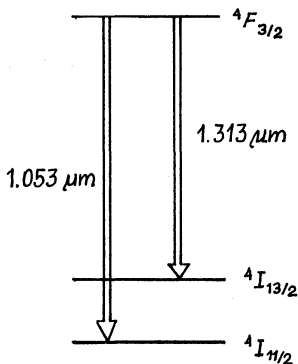
Tabulka 9.2: Vybrané kvantové přechody v krystalu *Nd:YAG* za pokojové teploty

Přechod	Luminiscenční čára vlnová délka[ $\mu\text{m}$ ]	Relativní intenzita přechodu [%]
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	0.8910	25
	0.8999	
	0.9385	
	0.9460	
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	1.0521	60
	1.0615	
	1.0642	
	1.0737	
	1.1119	
	1.1158	
	1.1225	
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	1.3184	14
	1.3331	
	1.3351	
	1.3381	
	1.3533	
	1.3572	
	1.4150	
	1.4444	
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	1.833	1

### 9.3.5 Alexandrit

Přírodní alexandritový krystal byl poprvé nalezen na Urale v roce 1880 a byl nazván podle cara Alexandra II. Syntetický alexandrit použitý jako aktivní materiál pevnolátkového laseru byl široce přeladitelným výbojkově čerpaným laserem pracujícím při pokojové teplotě. První práce s tímto materiálem byly provedeny firmou Allied Corp. USA.

Chemicky je alexandrit krystalem chrysoberylu  $BeAl_2O_4$  (matrice) dopovaným ionty  $Cr^{3+}$  (aktivátor). Koncentrace aktivních iontů může být 0,1



Obr. 9.11: Spektrum energetických hladin neodymu v matrici YLF

až 0,4 at.%. (Koncentrace 0,1 at.% představuje  $3,51 \cdot 10^{19}$  iontů chromu v  $\text{cm}^3$ ). Alexandrit je opticky a mechanicky velmi podobný krystalu rubínu. Také jako rubín může generovat záření na R čáře na vlnové délce  $0,6804 \mu\text{m}$ . V tom případě se tento systém chová jako tříhladinový [17], má vysoký práh generace záření, fixní generovanou délku a relativně velmi malou účinnost. Za určitých podmínek (s využitím vibračních přechodů) může dojít ke stimulovaným přechodům ve vibračním fluorescenčním pásmu mezi  $0,7$  a  $0,824 \mu\text{m}$ . V tomto případě se systém chová jako čtyřhladinový.

Matrice alexandritu — *chrysoberyl* je iontový krystal s vlastnostmi velmi podobnými safíru ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) tvořícímu matrici pro krystal rubínu. Nedopovaný chrysoberyl je bezbarvý a průsvitný, po dodání Cr se stává růžovým podobně jako rubín. Jeho velká tvrdost, chemická stabilita a velká teplotní vodivost (2/3 hodnoty vodivosti rubínu a dvojnásobek hodnoty vodivosti krystalu YAG) umožňuje budit alexandritový krystal velkými středními výkony bez jeho termálního poškození. (Alexandrit má hodnotu termálního poškození 5krát vyšší než YAG a o 40% nižší než rubín. Vypočtená hodnota prahového absorbovaného výkonu nutného pro poškození krystalu je  $0,6 \text{ kWcm}^{-1}$  délky krystalu).

Alexandrit krystalizuje v ortorombické struktuře a je to krystal dvouosý s

Tabulka 9.3: Vlastnosti krystalu *Nd:YLF*

Vzorec	<i>Nd:LiYF<sub>4</sub></i>
Vlnová délka [ $\mu\text{m}$ ]	1,053
Index lomu (pro $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ )	
řádný $n_0$	1,4481
mimořádný $n_e$	1,4704
Doba života na hladině [ $\mu\text{s}$ ]	520
Hustota [ $\text{gcm}^{-3}$ ]	3,99
Tvrдость (Mohs. stupnice)	4 až 5
Teplotní vodivost [ $\text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ]	0,06
Součinitel teplotní roztažnosti [ $10^{-6}\text{K}^{-1}$ ]	13 (osa a) 8 (osa c)
Bod tání [ $^{\circ}\text{C}$ ]	825

hlavními osami indexového elipsoidu směřovanými podél krystalografických os. Nízká symetrie tohoto krystalu znamená anisotropii jeho fyzikálních vlastností. Je-li zkoumán v polarizovaném světle, má různou barvu v závislosti na polarizaci světla vzhledem ke krystalové ose. Také indexy lomu pro světlo polarizované podél tří krystalových os se liší (viz tab.: 9.4).

Jak již bylo uvedeno výše, alexandrit může generovat záření jako čtyřhladinový vibrační laser nebo jako tříhladinový. Zjednodušené energetické schéma alexandritu je uvedeno na obr. 9.12. Základní hladinou je hladina  $^4A_2$ . Hladiny  $^4T_2$  a  $^4T_1$  jsou absorpčními hladinami. *R* čára je emitována z hladiny  $^2E$  (doba života 1,54  $\mu\text{s}$ ). Vibrační přechody jsou způsobeny emisí z hladiny  $^4T_2$  (doba života 6,6  $\mu\text{s}$ ) na excitované vibrační stavy uvnitř hladiny  $^4A_2$ .

V současné době je alexandritový krystal pěstován Čochralského metodou. Tab.: 9.4 shrnuje jeho fyzikální, mechanické a optické vlastnosti.

Alexandritový laser může pracovat jak v kontinuálním, tak i v impulsním

Tabulka 9.4: Vlastnosti krystalu alexandritu

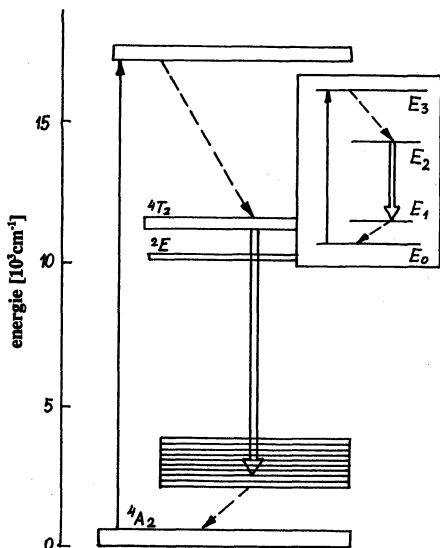
Vzorec	$Cr:BeAl_2O_4$
Vlnová délka [nm]	700 až 818
index lomu (pro $\lambda = 7520$ nm)	$E//a$ 1, 7367 $E//b$ 1, 7421 $E//c$ 1, 7346
Doba života na hladině [ $\mu s$ ]	260
Fluorescenční šířka čáry [nm]	100
Tvrдост	2000
Teplotní vodivost [ $Wcm^{-1}K^{-1}$ ]	0, 23
Součinitel teplotní roztažnosti [ $10^{-6}K^{-1}$ ]	//a 5, 9 //b 6, 1 //c 6, 7
Bod tání [ $^{\circ}C$ ]	1870

režimu. Při výbojkovém buzení byla dosažena opakovací frekvence 250 Hz. V Q-spínaném režimu byla generována výstupní energie 1 J. V kontinuálním režimu je alexandrit možno čerpat kryptonovými výbojkami stejně jako *Nd:YAG* laser. Při tomto buzení bylo dosaženo výkonu 50 W. Celková účinnost alexandritového laseru je 2,5% pro volně běžící a 0,5 až 1% pro Q-spínaný režim.

Z hlediska využití se alexandritové lasery začínají prosazovat v lékařských aplikacích (dermatologie, fotodynamická terapie), v průmyslu a ve spektroskopii.

### 9.3.6 *Ho/CTH:YAG*

Generace laserového záření na vlnové délce  $\lambda = 2,1 \mu m$  na iontu holmia zabudovaného do matrice yttrium aluminium granátu byla poprvé dosažena v AT&T Bellových laboratořích v roce 1962. Atomy holmia mají jen několik slabých absorpčních čar na vlnových délkách produkovaných výbojkovým čerpáním, a proto byly do matrice yttrium-aluminium-granátu ( $Y_3Al_5O_{12}$ -YAG)



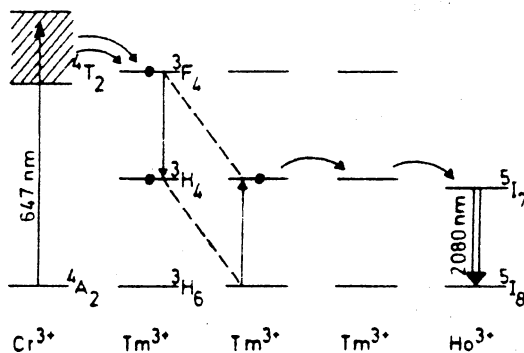
Obr. 9.12: Spektrum energetických hladin iontu  $Cr$  v alexandritu

dodány postupně další ionty vzácných zemin - erbia ( $Er$ ) a thulia ( $Tm$ ), které přenášejí absorbovanou výbojkovou energii na ionty holmia. Nový laserový materiál se nazýval  $Er$ ,  $Tm$ ,  $Ho:YAG$  nebo  $\alpha Ho:YAG$ . Výsledky generace záření s tímto materiálem byly zajímavé, ale  $\alpha Ho:YAG$  krystal laseroval pouze při teplotách 80 K.

Další výzkum holmiového laseru byl motivován rozvíjejícími se aplikacemi laserů v medicíně. Významného kroku bylo dosaženo v roce 1985, kdy byl iont erbia  $Er^{3+}$  v  $\alpha Ho:YAG$  krystalu nahrazen iontem chromu  $Cr^{3+}$ . Použitím iontů  $Cr^{3+}$ , které senzibilizují ionty  $Tm^{3+}$ , bylo dosaženo relativně nízkého prahu a účinné generace záření při pokojové teplotě. Nový krystal  $Cr$ ,  $Tm$ ,  $Ho:YAG$  byl označen jako CTH:YAG. Přítomností atomů chromu byla zvýšena účinnost přenosu záření z xenonové výbojky na ionty  $Ho^{3+}$ . Ionty chromu  $Cr^{3+}$  absorbují záření v široké spektrální oblasti. Po nezářivých přechodech uvnitř a mezi stavy  ${}^4T_2$  a  ${}^2E$  je excitace přenesena dipól-dipolovou interakcí

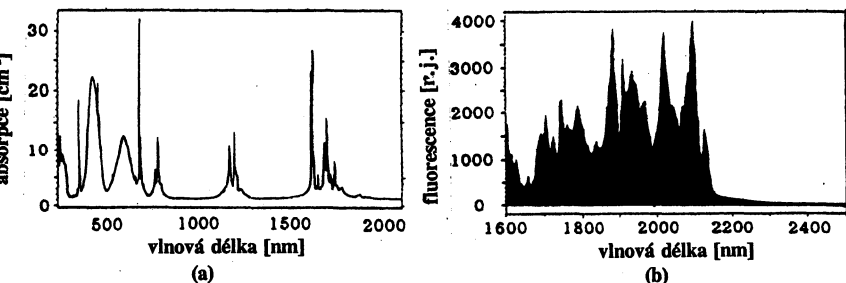


z iontů  $Cr^{3+}$  na  ${}^3F_3$  a  ${}^3H_4$  stav iontu  $Tm^{3+}$ . (Obr. 9.13). Nezářivý spád z hladiny  ${}^3F_3$  umísťuje všechny excitované  $Tm^{3+}$  ionty do stavu  ${}^3H_4$ . Každý excitovaný iont  $Tm^{3+}$  potom interaguje kros-relaxačními procesy se základním stavem, což způsobuje vznik dvou  $Tm^{3+}$  iontů ve stavu  ${}^3F_4$ . A konečně, tyto  $Tm^{3+}$  ionty přenášejí svoji energii na dva ionty holmia  $Ho^{3+}$ , které obsazují horní laserovou hladinu  ${}^5I_7$ . Laserový přechod ( $2,09 \mu m$ ) potom probíhá mezi hladinami  ${}^5I_7$  na  ${}^5I_8$ .



Obr. 9.13: Spektrum energetických hladin iontů  $Cr$ ,  $Tm$  a  $Ho$  v matrici YAG

Široké absorpční spektrum CTH:YAG krystalu (200 až 1700 nm) s maximem na vlnové délce 647 nm (obr. 9.14a)) umožňuje použití nekoherentního i koherentního čerpání. CTH:YAG krystal lze čerpat světlem xenonové výbojky, nebo koherentním zářením kryptonového, argonového, barvivového nebo polovodičového laseru. Absorpční příčný průřez pro vlnovou délku  $\lambda = 2,091 \mu m$  je  $9 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ , naměřená doba života metastabilní hladiny  $Tm {}^3H_4$  a  $Ho {}^5I_7$  je 7,8 ms. Fluorescenční spektrum  $Cr$ ,  $Tm$ ,  $Ho$ :YAG krystalu je na obr. 9.14b). Při pokojové teplotě CTH:YAG laser generuje záření převážně na vlnové délce  $2,0963 \mu m$ . V dispersním rezonátoru je možné pozorovat generaci na 9 vlnových délkách uvnitř oblasti  $2,1275 \mu m$  až po  $2,0803 \mu m$ .



Obr. 9.14: Spektra CTH:YAG krystalu

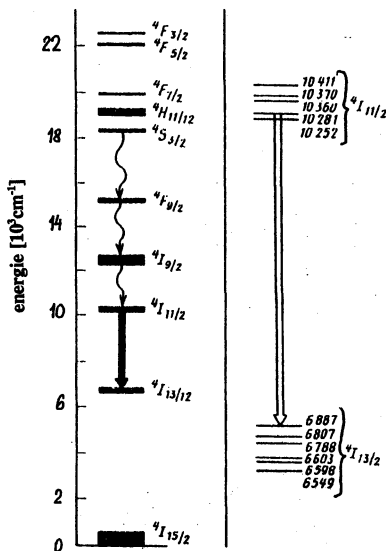
a) absorpční; b) fluorescenční

Vlnová délka CTH:YAG laseru spadá do oblasti poměrně velké absorpce tohoto záření ve vodě, zároveň je to ještě vlnová délka, kterou lze přenášet křemennými typy vláken. Tyto dvě okolnosti dělají z CTH:YAG laseru unikátní systém vhodný pro použití především v medicíně.

### 9.3.7 Er:YAG

Absorpční a fluorescenční vlastnosti iontu erbia byly zkoumány v různých maticích, aby byly určeny vlastnosti erbia jako aktivního iontu umožňujícího laserovou akci. Materiál matrice pro Er iont dnes tvoří převážně YAG (yttrium-aluminium-garnet), YLF,  $YAlO_3$  a různá skla. Jako pokusné byly zkoušeny i matrice  $LaF_3$ ,  $CaWO_4$  a  $CaF_2$ . Terminální hladina iontu  $Er^{3+}$  je mezi  $525\text{ cm}^{-1}$  pro Er:YAG a  $50\text{ cm}^{-1}$  pro Er:sklo. Dominantními vlnovými délkami generovaného záření jsou  $2,94\text{ }\mu\text{m}$  a  $1,56\text{ }\mu\text{m}$  pro YAG:Er<sup>3+</sup>. Tyto vlnové délky odpovídají přechodům mezi stavy  ${}^4I_{13/2}$  a základním stavem  ${}^4I_{15/2}$  erbia ( $1,53$  až  $1,66\text{ }\mu\text{m}$ ) a  ${}^4I_{11/2}$  na  ${}^4I_{13/2}$  ( $2,6$  až  $2,9\text{ }\mu\text{m}$ ). Spektrum energetických hladin iontu erbia v matici yttrium aluminium granátu je uvedeno

na obr. 9.15. Rovněž jako v případě holmiového  $Ho^{3+}$  iontu i  $Er^{3+}$  iont je čerpán v případě výbojkového buzení pomocí iontů  $Cr^{3+}$  působících jako senzibilizátor.



Obr. 9.15: Spektrum energetických hladin iontu erbia v krystalu YAG

Všechny vlnové délky generované  $Er:YAG$  laserem jsou mimořádně zajímavé pro některé aplikace. Na vlnové délce  $2,94 \mu m$  je absorpční maximum vody, což je důležité především pro aplikace v medicíně. Absorpční koeficient pro záření  $YAG:Er^{3+}$  laseru v tkáni je vyšší než pro ostatní měřené vlnové délky, hloubka průniku do tkáně je 2 mm, přičemž na rozdíl od UV záření excimerového laseru, záření o vlnové délce  $2,94 \mu m$  nemá žádné vedlejší účinky na lidský organismus. Stimulovaná emise v okolí vlnové délky  $1,6 \mu m$  je zajímavá z hlediska omezené možnosti poškození oční tkáně touto vlnovou délkou. Rovněž pro určité způsoby opracování materiálů je tato vlnová délka vhodnější. Záření  $Er:YAG$  laseru  $1,56 \mu m$  se používá v laserových dálkoměrech.

## Příklady ke kapitole 9:

- 9.1 Práh destrukce rubínového krystalu je roven  $20 \text{ Jcm}^{-2}$ . a) Jaká je maximální hustota inverzní populace, kterou lze vytvořit v aktivním prostředí s průměrem  $0,5 \text{ cm}$  a délkou  $7 \text{ cm}$  tak, aby se krystal nezničil? b) Může být tento krystal zničen vlastním zářením, jestliže je koncentrace aktivních částic rovna  $1,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ? c) Najděte maximální přípustnou délku tohoto krystalu, kdy se ještě nezničí vlastním zářením.
- 9.2 Odhadněte, jaký výkon musí mít výbojka, aby bylo dosaženo prahu generace v kontinuálním režimu u  $Nd$ :sklo laseru. Doba života horní laserové úrovně je  $0,5 \mu\text{s}$ , prahová inverzní populace je  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , objem krystalu je  $10 \text{ cm}^3$ . Účinnost přeměny elektrické energie lampy v energii pohlcovanou absorpčním spektrem  $Nd^{3+}$  se rovná  $4\%$ .
- 9.3 Určete velikost energie nutné k dosažení generace v  $Nd$ :YAG laseru, který pracuje v impulsním režimu, za předpokladu, že délka rezonátoru se rovná  $20 \text{ cm}$ , ztráty za jeden průchod se rovnají  $4\%$ , doba života fotonu v rezonátoru se rovná  $1,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ , index lomu krystalu je  $1,5$ , doba života horní laserové úrovně je  $5,5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$  a šířka pásma zesílení je rovna  $6 \text{ cm}^{-1}$ .
- 9.4 Odhadněte výkon výbojky nutný pro provoz  $Nd$ :YAG laseru s parametry danými v příkladu 9.3 a průměrem krystalu  $0,25 \text{ cm}$  a délkou  $3 \text{ cm}$ .
- 9.5 Odhadněte minimální výkon buzení, při kterém je zajištěna činnost laseru s  $Nd$ :sklem laseru v kontinuálním režimu s následujícími parametry:  $\Delta\nu = 200 \text{ cm}^{-1}$ , index lomu krystalu  $1,5$ , doba života horní laserové úrovně  $3 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ , délka rezonátoru  $20 \text{ cm}$ , ztráty za jeden průchod  $2\%$ , doba života fotonu v rezonátoru  $3,3 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ .

# Kapitola 10

## Kapalinové lasery

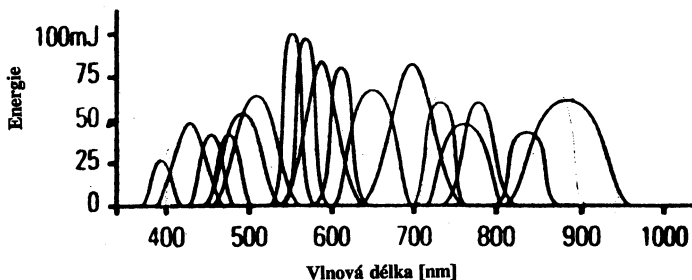
### 10.1 Aktivní prostředí

Aktivním prostředím kapalinových laserů jsou roztoky *organických barviv* nebo speciálně připravené kapaliny dopované ionty vzácných zemin. Speciální kapaliny jsou zpravidla roztoky metalo-organických sloučenin, např. vodní roztoky solí s aktivními ionty  $Gd^{3+}$ ,  $Eu^{3+}$ ,  $Tb^{3+}$ ,  $Nd^{3+}$ ,  $Er^{3+}$  nebo  $Ho^{3+}$ . Ve většině případů se kapalinové lasery objevují s aktivním prostředím tvořeným organickými barvivy.

Organická barviva tvoří velkou část aktivního prostředí kapalinových laserů. Aktivním prostředím jsou ionty organických barviv v různých kapalných rozpouštědlech, jakými jsou např. voda, etylalkohol, metylalkohol, toluen, benzen, aceton, cyklohexan, glycerin a další.

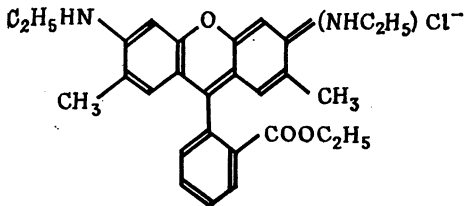
Organická barviva jsou komplexy organických sloučenin majících široká absorpční pásma ve viditelné a blízké ultrafialové oblasti spektra. Chemická struktura organických barviv je charakterizována kombinací několika benzenových, pyridinových, azinových, pyrolových a dalších chemických organických jader. Nejeфекtivnější luminiscenční barviva jsou rozdělena do osmi kategorií: xanteny, polymetiny, oxaziny, kumariny, antraceny, acridiny, aziny a ftalocyaniny. Do dnešní doby byla generace laserového záření ověřena u více než 200 různých barviv, pásmo generovaných vlnových délek pokrývá oblast

od  $0,3 \mu\text{m}$  až po  $1,3 \mu\text{m}$  (obr. 10.1). Výběrem vhodného barviva a zrcadel otevřeného rezonátoru můžeme získat koherentní záření na jakékoliv vlnové délce z této oblasti.



Obr. 10.1: Pásmo vlnových délek záření generovaného barvivovými lasery

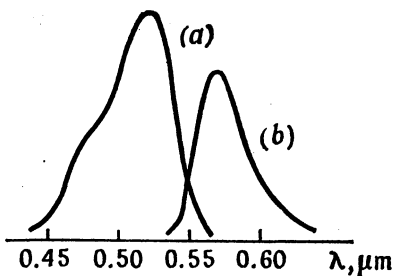
Nejnámějším a prakticky nejdůležitějším aktivním prostředím barvivových laserů je Rhodamin 6G. Patří ke skupině *xanthenových barviv*. Strukturální vzorec je založen na systému benzenových jader (obr. 10.2).



Obr. 10.2: Strukturální vzorec Rhodaminu 6G

Xanthenová barviva absorbují a emitují záření ve viditelné oblasti spektra tzn. absorpční a emisní spektrum Rhodaminu 6G leží také ve viditelné oblasti (obr. 10.3).

Významnou charakteristikou barvivových laserů je šířka čáry generované vzhledem k šířce čáry luminiscenční. Tak jako u pevnolátkových laserů i barvivové lasery mají šířku absorpční a luminiscenční čáry v okolí  $0,1 \mu\text{m}$ . Šířka



Obr. 10.3: Absorpční a emisní spektrum Rhodaminu 6G

generované laserové čáry ovšem může být až řádu  $10^{-4} \mu\text{m}$  nebo menší. Generovaná vlnová délka může být tedy měněna spojitě uvnitř hranic daných šířkou luminiscenční čáry. Lasery, u kterých generovaná vlnová délka může být plynule měněna, nazýváme *lasery přeladitelnými*.

Problémem aktivního prostředí barvivových laserů je chemická a fotochemická stabilita roztoků barviv. Benzenová jádra se rozkládají účinkem světla, tepla i pouhým plynutím času. Pro žádanou generovanou vlnovou délku se proto vybírají nejen vhodná barviva, ale i vhodná nejvíce stabilní rozpouštědla. I u relativně nejstabilnějších roztoků barviv dochází po určité době k jejich rozpadu. Proto je aktivní prostředí barvivových laserů postupně měněno — barvivový roztok protéká trubicí tvořící hranice aktivního media.

## 10.2 Buzení barvivových laserů

Pro buzení barvivových laserů se užívá optického záření. Optické buzení těchto laserů je nekoherentní nebo koherentní, pulsní nebo kontinuální a příčné nebo podélné.

### 10.2.1 Koherentní buzení barvivových laserů

Při koherentním buzení je barvivové aktivní prostředí ozařováno zářením pomocného laseru na kmitočtu odpovídajícím absorpčnímu pásmu daného

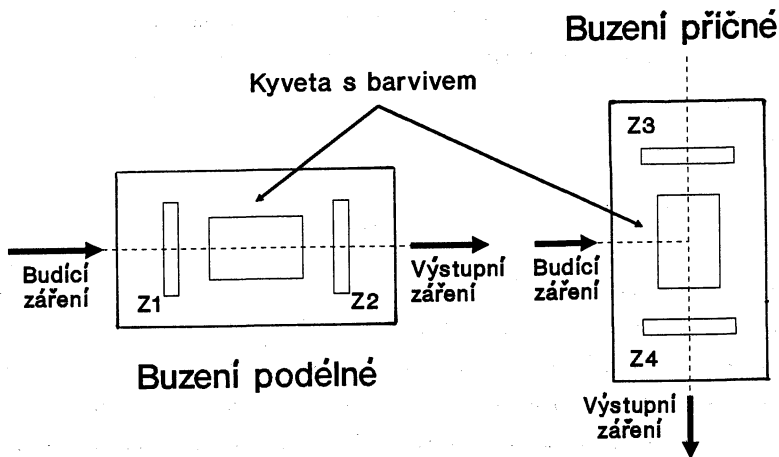
barviva. Obvykle se k buzení používá základní nebo druhá harmonická záření pomocného laseru. (Při generaci druhé harmonické záření je pomocí nelineárního prostředí generováno záření s poloviční vlnovou délkou, v případě laseru *Nd:YAG* má první harmonická vlnovou délku  $1,06 \mu\text{m}$  a druhá harmonická má vlnovou délku  $0,53 \mu\text{m}$ ). Nejčastějším zdrojem pro pulsní buzení je *Nd:sklo* laser nebo *Nd:YAG* laser s vlnovou délkou  $\lambda = 0,53 \mu\text{m}$ . Pro kontinuální buzení se nejčastěji užívá laseru argonového s vlnovou délkou  $\lambda = 0,337 \mu\text{m}$ . Z důvodu zvýšení hustoty čerpací energie je záření fokusováno na plochu o průměru  $\simeq 10 \mu\text{m}$ . Tato koncentrace ovšem způsobuje termooptickou distorzi molekul aktivního media. Pro odstranění tohoto jevu barvivový roztok generační zónou pouze protéká. (Roztok barviva je vstřikován do aktivní zóny tryskou.) Takovéto uspořádání je zvoleno nejen pro chlazení aktivního prostředí, ale také proto, že tímto způsobem jsou z generační zóny odstraněny světlem rozložené molekuly barviva.

Koherentní buzení může být v principu příčné nebo podélné. Při příčném buzení se budící záření šíří kolmo ke směru podélné osy otevřeného rezonátoru barvivového laseru, zatímco při podélném buzení jsou směry záření budícího a generovaného totožné (obr. 10.4).

Otevřený rezonátor barvivových laserů je tvořen zrcadly obvykle s dielektrickým pokrytím zajišťujícím žádanou reflexi v širokém pásmu vlnových délek. V případě koherentního podélného buzení jsou zrcadla otevřeného rezonátoru dichroická. Obvykle zrcadlo s totální reflexí pro generované záření má minimální reflexi pro záření budící. Naopak výstupní zrcadlo má malou reflexi pro záření generované a velkou pro záření budící.

Účinnost barvivových laserů buzených koherentně zářením pomocného laseru dosahuje řádu desítek %. Tyto lasery hrají v podstatě úlohu širokopásmových zesilovačů v optické oblasti spektra. Dají se také použít k relativně jednoduché a účinné konversi optických frekvencí.





Obr. 10.4: Podélné a příčné koherentní buzení barvivového laseru

### 10.2.2 Nekoherentní buzení barvivových laserů

Při nekoherentním čerpání se pro buzení barvivových laserů užívá podobného uspořádání jako u pevnolátkových laserů. Kyveta (skleněná trubka obvykle s konci seříznutými pod Brewsterovým úhlem) s roztokem barviva je umístěna v budící dutině spolu s jednou nebo několika výbojkami. Otevřený rezonátor je stejně jako v případě koherentního buzení tvořen dielektrickými širokopásmovými zrcadly. Pro buzení se užívá většinou xenonových výbojek. Nevýhodou ovšem je, že doba života metastabilní hladiny barvivových laserů (ve srovnání s většinou pevnolátkových laserů) je velmi krátká, a proto je nutno užít speciálních typů xenonových výbojek generujících velmi krátký impuls s délkou v okolí několika mikrosekund. Výroba těchto výbojek je velmi obtížná a doba jejich života je omezena.

Systém nekoherentně buzeného barvivového laseru se tedy skládá z hlavice (obsahující otevřený rezonátor a budící dutinu s aktivním prostředím

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	$\text{Cu páry}$ $(\text{He}) \text{Ne}$	0,510 0,633 1,15 3,39	el.výboj el.výboj	impulsní kontinuální
	$I$	1,315	fotodisociace např.: $\text{CF}_3\text{I}$	impulsní
iontový	$(\text{He}) \text{Cd}^+$	0,442 0,325	el.výboj	kontinuální
	$\text{Ar}^+$	0,488 0,514	el.výboj	kontinuální
molekulární elektronový přechod	$\text{H}_2$	0,116	el.výboj	impulsní
	$\text{N}_2$	0,337	el.výboj	impulsní
excimerový svazek	$\text{ArF}$	0,193	el.výboj	impulsní
	$\text{KrF}$	0,249	svazek elektronů	"
	$\text{XeCl}$	0,308	"	"
vibrační přechod	$\text{HF}$	2,7	chemické	kontinuální
	$\text{DF}$	4,3	"	impulsní
	$\text{CO}$	5,5	el.výboj	"
	$\text{CO}_2$	10,6	el.výboj chem.reakce expanze plynu	"
rotační přechod	$\text{H}_2\text{O}$ $\text{HCN}$	118,6 a 220,2 331 a 337	rezonanční optické	impulsní

uplatňuje rezonanční optické buzení laserovým zářením.

## 11.1 Atomární lasery

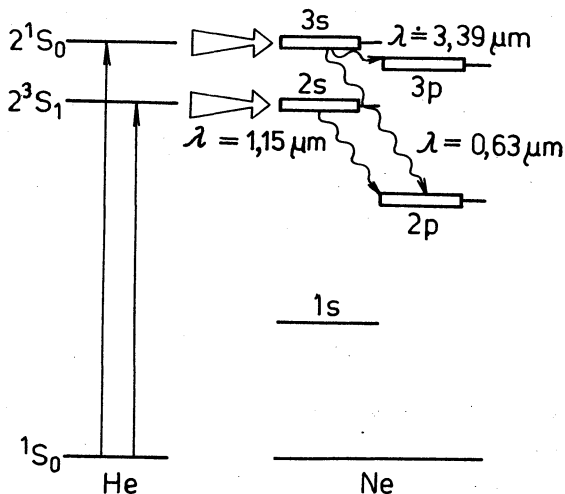
Aktivním prostředím jsou elektricky neutrální (v molekulách nevázané) atomy. Typickými představiteli atomárních laserů jsou helium-neonový laser, měděný laser a jodový laser.

### 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 vyzařoval 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 mm a celkový tlak plynu 100 až 200 Pa. Poměr parciálních tlaků helia a neonu bývá 5 : 1 až 15 : 1. Proud bývá vnějšími elektronickými prvky omezován na 25 až 50 mA. Výstupní výkon bývá desítky miliwattů pro červené světlo a o řád větší v infračervené oblasti spektra.

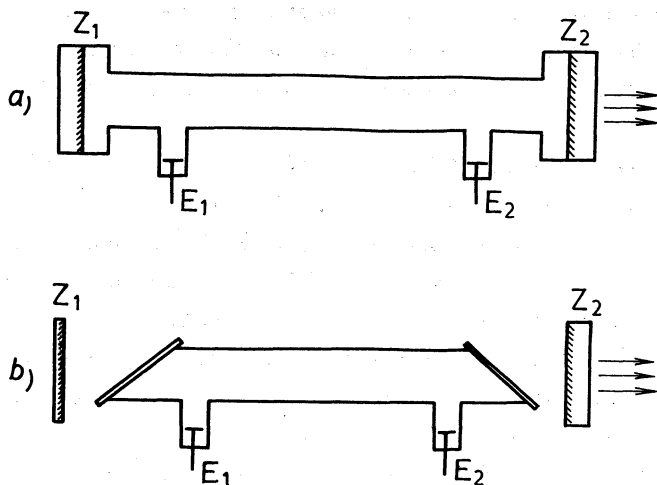
Laserové přechody uvedené na obr. 11.1 jsou nejčastěji využívané, ne však zdaleka jediné možné. Helium-neonový laser může generovat záření v celé škále viditelných i infračervených vlnových délek.

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 vnitrorezonátorové 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 nm a 578,2 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 přídavném pulsním elektrickém výboji, který předchází budicímu 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

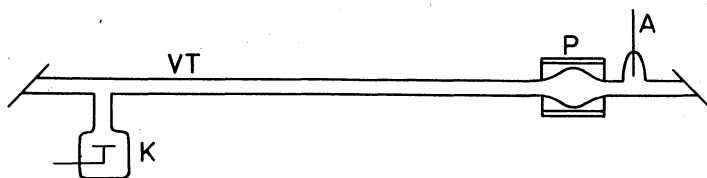
Helium-kadmiový je příkladem laseru pracujícího s ionty kovu, vysílá záření ve viditelné oblasti na vlnových délkách 533,7 nm, 537,8 nm a 441,6 nm. Budí se elektrickým výbojem, ve kterém se nejdříve excituje a ionizuje helium. Atomy helia  $He^*$  excitované do metastabilního stavu pak dávají vznik iontům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



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



Excitace takto vzniklých iontů  $Cd^+$  pak probíhá podle schématu 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].



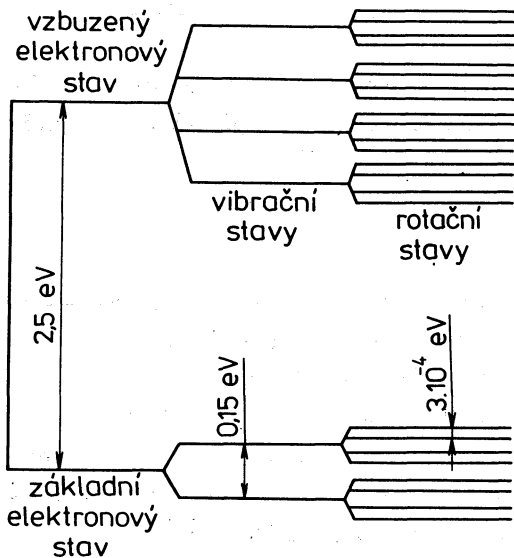
Obr. 11.3: He-Cd laser

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. *Bumbleino* 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

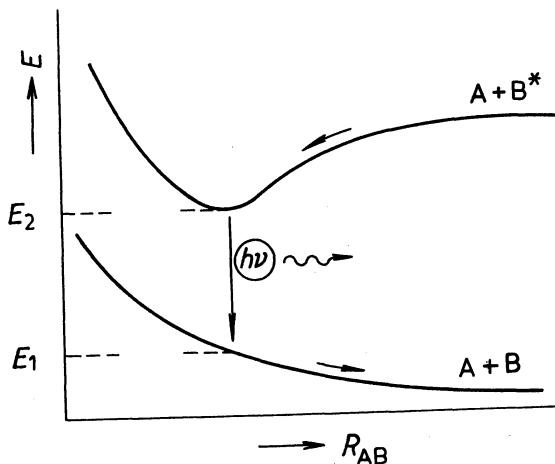
Laser s molekulárním dusíkem jako aktivním prostředím může generovat záření ve třech oblastech optického spektra a to : *ultrafialové* záření (337 až 328 nm), *viditelné* a blízké infračervené (754 až 1235 nm) a *infračervené* (3,29 až 3,47  $\mu\text{m}$  a 8,15 až 8,21  $\mu\text{m}$ ). Největšího 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 veliké, 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. vzbuzené 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  $R_{AB}$  monotonně klesající funkcí, interakce má odpudivý 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 trojné srážce s atomy téhož druhu vytvářejí molekulární ionty,



kteřé 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.

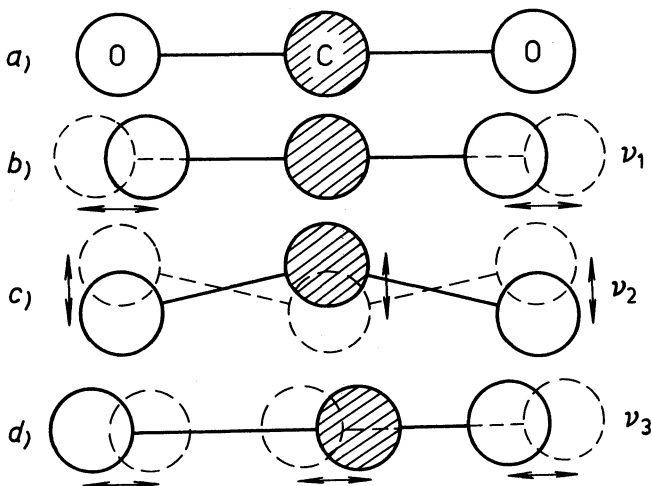
Buzení excimerových laserů *elektronovým svazkem* je obecně účinnější než buzení elektrickým výbojem. Bylo jím dosaženo účinnosti až 10% při výstupní energii v impulsu 1 kJ s dobou trvání impulsu 10 ns.

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-rotačními 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  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_3$  a přísluší jí energie (viz. obr. 11.7):

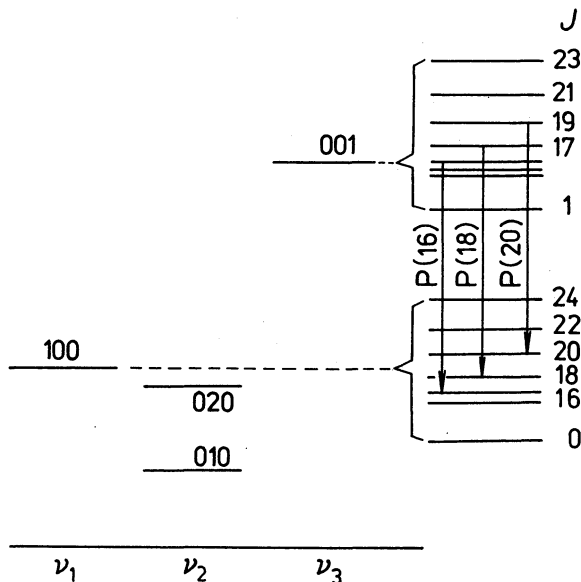
$$E_V = h\nu_1 \left( \nu_1 + \frac{1}{2} \right) + h\nu_2 \left( \nu_2 + \frac{1}{2} \right) + h\nu_3 \left( \nu_3 + \frac{1}{2} \right). \quad (11.7)$$

Řotační 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  $CO_2$

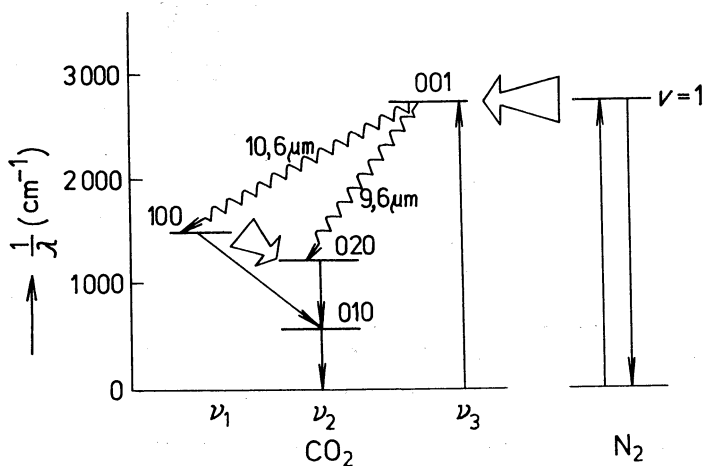
rotační hladina molekuly  $CO_2$  je pak určena čtveřicí čísel  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_3$ ,  $J$  a přísluší jí energie:

$$E(\nu_1, \nu_2, \nu_3, J) = E_v + E_r. \quad (11.9)$$

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 nejnáze 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  $9,6 \mu\text{m}$ .

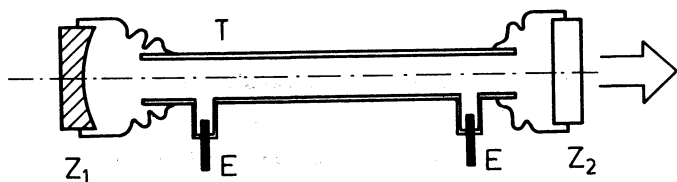
Excitace vibračních stavů molekul  $\text{CO}_2$  se uskutečňuje nejčastěji v doutnavém elektrickém výboji a to prostřednictvím nepružných srážek molekul  $\text{CO}_2$  s elektrony nebo prostřednictvím rezonanční výměny excitační energie při nepružných srážkách s jinými molekulami.



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  $N_2$  (viz obr. 11.8). Uvedené hladiny mají přibližně stejnou hodnotu a při srážkách  $N_2$  s  $CO_2$  dochází k účinnému přenosu excitace od jedné komponenty ke druhé. Molekuly  $N_2$  tak mohou zvyšovat úroveň buzení horní laserové hladiny. Úloha atomů  $He$  ve směsi pak spočívá v tom, že podporují depopulaci (vyprazdňování) dolní laserové hladiny. Kvanta excitační energie ohybového vibračního modu jsou předávána kinetickým stupňům volnosti poměrně lehkého atomu helia.



Obr. 11.9: Konstrukce výbojové trubice  $CO_2$  laseru

V klasickém konstrukčním uspořádání bývá základem  $CO_2$  laseru výbojová trubice  $T$  (viz obr. 11.9) s vnitřním průměrem několika centimetrů naplněná směsí plynů  $CO_2 : N_2 : He$  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.

$CO_2$  lasery mají poměrně vysokou účinnost (přibližně 10%), jsou široce využívány. Bylo vyvinuto a průmyslově se vyrábí mnoho variant  $CO_2$  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. vlnododový 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-rotačními hladinami základního elektronového stavu této dvouatomové molekuly.  $CO$  lasery vyzařují infračervené záření v pásmu 5 až 6,5  $\mu\text{m}$  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-rotačních kvantových přechodech příslušejících k uvažovaným vibračním hladinám. Nejsnáze se ustavuje inverze ve větvi P vibračně-rotačních 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  $10^{16}$  cm<sup>-3</sup>). Je o několik řádů nižší než koncentrace aktivních částic u pevnolátkových nebo kapalinových laserů ( $10^{19}$  až  $10^{20}$  cm<sup>-3</sup>).

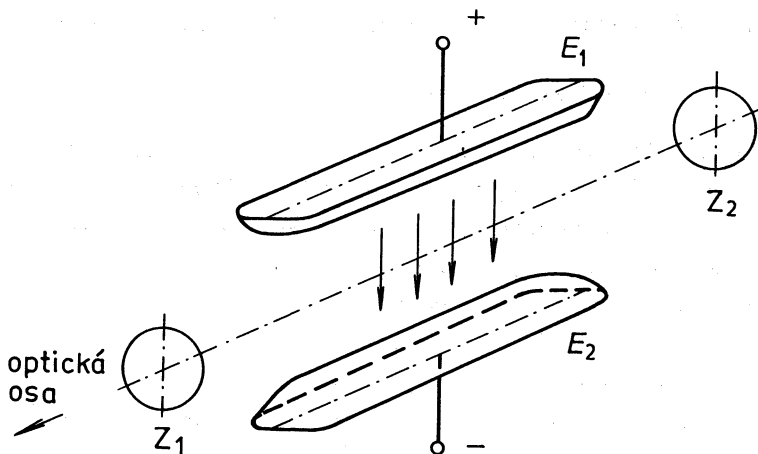
Úsilí o současné zvýšení výstupního výkonu laseru a zachování malých rozměrů vedlo k úvahám o možnosti provozu plynových laserů při vysokém tlaku.

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* činidlem. Tímto vnějším ionizačním činidlem může být přídatný elektrický výboj zapálený před přivedením napětí na elektrody (viz obr. 11.11). Výboj vysílá ultrafialové záření, které prostor ionizuje. Jiným ionizačním činidlem 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.

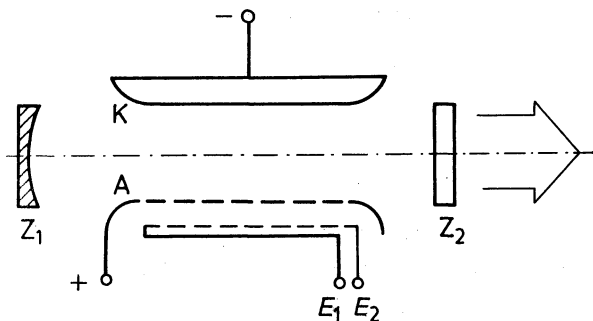
Jestliže je prostor plynového laseru intenzivně ionizován svazkem rychlých elektronů a v prostoru vzniká nesamostatný výboj, mluvíme o *elektroionizačním laseru*.

Příčné buzení se s výhodou využívá u impulsních  $CO_2$  laserů s atmosférickým tlakem plynové náplně (Transversally 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<sub>1</sub>, E<sub>2</sub> – elektrody předionizátoru, Z<sub>1</sub>, Z<sub>2</sub> – zrcadla

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

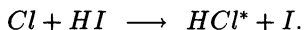
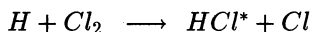
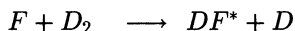
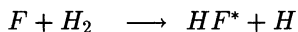


Je při tom absorbováno kvantum energie  $hf$  (foton) dané frekvencí dopadajícího záření. Účinnost *fotodisociace* závisí na absorpčních vlastnostech molekuly  $AB$ . Je-li jejich absorpční spektrum široké, je možné zajistit buzení širokospektrálním zářením výbojek, povrchových výbojů, nebo jiných plazmatických 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:



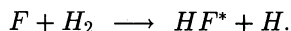
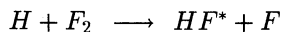
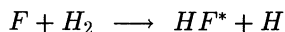
Nutnou podmínkou pro tyto reakce je počáteční přítomnost fluorových, chlorových nebo vodíkových atomů (radikálů). Radikály bývají získávány z molekul ( $H_2, F_2, Cl_2$ ) fotodisociací, disociací elektronovým svazkem, chemickou reakcí nebo termální disociací. Rychlost buzení je dána rychlostí chemické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

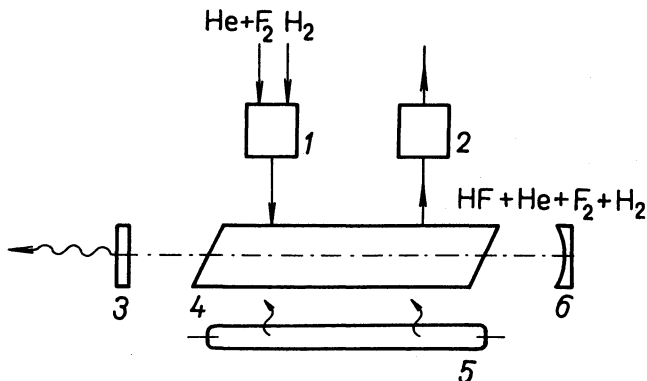
Radikály je možné též získat chemickými reakcemi např.:  $NO + F_2 \longrightarrow NOF + F$ . Oxid dusnatý existující jako stabilní radikál reaguje s molekulárním fluorem, čímž se uvolňuje potřebný chemicky aktivní atomický fluor.

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-

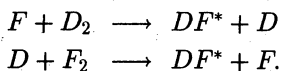
tické záření a počet radikálů je teoreticky zachován. Prakticky je omezen konkurenčními procesy disociace.



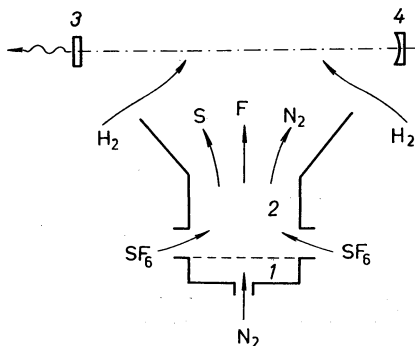
Obr. 11.12: Impulsní fluorovodíkový laser ionizovaný fotodisociací

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 reakci 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  $NO + F_2 \rightarrow NOF + F$  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.

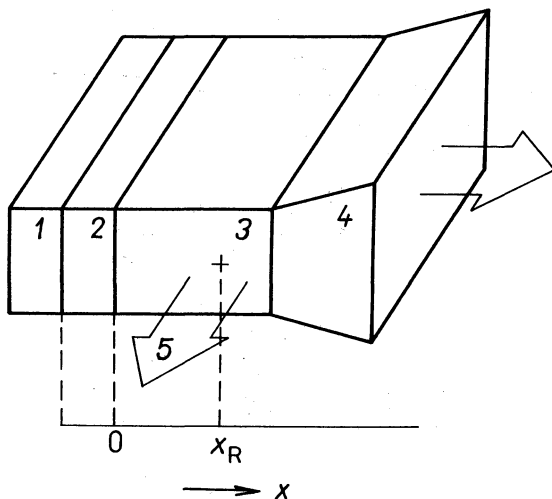


Obr. 11.13: Schema uspořádání hydrogenufluorid chemického laseru

#### 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 ohříváče, soustavy trysek, optického rezonátoru a difuzoru. V ohříváči 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

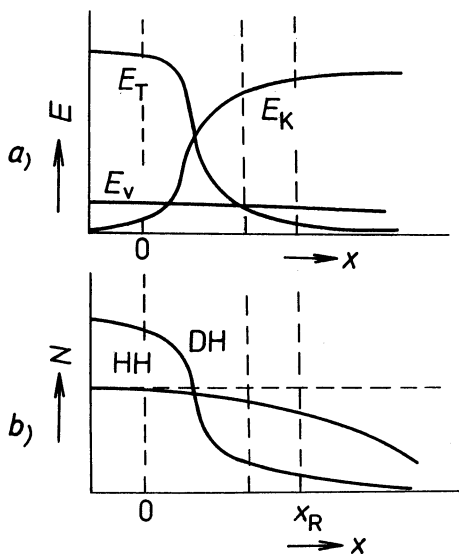


Obr. 11.14: Principiální schéma plynově dynamického laseru

1 – ohříváč, 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  $10\ \mu\text{m}$ , 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.



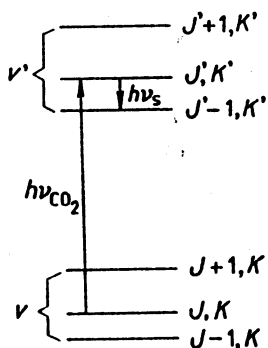
Obr. 11.15: Charakteristické veličiny plynově dynamického laseru

- 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

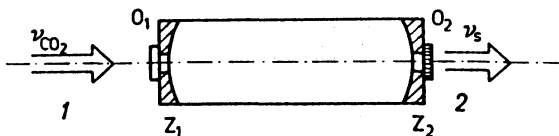
Účinného optického buzení pevnolátkových a kapalinových laserů může být dosaženo tehdy, pokud v daném aktivním prostředí existují široké absorpční pásy. V plyných prostředích jsou absorpční čáry molekul, atomů, iontů principiálně poměrně úzké. Optická excitace může být za těchto podmínek dobře využita,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



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  $HCN$  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 chladnoucího 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 rtuti 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.

Zrcadla s vysokou odrazivostí v oblasti vlnových délek 10 nm prakticky neexistují. Pro rentgenový laser přichází v úvahu konstrukce s dlouhým aktivním prostředím s vysokým součinitelem zesílení tak, aby výstupní záření bylo v podstatě *zesílenou spontánní emisí* ve směru osy aktivního prostředí.

Experimentálně byly realizovány rentgenové lasery s chladnoucím laserovým plazmatem vytvořeném na pevnolátkovém terči. Výstupní svazek vysokovýkonového impulsního laseru byl fokuzován cylindrickou čočkou na desku terče. Vzniklé plazma mělo tvar sloupce. Zesílená spontánní emise byla pozorována v oblasti expandujícího plazmatu ve směru osy sloupce.

# Kapitola 13

## Polovodičové lasery

### 13.1 Spektrum energií atomů v krystalech

Energie elektronů v atomech (iontech nebo molekulách) nabývají diskrétních hodnot, které si označujeme jako energetické hladiny. Energie těchto elektronů se může měnit uvnitř určitého intervalu, který nazýváme *pásem* nebo *zónou*. Každý energetický pás obsahuje konečný počet (obvykle řádově  $10^{23}$  až  $10^{24}$ ) elektronových stavů. Zopakujme si, že elektrony náležejí k fermionům, tzn., že podléhají Pauliho výběrovým pravidlům, která říkají, že v každém kvantovém stavu může existovat pouze jeden elektron v daném kvantovém stavu. To znamená, že v každém stavu se mohou vyskytovat dva elektrony mající opačný spin. Dále platí, že elektron nemůže být excitován do vyššího stavu, pokud je tento stav obsazen jiným elektronem. Energetický pás je tedy buď úplně nebo částečně zaplněn, přičemž elektrony zaplňují energetické hladiny od nejnižších výše.

Elektrické vlastnosti pevných látek závisejí na uspořádání periodické krystalické mřížky atomů. Z kvantově mechanických výpočtů energetických hladin elektronů v periodické mřížce vyplývá, že dovolené elektronové stavy se vyskytují uvnitř definovaného pásu energií. Mezi těmito pásy existují energetické intervaly, které nejsou obsazeny žádnými elektrony. Nejnižší zaplněný pás se nazývá pásem *valenčním*. Nejbližší vyšší energetický pás dovolených

energií (v pevných látkách částečně nebo úplně prázdný) se nazývá pásem *vodivostním*. Jestliže je valenční pás úplně zaplněný a vodivostní pás je prázdný, potom je daná pevná látka *dielektrikem* nebo *polovodičem*. Látku definujeme jako dielektrikum, pokud vzdálenost valenčního a nejnižše položeného vodivostního pásu je tak velká, že teplotní excitace nemůže způsobit přechod elektronů do vodivostního pásu. Na rozdíl od toho, u kovů se buď valenční a vodivostní pásy překrývají, nebo vodivostní pás je částečně zaplněn, takže vlivem elektrického pole se elektrony mohou volně pohybovat, protože v okolí mají volné neobsazené stavy. Je-li energetický pás mezi valenčním a vodivostním pásem malý (kolem 2 až 3 eV nebo menší), potom termální excitace může převést elektrony z valenčního pásu do pásu vodivostního. Hodnota vodivosti v tomto případě leží mezi hodnotou pro *kov* a *dielektrikum* a látka se nazývá *polovodič*.

## 13.2 Polovodiče

Polovodičem označujeme látku charakterizovanou hodnotou vodivosti  $\sigma$  při pokojové teplotě takovou, že leží mezi hodnotami vodivosti kovů ( $\sigma \simeq 10^6$  až  $10^9 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ ) a dielektrik ( $\sigma \simeq 10^{-10}$  až  $10^{-12} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ ). Polovodič se od kovu odlišuje kromě celkově menší vodivosti zásadně tím, že s rostoucí teplotou se jeho vodivost prudce zvětšuje, zatímco vodivost kovu naopak klesá. Polovodiče se dále vyznačují velkou citlivostí některých fyzikálních parametrů na takové vnější vlivy, jako jsou změny teploty, tlaku, osvětlení aj. Vlastnosti polovodičů vysvětluje pásová teorie pevných látek. Vysoce vyčištěné polovodiče vykazují tzv. vlastní vodivost.

Při teplotě absolutní nuly je vodivostní pás neobsazený a je oddělen zakázaným pásem od zaplněného valenčního pásu – vodivost polovodiče je nulová. S růstem teploty jsou elektrony tepelně excitovány a přejdou z valenčního do vodivostního pásu. Ve valenčním pásu bude existovat nenaplněný stav – tzv. *díra*. Díra má tytéž vlastnosti jako elektron s výjimkou toho, že představuje

kladný náboj. V přítomnosti elektrického pole se díry pohybují ve směru pole, tak jako kladně nabitě částice. K elektrické vodivosti přispívají tedy jak elektrony ve vodivostním pásu, tak i díry v pásu valenčním. Vlastní vodivost a vlastní koncentrace nosičů závisejí podstatně na poměru šířky zakázaného pásu  $E_g$  k teplotě (tj. na hodnotě výrazu  $E_g/kT$ , kde  $k$  je Boltzmanova konstanta). Je-li tento poměr veliký, bude koncentrace vlastních nosičů malá a vodivost bude nízká a naopak.

Obvykle polovodiče chápeme v užším smyslu slova jako soubor látek, ve kterých se polovodičové vlastnosti projevují už při pokojové teplotě. Takové látky potom dělíme na tři základní skupiny:

1. *Prvky IV skupiny periodické soustavy.* Jejich představiteli jsou *germanium Ge* a *křemík Si*. Atomy těchto elementů mají čtyři valenční elektrony a vytvářejí krystalickou mřížku typu diamantu s kovalentní vazbou atomů.
2. *Polovodiče podobné diamantu* - skupina  $A^{III}B^V$ . Patří k nim spojení prvků III skupiny periodické tabulky (*Al, Ga, In*) s prvky V skupiny (*P, As, Sb*). Jsou to např. polovodiče *GaAs, InSb, GaP, InP*. Atomy třetí skupiny mají tři valenční elektrony a páté skupiny mají pět valenčních elektronů, tzn., že střední počet valenčních elektronů na jeden atom v těchto spojeních jsou čtyři elektrony. Každý atom vytváří čtyři valenční vazby s okolními sousedy, výsledkem čehož je vytvoření krystalické mřížky podobné mřížce diamantu pouze s tím rozdílem, že nejbližšími sousedy atomu  $A^{III}$  je atom  $B^V$  a atomu  $B^V$  atom  $A^{III}$ . Díky této struktuře jsou atomy v těchto materiálech rovnoměrně nabitě, ovšem vazby jsou kovalentní a iontové. Kovalentní vazba ovšem převládá, a proto určuje jejich strukturu, v důsledku čehož jsou tyto krystaly podobné germaniu a křemíku.

Dále do této části patří spojení elementů II a VI skupiny periodické tabulky  $A^{II}-B^{VI}$ . Příkladem jsou *ZnTe, ZnSe, CdTe, CdS* atd. Také tyto elementy mají středováním čtyři valenční elektrony na jeden atom.

Vlastnosti polovodiče u nich nejsou tak výrazné. Představa o čtyřvalenčnosti nebo diamanto-podobnosti se ukázala správná při hledání dalších polovodičů. Byly nalezeny skupiny typu  $A^{II}-B^{VI}-C_2^V$ . Příkladem takových polovodičů jsou např.  $ZnSnP_2$ ,  $CdGeAs_2$ .

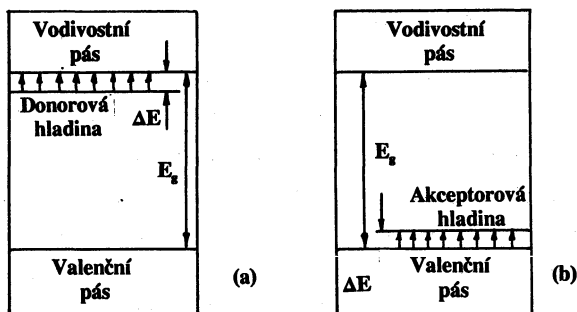
3. *Prvky VI a V skupiny a jejich analogy.* Prvky VI skupiny jsou *Te* a *Se*. Byly jako polovodiče známy dříve než *Ge* a *Si*. Prvky V skupiny (např. *As*, *Sb*, *Bi*) jsou polokovy, ale vlastnostmi blízké polovodičům. Sloučeniny typu  $A^{IV}B^{VI}$  (*PbS*, *PbSe*, *SeTe*, *GeTe*) mají středováním pět valenčních elektronů na jeden atom a lze je použít pro konstrukci detektorů infračerveného záření. Pokud se vytvoří sloučeniny prvků VI skupiny s přechodovými kovy (*Ti*, *V*, *Mn*, *Fe*, *Ni*, *Sm*, *Eu*), pak u nich už převládá iontová vazba.

Všechny tyto polovodiče bez příměsí, které vykazují vlastní vodivost, nazýváme čisté polovodiče. Mají stejný počet vodivostních elektronů a děr.

### 13.2.1 Příměsové polovodiče typu P a N

Velmi důležitou vlastností polovodičů je, že některé příměsí a poruchy výrazně ovlivňují jejich elektrické vlastnosti především elektrickou vodivost (polovodiče pak vykazují tzv. příměsovou vodivost). V polovodičových sloučeninách působí jako příměs také stechiometrický nedostatek jedné složky. Záměrné přidávání příměsí do polovodiče se nazývá *legování* nebo *dopování*. Protože součin koncentrace elektronů N a děr P je při dané teplotě konstantní a nezávisí na hustotě příměsí, musí zavedení vhodných příměsí zvyšujících hodnotu N způsobit zmenšení P. Ve znečištěném krystalu můžeme tedy snížit — a to někdy velmi podstatně — celkovou koncentraci nosičů N+P řízeným přidáváním vhodné příměsí. Taková redukce se nazývá kompenzace příměsí jednoho typu přidáním příměsí jiného typu. Příměsové atomy – dopanty jsou dvojího typu. *Donory* jsou nečistoty typu N a dodávají do vodivostního pásu krystalické mřížky daného materiálu elektrony. Jsou to tedy příměsové ato-

my, které mohou uvolňovat elektrony. Opačný typ dopantů jsou *akceptory*, které mohou přijímat elektrony z valenčního pásu a tedy zanechávají v tomto pásu díry. Jsou-li atomy donorů přítomny v podstatně větším počtu než atomy akceptorů, z hlediska elektrické vodivosti budou převažovat tepelnou ionizací donorů uvolňované elektrony – polovodič se bude nazývat typu N (nebo polovodič s elektronovou vodivostí). Převládají-li akceptory, budou do valenčního pásu uvolňovány díry a vodivost bude ovládána děrami – polovodič se bude nazývat typu P (nebo polovodič s děrovou vodivostí). Dopanty způsobují změnu energetického diagramu daného prostředí. V zakázaném pásu se vyskytují nové hladiny dané těmito „nečistotami“. Obr. 13.1a) ukazuje schema energetických hladin materiálu typu N, obr. 13.1b) materiálu typu P. Vzdálenost donorové hladiny od vodivostního pásu je  $\Delta E$ . Tato hodnota je řádově 0,01 eV, což je jedna setina hodnoty šířky zakázaného pásu  $E_g$ . To, že  $\Delta E$  je malé, znamená, že elektrony v donorové hladině jsou slabě vázány k atomu a stačí malá tepelná excitace, aby přešly do vodivostního pásu.



Obr. 13.1: Schema energetických hladin polovodičového materiálu

a) typu N; b) typu P

Předpokládejme, že máme polovodič typu N při teplotě 0 K. Při dostatečně velké koncentraci nečistot v materiálu (nejméně  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) se polovodič nazývá vysoce dopovaný. Protože  $\Delta E < E_g$ , první přechody při zvýšení

teploty budou probíhat z donorového pásu do pásu vodivostního. Zatímco přechody z valenčního pásu do pásu vodivostního téměř za této teploty ještě neexistují. Při teplotě 20 až 50 K bude donorová hladina vyprázdněna a všechny elektrony budou převedeny do vodivostního pásu.

Akceptorové atomy vytvářejí akceptorovou hladinu vzdálenou od valenčního pásu o energetický interval  $\Delta E$ . Malá tepelná excitace převádí elektrony z valenčního pásu na akceptorovou energetickou hladinu. Tato hladina je tedy satureována při teplotách 20 až 50 K. Elektrony, které opouštějí valenční pás, ponechávají za sebou díry, které vytvářejí vysoce dopovaný materiál typu P.

Mezi polovodiče patří celá řada anorganických krystalických látek, ale i některé látky amorfní. V poslední době byly připraveny i různé organické polovodiče a předpokládá se i větší možnost využití kapalných polovodičů.

### 13.3 Laserová činnost

Na kvantové přechody elektronů do nejnižšího vodivostního pásu se můžeme dívat jako na generaci páru elektronu a díry. Elektron se ve vodivostním pásu snaží obsadit nejnižší volný stav, zatímco díra se snaží obsadit nejvyšší stav ve valenčním pásu. Při zpětném přechodu elektronu z vodivostního do valenčního pásu dochází k *rekombinaci* páru elektron–díra [?].

Předpokládejme, že na polovodičový materiál dopadají fotony, jejichž energie je rovna nebo větší než energetický interval zakázaného pásu tohoto materiálu. Takový foton může být absorbován elektronem obsazujícím horní hladinu valenčního pásu a způsobí jeho přechod do vodivostního pásu. Stejná pravděpodobnost existuje pro opačný proces, ve kterém elektron obsazující hladinu vodivostního pásu je iniciován fotonem k přechodu do pásu valenčního. V tomto případě dochází k rekombinaci páru elektron–díra a je vyzářena energie rovná energetickému rozdílu těchto dvou hladin. Tento vyzářený sekundární foton má stejný stav jako foton přicházející. Zatím, co v prvním případě došlo k absorpci fotonu polovodičem, nyní dochází ke stimulované



emisi. Pokud elektron přejde samovolně z vodivostního do valenčního pásu, dochází k emisi spontánní.

Termální excitace polovodiče způsobuje, že pouze velmi malý počet elektronů přechází z valenčního do vodivostního pásu, koncentrace elektronů ve vodivostním pásu je tedy velmi nízká. Tzn., že za normálního stavu procesy absorpce světla dominují nad procesy emise. Aby polovodičový materiál mohl zesilovat dopadající světelné záření, musí být vytvořen inverzní stav obsazení hladin s koncentrací elektronů v dolních hladinách vodivostního pásu větší než v horních hladinách pásu valenčního, tzn., s větší koncentrací děr v tomto pásu. Polovodiče, ve kterých je vytvořeno toto obsazení hladin, se nazývají degenerované. Tyto polovodiče dělíme na polovodiče typu P a N. Polovodiče čisté (bez příměsí) mohou být degenerované v N i v P typu pouze současně.

Funkce polovodičového laseru je založena na vzniku stimulované emise záření v aktivním polovodičovém materiálu při kvantových přechodech elektronů z vodivostního do valenčního energetického pásu na existenci zářivé rekombinace nosičů náboje (elektronů a děr).

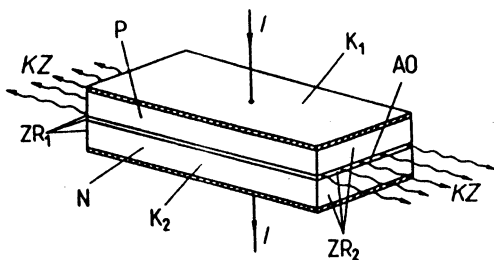
*Aktivním prostředím* polovodičových laserů je polovodičový materiál, ve kterém jsou aktivními částicemi nerovnovážné elektrony a díry, tj. volné nosiče náboje, které mohou být injektovány, mohou v aktivním prostředí difundovat a driftovat. Na rozdíl od ostatních laserů pracovní (zářivý) přechod v polovodiči neexistuje mezi diskrétními energetickými hladinami, ale mezi dovolenými energetickými pásy. V polovodičovém aktivním prostředí je možné dosáhnout velkého optického zesílení (až  $10^4 \text{ cm}^{-1}$ ). Vzhledem k tomu jsou rozměry aktivního elementu polovodičového laseru mnohem menší než u ostatních laserů (délka rezonátoru  $\simeq 50 \mu\text{m}$  až 1 mm).

Pro generaci koherentního záření je zapotřebí zajistit, aby se v aktivní oblasti laseru dosáhlo inverze populace a dále, aby vznikla kladná zpětná vazba.

Inverze populace se dosahuje nejčastěji injekcí nosičů náboje přechodem P-N (injekční laser), obecně lze však použít i jiných prostředků buzení jako

např. optického, elektronového svazku, lavinového jevu v polovodičích.

Kladná zpětná vazba se vytvoří obvykle úpravou struktury polovodičového laseru do tvaru otevřeného planparalelního rezonátoru ohraničeného dvěma polopropustnými zrcadly (viz obr. 13.3) Vzhledem k rozdílu lomu na rozhraní krystal-vzduch je zajištěn dostatečný činitel odrazu takto vytvořených zrcadel rezonátoru.



Obr. 13.2: Schematické uspořádání polovodičového laseru

N – polovodič s vodivostí N; P – polovodič s vodivostí P;  $K_{1,2}$  – kontakty; I – protékající proud; AO – aktivní oblast; KZ – koherentní záření,  $ZR_{1,2}$  – rovinné čelní plochy s opticky lesklým povrchem (kolmé na osu struktury a navzájem rovnoběžné)

Hlavní předností polovodičových laserů je jejich kompaktnost, velký zisk (až 50%), možnost spektrálního přeladění v širokém spektrálním pásmu a pomocí výběru aktivního prostředí generace záření vlnových délek od  $\lambda = 0,3 \mu\text{m}$  až po  $\lambda = 30 \mu\text{m}$ . Nevýhodou je rozbíhavost generovaného záření a velká závislost parametrů generovaného záření na teplotě aktivního polovodičového materiálu.

Chlazení je jedním z vážných problémů polovodičových laserů. Zvýšení teploty způsobuje přechod elektronů na vyšší energetické hladiny vodivostního pásma, čímž se snižuje koncentrace elektronů v blízkosti valenčního pásu.

Tentýž proces zvyšuje také koncentraci elektronů v horních hladinách valenčního pásu, čímž se snižuje hodnota inverzního obsazení hladin. Toto vše vede ke snížení zisku, k rostoucím ztrátám a k potřebě vyššího prahového výkonu laseru.

Z hlediska rozbíhavosti je záření soustředěno do úzké oblasti P-N přechodu (řádově  $\mu\text{m}$ ). Vzhledem k malým rozměrům svazku difrakce potom vede k velké rozbíhavosti výstupního paprsku. Světlo s délkou vlny  $\lambda$  procházející štěrbinou o šířce  $a$  a se rozptýlí do úhlu  $\theta$ , pro který platí:

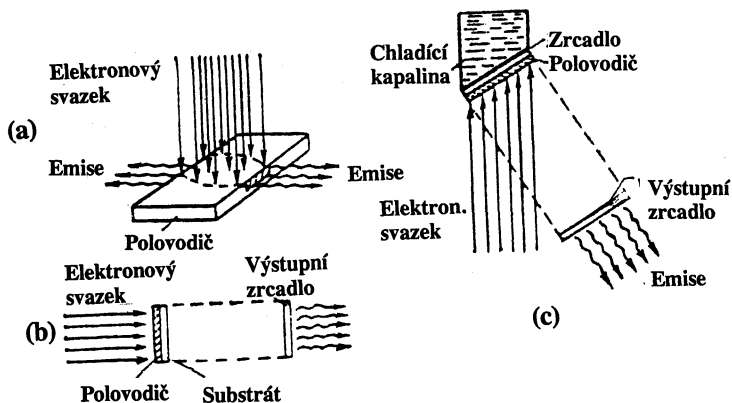
$$\sin \theta = \frac{\lambda}{a}. \quad (13.1)$$

(Úhel  $\theta$  – úhlová vzdálenost od středu difrakčního obrazu do 1. difrakčního minima). Pro obvyklý polovodičový laser, např. *GaAs* je šířka štěrbin  $a = 6 \mu\text{m}$ , pro generovanou vlnovou délku  $\lambda = 900 \text{ nm}$  potom plyne:  $\sin \theta = 0,1$  a  $\theta = 8,60^\circ$ . Tato hodnota rozbíhavosti je velká ve srovnání s rozbíhavostí laserů jiných typů. Vějířovitý svazek je charakteristický pro všechny polovodičové lasery a je spolu s velkou teplotní závislostí hlavní nevýhodou polovodičových laserů.

### 13.3.1 Polovodičový laser buzený svazkem elektronů

Polovodičový laser s aktivním prostředím tvořeným vlastním polovodičem může být buzen fotony, jejichž energie je rovna nebo je větší než energie zakázaného pásu. Mnohem častěji je místo fotonů užito k buzení svazku elektronů. Rychlé elektrony (50 až 100 keV) procházejí polovodičovým vzorkem a iniciují přechody z pásu valenčního do pásu vodivostního. Mezi takto buzené aktivní materiály patří galium arsenidový (*GaAs*) polovodičový laser, kadmium sulfidový (*CdS*) a kadmium selenidový (*CdSe*) polovodičový laser. Více než polovina energie elektronového svazku je ztracena a vede k ohřevu polovodičového čipu. Proto se takové buzení z teplotních důvodů provádí většinou pulsně. Teplotní závislost je natolik velká, že pro mnoho polovodičů je práh generace za normálních teplot takový, že generace nemůže vzniknout.

Tyto polovodičové lasery generují záření pouze při nízkých teplotách. Např. *GaAs* lasery se chladí na 80 K. Některé systémy *CdS* a *CdSe* pracují pouze při teplotě kapalného helia (4,2 K).



Obr. 13.3: Polovodičové lasery buzené elektronovým svazkem

Na obr. 13.3 je ukázáno několik uspořádání při buzení polovodičových laserů svazkem elektronů. *Elektronový svazek* může dopadat na polovodičový čip buď kolmo, nebo paralelně k emitovanému záření. V případě 13.3(a) svazek elektronů dopadá kolmo na plochu polovodičového čipu vybroušeného do tvaru kvádru. Dvě plochy rovnoběžně se směrem dopadu elektronového svazku jsou vybroušeny podél přírodních krystalických rovin a tvoří zrcadla otevřeného rezonátoru 13.3(a). Při podélném buzení 13.3(b) laser užívá externí zrcadla vytvářející otevřený rezonátor. V tomto případě je aktivním prostředím tenká vrstva polovodičového materiálu nanesená na průhledném transparentním substrátu s velkou tepelnou vodivostí (např. na safíru). Další uspořádání je na obr. 13.3(c), kdy elektronový svazek dopadá na chlazenou vrstvu polovodiče v určitém úhlu k ose rezonátoru. Příkladem takového laseru je kadmium sulfidový laser (*CdS*). Generuje záření s vlnovou délkou  $\lambda = 0,49 \mu\text{m}$  s účinností 25%. Prahová proudová hustota je  $0,4 \text{ Acm}^{-2}$  při

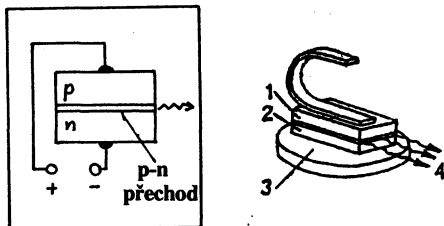
80 K a  $0,03 \text{ Acm}^2$  při 4,2 K. Energie svazku elektronů je 60 keV.

### 13.3.2 Injekční polovodičové lasery

Ve většině případů je *aktivní materiál* polovodičových laserů složen z polovodiče typu P a N. Polovodiče vytvářejí tzv. P-N přechod. *Buzení* je v tomto případě prováděno přiložením elektrického pole k polovodičovému přechodu. *Rezonátor* je tvořen vybroušenými stranami polovodičového materiálu. Vlivem elektrického pole jsou vodivostní elektrony injektovány do oblasti přechodu z oblasti polovodiče typu N, zatímco díry jsou do oblasti přechodu injektovány ze strany polovodiče typu P. V P-N přechodu elektrony a díry rekombinují při současné emisi záření. Odrazem od zrcadel otevřeného rezonátoru a mnohanásobným přechodem oblastí přechodu vzniká laserové záření.

Polovodičové lasery generující na P-N přechodu polovodiče se nazývají injekčními polovodičovými lasery. Nejznámějším je *GaAs* polovodičový čip. Oblast typu N je dosažena dopováním galia telurem (*Te*) v koncentracích  $3 \cdot 10^{18}$  až  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , zatímco stupeň degenerace P oblasti je dosažen dopováním materiálu zinkem (*Zn*) v koncentraci kolem  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Laser generuje záření v blízké infračervené oblasti na vlnové délce v okolí  $\lambda = 0,82$  až  $0,9 \mu\text{m}$ . Na obr. 13.4(b) je příklad takového injekčního polovodičového laseru. Leštěné konce čipu seříznuté v pravém úhlu k přechodu P-N hrají roli zrcadel otevřeného rezonátoru. Celkový laser je velmi malý, jeho rozměry jsou pouze 1 mm. Tloušťka P-N přechodu je  $2 \mu\text{m}$ . Výstupní výkon v kontinuálním provozu je kolem 10 mW, v impulsním provozu je dosaženo výkonu 100 W. Největšího výstupního výkonu a nejlepší účinnosti bylo dosaženo s *GaAs* polovodičovým laserem chlazeným na teplotu kapalného helia.

Polovodičové lasery s injekčním buzením jsou nejlevnější a nejmenší lasery. Vzhledem k tomu, že výroba polovodičových součástek je dnes velmi dobře zvládnuta, lze i tyto lasery dobře průmyslově vyrábět. V současné době mají velký komerční význam především pro aplikace v počítačové technice a v sa-



Obr. 13.4: Injekční polovodičový laser

motné technice laserů, protože jsou využívány jako zdroje záření pro buzení pevnolátkových laserů. Pevnolátkové lasery se tím stávají mnohem kompaktnější a s tímto buzením konkurují laserům barvivovým a plynovým. Účinnost polovodičových laserů dosahuje 50 až 60%.

Příklady ke kapitole 13:

- 13.1 Co je výhodnější pro zvýšení účinnosti polovodičového laseru – zvýšení nebo snížení teploty?
- 13.2 Jaký je vliv změny teploty na spektrum zesílení polovodičového laseru?

# Kapitola 14

## Aplikace laserů

Laser se za dobu třiceti let od svého vzniku uplatnil v celé řadě oborů [20]. Jako přístroj se dnes využívá v medicíně, při různých technologických operacích ve výrobě, v astronomii, geodesii, metrologii, chemii, biologii, spektroskopii, v energetice, ve výpočetní technice, v technice spojů, ve vojenské technice, v automatizaci a dálkovém řízení. Podívejme se na některé z těchto aplikací.

### 14.1 Lasery v medicíně

Léčivou moc slunečních paprsků znali lidé odedávna. Moudrost, že slunce léčí lidské nemoci, se traduje již ze starověku a uctívání Slunce jako boha přinášejícího zdraví je pravděpodobně staré jako lidstvo samo. Teprve koncem osmnáctého století začaly být soustavně shromažďovány údaje o vlivu slunce na lidský organismus. Podnětem k tomu byly významné objevy v oblasti optiky. Bylo zjištěno, že sluneční světlo obsahuje celý soubor viditelných barev. Brzy na to se ukázalo, že ve slunečním spektru jsou obsaženy i neviditelné barvy — infračervená a ultrafialová. Před medicínou vyvstal úkol objasnit, jak všechny tyto druhy viditelného i neviditelného záření působí na člověka. V roce 1940 německý oftalmolog Gerd Meyer-Schwicherath ukázal, že světlo (bylo to směrované a koncentrované sluneční záření) může být užito k léčení

odtržené části sítnice lidského oka. V roce 1949 byla provedena první úspěšná operace a o několik let později Zeiss sestrojil první oční fotokoagulátor s výkonovou xenonovou lampou. Tento přístroj byl vytlačen až laserovými přístroji. Dá se říci, že medicína byla ze všech pozdějších aplikací laseru nejvíce připravena na okamžité využití laserového záření, což se také potvrdilo ihned po objevu laseru. Už v roce 1961 Ch.H.Townes přednesl na mezinárodním kongresu pro biofyziku ve Stockholmu přednášku „Optické masery (lasery) a jejich možné využití v biologii“. V témže roce byl rubínový laser použit k přivaření odchlípnuté sítnice a Samuel Fine a Paul E.McGuff z Bostonu a Edmund Klein z Buffala vyzkoušeli působení laseru na kůži a kožní nádory. V téže době Leon Goldman (z dětské nemocnice v Cincinnati) použil laseru k odstranění „ohně“ (červených skvrn na kůži) a skupina vedená Charlesem J.Campbellem (New York Columbia Presbyterian Hospital) provedla úspěšné operace opět s odchlípnutou sítnicí. V roce 1965 Hugh Beckman (Sinai Hospital of Detroit) ukázal, že laserem lze provádět i operace duhovky, tzn. dokázal, že laser je užitečným nástrojem nejenom jako koagulující přístroj, ale i jako nástroj chirurgický. V témže roce G.J.Jako (Harvard Medical School) demonstroval využití *Nd* skleněného laseru jako chirurgického nože. Po objevu  $CO_2$  laseru v roce 1964 C.K.N.Patelem z Belových laboratoří byl ověřen první chirurgický  $CO_2$  laser. Následovala řada dalších objevů – začal rozvoj nového odvětví vědy i aplikací tzv. *laserová medicína*. Laser pronikal a proniká postupně do mnoha odvětví: oftalmologie, dermatologie, plastické chirurgie, neurochirurgie, otolaryngologie, urologie, gynekologie a dalších. Zájem lékařů o tento nový druh světelného záření je pochopitelný a plyne z unikátních vlastností laserového záření, kterými jsou: monochromaticnost, koherence, kolimovanost, vlastnosti, které umožňují oproti původním zdrojům světla lepší přesnost zásahu a větší účinek daný mnohonásobným výkonem laserového světla. Vlastnosti — monochromaticnost a koherence jsou užity primárně na poli lékařské diagnostiky. Malá rozbíhavost (divergence) laserového světla a jeho možnost koncentrace velmi vysoké světelné intenzity



v ohnisku čočky je základním parametrem důležitým pro terapeutické účely. Aplikace v chirurgii využívají konverze laserového záření na teplo uvnitř tkáně, jehož výsledkem je řezání a koagulace. V současné době lze laserovou chirurgii rozdělit na 5 oblastí podle stupně rozpracování – „zralosti“ té které disciplíny: od 1. veterána – oftalmologii přes 2. gastroenterologii a gynekologii. 3. dermatologii, plastickou chirurgii a neurologii, 4. urologii, hrudní chirurgii a obecnou chirurgii, až 5. po nově ověřované aplikace v onkologii, ortopedii, stomatologii a kardiovaskulární chirurgii.

Podívejme se podrobněji na použití laseru v oftalmologii, kde se laserového světla začalo používat nejdříve. Laserového světla se užívá v očním lékařství pro velmi složité operace, jakými jsou např. přichycení odchlípené oční sítnice, operace šedého a zeleného zákalu, léčení diabetické retinopatie (choroby sítnice způsobené cukrovkou), otevření předního nebo zadního pouzdra čočky atd. Všechny tyto operace lze pomocí laseru provádět bez vyjmutí oka, což umožňuje neporušit jeho celistvost, zamezit vniku infekce a dalších komplikací. Operace jsou rychlé, méně bolestné a lze je provádět i ambulantně. K očním operacím se dnes používá celá řada laserů. Prvně použitý rubínový laser byl při operacích sítnice nahrazen kvazikontinuálním argonovým laserem, pro operace předního pouzdra čočky se používá nejvíce *Nd:YAG* pulsní laser a ve stadiu výzkumu a prvních klinických zkoušek je použití excimerového, *Er:YAG* a *Ho:YAG* laserů pro operace čočky. Příklad oftalmologického laseru pro mikro-chirurgii oka je uveden na obr. 14.1.

## 14.2 Laserové technologie

Nově vzniklé odvětví tzv. laserovou technologií si můžeme definovat jako opracování materiálu založené: 1. na využití schopnosti laseru koncentrovat optickou energii v prostoru, čase a spektrálním intervalu a 2. na interakci optického záření s látkou. Do tohoto odvětví patří dnes mnoho nových oborů zahrnujících laserové svařování, vrtání, řezání (dekorace skla, rýhování,

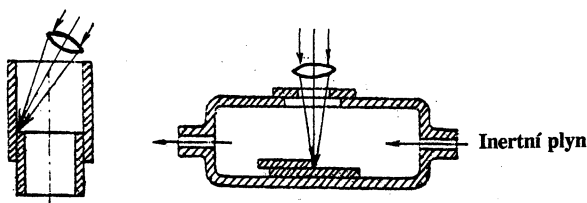


Obr. 14.1: Fotografie impulsního *Nd:YAG* laseru OFTALAS  
vyvinutého pro oční mikrochirurgii na ČVUT-FJFI

trimování), žíhání, naprašování. Optický svazek vystupující z laseru lze pomocí optiky soustředit na malé plochy o průměru 10 až 100  $\mu\text{m}$ , což má za následek zvýšení hustoty výkonu  $I$  optického svazku na hodnotu  $I = 10^{12}$  až  $10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$ . Při interakci záření s pevnou látkou dochází nejprve k jejímu ohřevu a tavení ( $I = 10^6$  až  $10^7 \text{ Wcm}^{-2}$ ) a nakonec k jejímu odpaření ( $I = 10^8$  až  $10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$ ). Základní předností laserových technologických operací je možnost opracování bez mechanického kontaktu s výrobkem (opracování na dálku, v ochranné atmosféře), možnost opracování obtížně přístupných částí materiálu a technologické zpracování materiálů klasickými metodami těžce opracovatelných.

### 14.2.1 Laserové sváření

využívá optického záření k *roztavení* materiálu do požadované hloubky s minimálním odpařením povrchu. V praxi se používají nejvíce *Nd:YAG* lasery a *CO<sub>2</sub>* lasery. Svařování ve srovnání s dalšími aplikacemi vyžaduje menší intenzitu záření optického svazku a větší délku laserového impulsu. Výhodou sváření laserem je absence fyzického kontaktu s elektrodou, lokalizovaný ohřev a rychlé chladnutí, schopnost svářet různorodé materiály a geometrie, schopnost svářet součástky v dané atmosféře nebo zatavené uvnitř opticky transparentního materiálu (viz obr. 14.2). Laserovým svařováním se např. spojují hermetická pouzdra miniaturních relé, kardiostimulátory (viz obr. 14.3), tranzistory, hybridní obvody, svářejí se různé kontakty v mikroelektronice nebo plechy v automobilovém průmyslu.

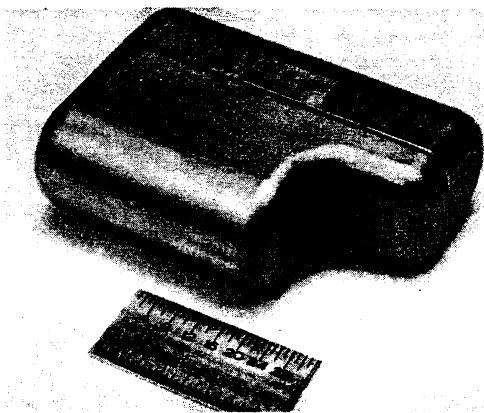


Obr. 14.2: Příklady laserového svařování

a) v těžce dostupných místech, b) v inertní atmosféře (b).

### 14.2.2 Laserové vrtání

je založeno na odstraňování materiálu *odpařováním*. Intenzita svazku musí být vyšší než v předchozích případech, a proto se pro tento účel používá impulsních laserů s délkou impulsu menší než 1 ms. První laserové vrtání bylo provedeno již v roce 1965, kdy byl rubínový laser použit pro vrtání otvorů v diamantových průvlacích pro tažení drátů. V současné době se pro laserové



Obr. 14.3: Laserem svařené pouzdro kardiostimulátoru  
z titanového materiálu

vrtání využívají další pevnolátkové lasery *Nd:YAG* a *Nd:sklo*. Předností laserového vrtání je vytváření malých otvorů o průměru od  $10\ \mu\text{m}$  do  $100\ \mu\text{m}$  i v místech, kde je to pomocí jiných metod obtížné nebo nemožné.

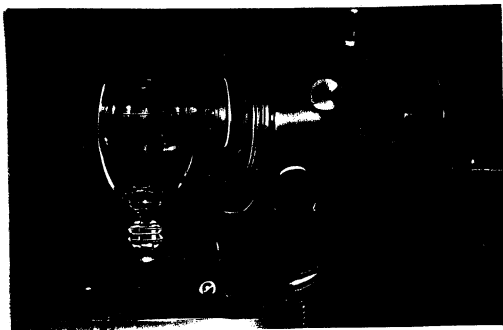
### 14.2.3 Laserové řezání

se využívá v případě, kdy je nutné oddělit materiál s malou tepelnou vodivostí. Při laserovém řezání je snahou *odpařit* materiál co nejrychleji při zachování co nejmenší oblasti zasažené tepelnými účinky. Nejpoužívanějšími lasery v tomto oboru jsou kontinuální  $\text{CO}_2$  lasery se středním výkonem do  $15\text{kW}$ . Ve většině průmyslových aplikací využívajících laserové řezání se přivádí koaxiálně s laserovým svazkem na místo řezání proud plynu. Pro řezání kovů se přivádějí reaktivní plyny, jako např. kyslík. Dochází pak k exotermické reakci, která urychluje proces řezání. Tímto způsobem jsou řezány např. titan, oceli

s nízkým obsahem uhlíku a nerezové oceli. Pro řezání nekovových materiálů, jako jsou keramika, plasty a dřevo, je na místo řezání přiváděn inertní plyn, sloužící pouze k odstraňování roztaveného a odpařeného materiálu. Tímto způsobem lze řezat rovněž textilní materiály, papír a sklo.

#### 14.2.4 Dekorace skla laserem

je jistou modifikací laserového řezání. V místě dopadu sfokusovaného laserového záření na povrch skla dojde k částečnému odpaření skloviny a k jejímu povrchovému popraskání. Na vzniklých trhlinách dochází k rozptylu světla a tím se docílí zářivého vzhledu dekoru. Pro dekoraci skla se využívá laserů, jejichž záření je sklem dobře absorbováno, např. kontinuálního  $CO_2$  laseru. Příklad dekorování poháru kontinuálním  $CO_2$  laserem a o výkonu 100 až 200 W je uveden na obr. 14.4.



Obr. 14.4: Dekorace poháru zářením  $CO_2$  laseru

#### 14.2.5 Laserové značkování

je založeno na místním odpaření materiálu nebo změně barvy na povrchu daného elementu. Laserový svazek v tomto případě prochází maskou, ve které jsou vyřiznuty znaky (písmena, číslice). Při dopadu záření na povrch materiálu vzniká na povrchové vrstvě obrazec daný předlohou. Znaky sloužící k

identifikaci předmětů je možno nanášet na polovodičové, keramické a kovové povrchy, dále na papír, sklo, plasty, feritové elementy atd. Značkové objekty jsou buď v klidu, nebo se pohybují. Výška znaků je obvykle zlomky až jednotky milimetrů, tloušťka odpařené vrstvy materiálu je v řádu mikrometrů. Pro tuto aplikaci se používají výkonové impulsní lasery s energií v impulsu až desítky joulů nebo kontinuální lasery. Předností laserového značkování je bezkontaktní zhotovování znaků a tím vyloučení případných deformací a napětí ve značkováném materiálu.

### 14.2.6 Laserové kalení

je tepelné zpracování kovů, využívající k jejich rychlému *ohřevu* optického záření laserů. Výhodou oproti jiným způsobům ohřevu je opět možnost lokalizovaného tepelného zpracování i na místech jinými způsoby nepřístupných a prakticky bezdeformační zpracování. V průmyslu se především používá této metody pro tzv. transformační zpevňování některých namáhaných automobilových součástí. Používá se zpravidla kontinuálních  $CO_2$  laserů o výkonu několika tisíc wattů.

## 14.3 Laser v mikroelektronice

Od počátku sedmdesátých let se začaly objevovat technologie jako dolaďování jmenovitých hodnot odporů, kondenzátorů a elektrických filtrů. Běžně se dnes používá laserového rýhování pro dělení podložek z keramiky, křemíku nebo arsenidu galia. Všechny uvedené technologie jsou založeny na odstranění tenké vrstvy materiálu formou jeho *vypaření*, k čemuž dochází následkem ozáření intenzivním laserovým svazkem. Laser se používá k opravě polovodičových pamětí, kdy jsou laserem odpojeny poškozené obvody a místo nich připojeny jiné. Rozvíjejí se metody laserového *dopování* příměsí do substrátu: zářením je rozložen nad povrchem substrátu plyn obsahující dopující příměs, při současném místním roztavení podložky. Zářením uvolněný dopant pak

difunduje do podložky. Laserem jsou opravovány poškozené matrice pro litografii, odstraňovány nečistoty s povrchu materiálu, iniciován růst křemíku na izolační vrstvě  $SiO_2$  atd. Nové typy mikroelektronických součástek lze vytvářet laserovou *depozicí* tenkých vrstev, kdy je materiál terče odpařen laserovým svazkem, přičemž páry kondenzují na podložce a vzniklá tenká vrstva je stechiometricky shodná s materiálem terče. Jsou deponovány supravodivé, feroelektrické a feromagnetické vrstvy a vícevrstvé struktury. Z vrstev jsou zhotovovány např. nové druhy nedestruktivních pamětí, supravodivé kvantové magnetometry atd.

### 14.3.1 Laserové doladování

je způsob justování jmenovitých hodnot pasivních součástek elektronických obvodů, zejména tenkovrstvových a tlustovrstvových odporů a kapacit hybridních integrovaných obvodů a válcových odporů. Laserové doladování spočívá ve vyřezávání korigující drážky v odporové vrstvě, což změni hodnotu elektrického odporu. Soustředěný laserový svazek dopadající na vrstvu způsobí její místní odpaření. Nejčastěji je používán  $Nd:YAG$  laser s kontinuálním buzením v režimu periodické modulace jakosti rezonátoru. Špičkový výkon je obvykle v rozmezí 2 až 20 kW při délce impulsu 0,1 až 1  $\mu s$  a opakovací frekvenci 1 Hz až 100 kHz. Intenzita laserového záření na povrchu odporového materiálu dosahuje hodnot  $10^6$  až  $10^7$   $Wcm^{-2}$ . Minimální šířka drážky je 5 až 10  $\mu m$ . Pro laserové doladování se používá i  $CO_2$  laser. Tato bezkontaktní metoda doladování umožňuje dosahovat vysokých rychlostí a přesností justáže a konstruovat odpory menších rozměrů. Běžné zařízení s  $Nd:YAG$  laserem umožňuje doladit několik tisíc odporů za hodinu s přesností 0,1%. Při doladování hodnot kondenzátorů vytvářených na čipech je laserem odřezávána a tím zmešována plocha jedné z desek tvořících kondenzátor, popř. je hodnota kapacity ještě doladována propalováním otvorů do kondenzátorových vrstev.

### 14.3.2 Laserové rýhování

se provádí zejména v mikroelektronice pro docílení snadného a definovaného dělení základního substrátu integrovaných obvodů. Pro laserové rýhování podložek z křemíku a arsenidu galia se používá nejčastěji kontinuálního *Nd:YAG* laseru s periodickou modulací jakosti rezonátoru, se špičkovým výkonem 1 až 40 kW, délkou impulsu 0,15 až 0,3  $\mu\text{s}$  a opakovací frekvencí 1 až 40 kHz. Laserový svazek intenzity  $10^{12}$  až  $10^{13} \text{ Wm}^{-2}$  taví a *odpařuje* substrát a takto vytvořené rýhování definuje tvar elementů, jež získáme po rozlámání podložky. Pro dosažení optimálních pnutí v podložce, a tím minimálního poškození elementů dělením, se volí hloubka rýh asi 25 až 30% tloušťky podložky. Laserovým rýhováním lze získat elementy o délce strany 0,35 mm. Pro rýhování keramických podložek, safíru i skla se kromě *Nd:YAG* laseru používá i impulsní  $\text{CO}_2$  laser obvykle se špičkovým výkonem 20 až 50 W, délkou impulsu 0,1 až 5 ms a opakovací frekvencí 100 Hz až 1 kHz.  $\text{CO}_2$  laserem do podložky se při laserovém rýhování vrtají podél zamýšlené čáry dělení otvory, jejichž průměr bývá 70 až 200  $\mu\text{m}$  při vzdálenosti děr 75 až 100  $\mu\text{m}$ . Výhodou laserového rýhování je rychlé tvoření dělicí čáry (rychlost 10 až 15  $\text{cms}^{-1}$ ) s malou šířkou řezu a vysoká výtěžnost nepoškozených elementů z podložky.

### 14.3.3 Laserové žíhání

Další aplikací, při které dochází ke změně struktury materiálu v důsledku místního ohřevu, je laserové žíhání. Používá se zejména pro *rekrytalizaci* krystalické mřížky substrátů mikroelektronických obvodů poškozených při iontové implantaci. Laserové záření je obvykle absorbováno v tenké povrchové vrstvě, jejíž hloubka je asi 40 až 450 nm. Po dopadu laserového záření dochází k rekrytalizaci materiálu. Lasery používané pro tuto aplikaci jsou pulsní rubín, *Nd:YAG*, alexandrit nebo kontinuálně běžící argon. Pro žíhání se tradičně užívalo ohřevu podložky v elektrické peci při teplotě zhruba 1000°C po



dobu asi půl hodiny. Dlouhodobé působení tepla na podložku tloušťky asi 1 mm a průměru 10 až 15 cm má za následek nejen změny ve vytvořených strukturách, ale i vznik mechanického pnutí a poškození podložky. Laserové žíhání tyto problémy odstraňuje, má však konkurenci v žíhání nekoherentními zdroji světla, které jsou zatím levnější. S postupující miniaturizací však význam laserového žíhání poroste.

#### 14.3.4 Laserová litografie

Litografie je technologický proces, který umožňuje přenesení obrazu půdorysného uspořádání určité optické, optoelektronické nebo mikroelektronické struktury součástky popřípadě obvodu na polovodičovou nebo dielektrickou podložku. Laserová litografie používá pro exponování fotocitlivé vrstvy materiálu laserového záření. Vrstva je ozařována přes masku, ve které je vyřezána struktura budoucího obvodu (rozložení prvků, kontaktů, spojů atd.). Ozářením substrátu vrstvy jsou na jeho povrchu na záznamovém materiálu (fotorezistu) vyznačeny oblasti, které budou podrobeny dalším procesům (např. depozici materiálu, difuzi, leptání atd.). V místech, kde je fotorezist exponován, vyvolá v něm záření fotochemické změny a vzniklou strukturu lze odleptat. Pro dosažení ostrého obrazu struktur tvořených na podložce se při exponování fotorezistu používají zdroje emitující záření v *ultrafialové* oblasti spektra (obvykle v pásmu 200 až 300 nm). Oproti zdrojům používaným v optické litografii (vysokotlaké *Hg* nebo *Hg-Xe* výbojky), lze s lasery docílit vyšších intenzit ozáření.

#### 14.4 Laser v astronomii, geodézii a geofyzice

Velmi brzy po uvedení laseru do provozu byl laser použit v systému radaru jako vysílač záření. Pomocí tohoto tzv. laserového radaru jsou měřeny vzdálenosti k objektům, které odrážejí laserové záření zpět do směru přicházejícího svazku. Pro zvětšení intenzity do radaru se vracejícího záření se na měřené

objekty umisťují tzv. laserové odražeče, např. koutové hranoly, jejichž charakteristickou vlastností je odraz přicházejícího záření do zpětného směru. Podle využití laserového radaru (v astronomii, geodézii, geofyzice nebo ekologii) se tyto odražeče umisťují na pozemní cíle, družice nebo na povrch Měsíce. Určení vzdálenosti je založeno na měření časového intervalu, který uplyne mezi vysláním impulsu optického záření a okamžikem návratu odraženého impulsu od měřeného objektu. Velikost dosahu laserového radaru plyne z energetické kalkulace přijatého signálu, která je popsána tzv. radarovou rovnicí [21]:

$$N = \frac{k N_v T_v T_p \sigma_d}{\theta_v^2 R^4}, \quad (14.1)$$

kde  $N$  je počet přijatých fotoelektronů,  $N_v$  – počet vyslaných fotonů,  $k$  – konstanta úměrnosti,  $\eta$  – účinnost fotonásobiče,  $\theta_v$  – úhlová rozbíhavost vysílaného svazku,  $T_v$ ,  $T_p$  – transmitance vysílající a přijímající optiky,  $\sigma_d$  – účinný průřez družice,  $R$  – vzdálenost objektu. Je tedy zřejmé, že velikost přijímaného signálu se zmenšuje úměrně čtvrté mocnině vzdálenosti. Dosah laserového radaru je do 20km při měření pozemních objektů, oblačnosti, letadel apod. (tj. většinou objektů bez laserových odražečů). Vzdálenost 10000km byla dosažena při měření umělých družic Země a nejbvzdálenějším objektem měřeným laserovým radarem jsou laserové odražeče umístěné na povrchu Měsíce (asi 380000 km). Přesnost měření vzdálenosti laserovým radarem je dána dosažitelnou přesností změření časového intervalu, geometrií měřeného objektu, konstrukcí a umístěním odražečů, přesností matematického modelu šíření optického záření atmosférou. Hodnota přesnosti se pohybuje od několika decimetrů dosahovaných při měření objektů bez odražečů, až k několika milimetrům při měření umělých družic Země.

Výsledky těchto měření poskytují přesné hodnoty délek stran trojúhelníků pro astronomická úhlová měření, slouží dále ke studiu dynamiky Měsíce a umělých družic Země. V geodézii byl vyhodnocením dlouhodobých laserových družicových měření určen tvar zemského geoidu s přesností na 10 cm. V geofyzice umožnila tato měření určit vzájemný pohyb částí pevnin (vzájemný

pohyb kontinentů dosahuje rychlosti 4 až 5 cm za rok). Výsledky těchto měření jsou významné také pro seismologii.

Jako laserové vysílače se v laserových radarech používají impulsní pevnolátkové lasery rubínové a *Nd:YAG*.

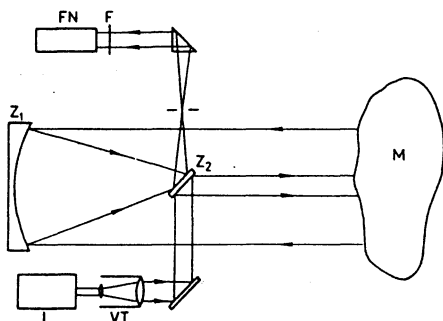
V geodézii našly uplatnění také lasery helium-neonové. Používají se pro vytyčování tras na Zemském povrchu i v podzemí.

#### 14.4.1 Laserový radar v ekologii

Pozemní laserové radary se používají k měření znečištění ovzduší (lidary), vody apod. Lidary využívají k měření několika fyzikálních principů. Vyslaný laserový impuls je při průchodu atmosférou rozptylován přítomnými molekulami a aerosoly. Část záření rozptýleného ve zpětném směru je soustředována teleskopem a detekována fotodetektorem. Přijatý signál, jehož amplituda je v každém okamžiku úměrná intenzitě rozptýleného záření, je zaznamenáván jako funkce času, což umožní určit vzdálenost rozptylujícího útvaru. Lidarem je přijímán signál vzniklý díky elastickému Mieovu rozptylu nebo Rayleighovu rozptylu na atmosférických složkách. Lidar slouží k monitorování rozložení a směru pohybu dýmových vleček, měření spodní hranice oblačnosti a profilu mraků, turbulence atmosféry, rozložení a profilu výskytu různých látek v ovzduší atd. Principiální schema lidaru je na obr. 14.5.

### 14.5 Laser ve výzkumu termojaderné syntézy

Laserový systém se v tomto případě skládá z generátoru, laserových zesilovačů a dalších optických prvků umožňujících přivést velkou energii laserového záření do malého objemu prostoru. Schematické uspořádání takového systému je na obr. 14.6. Laserový generátor G pracuje buď v režimu synchronizace módů nebo Q-spínání. Elektrooptická uzávěrka U propouští záření jen po velmi krátkou dobu. Děličem svazku D se vytvoří několik rovnocenných

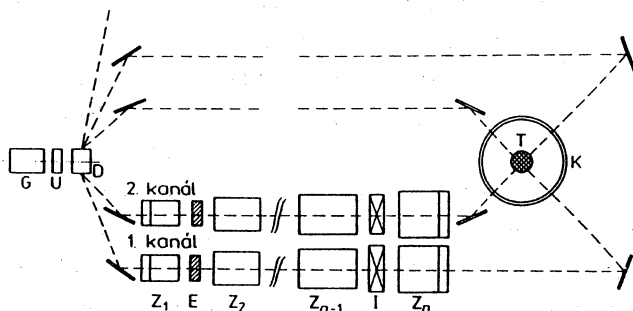


Obr. 14.5: Schéma lidaru s koaxiálním vysílačem a přijímačem

L – laser, VT – vysílací teleskop,  $Z_1$ ,  $Z_2$  – zrcadla Newtonova teleskopu, M – monitorovaná oblast, F – filtr, FN – fotonásobič

optických svazků, které jsou zaváděny do zesilovacích systémů. Každý kanál je tvořen soustavou laserových zesilovačů  $Z_1$ ,  $Z_2$ , ...,  $Z_n$ , jejichž příčné rozměry postupně narůstají tak, aby intenzita laserového záření nepřesáhla v žádném místě práh rozrušení optického materiálu. Mezi zesilovači jsou obvykle vloženy expandéry svazku E a optické izolátory I. Svazek optického záření vystupující z každého kanálu je fokusován čočkou nebo zrcadlem na terč T umístěný v interakční komoře K. Prostorové uspořádání systému je takové, aby byla zajištěna prostorová symetrie ozáření terče a současně aby impulsy optického záření dopadaly na terč ve stejný okamžik (stejně optické dráhy jednotlivých kanálů).

Různé experimentální varianty laserových systémů pro termojadernou syntézu byly realizovány v laboratořích bývalého SSSR, USA, Japonsku a v dalších zemích. Např. ve Fyzikálním ústavu P.N. Lebeděva v Moskvě bylo zkonstruováno zařízení DELFÍN s celkovou energií optického záření (po sečtení 216 paralelních kanálů) 10 kJ s dobou trvání impulsu 1 ns. V USA již v roce 1978 pracoval osmismazkový laserový systém HELIOS s  $CO_2$  lasery s úhrnnou



Obr. 14.6: Schéma laserového systému pro termojadernou syntézu

energií 10 kJ. Tento systém byl složen ze čtyř dvousvazkových kanálů. Poslední výkonové zesilovače byly umístěny ve stejné místnosti jako interakční komora. O šest let později byl v téže laboratoři postaven ještě výkonnější systém se šesti kanály nazvaný ANTARES. V Lawrence Livermore laboratoři byly prováděny experimenty s dvanáctikanálovým laserovým systémem nazvaným SHIVA s neodymovými skly. Systémy zesilovačů obsahují každý 11 zesilovacích stupňů rozložených na dráze o délce 55 m. Energie optického záření na výstupu každého z kanálů je 1kJ, délka trvání impulsu 0,1 až 0,5 ns. Jiným příkladem je zařízení GEKKO, které je dvanáctikanálové, má výstupní energii až 30 kJ a dobu trvání impulsu 0,1 až 1 ns.

## 14.6 Laser ve výpočetní technice.

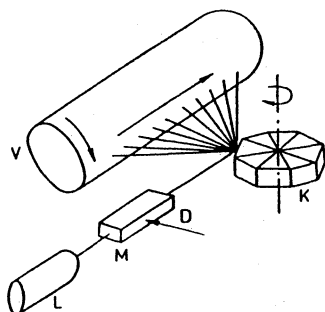
Pro tuto aplikaci se využívají z důvodu malých rozměrů především polovodičové lasery. Do oblasti výpočetní techniky patří také i laserová tiskárna, která se dnes stává součástí vybavení výpočetních center. Laserová tiskárna je zařízení používající laserového záření k vytvoření obrazce, který má být tištěn, tj. přenášen z rotujícího válce na papír. Údaje o informaci, která má

být tištěna jsou včetně zamýšlené grafické úpravy zakódovány v počítači a odtud jsou přiváděny na modulátor optického záření, který v souladu s kódováním přerušuje dráhu laserového svazku dopadajícího na odraznou plošku rozmítacího kotouče (viz obr. 14.6). Každá ploška na obvodu kotouče rozmítá svazek po celé délce válce. Válec je pokryt vrstvou fotocitlivého materiálu (např.  $CdS$ ), který má vlastnost, že po dopadu laserového záření se v ozářeném bodě zmenší elektrický odpor materiálu až o několik řádů. Je-li tato vrstva nabita před záznamem informace na konstantní potenciál  $U$ , pak se v ní po dopadu laserového záření vytvoří dle kódování obrazec složený z bodů, které mají potenciál odlišný od původního. Na předlohu vytvořenou takto na válci je elektrostaticky nanášeno tónovací médium, jehož přilnavost k válci je dána hodnotou potenciálu v jednotlivých bodech. Obrazec z válce je přenášen na papír. V laserových tiskárnách se převážně využívá helium-neonového laseru malého výkonu. Výhodou tohoto typu tiskárny je možnost dosažení kvalitního záznamu při vysoké rozlišitelnosti znaků a velkých rychlostech tisku (až desítky stran formátu A4 za minutu).

## 14.7 Laserová spektroskopie

Spektrum každé látky je složeno ze souboru charakteristických spektrálních čar, který studovanou látku jednoznačně určuje. Obor fyziky zaměřený na studium spektra, které vzniká v procesu interakce mezi látkou a elektromagnetickým vlněním, se nazývá spektroskopie. Prostřednictvím spektroskopie lze studovat kvantové přechody a usuzovat na energetické hladiny atomů, molekul a makroskopických soustav, a tak získat informaci o stavbě a vlastnostech látky (např. lze analyzovat prvky obsažené ve vzorku látky, získat informace o složení hvězd a galaxií atd.). Spektroskopii lze dělit podle různých hledisek, např.:

1. podle *vlnových délek* elektromagnetického záření obsažených ve studovaném spektru ji dělíme na radiospektroskopii; spektroskopii submili-



Obr. 14.7: Princip laserové tiskárny

L – laser, M – akustooptický modulátor, D – vstup dat, K – rozmítací kotouč, V – rotující válec; šipky ukazují smysl rotace válce, rozmítacího kotouče a směr rozmítání svazku na válci

metrovou; optickou (infračervenou, viditelného záření a ultrafialovou); rentgenovou a spektroskopii záření gama.

- Podle studovaných *látek* lze spektroskopii dělit na atomovou (zkoumá atomová spektra), molekulovou (pro určování molekulových spekter) a spektroskopii krystalů atd.
- Podle charakteru spektra lze určit spektroskopii *emisní, absorpční, fluorescenční, ramanovskou* atd.

Laserová spektroskopie využívá laserového záření pro vyvolání kvantových přechodů ve zkoumaných látkách. Vlastnosti laserového záření umožňují zvýšit citlivost detekce spekter. Úzká šířka spektrální čáry laserového záření dovoluje docílit vysokého rozlišení jednotlivých spektrálních čar studované látky. Při použití impulsních laserů generujících krátké a velmi krátké impulsy je možno studovat i rychle probíhající jevy trvající řádově  $10^{-6}$  až  $10^{-12}$  s. Velká směrovost laserového záření umožňuje provádět spektroskopické studie na dálku (používá se zejména při detekci znečištění ovzduší). Podle druhu

interakce dělíme laserovou spektroskopií na *lineární* a *nelineární*. Metodami nelineární laserové spektroskopie lze např. studovat i kvantové přechody, které nejsou při použití jiných zdrojů (výbojky atd.) detekovatelné. Lze takto stanovit skutečné šířky čar zastíněné dopplerovským rozšířením v důsledku tepelného pohybu částic atd. Používají se zejména přeladitelné barvivové lasery. V infračervené spektroskopii se využívají molekulární plynové lasery, polovodičové lasery a kapalinové lasery. Ve viditelné oblasti se používají zejména barvivové lasery, v ultrafialové oblasti lasery excimerové.

## 14.8 Laserová separace izotopů

je fotofyzikální metoda rozdělení izotopů, využívající optického posuvu v absorpčním spektru, při níž jsou atomy jednoho z izotopů převedeny monochromatickým laserovým zářením zdroje do vzbuzeného stavu, zatímco atomy ostatních izotopů zůstávají v základním stavu. Vzbuze­né atomy se ionizují např. opticky, elektrickým polem, srážkou s jinou částicí apod. a ionty separují pomocí vnějšího elektrického pole. Vzhledem k úzké spektrální čáře laseru lze excitovat i atomy s malým izotopickým posuvem, které jsou jinými metodami nese­parovatelné. Výhodou laserové separace je skutečnost, že energie vynaložená na separaci jednoho atomu je ve srovnání s jinými metodami poměrně malá, např. na separaci atomu uranu  $^{235}\text{U}$  je nutno vynaložit  $10^5$  eV, zatímco difúzní metodou separace až  $10^7$  eV. Nevýhodou laserové separace izotopů je nutnost separace v plynné fázi. Praktické využití metod laserové separace izotopů se předpokládají především pro potřeby jaderné energetiky, např. pro separaci izotopů uranu, vodíku a lithia a pro separaci izotopů stopových prvků.



# Kapitola 15

## Bezpečnost práce s lasery

### 15.1 Biologické efekty laserového záření

Laserové záření působící na lidskou tkáň způsobuje různý stupeň poškození tkáně. Největší nebezpečí představuje laserové záření pro lidské oko, menší, ale ne zanedbatelnou pro lidskou kůži.

Laserové ozáření tkáně může způsobit její poškození působením mechanismů a) teplotních, b) fotochemických, c) akustických, d) expozicí a e) dalšími ději.

ad a) Poškození tkáně *teplem*, které dodává na tkáň dopadající záření, je principiálně závislé na typu tkáně (jak absorbuje záření dané vlnové délky), na intenzitě dopadajícího laserového svazku, na velikosti ozářené plochy a době expozice. Vzhledem k velkému rozsahu možných hustot energií a výkonů laserového záření, teplotní efekty způsobené zářením na tkáni mohou být od neznatelných, kdy tkáň zůstane neporušena, přes jednoduché zarudnutí kůže, její spálení, odpaření až po úplné roztržení tkáně.

ad b) Jevy tohoto typu jsou většinou způsobeny zářením v *ultrafialové* oblasti spektra a nejsou ještě dokonale prozkoumány. Nicméně již dříve bylo zjištěno, že odezva tkáně při ozáření slunečním světlem obsahujícím ultrafialové záření je zčervenání kůže a její následné zhnědnutí nebo

zanícení. Důležitou roli zde hraje pigmentace kůže. Působení ultrafialového záření na oční tkáň – rohovkový epitel způsobuje jeho porušení, které je pravděpodobně dáno fotochemickou denaturizací molekul (tj. DNA nebo KNA) nebo proteinů v buňkách tkáně.

ad c) Část energie laserových impulsů dopadajících na tkáň se může přeměnit po dopadu na energii mechanickou. Vzniká tzv. *rázová* akustická vlna, která je schopna, pokud je dostatečně intenzivní, roztrhnout tkáň.

ad d) Dlouhodobá expozice ultrafialovým zářením urychluje stárnutí kůže a je schopna vyvolat určitý druh rakoviny. Dlouhodobé ozáření oční rohovky světlem z blízké infračervené oblasti spektra s plošnou hustotou 0,08 až 0,4 Wcm<sup>-2</sup> způsobuje vznik katarakty (zákalu) oka. Chronické ozáření infračerveným zářením z oblasti 3 až 1000 μm je zatím předmětem zkoumání.

ad e) Dalšími možnými mechanismy spojenými s krátkými impulsními expozicemi (Q-spínané nanosekundové nebo pikosekundové impulsy) zahrnují jevy: přímé efekty spojené s působením elektrického pole, Ramanův a Brillouinův rozptyl, multifotonovou absorpci.

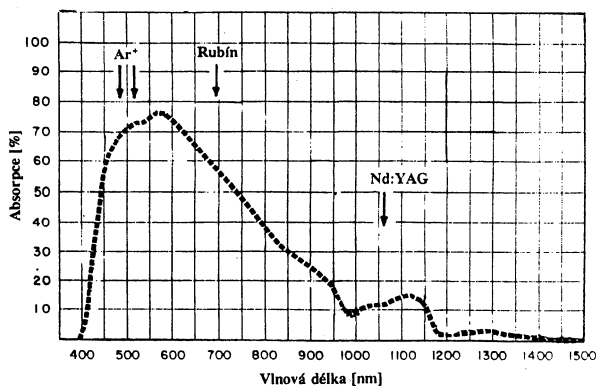
Faktory hrající roli při poškození tkáně jsou:

- vlnová délka laserového záření
- spektrální absorpce, reflexe a transmise tkáně
- intenzita ozáření dopadajícího laserového svazku
- velikost ozářené tkáně
- doba ozáření
- velikost pupily
- umístění poškozené sítnice.

*Vlnová délka laserového záření:* Rozlišujeme tři základní pásma spojená s biologickými efekty způsobenými dopadem záření na tkáň. Ultrafialové, viditelné a infračervené záření. Pro přesnější určení účinků jsou vlnové délky dále děleny na: blízkou ultrafialovou oblast UV-A (315 až 400 nm), UV-B (280 až 315 nm), UV-C (100 až 280 nm), viditelnou oblast (400

až 700 nm), blízkou infračervenou oblast IR-A (700 až 1400 nm), střední infračervenou oblast IR-B (1,4 až 3  $\mu\text{m}$ ) a dalekou infračervenou oblast IR-C (3 až 1000  $\mu\text{m}$ ).

*Spektrální absorpce, reflexe a transmise záření:* Absorbance, reflektivita a transivita tkáně závisejí jednak na druhu tkáně a dále na vlnové délce dopadajícího záření. Viditelné a blízké infračervené záření prochází rohovkou, čočkou a sklivcem oka a významná část je absorbována sítnicí a cévnatkou. Obr. 15.1 ukazuje výsledky měření absorpce sítnice a cévnatky na vlnové délce.

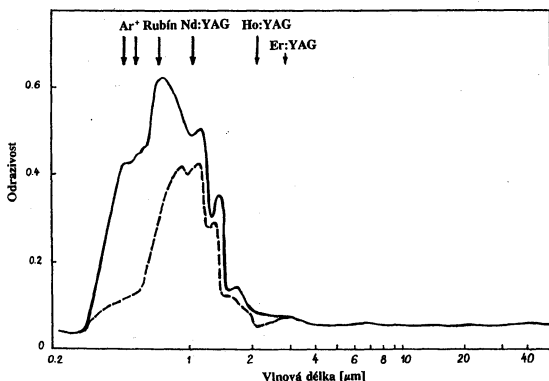


Obr. 15.1: Závislost absorpce sítnice a cévnatky na vlnové délce dopadajícího záření

Pro vlnové délky 1,4 až 1,9  $\mu\text{m}$  je rohovka a předně komorový mok totálním absorbérem energie. Vlnová délka nad 1,9  $\mu\text{m}$  je absorbována rohovkou. Blízké ultrafialové záření (315 až 400 nm) je absorbováno oční čočkou.

Spektrální reflektance lidské kůže je uvedena na obr. 15.2. Je zřejmé, že v oblasti UV-A, viditelném a v IČ-A pásmu je reflektance značně závislá na vlnové délce a na pigmentaci kůže. Jedinci se světlou barvou pleti odrážejí více energie záření a tudíž absorbují méně energie. Na druhé straně jedinci s tmavou pletí, mající hodně pigmentovanou kůži

(obsahující více melaninu), absorbují více zářivé energie a jsou zářením více ohroženi. Např. reflektance záření o vlnové délce  $0,6 \mu\text{m}$  kůže málo pigmentovanou je 0,45, zatímco u velké pigmentace kůže je pouze 0,1. Tzn., že ozáření pro málo pigmentovanou kůži by muselo být zvětšeno, aby vyvolalo stejné poškození kůže.



Obr. 15.2: Závislost odrazivosti (reflektance) lidské kůže na vlnové délce dopadajícího záření

**Intenzita ozáření:** Je jasné, že čím větší je hustota výkonu dopadajícího záření, tím větší může být poškození tkáně. Při kontinuálním provozu laseru je nutné i lasery s výkonem  $0,5 \text{ W}$  klasifikovat jako vysokovýkonové, protože mohou způsobit zapálení materiálu, na který záření dopadá, tzn. popálení kůže.

**Velikost ozářené plochy:** Tkáň obklopující ozářené místo je schopna odvádět absorbované teplo z místa ozáření, pokud je tato oblast dostatečně malá. Velká závislost stupně poškození tkáně na velikosti plochy ozáření je vidět z následujících příkladů:

1. Práh poškození sítnice:  
1 až  $10 \text{ W.cm}^{-2}$  pro  $1000 \mu\text{m}$  oblast  
nad  $1 \text{ kW.cm}^{-2}$  pro  $20 \mu\text{m}$  oblast.

2. Pocit tepla zaregistrovaný člověkem ozářeným světlem o vlnové délce  $10,6 \mu\text{m}$ :

$0,1 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  pro stopu o průměru  $1 \text{ cm}$

$0,01 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  pro celkové ozáření těla.

*Doba ozáření:* Expozice (množství předané energie na jednotku plochy) je součinem ozáření (dopadající hustoty výkonu ve  $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) a doby působení. Tudíž je zřejmé, že doba ozáření je základním parametrem. Určuje to, zda účinky záření budou primárně teplotní (dlouhá doba expozice), nebo akustické a další (způsobené velmi krátkými impulsy).

*Velikost pupily:* Tento parametr hraje významnou roli při poškození sítnice dopadajícím zářením, protože energie procházející až na sítnici je úměrná velikosti pupily. Pupilou o průměru  $8 \text{ mm}$  projde 16-krát větší energie záření než  $2 \text{ mm}$  pupilou. Velikost pupily pro různé světelné podmínky je následující:

- $7$  až  $8 \text{ mm}$  pro oko adaptované na tmu
- $2$  až  $3 \text{ mm}$  pro denní světlo
- $1,6 \text{ mm}$  pro okamžitý pohled do slunce.

*Umístění poškození sítnice:* Protože různé oblasti sítnice mají odlišnou funkci v procesu vidění, tak také stupeň závažnosti porušení sítnice se liší podle místa jejího poškození. Nejzávažnější je poškození centrální krajiny sítnice – místa ostrého vidění. Naopak porucha okrajových částí sítnice nezpůsobuje tak velké změny vidění.

*Poškození oka:* Oslepnutí jako následek přímého pozorování slunce je známo již ze středověku. Taktéž jiné druhy světelných zdrojů, jako např. obloukové lampy a výbojky jsou potenciálními zdroji způsobujícími poruchy zraku.

## 15.2 Zajištění bezpečnosti při práci s lasery

Požadavky k zajištění bezpečnosti při práci s laserem stanoví vyhláška Českého úřadu bezpečnosti práce ze dne 17.2.1982, Sb.zákonů č.124 a 125/1982,

Tabulka 15.1: Nejvyšší přípustné hodnoty pro lasery I.třídy

Vlnový rozsah $\lambda$ [nm]	Doba trvání emise záření $t$ [s].	$P_{\max}$ [W]/ $Q_{\max}$ [J]	Průměr limitního otvoru [mm]
$200 < \lambda \leq 400$	$t \leq 3 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^{-5} k_1$ [J]	1
	$t > 3 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^{-10} k_1$ [W]	
$400 < \lambda \leq 1400$	$10^{-9} < t \leq 1,8 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-7} k_1$ [J]	7
	$1,8 \cdot 10^{-5} < t \leq 10$	$7 \cdot 10^{-4} k_1 t^{3/4}$ [J]	
	$10 < t \leq 10^4$	$3,9 \cdot 10^{-3} k_1 k_2$ [J]	
	$10^4 < t$	$3,9 \cdot 10^{-7} k_1 k_2$ [W]	
$1400 < \lambda \leq 13\ 000$	$10^{-9} < t \leq 10^{-7}$	$7,9 \cdot 10^{-5} k_1$ [J]	1
	$10^{-7} < t \leq 10$	$4,4 \cdot 10^{-3} t^{1/4}$ [J]	
	$10 < t$	$7,9 \cdot 10^{-4}$ [W]	

Hodnoty pro  $k_1$  a  $k_2$  jsou uvedeny v tabulce 4

Tabulka 15.2: Limitní hodnoty pro lasery II.třídy

Vlnový rozsah $\lambda$ [nm]	Doba trvání emise záření $t$ [s]	$P$ [W]	Průměr limitního otvoru [mm]
$400 < \lambda \leq 700$	$t > 2,5 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-3}$	7

Tabulka 15.3: Limitní hodnoty pro lasery III. b) třídy

Vlnový rozsah $\lambda$ [nm]	Doba trvání emise záření $t$ [s]	P [W]/Q [J]	Průměr limitního otvoru [mm]
200 < $\lambda$ $\leq$ 400	$t \leq 2,5 \cdot 10^{-1}$	$3,8 \cdot 10^{-4} k_1$ [J]	1
	$t > 2,5 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-3} k_1$ [W]	
400 < $\lambda$ $\leq$ 1400	$10^{-9} < t \leq 2,5 \cdot 10^{-1}$	$12 k_1 t^{1/3}$ [J] max. však $\neq$ J	7
	$t > 2,5 \cdot 10^{-1}$	0,5 [W]	
1400 < $\lambda$ $\leq$ 13 000	$10^{-9} < t \leq 2,5 \cdot 10^{-1}$	$7,8 \cdot 10^{-2}$ [J]	1
	$t > 2,5 \cdot 10^{-1}$	0,5 [W]	

Hodnoty pro  $k_1$  jsou uvedeny v tabulce 15.4

Poznámka k tabulkám 15.1 až 15.3:

1. Je-li průměr vyzářovaného svazku větší než průměr limitního otvoru, vychází se při zařazování laseru z energie (výkonu), které projdou limitním otvorem. Je-li průměr vyzářovaného svazku menší nebo roven velikosti průměru limitního otvoru, uvažuje se pro zařazení laseru veškerá jeho energie (výkon). Pro spektrální oblast 400–700 nm má  $k$  němu příslušející průměr hodnotu 7 mm, pro ultrafialovou a infračervenou spektrální oblast 1 mm. Na tyto velikosti limitního otvoru jsou vztaženy nejvyšší přípustné hodnoty energií, popřípadě výkonu záření laseru a limitní hodnoty energií, popřípadě výkonu záření laseru, uvedené v tabulkách 1–3.

2. Přípustné hodnoty pro dobu trvání emise záření v rozmezí  $0,25 < t < 10^4$  s lze použít pro klasifikaci jen tehdy, když provedení laseru zaručuje, že expozice osob nepřekročí během osmihodinové pracovní doby, ze které se při zařazení vycházelo. Jinak musí být klasifikace provedena podle přípustné hodnoty příslušející času  $t > 10^4$  s.

Tabulka 15.4: Hodnoty korekčních faktorů  $k_1$  a  $k_2$ 

Vlnová délka [nm]	$k_1$	$k_2$				
		$t = 100 \text{ s}$	$t = 300 \text{ s}$	$t = 1000 \text{ s}$	$t = 3000 \text{ s}$	$t = 10^4 \text{ s}$
200	1					
300	1					
302	1					
303	1,32					
304	2,09					
305	3,31					
306	5,25					
307	8,32					
308	13,2					
309	20,9					
310	33,1				1	
311	52,5					
312	83,2					
313	132					
314	209					
315	330					
400	330					
401	1					
500	1					
600	1					
700	1					
710	1,05		1	1,1	3,3	11
720	1,09			2,1	6,3	21
730	1,14			3,1	9,3	31
740	1,2		1,2	4,1	12	41
750	1,25		1,5	5	15	50
760	1,31		1,8	6	18	60
770	1,37		2,1	7	21	70
780	1,43		2,4	8	24	80
790	1,5		2,7	9	27	90
800	1,56					
850	1,95	1				
900	2,44					
950	3,05					
1000	3,82					
1050	4,78		3	10	30	100
1060	5					
1100	5					
1400	5					
1500	1					
1540	100*			1		
1600—13 000	1					



část.25, str.497 a Směrnice o hygienických zásadách pro práce s lasery Ministerstva zdravotnictví ČSR, sv.53/1982. Vyhláška a směrnice se vztahují na lasery, jejichž vlnová délka leží v intervalu 200 až 13000 nm. Vyhláškou jsou upraveny povinnosti konstruktérů laserů, výrobců a provozovatelů.

Lasery jsou rozděleny podle nebezpečnosti účinků jejich záření do čtyř tříd:

**I.třída:** lasery, u kterých nejvyšší výkon záření nepřekračuje nejvyšší přípustné hodnoty (viz tab. 15.1) a dále všechny plně zakrytované lasery, jejichž kryt je upraven tak, aby jej nebylo možno otevřít bez použití nástrojů a aby při jeho otevření došlo k přerušení chodu laseru.

**II.třída:** lasery emitující záření ve spojitém režimu ve viditelné části spektra (400 až 700 nm), u nichž výkon vystupujícího záření nepřekračuje 1 mW, avšak překračuje nejvýše přípustné hodnoty pro I.třidu (srovnej tab. 15.1 a tab. 15.2).

**III.třída:** je rozdělena na dvě části:

**III.a:** Lasery emitující záření ve spojitém režimu ve viditelné části spektra, jejichž výkon nepřekračuje  $5 \cdot 10^{-3}$  W a výkonová hustota záření nepřekračuje hodnotu  $2,5 \cdot 10^{-3}$  Wcm<sup>-2</sup>.

**III.b:** Lasery, u kterých nejvyšší výkon nepřekračuje limitní hodnoty a nespádají do tříd I. a II. a které nemohou bez fokuzování svazku překročit nepovolené hodnoty (viz tab. 15.3).

**IV.třída:** Lasery, jejichž výkon nebo vyzařovaná energie přesahuje limitní hodnoty stanovené pro třídu III.b a lasery, které mohou způsobit nebezpečný difuzní odraz.

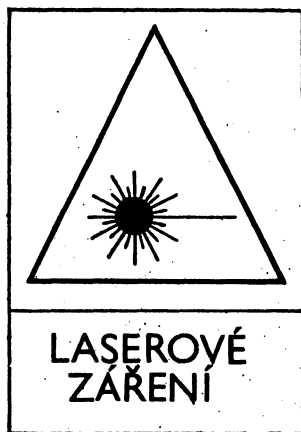
Lasery, které mohou vyzařovat na více vlnových délkách se zařazují do tříd odpovídajících použití, při němž je nejvyšší riziko poškození zdraví.

Nejvyšší přípustné hodnoty energií a výkonů pro lasery jednotlivých tříd jsou uvedeny v tab.: 15.1 až tab.: 15.4. Příklady nejvyšších přípustných hodnot energií a výkonů pro některé typy laserů jsou uvedeny v tab.: 15.5

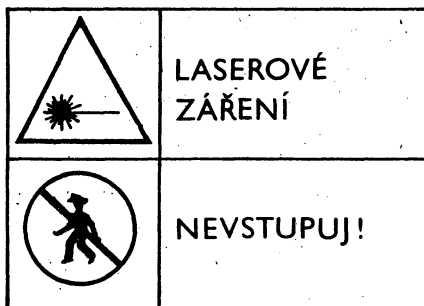
Tabulka 15.5: Příklady nejvyšších přípustných hodnot záření

Třída	Vlnová délka [nm]	Trvání [s]	Výkon/energie
I.	630 (He-Ne)	$10 < \tau < 10^4$	$P = 3 \cdot 10^{-7} \text{ W}$ $E = 3 \cdot 10^{-3} \text{ J}$
II.	514,5 (argon) 630 (He-Ne)	$t > 2, 5 \cdot 10^{-1}$ kontinuál.	$P = 1 \cdot 10^{-3} \text{ W}$ $P = 1 \cdot 10^{-3} \text{ W}$
III.a	630 (He-Ne)	kontinuál.	$1 \cdot 10^{-3} < P < 5 \cdot 10^{-3}$
III.b	530 (Nd:YAG, 2harm.)  694 (rubín)  1060 (Nd:YAG)	$1 \cdot 10^{-4}$ $1 \cdot 10^{-8}$ $1 \cdot 10^{-3}$ $1 \cdot 10^{-8}$ $1 \cdot 10^{-4}$ $1 \cdot 10^{-8}$	$E = 0,6 \text{ J}$ $E = 3 \cdot 10^{-2} \text{ J}$ $E = 1, 2 \text{ J}$ $E = 3 \cdot 10^{-2}$ $E = 2 \text{ J}$ $E = 1 \cdot 10^{-1} \text{ J}$
IV.	vše nad výše uvedené hodnoty pro III.b třídu		

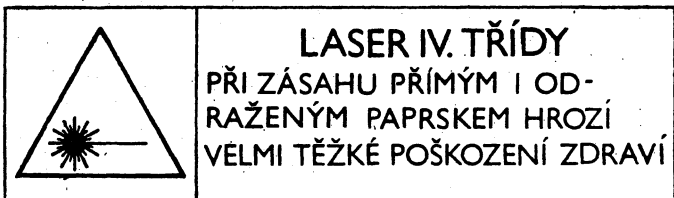
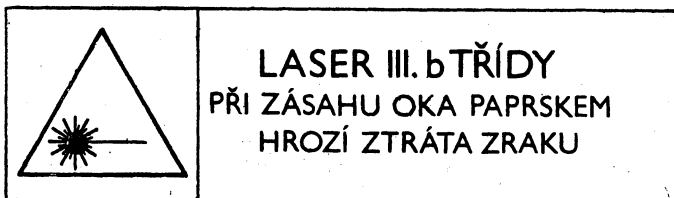
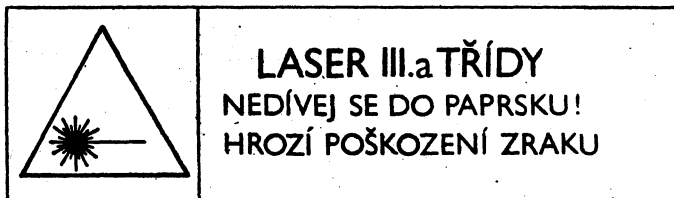
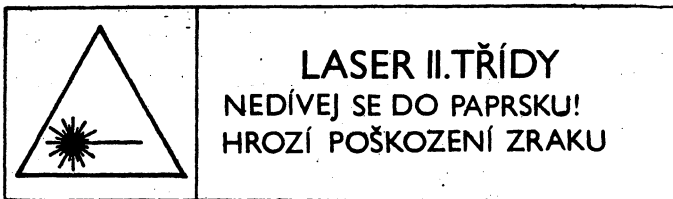
Výstražné tabulky pro označení prostorů, ve kterých se používají lasery II. až IV. třídy, jsou uvedeny na obr. 15.4. Příklady štítků pro lasery II. až IV. třídy jsou uvedeny na obr. 15.5.



Obr. 15.3: Výstražná tabulka pro označení prostorů, ve kterých se používají lasery II. a III.a třídy



Obr. 15.4: Výstražná tabulka pro označení prostorů, ve kterých se používají lasery III.b) a IV.třídy



Obr. 15.5: Příklad štítků pro lasery II. až IV. třídy

# Literatura

- [1] O. Svelto: *Principles of lasers*. Plenum Press, New York, 1982.
- [2] *Spravočník po lazeram v dvuch tomach*. Sovjetskoje radio, Moskva, 1978.
- [3] *Fizičeskij enciklopedičeskij slovar*. Sovetskaja enciklopedija, Moskva, 1983.
- [4] J. Blabla, V. Trkal, T. Šimeček: *Kvantové generátory*. SNTL, Praha, 1968.
- [5] M. Born, E. Wolf: *Osnovy optiky*. Nauka, Moskva, 1973.
- [6] J. Kvasnica: *Teorie elektromagnetického pole*. Academia, Praha, 1985.
- [7] B. Kvasil: *Teoretick základy kvantové elektroniky*. Academia, Praha, 1983.
- [8] F.H. Read: *Electromagnetic Radiation*. John Wiley and Sons, Chichester, 1980.
- [9] B. Havelka: *Geometrická optika I, II*. SAV, Praha, 1955, 1956.
- [10] B. Kvasil. *Teorie otevřených rezonátorů*. Academia, Praha, 1971.
- [11] J. Peřina: *Teorie koherence*. SNTL, Praha, 1975.
- [12] J. Skála M. Chvojka: *Malý slovník jednotek měření*. Mladá fronta, Praha, 1982.

- [13] V. Sochor: *Lasery a koherentní svazky*. Academia, Praha, 1990.
- [14] A. Yariv: *Vvedeníje v optičeskiju elektroniku*. Vysšaja kola, Moskva, 1983.
- [15] M. Vrbová a kol.: *Lasery a moderní optika. Oborová encyklopedie*. Prometheus, Praha, 1994.
- [16] W. Koechner: *Solid - state laser engineering*. Springer Verlag, New York, 1988.
- [17] P.K. Cheo: *Handbook of Solid-State Lasers*. Marcel Dekker, Inc, New York Basel, 1989.
- [18] N.V. Karlov: *Lekcii po kvantovoj elektronike*. Nauka, Moskva, 1983.
- [19] J. Čtyroký, J. Schröfel, L. Šimánková, J. Čtyroký, I. Hüttel: *Integrovaná optika*. SNTL, Praha, 1986.
- [20] P. Engst, M. Horák: *Aplikace laserů, Populárn přednášky o fyzice 34*. SNTL, Praha, 1989.
- [21] G.J. Weiffenbach: *Sborník příspěvků ze 3. mezinárodní konference laserových radarů*. Praha, 1975.

# Seznam obrázků

2.1	Rovinná vlna . . . . .	16
2.2	Kulová vlna . . . . .	18
2.3	Lineární polarizace rovinné elektromagnetické vlny . . . . .	19
2.4	Kruhová polarizace rovinné elektromagnetické vlny . . . . .	20
2.5	Eliptická polarizace rovinné elektromagnetické vlny . . . . .	20
2.6	Impuls optického záření . . . . .	22
2.7	Výsledné elektrické pole dvou vln . . . . .	25
2.8	Interference v poli dvou vln . . . . .	27
2.9	Objemová hustota energie záření před zrcadlem . . . . .	28
2.10	Fabryův-Perotův rezonátor . . . . .	29
2.11	Propustnost Fabryova-Perotova etalonu . . . . .	32
2.12	Otevřený rezonátor tvořený dvěma sférickými zrcadly . . . . .	36
2.13	Diagram stability . . . . .	37
2.14	Spektrální křivka . . . . .	39
2.15	Čárové spektrum elektromagnetického záření . . . . .	40
2.16	Spektrum kvazimonochromatického elektromagnetického záření . . . . .	40
3.1	Energetické hladiny kvantové soustavy . . . . .	48
3.2	Populace energetických hladin v souboru kvantových soustav . . . . .	52
3.3	Kvantové přechody . . . . .	53
4.1	Zářivé kvantové přechody . . . . .	60
6.1	Energetické hladiny luminoforu . . . . .	84

7.1	Laser - generátor . . . . .	87
7.2	Průchod záření planparalelní vrstvou aktivního prostředí . . . . .	88
7.3	Zesilující prostředí v rezonátoru . . . . .	91
7.4	Frekvenční spektrum . . . . .	98
9.1	Diagram energetických hladin dvouvalentních iontů . . . . .	111
9.2	Diagram energetických hladin třímocných iontů . . . . .	112
9.3	Součásti pevnolátkového laseru . . . . .	115
9.4	Budící dutiny . . . . .	117
9.5	Energetické hladiny iontu chromu $Cr^{3+}$ v rubínu . . . . .	120
9.6	Spektra iontu chromu v rubínu . . . . .	121
9.7	Časový rozvoj impulsu rubínového laseru . . . . .	122
9.8	Spektrum energetických hladin iontu $Nd$ ve skle . . . . .	124
9.9	Spektrum energetických hladin neodymu v krystalu YAG . . . . .	125
9.10	Spektra iontu neodymu v krystalu YAG . . . . .	126
9.11	Spektrum energetických hladin neodymu v matici YLF . . . . .	129
9.12	Spektrum energetických hladin iontu $Cr$ v alexandritu . . . . .	132
9.13	Spektrum energetických hladin iontů $Cr$ , $Tm$ a $Ho$ v matici YAG . . . . .	133
9.14	Spektra CTH:YAG krystalu . . . . .	134
9.15	Spektrum energetických hladin iontu erbia v krystalu YAG . . . . .	135
10.1	Pásmo vlnových délek záření generovaného barvivovými lasery . . . . .	138
10.2	Strukturní vzorec Rhodaminu 6G . . . . .	138
10.3	Absorpční a emisní spektrum Rhodaminu 6G . . . . .	139
10.4	Podélné a příčné koherentní buzení barvivového laseru . . . . .	141
11.1	Budící procesy v helium-neonovém laseru . . . . .	146
11.2	Helium-neonový laser . . . . .	148
11.3	He-Cd laser . . . . .	152
11.4	Spektrum energetických hladin molekul . . . . .	153



11.5	Závislost potenciální energie soustavy atomů $AB$ (resp. $AB^*$ )	155
11.6	Molekula $CO_2$ a její kmitavé módy . . . . .	158
11.7	Vibračně-rotiční hladiny energie molekuly $CO_2$ . . . . .	159
11.8	Vibrační energetické hladiny molekul $CO_2$ a $N_2$ , . . . . .	160
11.9	Konstrukce výbojové trubice $CO_2$ laseru . . . . .	161
11.10	Příčně buzený plynový laser . . . . .	164
11.11	Příčně buzený plynový laser předionizovaný přidavným výbojem	165
11.12	Impulsní fluorovodíkový laser ionizovaný fotodisociací . . . . .	167
11.13	Schema uspořádání hydrogenfluorid chemického laseru . . . . .	168
11.14	Principiální schéma plynově dynamického laseru . . . . .	169
11.15	Charakteristické veličiny plynově dynamického laseru . . . . .	170
11.16	Vibračně-rotiční energetické hladiny víceatomové molekuly .	171
11.17	Schéma opticky buzeného submilimetrového laseru . . . . .	172
13.1	Schema energetických hladin polovodičového materiálu . . . . .	179
13.2	Schematické uspořádání polovodičového laseru . . . . .	182
13.3	Polovodičové lasery buzené elektronovým svazkem . . . . .	184
13.4	Injekční polovodičový laser . . . . .	186
14.1	Fotografie impulsního $Nd:YAG$ laseru OFTALAS . . . . .	190
14.2	Příklady laserového svařování . . . . .	191
14.3	Laserem svažené pouzdro kardiostimulátoru . . . . .	192
14.4	Dekorace poháru zářením $CO_2$ laseru . . . . .	193
14.5	Schéma lidarů s koaxiálním vysílačem a přijímačem . . . . .	200
14.6	Schéma laserového systému pro termojadernou syntézu . . . . .	201
14.7	Princip laserové tiskárny . . . . .	203
15.1	Závislost absorpce sítnice a cévnatky na vlnové délce dopadajícího záření . . . . .	207
15.2	Závislost odrazivosti (reflektance) lidské kůže na vlnové délce dopadajícího záření . . . . .	208

15.3	Výstražná tabulka pro označení prostorů, ve kterých se používají lasery II. a III.a třídy . . . . .	215
15.4	Výstražná tabulka pro označení prostorů, ve kterých se používají lasery III.b) a IV.třídy . . . . .	215
15.5	Příklady štítků pro lasery II. až IV. třídy . . . . .	216

# Seznam tabulek

2.1	Elektromagnetické záření . . . . .	38
2.2	Optické záření . . . . .	39
2.3	Radiometrické veličiny a jednotky a jejich definice . . . . .	44
2.4	Fotometrické veličiny a jednotky a jejich definice . . . . .	45
5.1	Tepelné detektory . . . . .	72
5.2	Receptory lidského oka . . . . .	80
8.1	Přehled typů laserů . . . . .	105
9.1	Parametry rubínového, <i>Nd:YAG</i> a <i>Nd:sklo</i> laserového aktivního materiálu . . . . .	121
9.2	Vybrané kvantové přechody v krystalu <i>Nd:YAG</i> za pokojové teploty . . . . .	128
9.3	Vlastnosti krystalu <i>Nd:YLF</i> . . . . .	130
9.4	Vlastnosti krystalu alexandritu . . . . .	131
11.1	Plynové lasery . . . . .	144
11.2	Vlnové délky záření iontových laserů . . . . .	150
11.3	Excimerové lasery . . . . .	156
15.1	Nejvyšší přípustné hodnoty pro lasery I.třídy . . . . .	210
15.2	Limitní hodnoty pro lasery II.třídy . . . . .	210
15.3	Limitní hodnoty pro lasery III. b) třídy . . . . .	211
15.4	Hodnoty korekčních faktorů $k_1$ a $k_2$ . . . . .	212
15.5	Příklady nejvyšších přípustných hodnot záření . . . . .	214

# Rejstřík

- absorpce, 61
- akceptor, 185
- aktinidy, 117
- aktivátor, 112
- alexandrit, 132
- alumináty, 113
- anihilace, 61
  
- bezpečnost při práci s laserem, 215
- bolometr, 76
  - imerzní, 76
  - kovový, 76
  - polovodičový, 76
  - supravodičový, 76
- buzení, 57, 87, 92, 104, 191
  - fotodisociační, 152
  - nekoherentní, 145
  - příčné, 165
  
- čínidlo ionizační, 165
- činitel jakosti, 34
- číslo
  - Fresnelovo, 35
  - Loschmidtovo, 50
  - vlnové, 16
- článek sluneční, 80
  
- dekorace skla, 199
- délka
  - impulsu, 22
  - vlnová, 17
- detektivita, 72
- detektor
  - fotoelektrický, 77
  - fotochemický, 81
  - nepřímý, 71
  - neselektivní, 73, 74
  - pyroelektrický, 77
  - selektivní, 73, 79, 81
  - tepelný, 74
- diagram stability, 36
- dielektrikum, 182
- díra, 182
- disociace
  - svazkem elektronů, 168
  - termální, 168
- doba
  - relaxační, 33, 58
  - života
    - fotonu v rezonátoru, 33
    - kvantové soustavy na hladině, 56
    - na hladině, 56
- dolaďování, 201
- donor, 184
- dopování, 200
- dysprosium, 115
  
- elektronika kvantová, 11
- emise, 62
  - spontánní, 62
  - zesílená, 152, 156, 157
  - stimulovaná, 62
- emulze fotografická, 81
- energie
  - excitační, 170
  - explozní, 120
  - zářivá, 42

- Er:YAG, 138
- erbium, 116
- excimer, 157
- exciplex, 157
- expanze plynu, 147
- finesa, 32
- fluorescence, 87
- fluorid, 113
- forforescence, 87
- fosfáty, 113
- fotočlánek, 80
- fotodioda
  - polovodičová, 79
  - vakuová, 79
- fotodisociace, 147, 167, 168
- fotokatoda, 79
- foton, 61
- fotoodpor, 78
- fotovodivost, 78
- frekvence
  - kruhová, 16
  - rezonanční, 30
- gadolinium, 116
- generátor záření, 91
- granáty, 112
- halogenidy, 152
  - vzácných plynů, 158
- hladina
  - energetická, 49
  - rotační, 173
  - metastabilní, 148, 151
  - vibračně-rotační, 164
- hlavice laseru, 118
- holmium, 116
- hustota
  - energie
    - saturační, 100
    - záření, 66
  - spektrální, 38
  - výkonu plošná, 22
- impuls optického záření, 104
- intenzita
  - spektrální, 43
  - záření, 22, 43
- interference, 25, 41
- inverze populace, 54, 57, 187
- jev fotodielektrický, 77
- kalení laserové, 200
- kalorimetr, 75
- keramika, 114
- konstanta
  - Boltzmannova, 51
  - Planckova, 57, 61
  - rotační kvantová, 161
- kov, 182
- krystalofosfor, 88
- křivka spektrální, 39
- laser
  - alexandritový, 134
  - argonový, 153
  - CO<sub>2</sub>, 159
  - elektroionizační, 166
  - erbiový, 138
  - excimerový, 157
  - fotodisociační, 166
  - gazodynamický, 170
  - helium-kadmiový, 153
  - helium-neonový, 148
  - holmiový, 135
  - chemický, 167
  - jednofrekvenční, 102
  - kapalinový, 141
  - molekulární, 155
  - Nd:YAG, 129
  - Nd:YLF, 131

- neodymový, 127
- oftalmologický, 195
- plazmatický, 179
- plynově dynamický, 179, 170
- plynový, 147
  - opticky buzený, 172
- polovodičový, 181
- přeladitelný, 143
- rentgenový, 179
- s molekulami vody, 174
- s podélným buzením, 163
- vlnovodový, 163
- lidar, 205
- litografie laserová, 203
- luminiscence rezonanční, 87
- luminofor, 87, 112
- maser, 12
- matrice, 112
- medicína laserová, 194
- mode-locking, 103
- napětí termoelektrické, 75
- neodym, 116
- oko, 81
- oxidy, 112
  - vzácných plynů, 158
- oxysulfidy, 113
- pás
  - Lymanův, 156
  - valenční, 181
  - vodivostní, 182
  - Wernerův, 156
  - zakázaný, 182
- pásmo
  - frekvenční, 72
- perioda, 16
- permeabilita vakua, 21
- permitivita vakua, 21
- plazma, 179
- plyny vzácné, 158
- polarizace vlny, 19
- pole koherentní, 41
- polovodič, 182
  - čistý, 184
- populace energetické hladiny, 51
- poškození
  - sítnice, 215
  - tkáně, 211
- práh laserové činnosti, 96
- praseodym, 116
- pravděpodobnost kvantového přechodu, 56
- proužkyinterferenční, 26
- průřez účinný, 93
- prvek s nábojovou vazbou, 80
- přechod
  - kvantový, 55
    - kaskádní, 164
    - zářivý, 55
- přenos excitace, 148, 152
- reakce
  - harpunová, 159
  - chemická, 147
  - Penningova, 154
  - řetězová, 168
- receptor, 81
- relaxace, 57
- rezonátor, 191
  - konfokální, 37
  - otevřený, 34
  - sférický, 37
  - stabilní, 36
- rovnováha termodynamická, 51, 64
- rozdělení Boltzmannovo, 51, 53
- rozptyl
  - Mieův, 205
  - Rayleighův, 205
- rozšíření

- homogenní, 63
- nehomogenní, 63
- rýhování laserové, 202
- rychlost
  - buzení, 57
  - grupová, 25
  - světla, 15
- řezání laserové, 198
- samarium, 115
- separace izotopů laserová, 210
- signál náhodný, 102
- silikáty, 113
- sklo, 113
- součinitel
  - Einsteinův, 67
  - zesílení, 93
- soustava kvantová, 49, 91
- spektroskopie
  - laserová, 208
    - lineární, 210
    - nelineární, 210
- spektrum
  - absorpční, 63
  - emisní, 63
  - energetických hladin, 155
  - spojité, 38
- spínání Q, 104
- svařování laserem, 197
- světlo studené, 87
- synchronizace módů, 103, 104
- syntéza termojaderná, 205
- šířka
  - čáry, 63
  - spektra, 39
- šum, 41
- zesilovače, 69
- technologie laserová, 195
- těleso černé, 86
- teorie koherence, 41
- teplota záporná, 55
- termistor, 76
- termočlánek, 75
  - kovový, 75
  - polovodičový, 75
- thulium, 115, 116
- tiskárna laserová, 207
- trubice výbojová, 163
- tungstáty, 113
- účinnost
  - konverzní, 73
  - kvantová, 73
- úhel Brewsterův, 150
- vedení Blumleinovo, 156
- vlna
  - kulová, 18
  - rovinná, 15
- vlnočet, 17
- vlnoplocha, 17
- vodivost vlastní, 182
- vrtání laserové, 197
- výboj
  - doutnavý, 165
  - elektrický, 147
  - nesamostatný, 166
- výkon
  - optického záření, 42
  - prahový, 72
- vzorec Stirlingův, 52
- ytterbium, 116
- zákon
  - Planckův, 66
  - Stefanův-Boltzmannův, 67
  - Wienův posunovací, 66
- záření

- elektromagnetické, 15
- infračervené, 155
- kvazimonochromatické, 40
- monochromatické, 40
- nekoherentní, 41
- submilimetrové, 173
- ultrafialové, 155
- viditelné, 155

zázněj, 25

zdroj

- luminiscenční, 85
- nekoherentní, 42, 85
- tepelný, 85

zeminy vzácné

- dvojmocné, 115
- třímocné, 116

zesilovač

- kvantový, 92
- laserový, 91

zhášení luminiscence, 88

značkování laserové, 199

zrcadlo výstupní, 34

ztráty

rezonátoru

- činné, 34, 94
- difrakční, 34

žihání laserové, 202