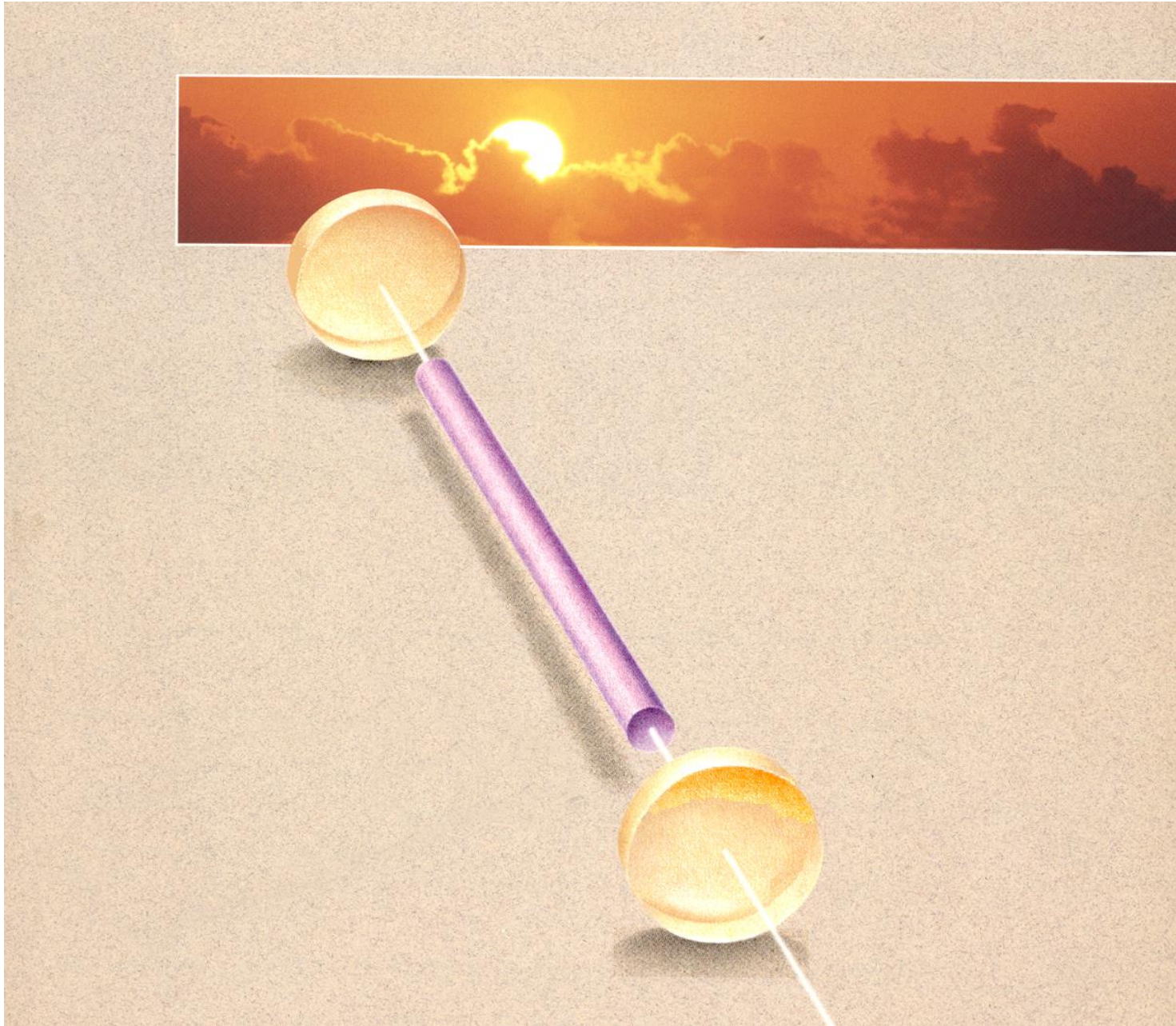


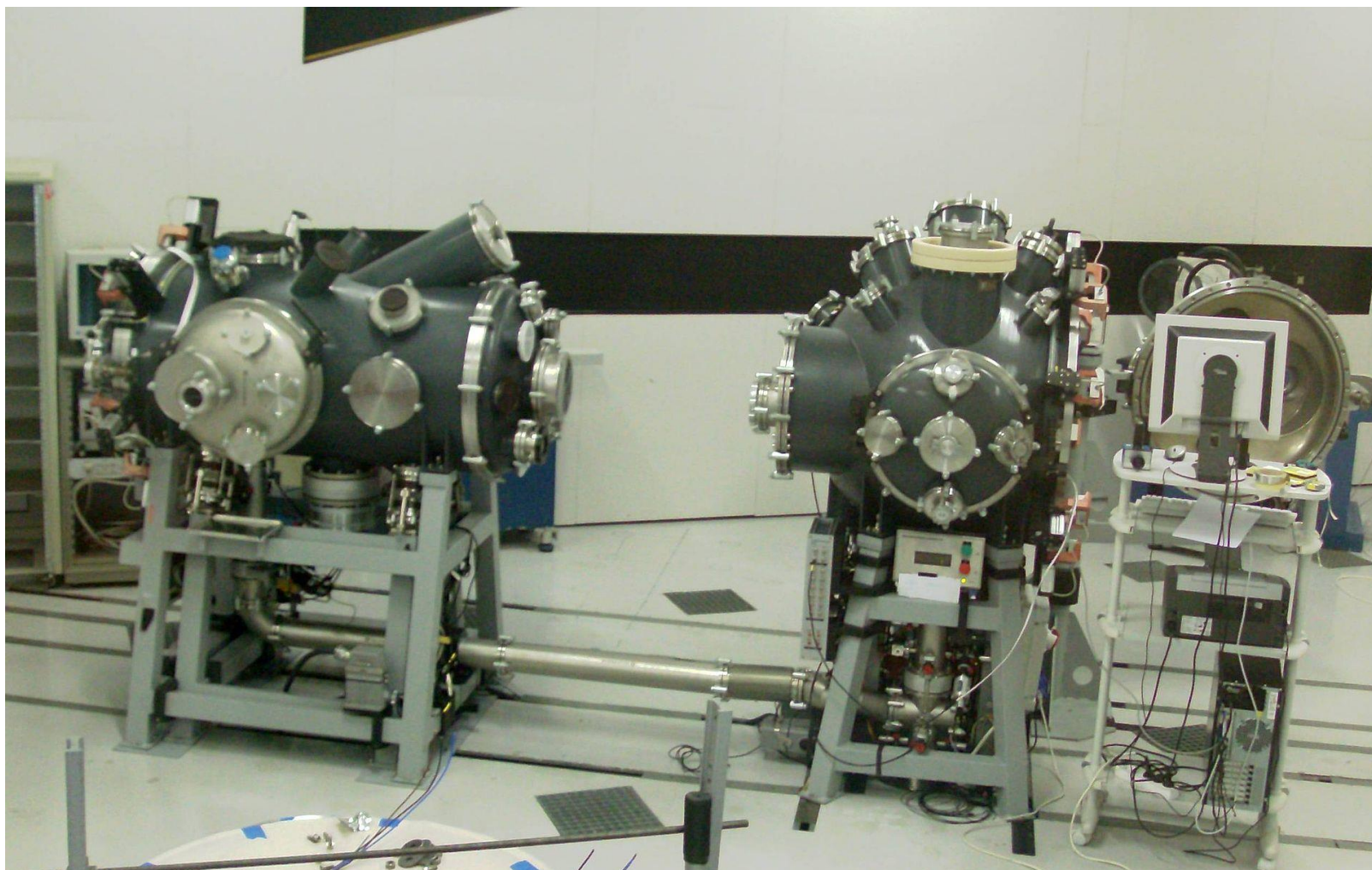


LASERY ZÁKLADY

Vítězslav Otruba, Karel Novotný

1



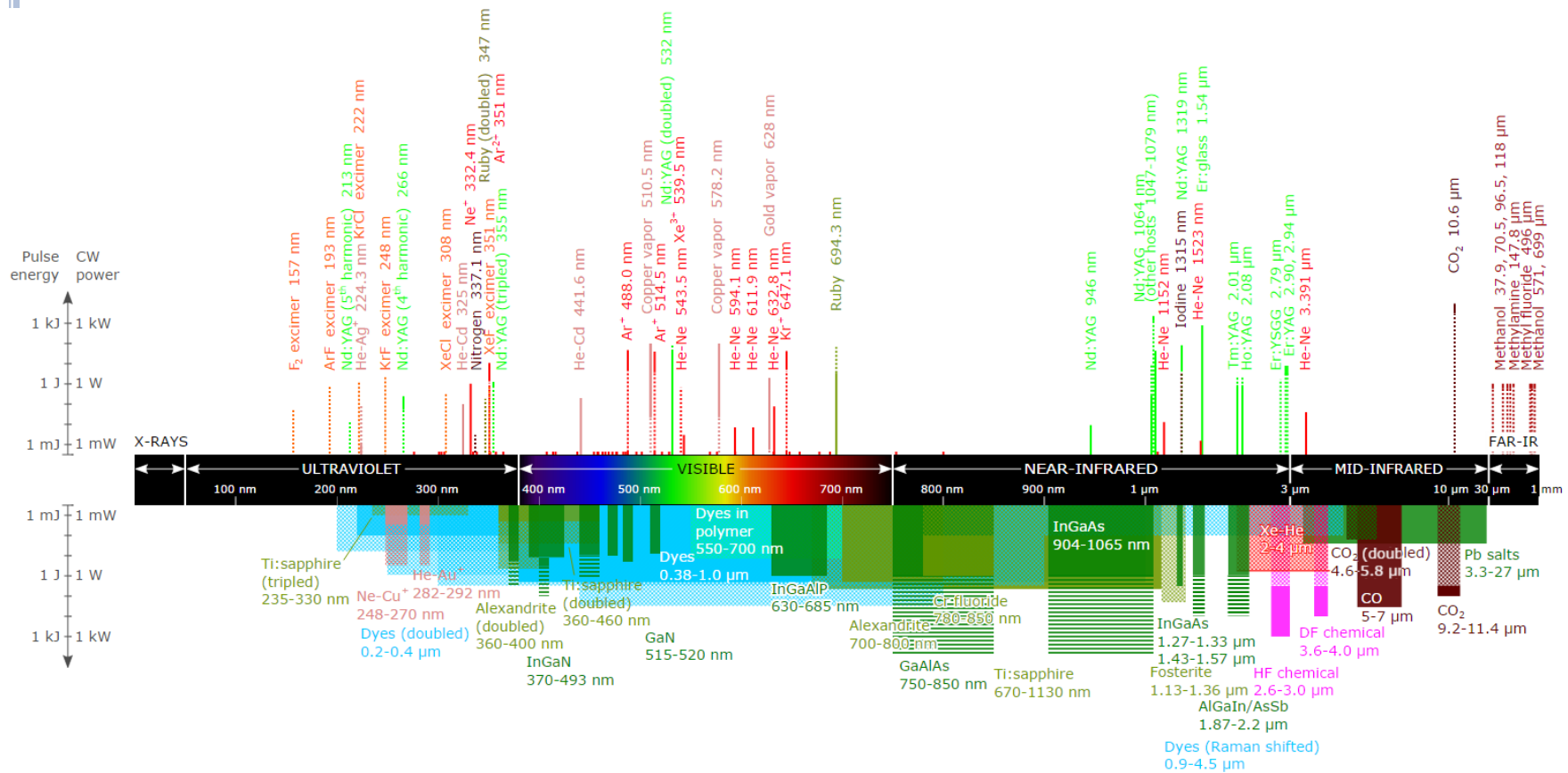


Laserový systém Asterix Praha (PALS Prague Asterix Laser System)

LASERY – LIGHT AMPLIFICATION BY STIMULATED EMISSION OF RADIATION

- Spektrální rozsah 1 mm – 50 nm, experimentálně RTG oblast do 1 nm, výzkum možností do 0,01 nm – především jako generátory záření (XASER)
- Pro oblasti submilimetrových až centimetrových vln masery (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) – především jako nízkošumové zesilovače radiových signálů (MASERY)

Komerčně dostupné – VUV – VIS – MID IR



VLASTNOSTI ZÁŘENÍ LASERU

- Emise elementárních oscilátorů (atomů, molekul...) do úzkého svazku – **prostorová koncentrace energie**
- $\Delta\lambda$ může být velmi malá – **spektrální koncentrace energie**
- Synchronní činnost elementárních oscilátorů – **časová koncentrace energie**
- Koherenční vzdálenost až desítky (ve vakuu až tisíce) kilometrů

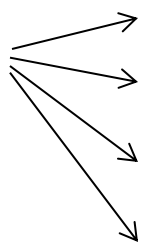
ROZDĚLENÍ LASERŮ JE MOŽNÉ PODLE

- vlnových délek emise
- časového režimu provozu – kontinuální (cw) nebo impulsní
- typu buzení – lasery buzené opticky, elektrickým výbojem, chemicky, mechanicky (srážky částic), injekcí nosičů náboje, ...
- typu aktivního prostředí – pevnolátkové, kapalinové (barvivové), plynové, iontové, excimerové, polovodičové (diodové), ...
- délky generovaného pulsu (nanosekundové, pikosekundové, femtosekundové, ...) – čím je kratší doba trvání pulsu, tím je při stejné vyzářené energii dosaženo vyššího okamžitého výkonu

DRUHY LASERŮ

Vlastnosti aktivního prostředí

Excitace atomů do
metastabilního stavu

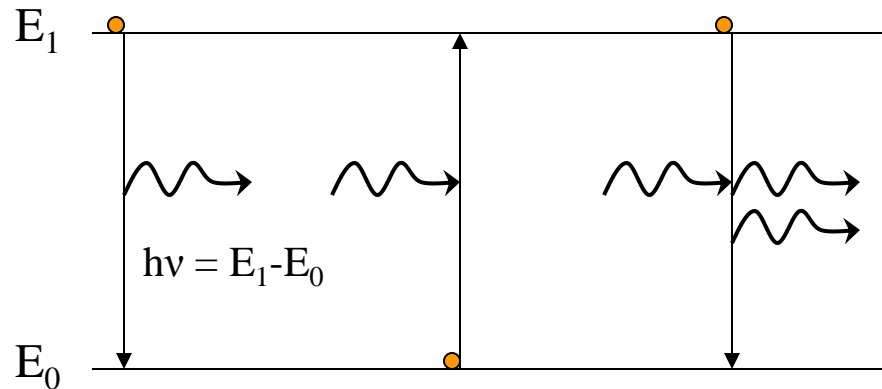


- Srážkami mezi atomy dvou druhů (He-Ne, CO₂)
- Optickou excitací - čerpáním (rubín, neodymové sklo)
- Excitací při chemické reakci (eximery)
- Průchodem elektrického proudu (polovodiče, GaAs)
a jiné způsoby

Světelný výkon laserů:

- Kontinuální laser** až desítky mW
- Pulsní laser** při středním výkonu 10 mW může mít parametry:
 - délka pulsu = 1 ns,
 - energie v pulsu = 1 MJ,
 - opakovací frekvence = 10 Hz

RADIAČNÍ PROCESY



spontánní
emise

absorpce

stimulovaná
emise

$$A \sim \Delta E^2 \sim \lambda^{-2} \quad (\text{pravděpodobnost přechodu})$$

Intenzita záření: $I(\nu) = N_u \cdot A \cdot h\nu$

Silné přechody:
E1 (elektrický dipól)

$$A \sim 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ pro neutrály}$$

Slabé přechody:

M1 (magnetický dipól),
E2 (elektrický kvadrupól),
některé E1

$$A \sim 1-100 \text{ s}^{-1} \text{ pro neutrály}$$

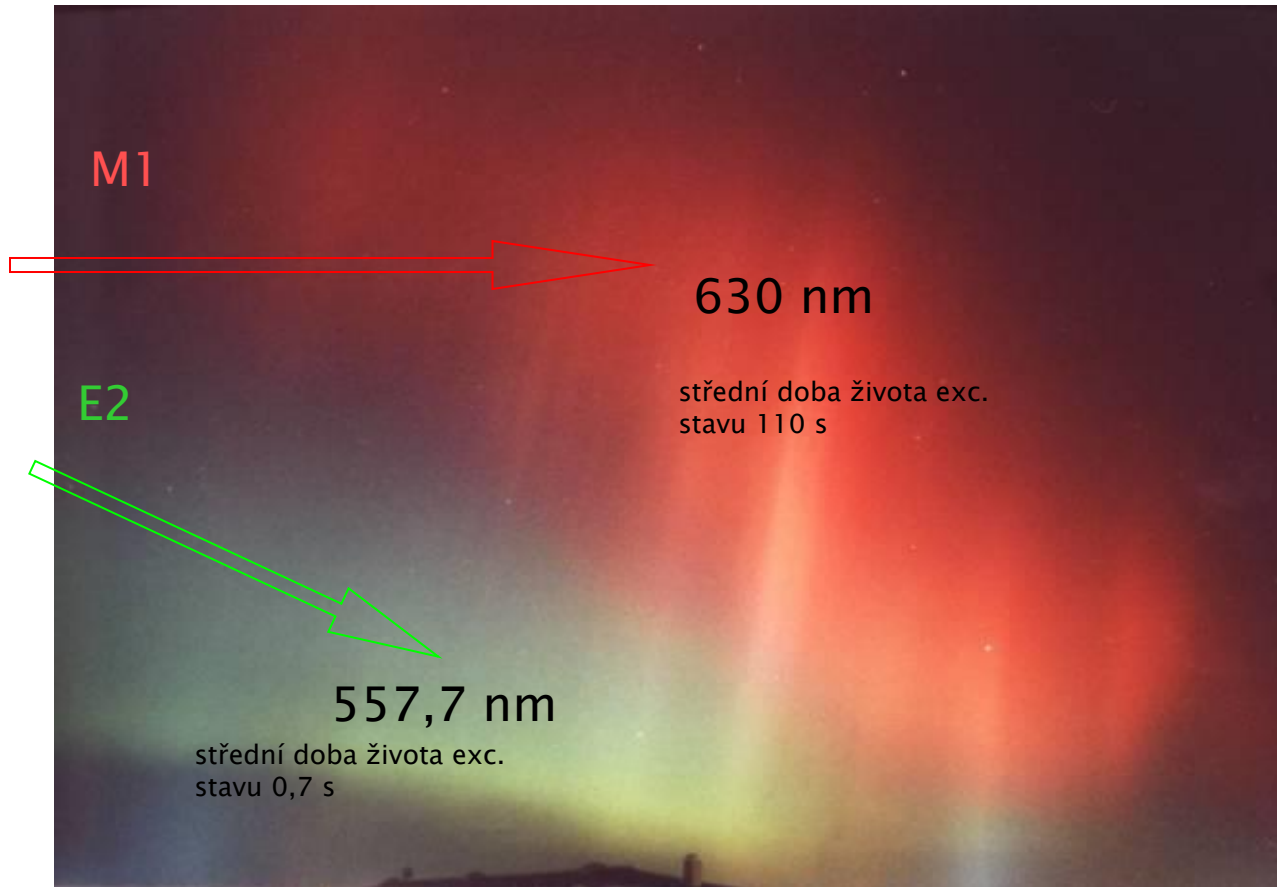
RADIATIVE PROCESSES CONT'D

O I lines:

$^3P_1 - ^1D_2$

$^3P_2 - ^1D_2$

$^1D_2 - ^1S_0$



SPONTÁNNÍ EMISE

- Pravděpodobnost absorpce fotonu:

$$w_{01} = n_0 \rho(\nu) B_{01}$$

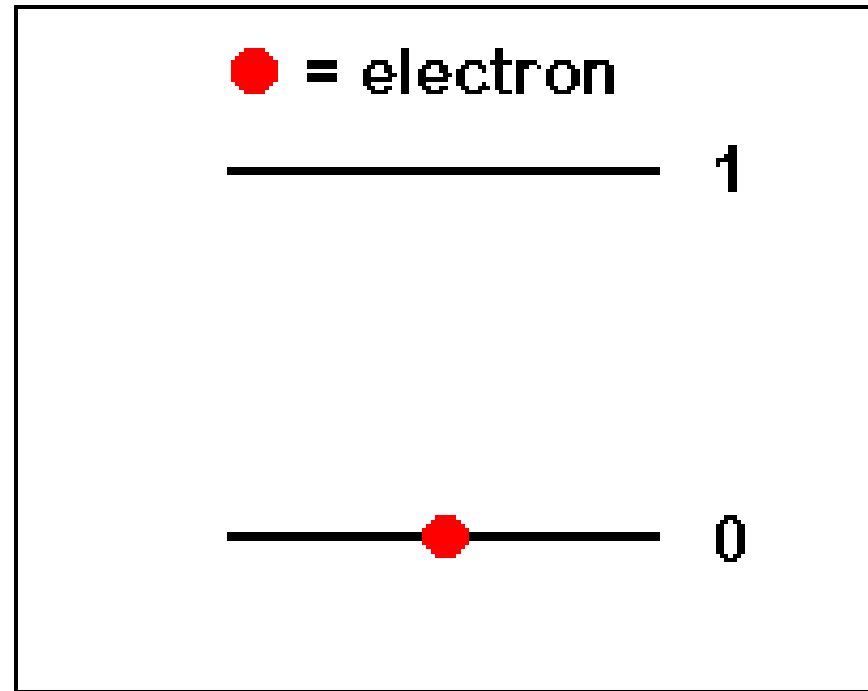
- Pravděpodobnost spontánní emise:

$$w_{10} = n_1 A_{10}$$

$\rho(\nu)$ – spektrální hustota záření o frekvenci ν

B_{01} – Einsteinův koeficient pravděpodobnosti absorpce

A_{10} – Einsteinův koeficient pravděpodobnosti spontánní emise



STIMULOVANÁ EMISE

- Pravděpodobnost stimulované emise:

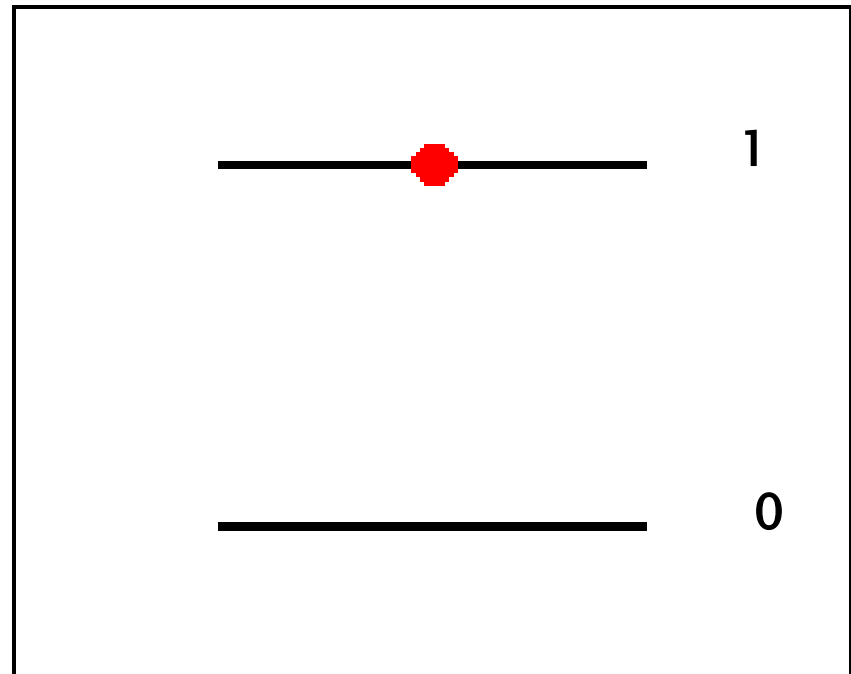
$$w_{10} = n_1 \rho(\nu) B_{10}$$

B_{10} – Einsteinův koeficient pravděpodobnosti stimulované emise

- Proces interakce se zářením:

$$n_0 \rho(\nu) B_{01} =$$

$$n_1 \rho(\nu) B_{10} + n_1 A_{10}$$



INTERAKCE SE ZÁŘENÍM

Dvouhladinový model v termodynamické rovnováze:

$$n_0 \rho(\nu) B_{01} = n_1 \rho(\nu) B_{10} + n_1 A_{10}$$

Z rovnice vyjádříme $\rho(\nu)$:

$$\rho(\nu) = \frac{n_1 A_{10}}{n_0 B_{01} - n_1 B_{10}} = \frac{A_{10}}{\frac{n_0}{n_1} B_{01} - B_{10}}$$

Boltzmannovo rozdělení v TD rovnováze (exponenciální pokles obsazení hladin s rostoucí energií):

$$\frac{n_0}{n_1} = \exp\left(\frac{E_1 - E_0}{kT}\right) = \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \quad [1]$$

VZTAH MEZI EINSTEINOVÝMI KOEFICIENTY

Dosazením Boltzmannova rozdělení [1] do předcházející rovnice dostáváme pro objemovou hustotu zářivé energie:

$$\rho(\nu) = \frac{A_{10}}{B_{10}} \frac{1}{\frac{B_{01}}{B_{10}} \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

Pro spektrální hustotu zářivé energie platí Planckův vztah:

$$\rho(\nu) = \frac{4h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

Srovnáním rovnic je možné nalézt vztah mezi Einsteinovými koeficienty:

$$B_{10} = B_{01} = B \quad a \quad A_{10} = \frac{4h\nu^3}{c^3} B_{10}$$

JAKÝ JE RELATIVNÍ POČET AKTŮ STIMULOVANÉ A SPONTÁNNÍ EMISE ZA JEDNOTKU ČASU?

$$R = \frac{\text{Počet stimulovaných emisí za sekundu}}{\text{Počet spontánních emisí za sekundu}}$$

vlnová délka	vlnočet (cm ⁻¹)	frekvence (Hz)	R	
			T = 300 K	T = 1000 K
1 mm	10	3,0.10 ¹¹	20,3	69,0
25 μm	400	1,2.10 ¹³	0,17	1,29
2,5 μm	4000	1,2.10 ¹⁴	5.10 ⁻⁹	3.10 ⁻³
780 nm	12820	3,84.10 ¹⁴	2.10 ⁻²⁷	1.10 ⁻⁸
500 nm	20000	6,00.10 ¹⁴	2.10 ⁻⁴²	3.10 ⁻¹³
390 nm	25641	7,69.10 ¹⁴	4.10 ⁻⁵⁴	1.10 ⁻¹⁶

INVERZNÍ POPULACE

- Einsteinovy koeficienty pro stimulovanou emisi i absorpci jsou si rovny:

$$\mathbf{B_{01}=B_{10}=B}$$

- Pro absorpci záření platí:

$$d\Phi_A = h\nu n_0 B \rho(\nu) dt$$

- Pro stimulovanou emisi platí:

$$d\Phi_E = h\nu n_1 B \rho(\nu) dt$$

- Celková změna **zářivého toku**:

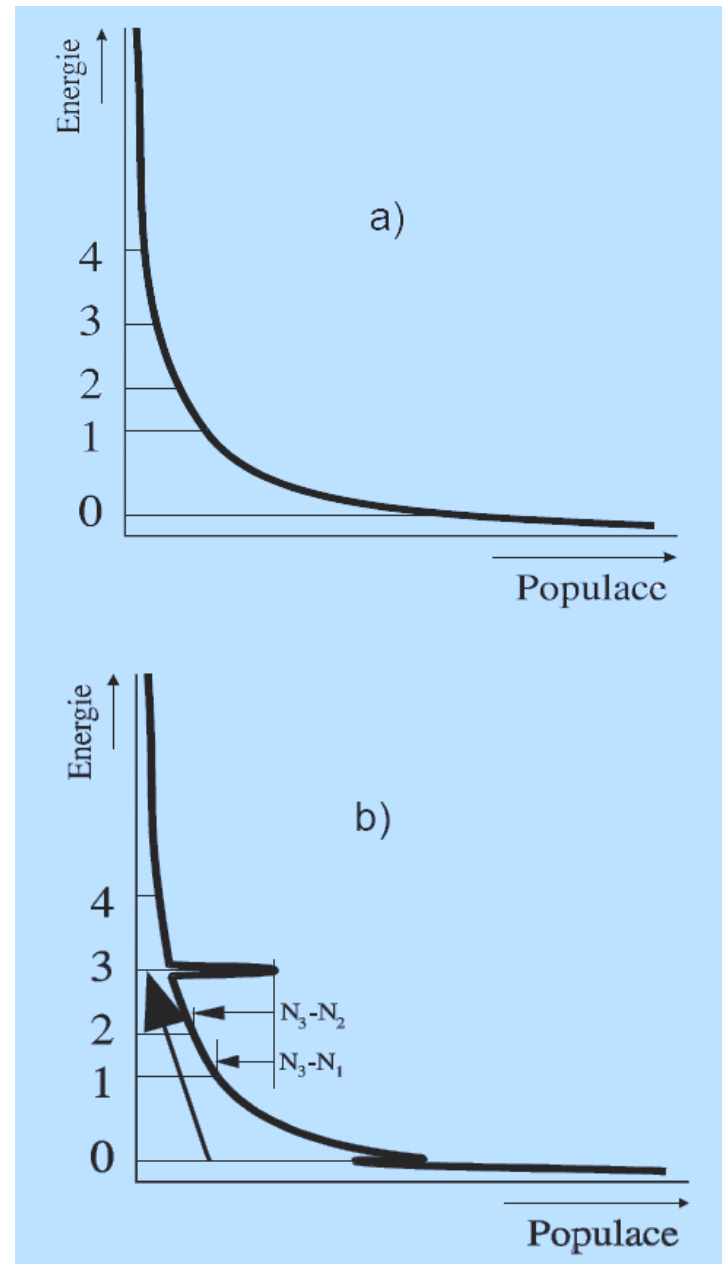
$$d\Phi / dt = h\nu (n_1 - n_0) B$$

- Podmínka pro zesílení záření:

$$\mathbf{n_1 - n_0 > 0, tj. inverzní populace}$$

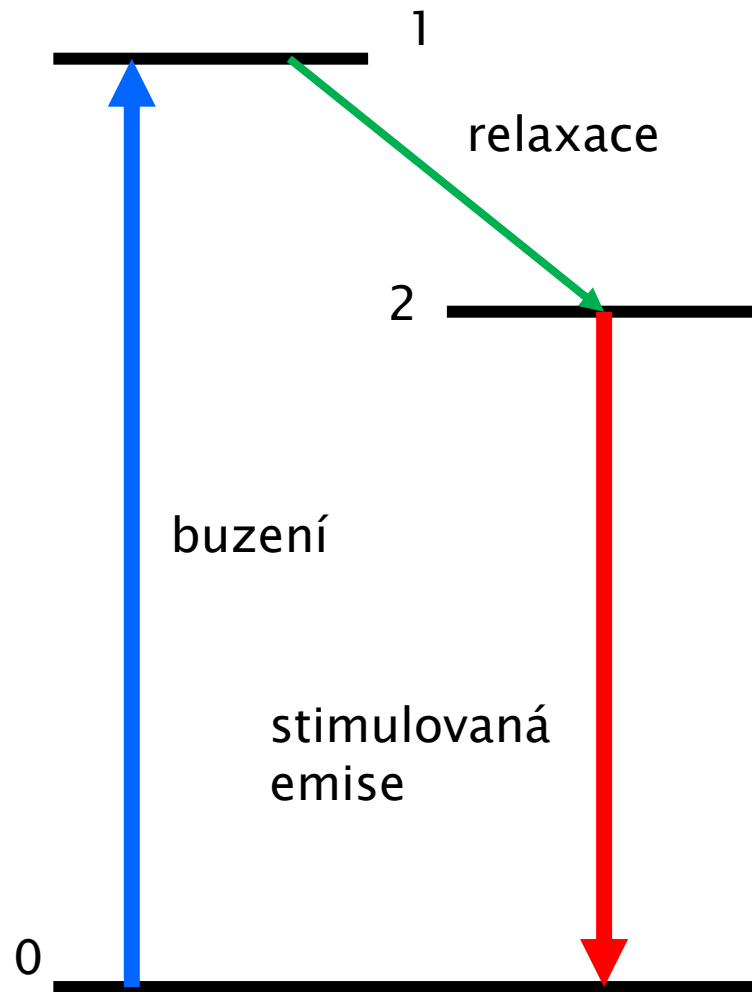
INVERZNÍ POPULACE

- Běžné rozložení populace zachycuje obrázek a). Pro vytvoření aktivního prostředí je třeba zasáhnout do systému tak, abychom změnili distribuci obsazení energetických hladin způsobem, znázorněným např. na obrázku b). Proces se obvykle označuje jako buzení laserů nebo čerpání. Základní metodou je optické buzení.

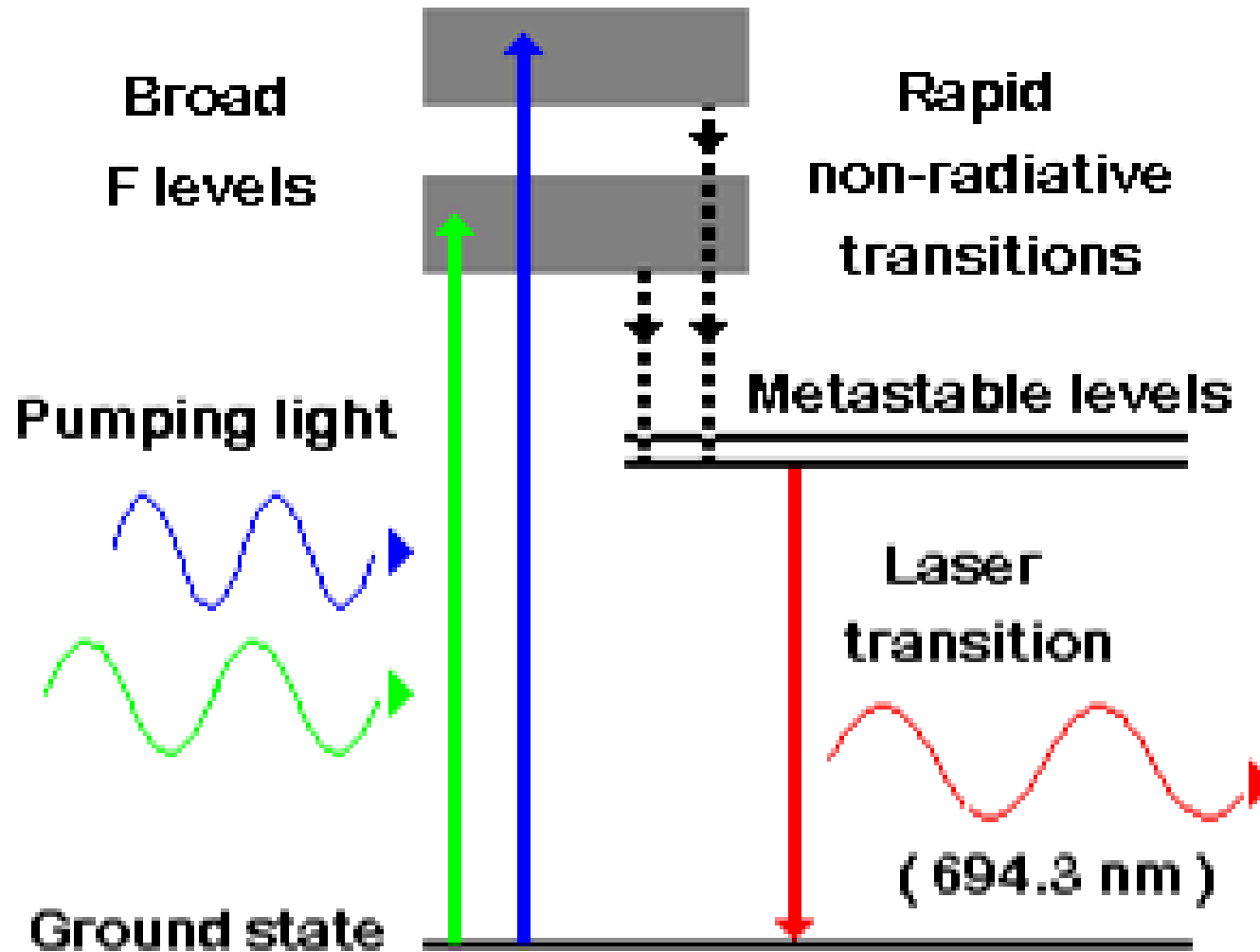


TŘÍHLADINOVÝ SYSTÉM

- Aplikace: rubínový laser
- Hladina 2 je metastabilní
- Nevýhodou je malá účinnost – pro inverzní populaci je nutné minimálně 50% částic převést na hladinu 2

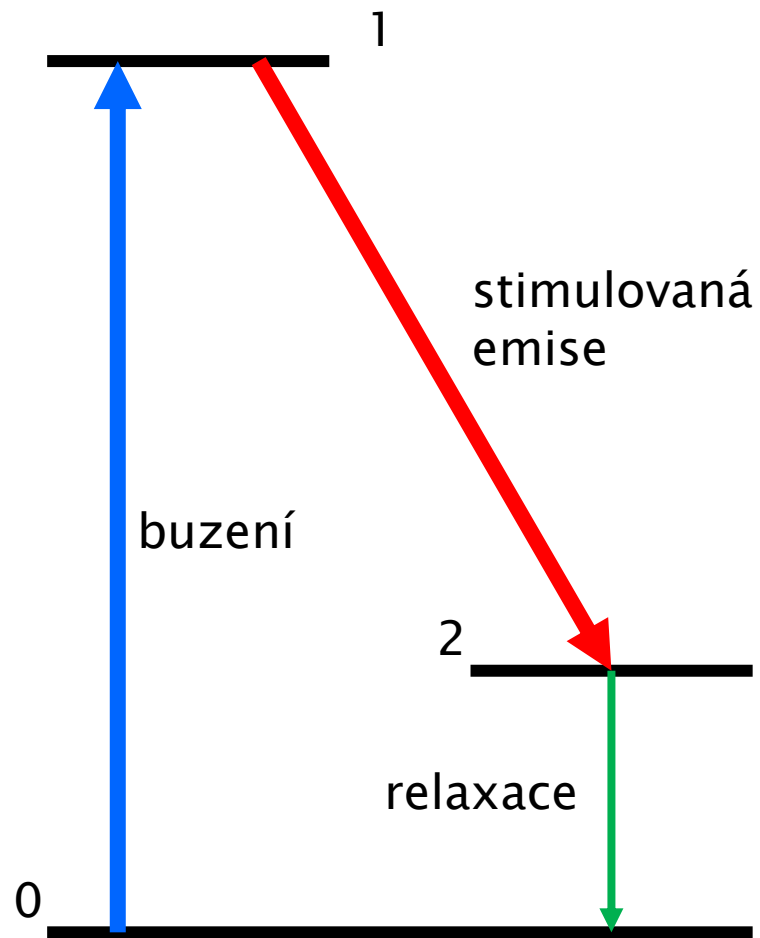


ENERGETICKÝ DIAGRAM RUBÍNOVÉHO LASERU



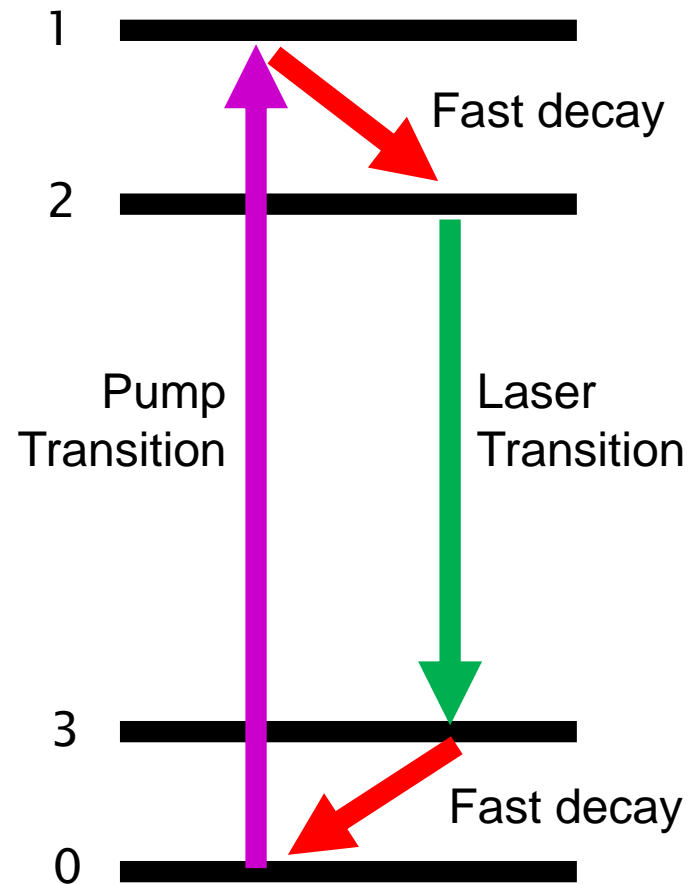
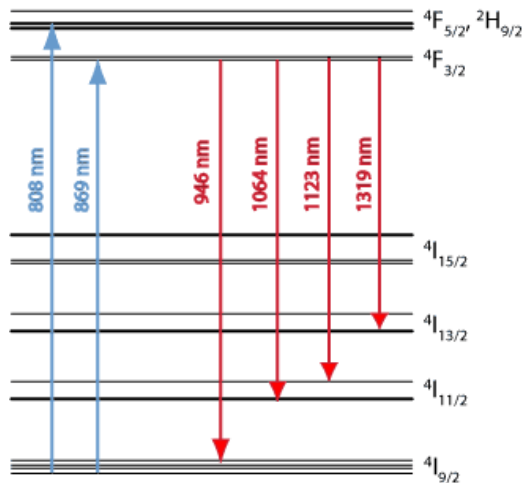
TŘÍHLADINOVÝ SYSTÉM

- Modifikovaný tříhladinový systém s buzením na metastabilní hladinu 1.



ČTYŘHLADINOVÝ SYSTÉM

- Příklad - laser Nd:YAG
- Vysoká účinnost
- Inverzní populaci je nutné vytvořit pouze mezi hladinami 2 a 3



ZESÍLENÍ ZÁŘENÍ – KVANTOVÝ ZESILOVAČ

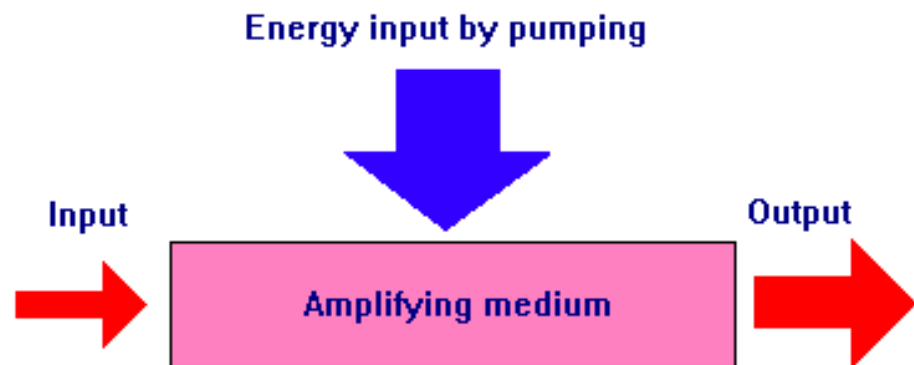
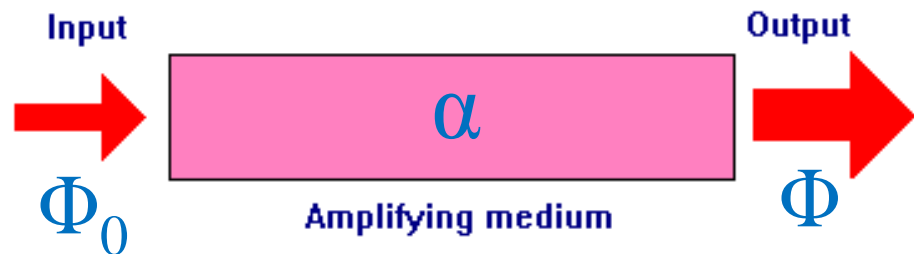
- o Aktivní prostředí zesiluje vstupující záření:

$$\Phi = \Phi_0 \exp[-l(\alpha + \beta)]$$

α – absorpční koeficient ($\alpha < 0$)

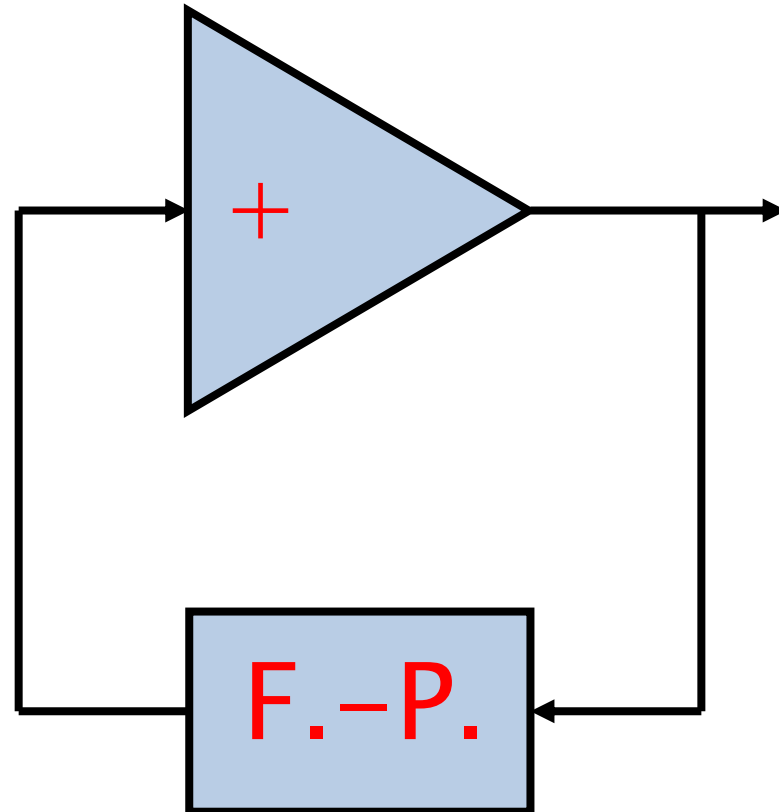
β – ztráty ($\beta > 0$)

l – délka aktivního prostředí



GENERACE ZÁŘENÍ

- Zavedením kladné zpětné vazby z výstupu na vstup zesilovače obdržíme oscilátor, jehož frekvence je dána zesilovačem a obvodem zpětné vazby, obvykle realizované Fabry-Perotovým rezonátorem



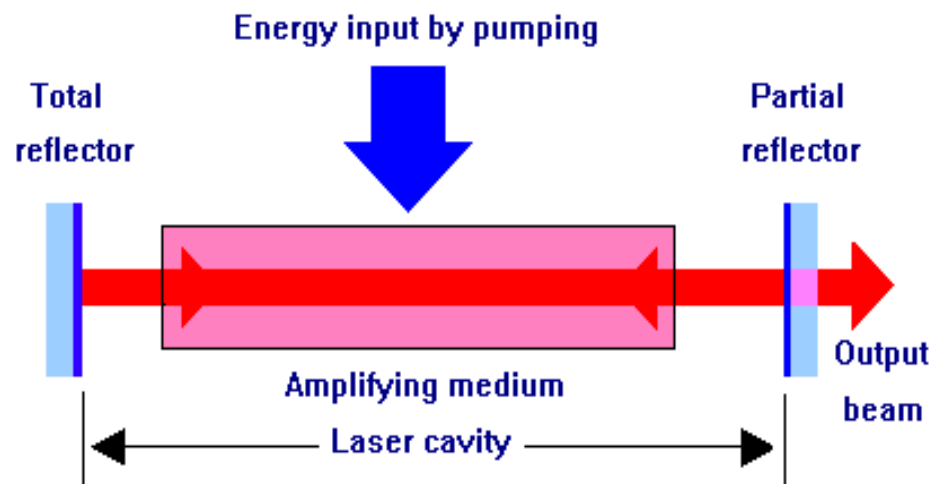
GENERACE ZÁŘENÍ LASEREM

- Zpětná vazba je obvykle realizována Fabry–Perotovým rezonátorem.
- Pro generaci krátkých pulzů musí být frekvenční šířka pásma zesilovače minimálně:

$$\Delta f \cong 1/(2\tau)$$

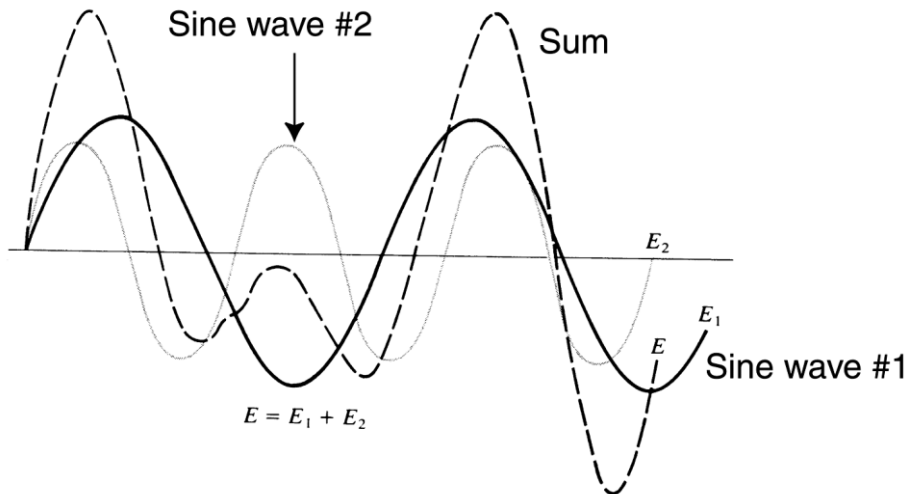
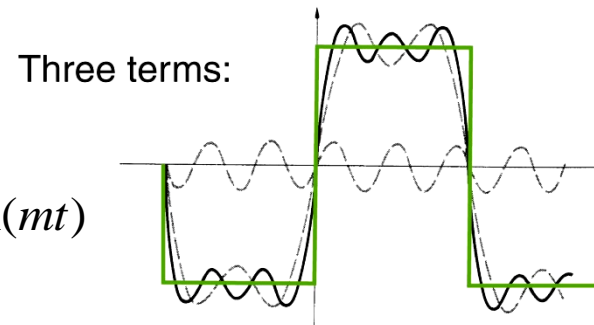
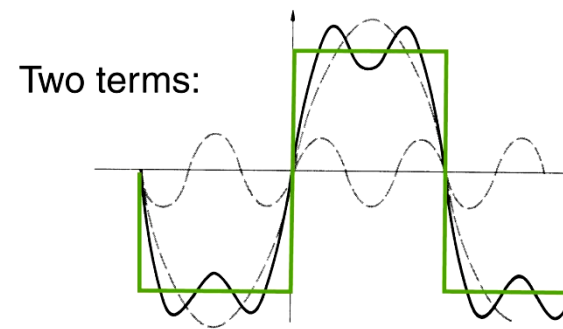
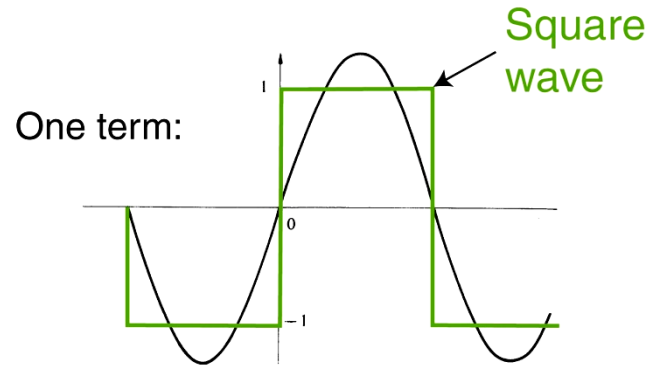
kde τ je šířka pulzu

(polychromaticnost krátkých pulzů)



FOURIER DECOMPOSING FUNCTIONS

ANHARMONIC WAVES ARE SUMS OF SINUSOIDS.

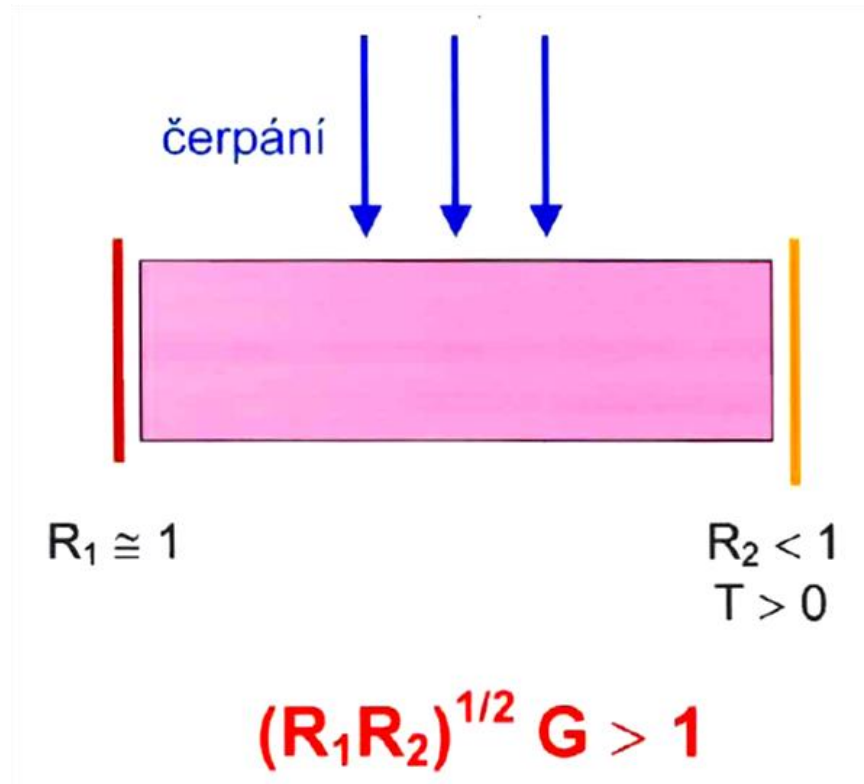


$$f(t) = \frac{1}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} F_m \cos(mt) + \frac{1}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} F'_m \sin(mt)$$

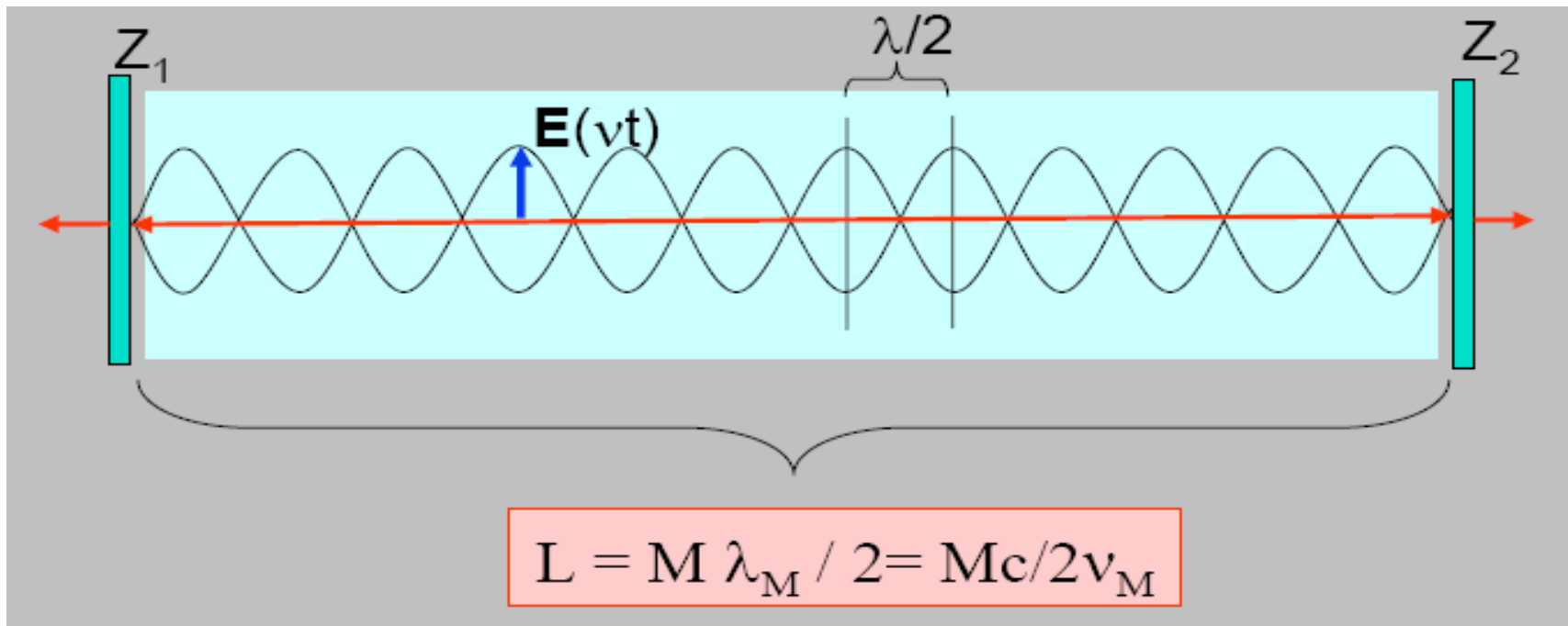
PODMÍNKY PRO GENERACI ZÁŘENÍ

- Odrazivost zrcadel musí být volena s ohledem na zesílení aktivního prostředí tak, aby ztráty nepřevýšily zesílení aktivního prostředí G :

$$R_1 R_2 \exp[-2l(\alpha + \beta)] \geq 1$$



OPTICKÝ REZONÁTOR



2010 prof. Otruba

Délka rezonátoru L je M násobkem půlvlny (M je celé číslo). Délce L odpovídají **vlastní frekvence** rezonátoru **ν_M (podélné módy laseru)**. Uvnitř rezonátoru je **stojaté vlnění** elektrického pole E o frekvenci **$\nu_M = c/\lambda_M$**

FABRY-PEROT ETALON

o Jakost rezonátoru Q

($Q_{\text{FP}} \sim 10^8 - 10^9$)

$$Q = \frac{\omega_0 E_m}{P_z} = \frac{2\pi\nu_0 E_m}{P_z} \quad P_z = -\frac{dE_m}{dt}$$

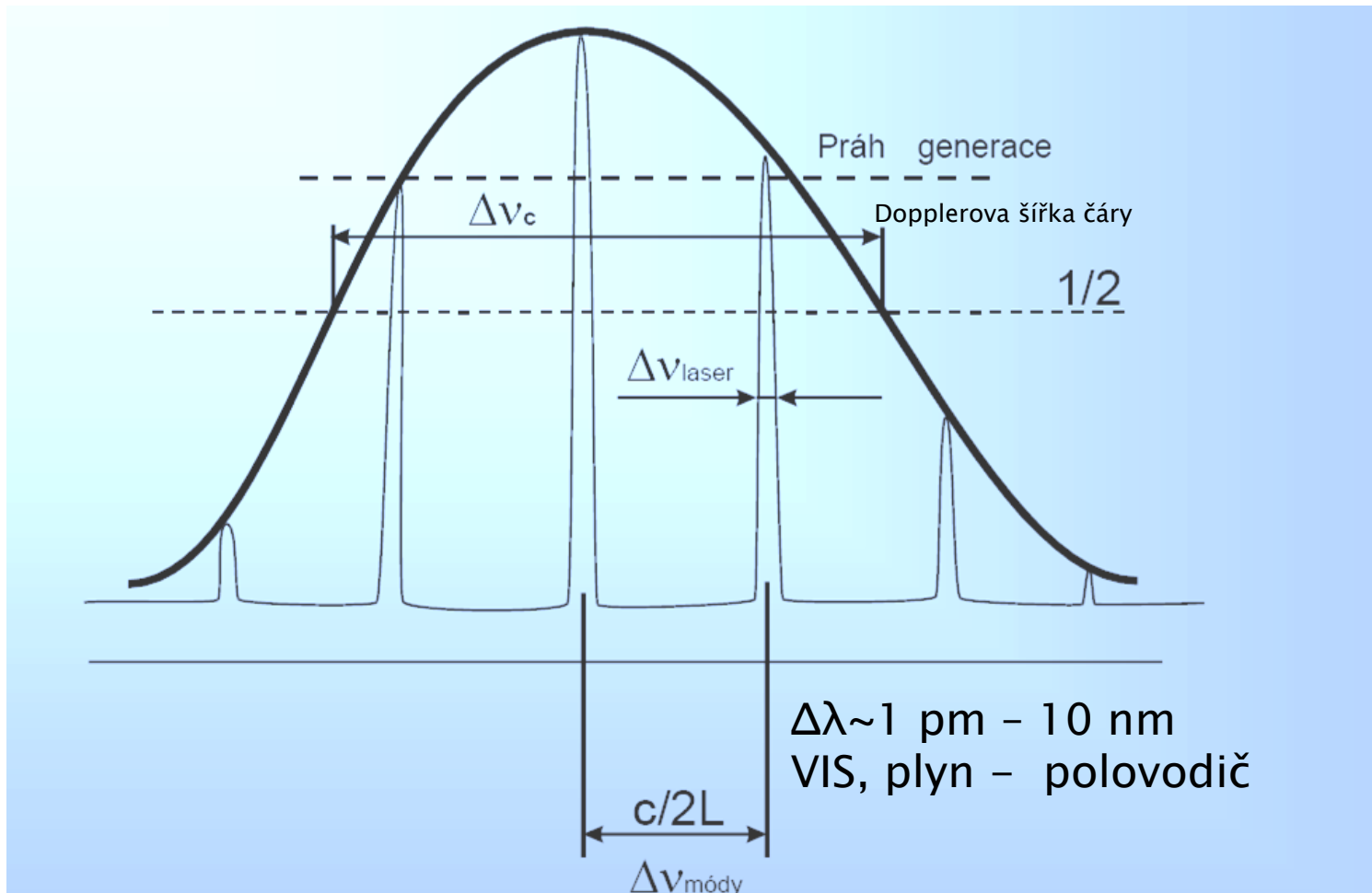
E_m – energie daného módu

P_z – ztrátový výkon

ω_0 – úhlová frekvence oscilátoru

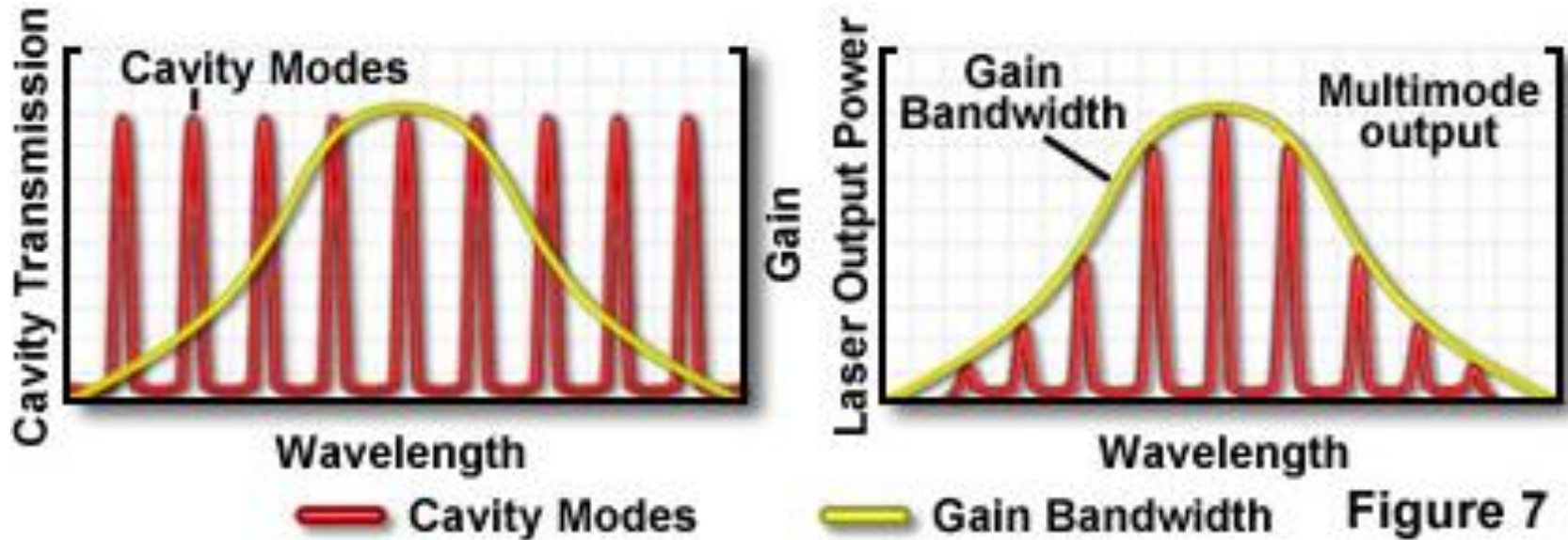
$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = 2\pi/T_0 \text{ [s}^{-1}\text{]}$$

SPEKTRÁLNÍ ŠÍŘKA ČÁRY A LASEROVÉ MÓDY



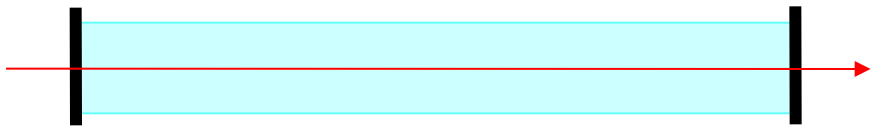
Na obrázku jsou znázorněny jednotlivé rezonance základního podélného módu.

REZONANČNÍ MÓDY REZONÁTORU A ŠÍŘKA PÁSMA ZESÍLENÍ AKTIVNÍHO PROSTŘEDÍ

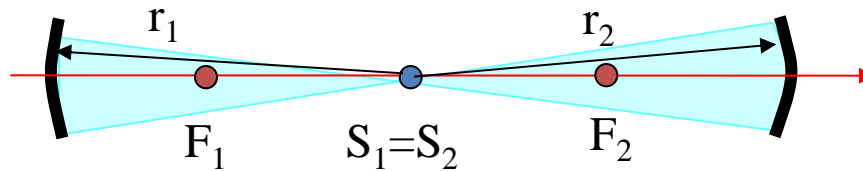


OPTICKÉ REZONÁTORY

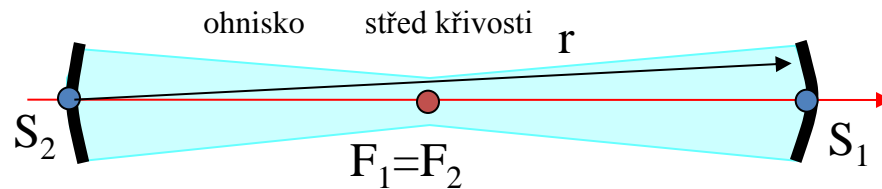
Objem optického (elektrického) pole náležející rezonátoru



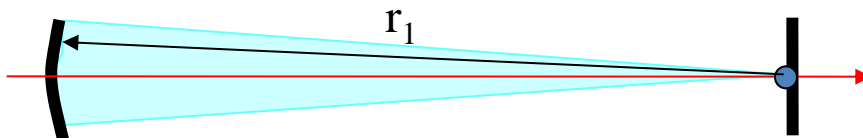
Planparalelní: $r_1 = r_2 = \infty$



Koncentrické: $r_1 = r_2 = L/2$



Konfokální: $r_1 = r_2 = r = L/4$



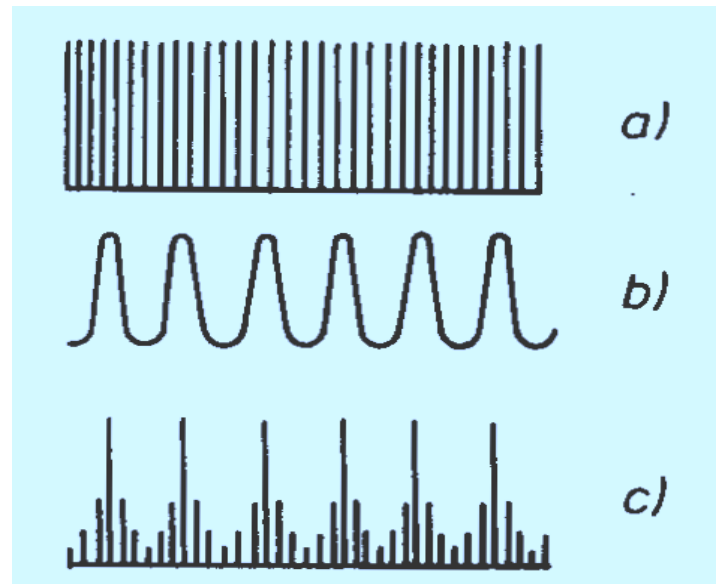
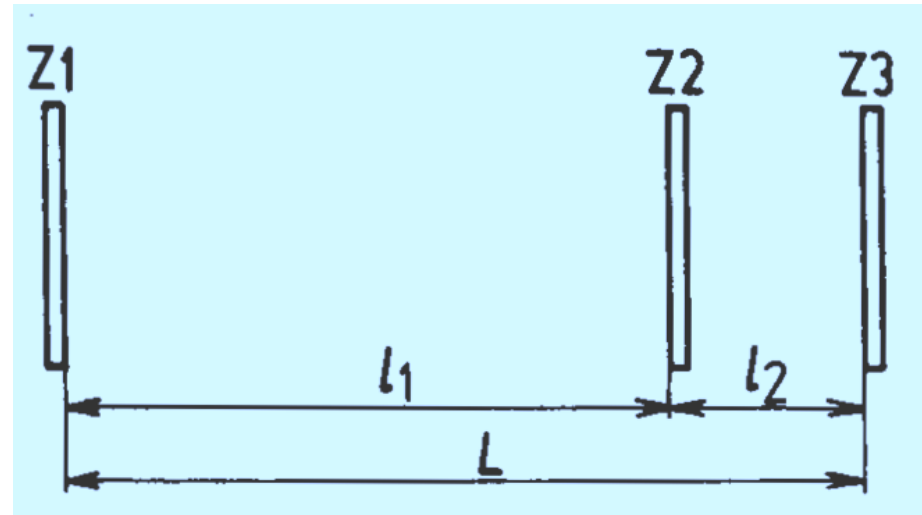
Hemisférické: $r_1 = L, r_2 = \infty$

SVÁZANÉ REZONÁTORY

L – délka otevřeného rezonátoru

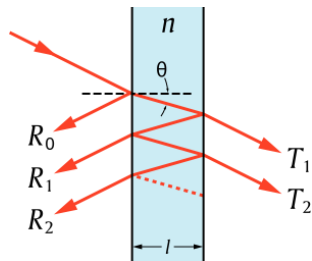
l_1, l_2 – vzdálenost vnitřních zrcadel

- a) mody otevřeného rezonátoru Z1–Z3
- b) mody vnitřního rezonátoru Z2–Z3
- c) výsledné spektrum kmitočtů

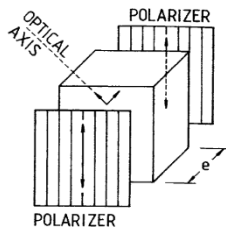


JEDNOMÓDOVÝ LASER

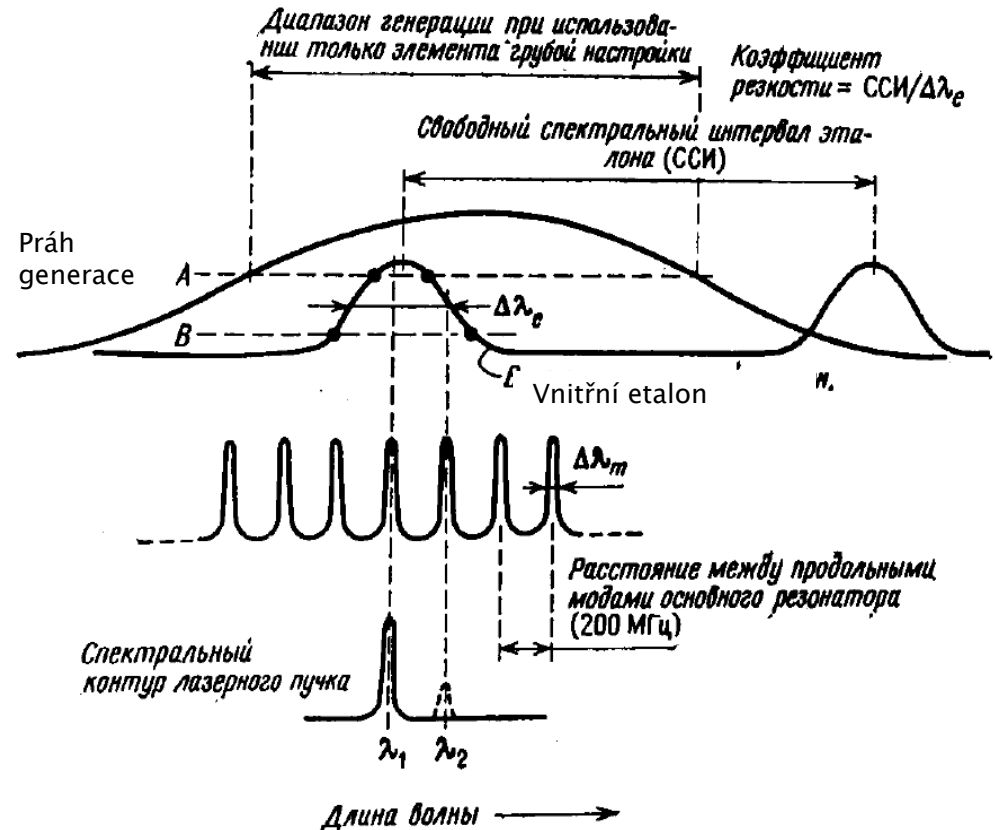
- o Kombinací rezonančních módů rezonátoru, vnitřního FP etalonu



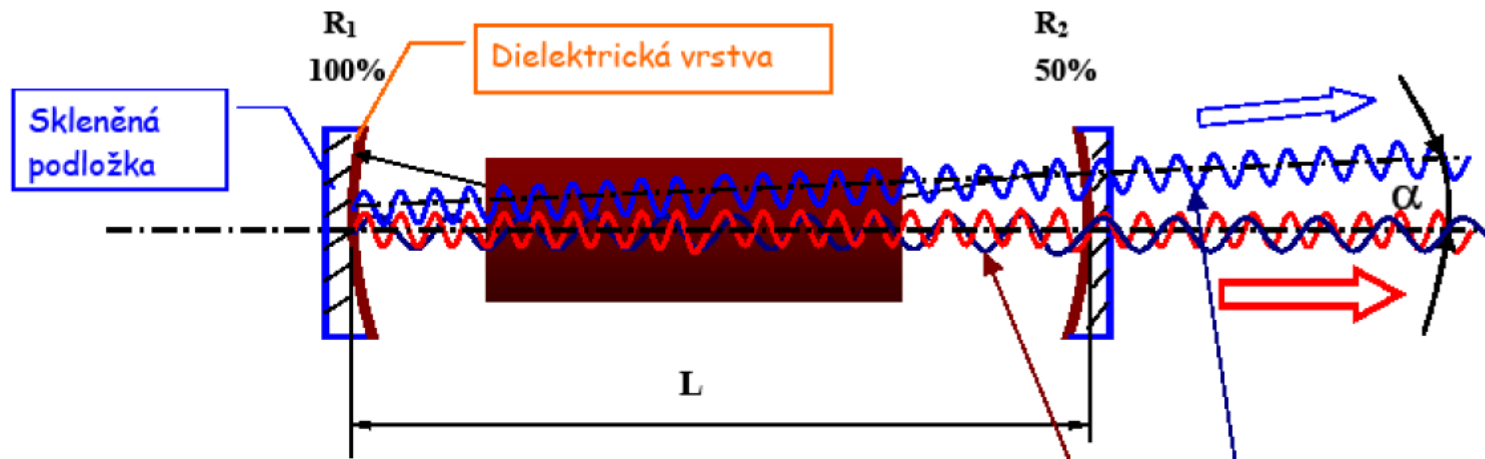
- o či Lyotova filtru (úzkopásmový polarizační filtr)



a šířky pásma zesílení dojde ke generaci pouze jednoho podélného módu



OTEVŘENÝ OPTICKÝ REZONÁTOR

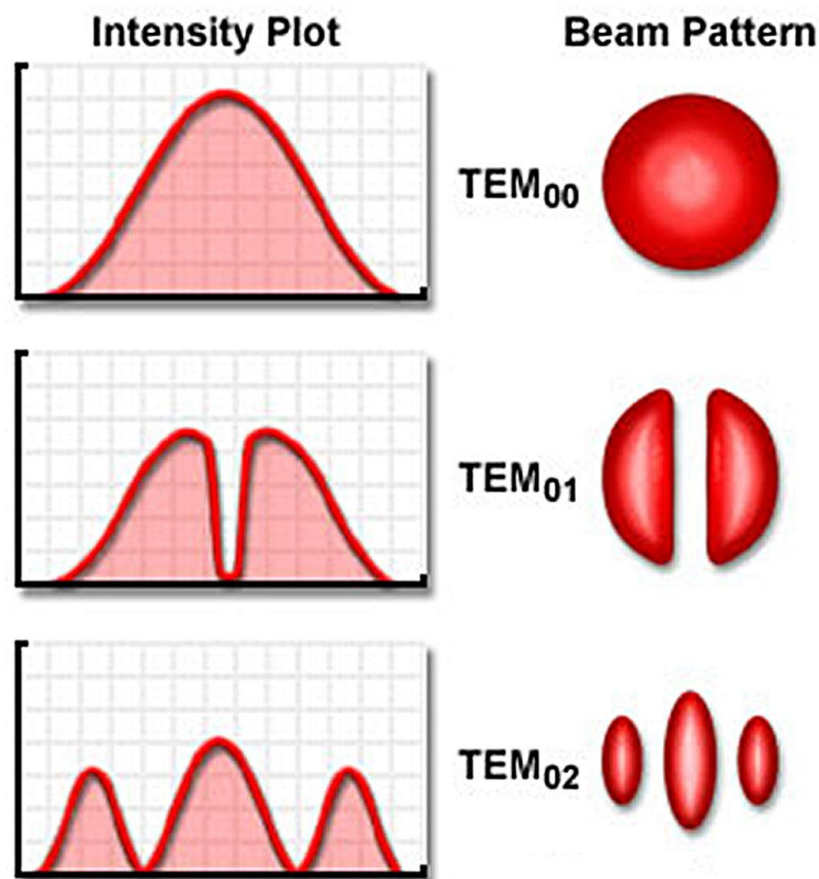


Módy otevřeného rezonátoru:

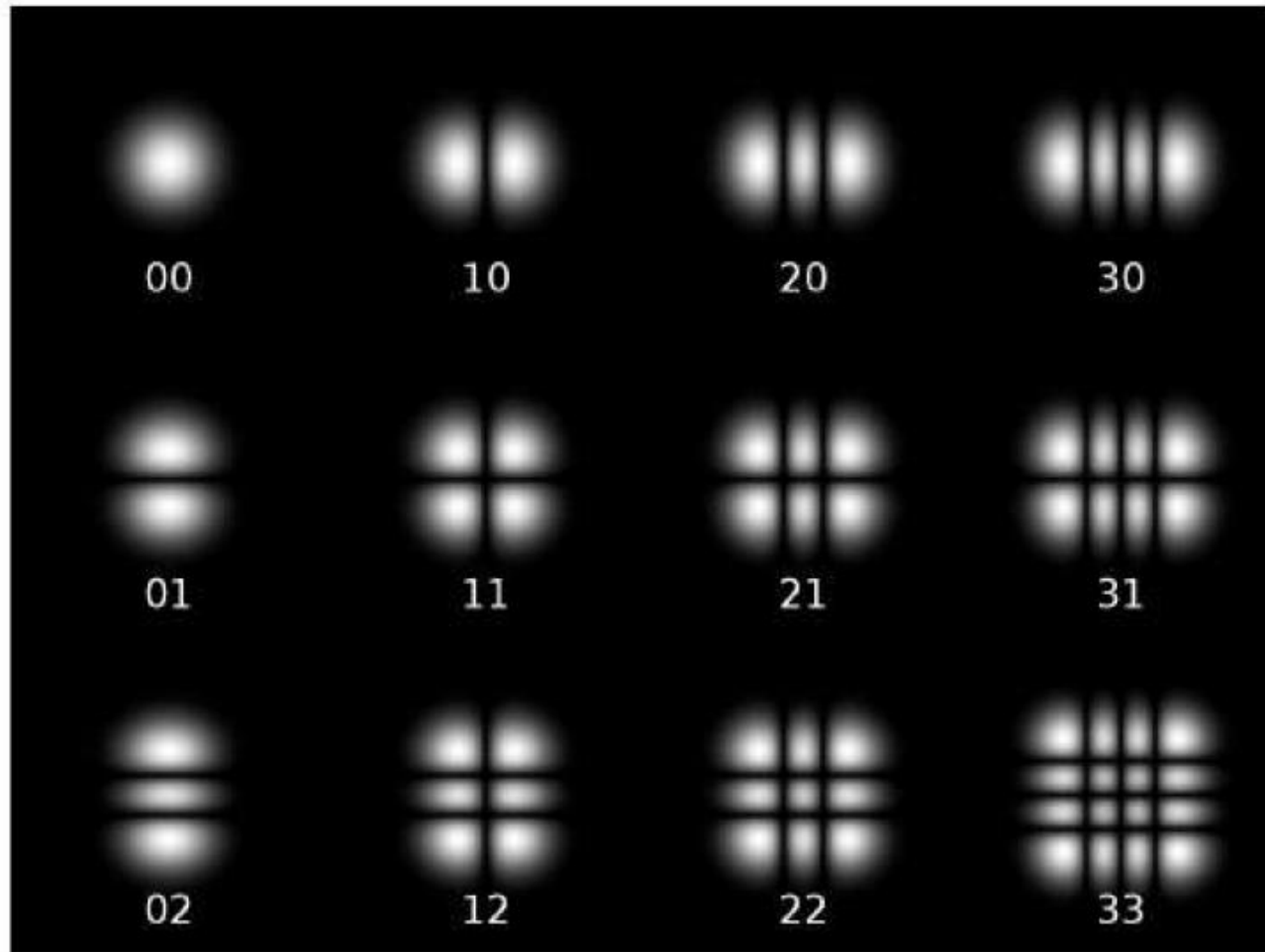
- ❑ **podélné módy** : rozložení světelného záření v podélném směru
- ❑ **příčné módy** : rozložení světelného záření v příčném směru

PŘÍČNÉ MÓDY REZONÁTORU

- Příčné módy jsou charakterizovány dvojicí čísel m a n . Tato čísla znamenají počet uzlů stojatého vlnění na osách (x , y) kolmých k optické ose. Počet uzlů stojatého vlnění / na optické ose je vysoký a neuvádí se. Základním módem je TEM_{00} , ve kterém má průběh intenzity záření Gaussův profil.

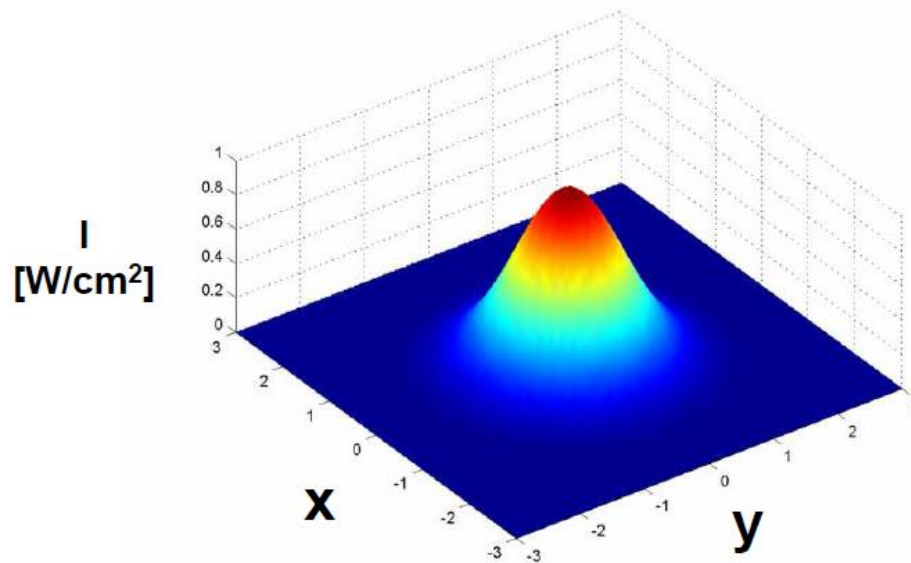


PŘÍČNÉ MÓDY REZONÁTORU

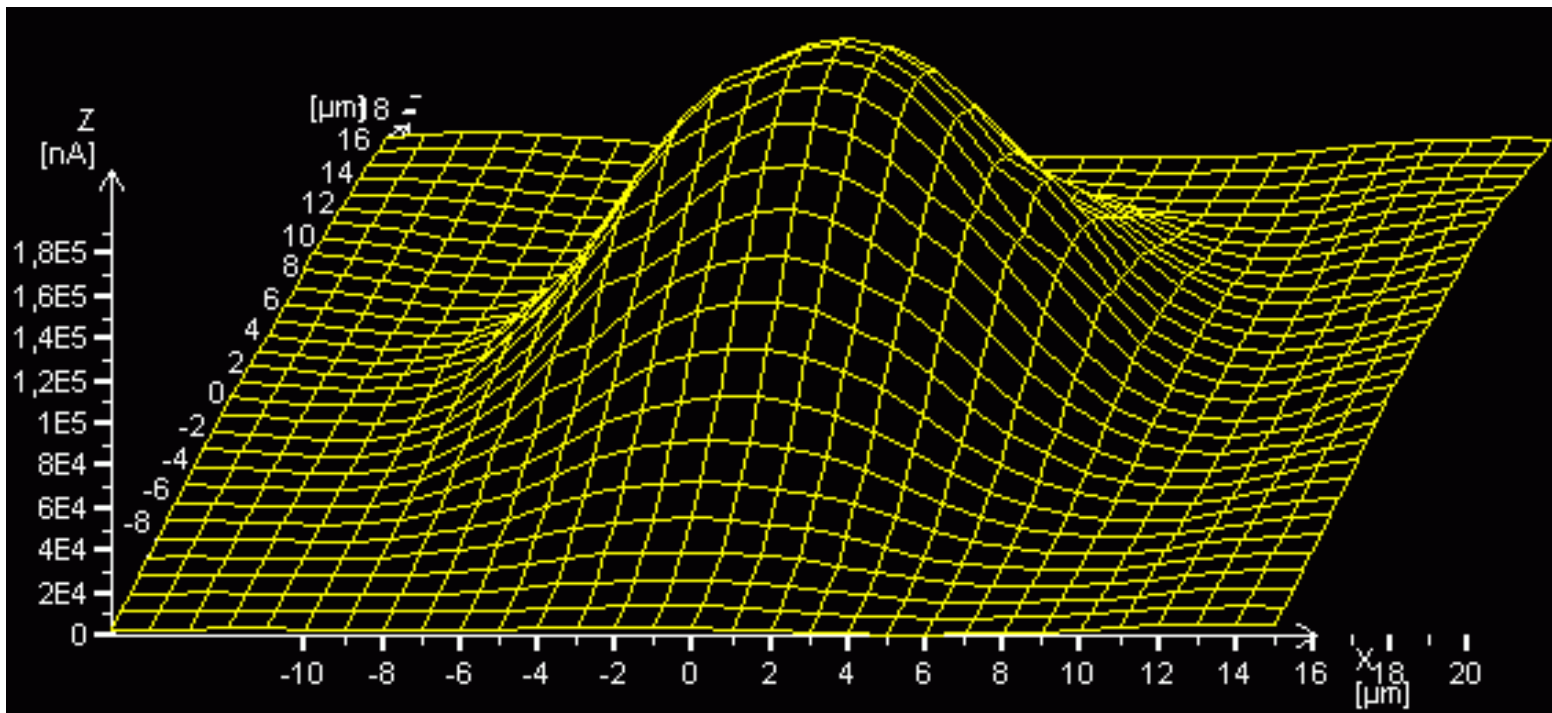


GAUSSŮV SVAZEK (PROFIL) MÓDU TEM₀₀

$f(x) = \exp(-x^2 / w_s^2)$ w_s = vzdálenost od osy rezonátoru,
na níž intenzita záření poklesne na
 $1/e$ osově intenzity



PROFIL FOKUSOVANÉHO LASEROVÉHO SVAZKU V JEHO OHNISKU



KOHERENCE ZÁŘENÍ

koherenční délka l_c – Souvisí s tím, po jak dlouhou dobu je vyzařována spojitá elektromagnetická vlna (kmitání o sinusovém průběhu).

$$l_c = c \cdot \tau$$

Heisenbergův princip neurčitosti: $\delta E \cdot \delta t \approx h / 2\pi$
 $h\delta\nu = \delta E \Rightarrow h\delta\nu \cdot \delta t \approx h / 2\pi \Rightarrow \delta\nu \approx 1 / 2\pi \delta t$

koherenční doba – τ

$$\Delta\nu = \frac{1}{\tau}$$

kde $\Delta\nu$ je šířka spektrálního intervalu

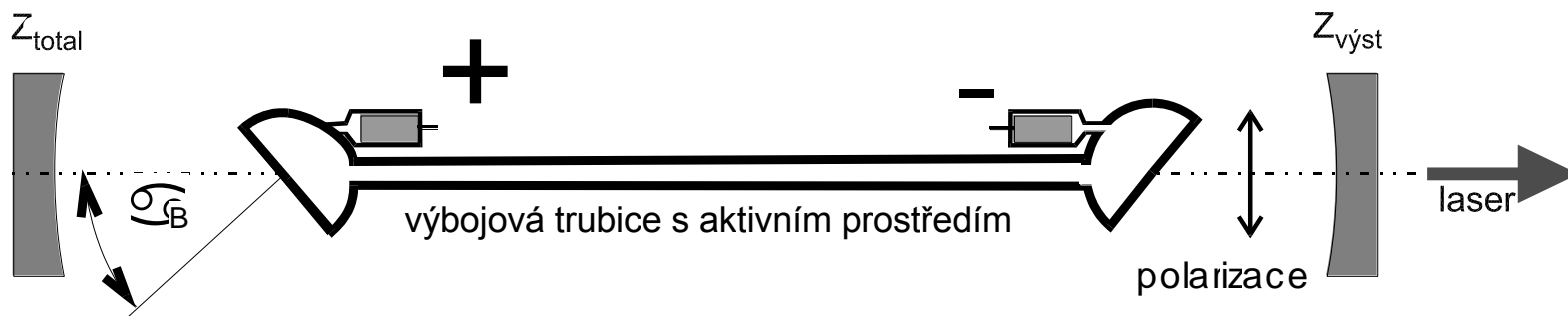
Obecně je možno chápat koherenci jako schopnost záření interferovat při vzájemných časových posunech emitovaného záření

BREWSTERŮV ÚHEL

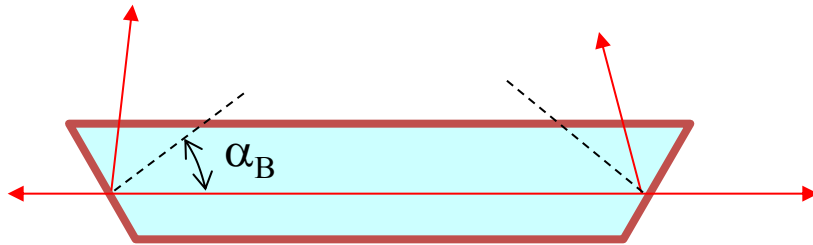
Výstupní okénka, oddělující prostor s nízkým tlakem od atmosféry jsou skloněny pod **Brewsterovým úhlem** a tvoří tak bezztrátovou optickou průchodku, která však jako vedlejší produkt způsobuje, že výstupní záření je lineárně polarizováno, což je vlastnost využitelná pro celou řadu aplikací. Pro velikost Brewsterova úhlu je možno odvodit z Fresnelových rovnic (udávajících intenzitu odraženého a lomeného světla), že platí:

$$\operatorname{tg}(\alpha_B) = n$$

Kde α_B je velikost Brewsterova úhlu a n relativní index lomu mezi prostředím na vstupu a výstupu.



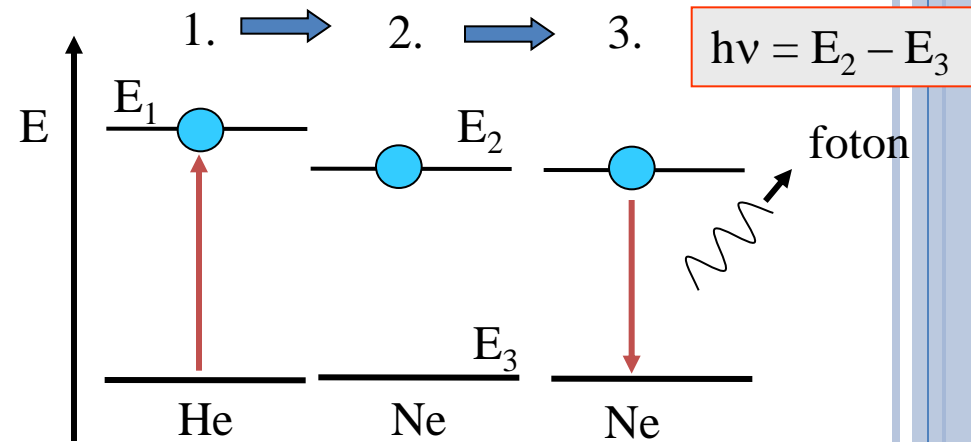
HE - NE A CO₂ LASER



1. Jsou-li výstupní okénka skloněna pod Brewsterovým úhlem, pak svazek laserových paprsků je lineárně polarizován
2. Skleněná výbojová trubice s náplní He (tlak asi 100Pa) a Ne (tlak asi 10 Pa).
3. U CO₂ laseru přebírá funkci He dusík a neonu molekula CO₂

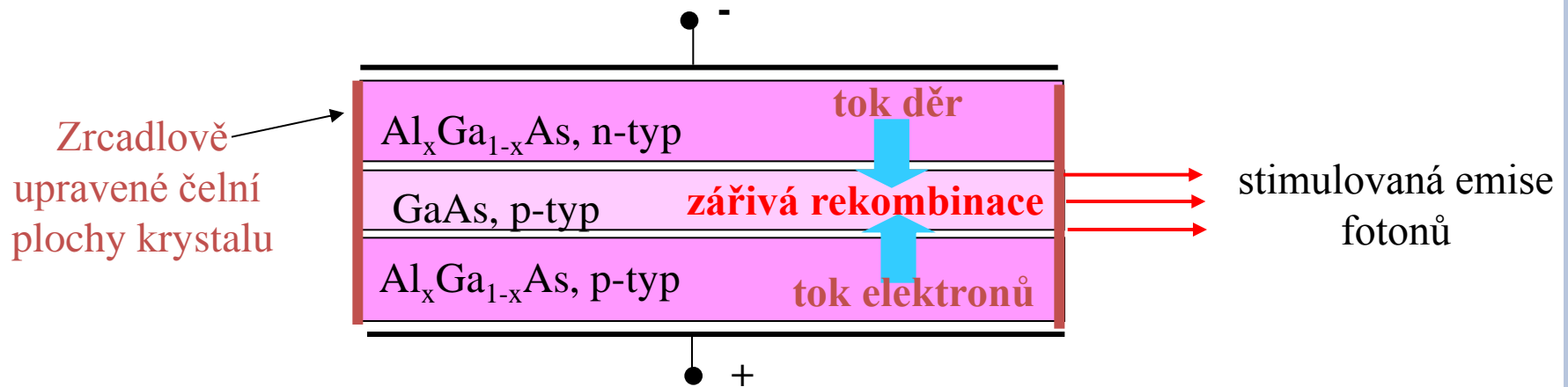
Typické kontinuální lasery.
 $\lambda(\text{He-Ne}) = 632.8 \text{ nm}$
 $\lambda(\text{CO}_2) = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$

Energiové schéma buzení (tzv. tříhladinový systém)



1. Výbojem se excituje atom He na E₁
2. Srážkou atomů He s Ne se excituje atom Ne do metastabilního stavu
3. Za přítomnosti elektrického pole o frekvenci ν_M vyzáří Ne foton stimulovaně, jinak spontánně

POLOVODIČOVÝ LASER



1. Vnější napětí uvedené polarity způsobí, že se v **opticky aktivní vrstvě krystalu GaAs** nahromadí současně velké množství elektronů a děr (s dostatečně dlouhou dobou života), které spolu mohou **rekombinovat** převážně jen **zářivými přechody**.
2. Zrcadlově upravené čelní plochy krystalu vytvářejí planparalelní **optický rezonátor** délky asi 1 mm. Ten zaručí, že při rekombinaci elektronů a děr vznikne stimulovaná emise fotonů.
3. Vlnová délka emitovaného světla je z intervalu 700 až 900 nm podle obsahu Al.
4. Na podobném principu pracují **luminiscenční fotodiody (LED)**. Nemají rezonátor a elektrony a díry v aktivním prostředí téměř hned rekombinují.

SOUHRN

- laserové záření má mnohem menší šířku čáry než emisní linie aktivního prostředí
- laser emituje záření odpovídající podélným (nebo i příčným) módům, podle konfigurace rezonátoru
- laser emituje jen na těch módech, jejichž zesílení je větší než prahové
- laserové záření vyniká vysokou koherencí
- je-li součástí optického systému prvek podporující určitou orientaci polarizace, je výstupní záření polarizováno.

LITERATURA

- HÁBOVČÍK, Peter. *Lasery a fotodetektory*. 1. vyd. Bratislava: Alfa, vydavateľstvo technickej a ekonomickej literatúry, 1990. 318 s. ISBN 80-05-00526-1.
- ENGST, Pavel a Milan HORÁK. *Aplikace laserů*. 1. vyd. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1989. 204 s.
- G.M. Hieftje, J.C. Travis, F. E. Lytle. *Lasers in Chemical Analysis*, The HUMANA Press. Inc. 1981
- D. L. Andrews, *Lasers in chemistry*, Springer – Verlag, Third edition, 1997
- N. Omenetto, *Analytical Laser Spectroscopy*, John Wiley & Sons, 18. 1. 1979