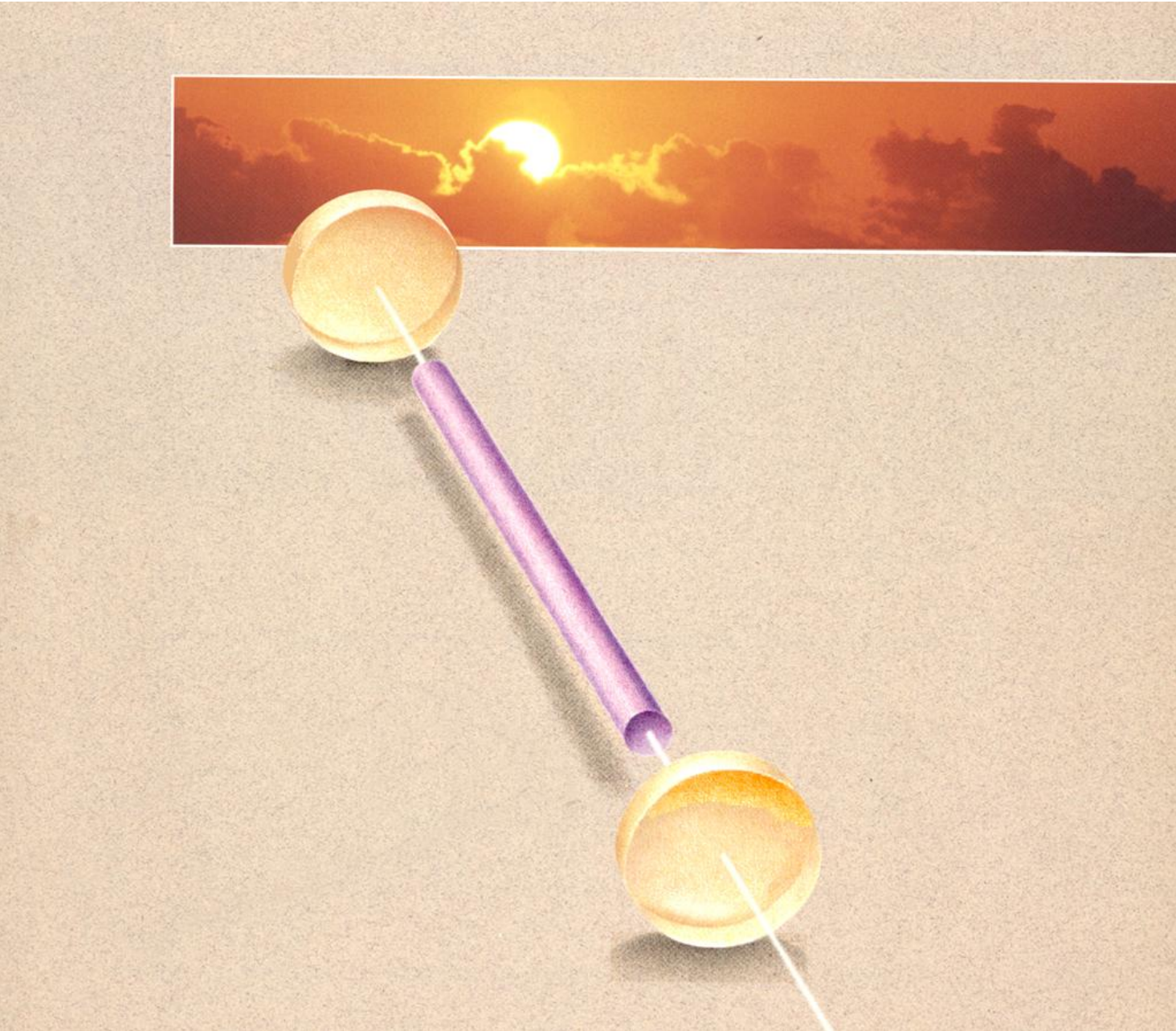


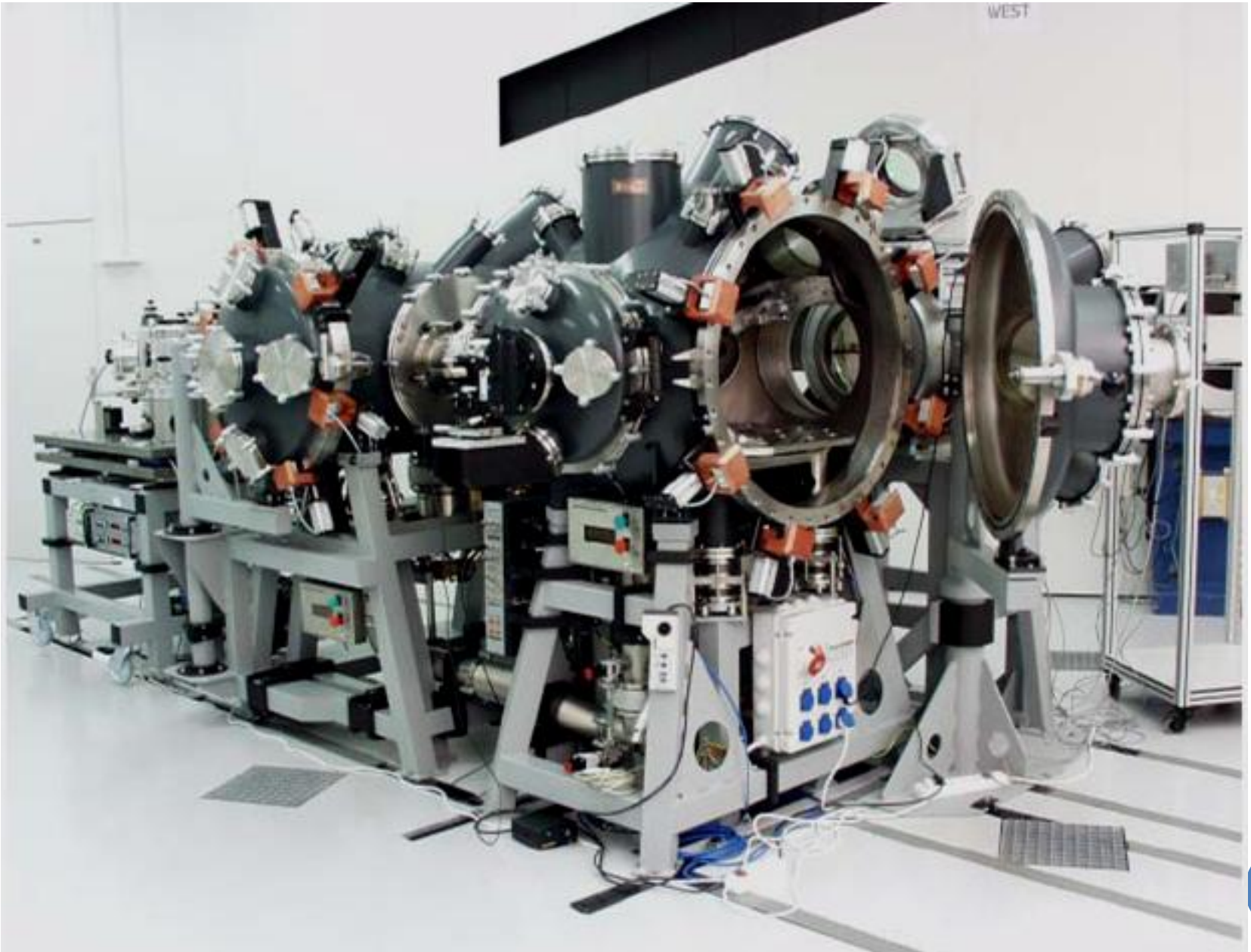


LASERY ZÁKLADY

Vítězslav Otruba

1





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 (lasery)
- Pro oblasti submilimetrových až centimetrových vln masery (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) – především jako nízkošumové zesilovače radiových signálů



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

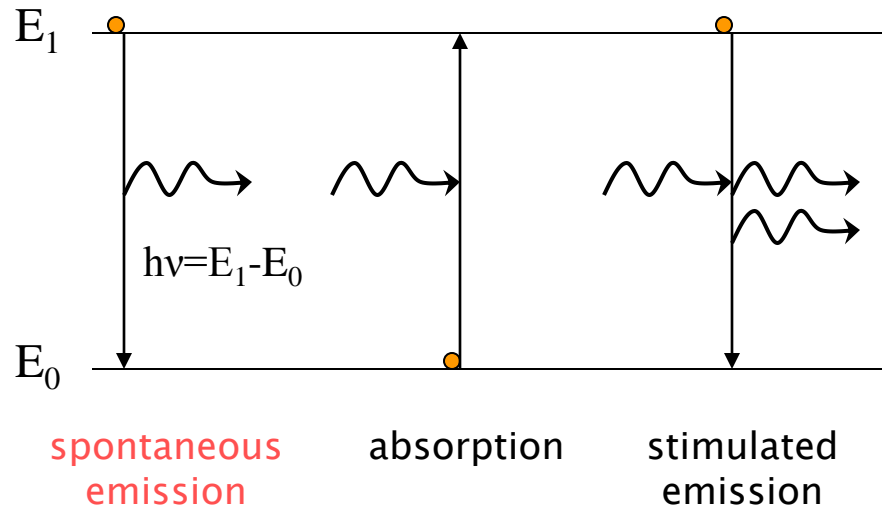


ROZDĚLENÍ LASERŮ JE MOŽNÉ PODLE

- 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



RADIATIVE PROCESSES



$$A \sim \Delta E^2 \sim \lambda^{-2}$$

Light intensity: $I(\nu) = N_u \cdot A \cdot h\nu$

Strong transitions:
E1 (electric dipole)

$$A \sim 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ for neutrals}$$

$$A \sim Z^4 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ for ions}$$

Weak transitions:
M1 (magnetic dipole),
E2 (electric quadrupole),
some E1 ($\Delta S \neq 0$)

$$A \sim 1-100 \text{ s}^{-1} \text{ for neutrals}$$

$$A \sim Z^{6-12} \text{ for ions}$$

Accuracy: $\sim 10\%$

RADIATIVE PROCESSES CONT'D

O I lines:

$^3P_1 - ^1D_2$

$^3P_2 - ^1D_2$

$^1D_2 - ^1S_0$



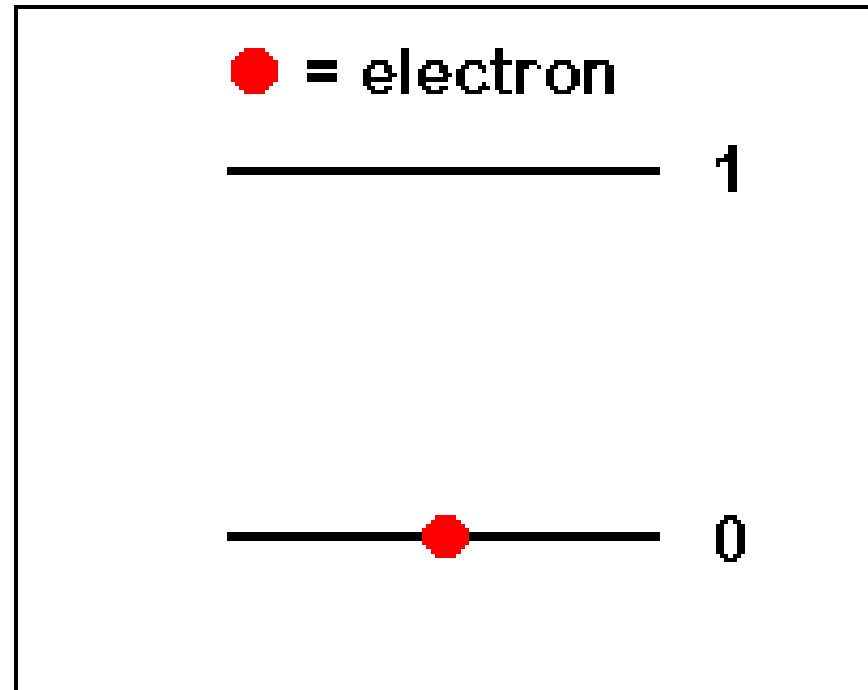
SPONTÁNNÍ EMISE

- Pravděpodobnost absorpce fotonu:

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

- Pravděpodobnost spontánní emise:

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



STIMULOVANÁ EMISE

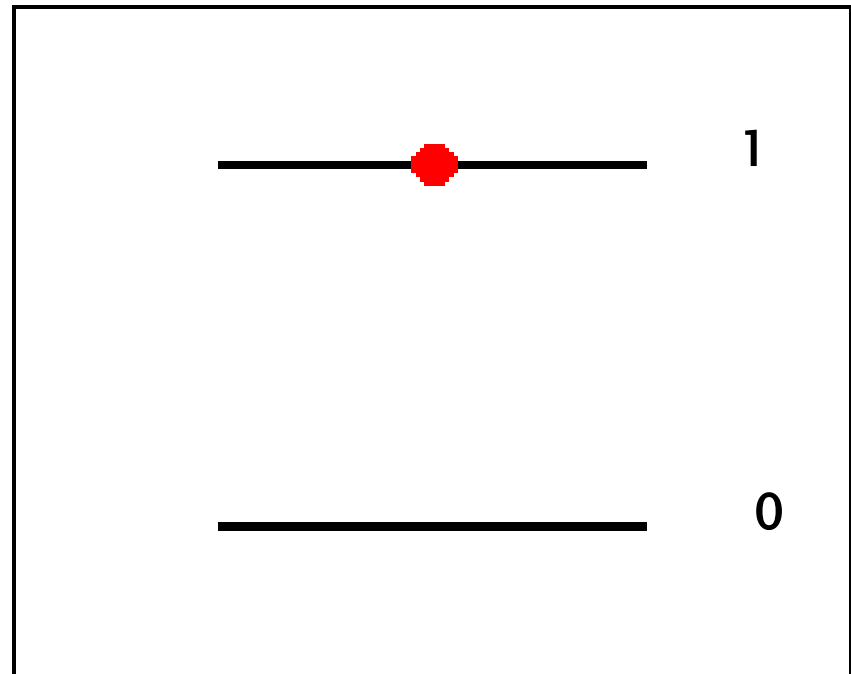
- Pravděpodobnost stimulované emise:

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

- Proces interakce se zářením:

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

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



INTERAKCE SE ZÁŘENÍM

Dvouhadinový 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:

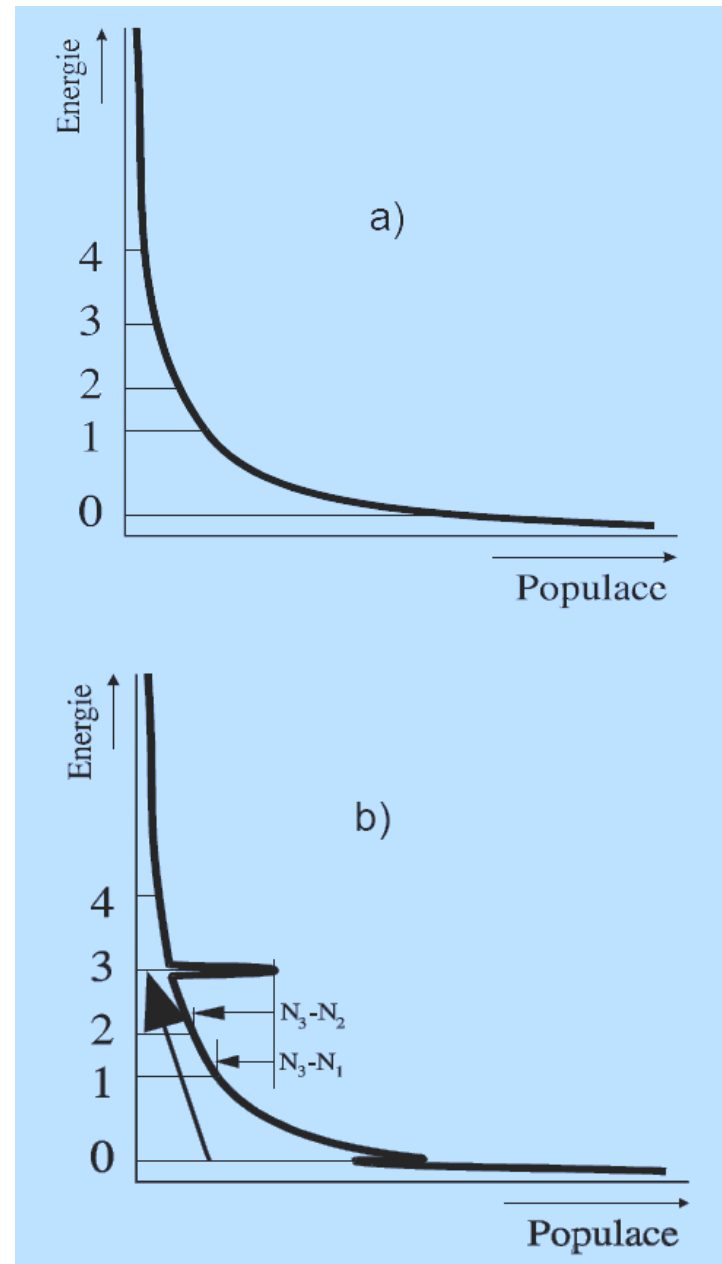
$$d\Phi / dt = h\nu (n_1 - n_0) B$$

- Podmínka pro zesílení záření:

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

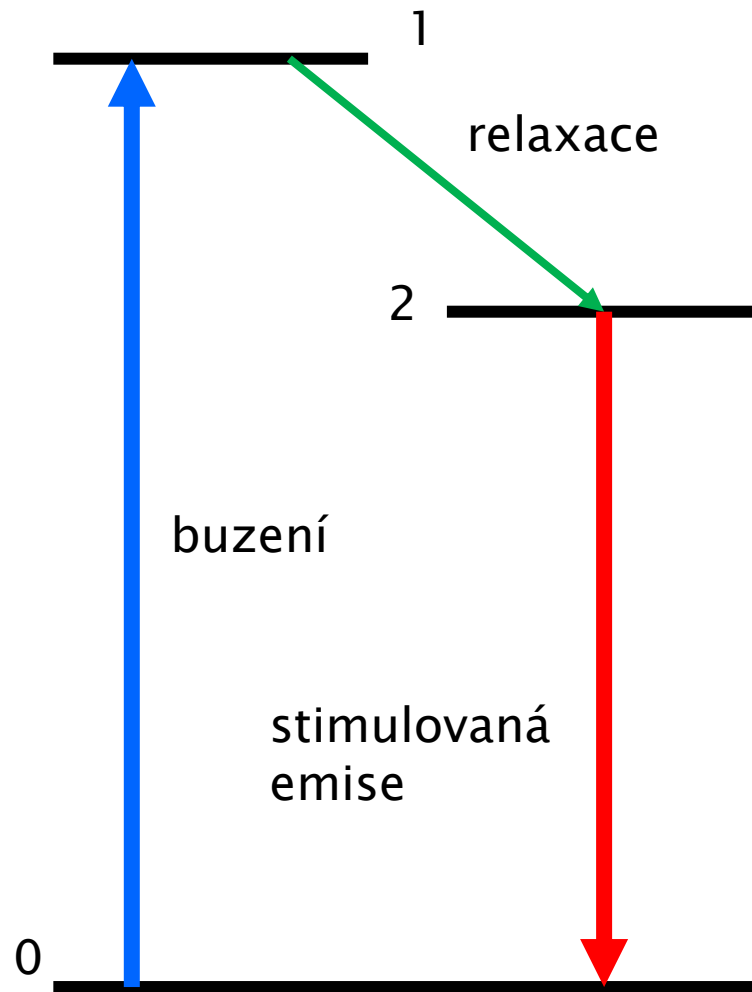
INVERZNÍ POPULACE

- 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.

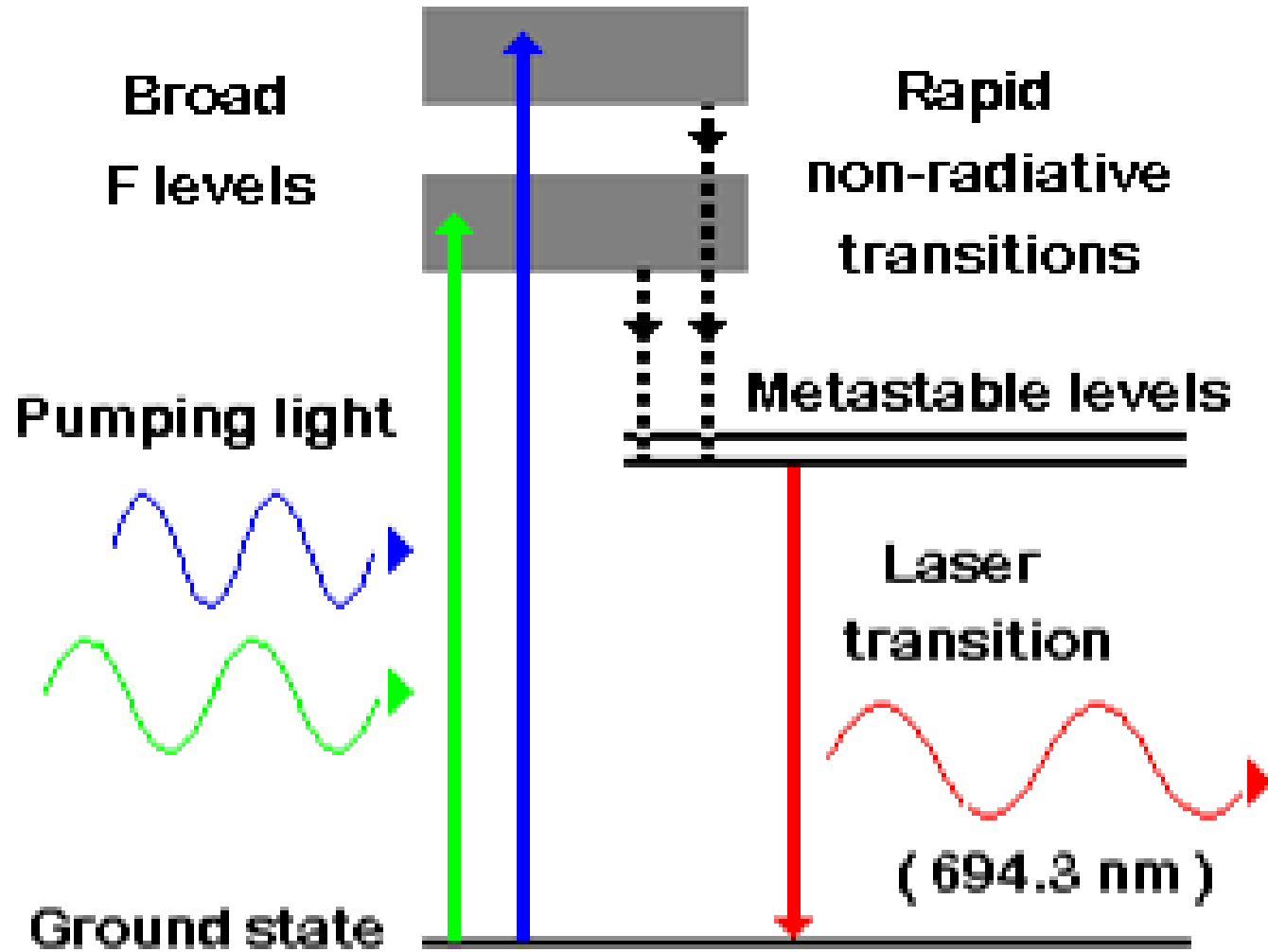


TŘÍHLADINOVÝ SYSTÉM

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

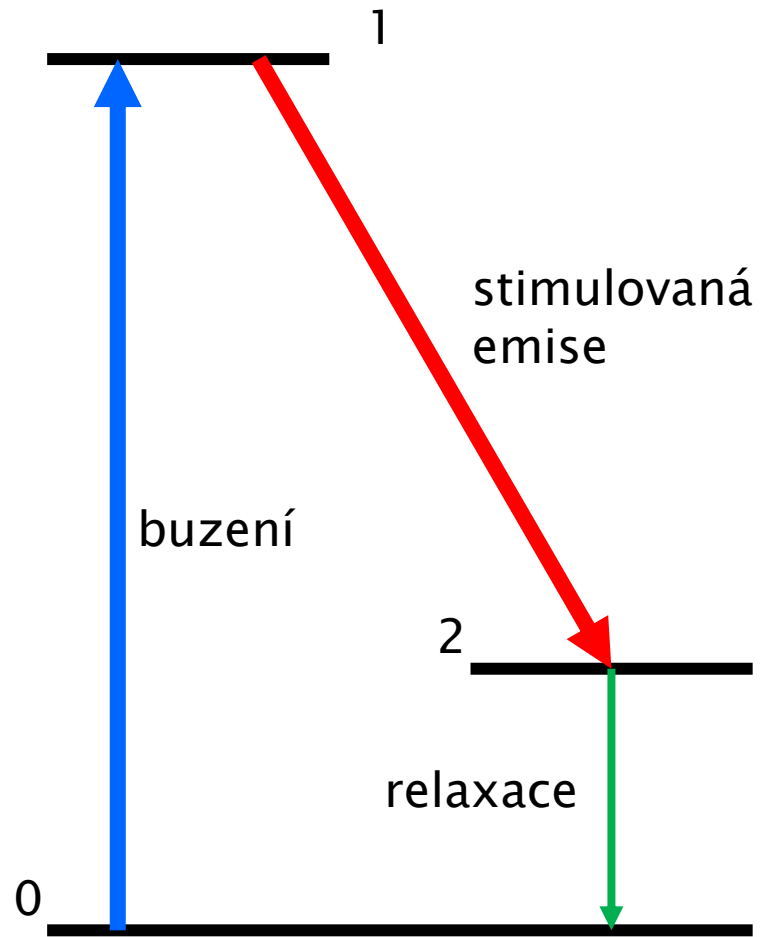


ENERGETICKÝ DIAGRAM RUBÍNOVÉHO LASERU



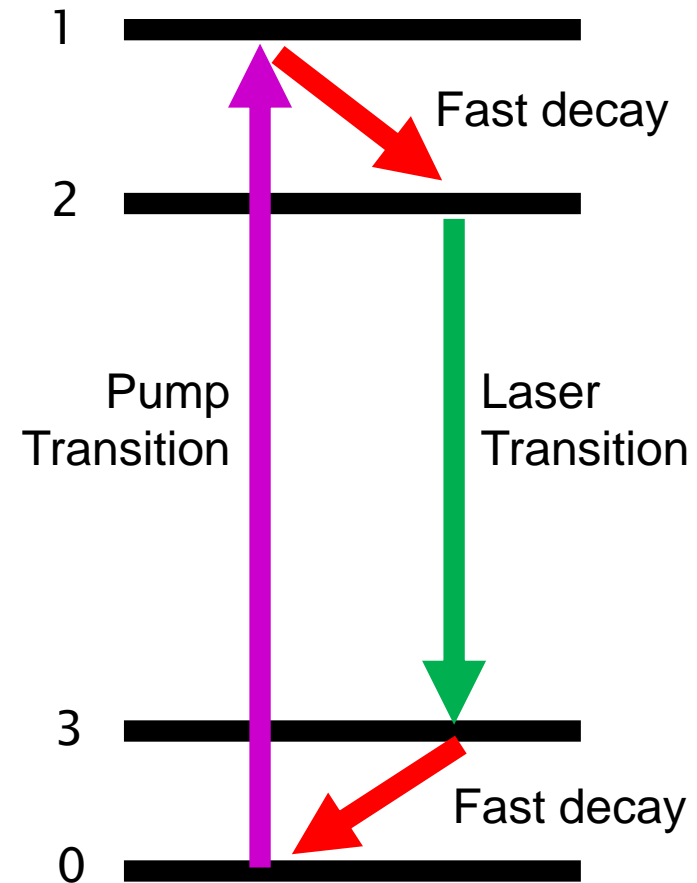
TŘÍHLADINOVÝ SYSTÉM

- 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



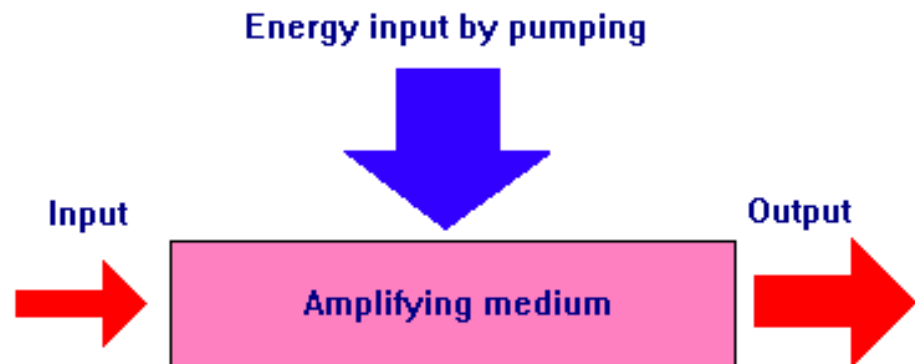
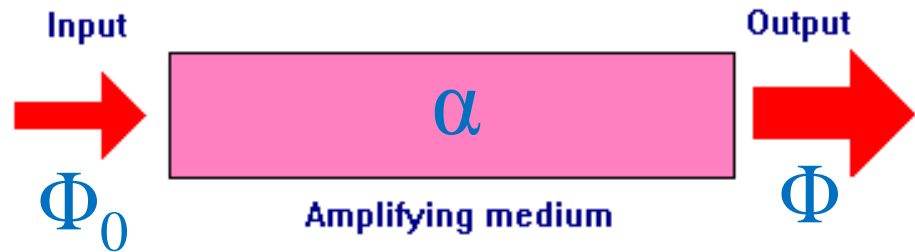
ZESÍLENÍ ZÁŘENÍ

- o Aktivní prostředí zesiluje vstupující záření:

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

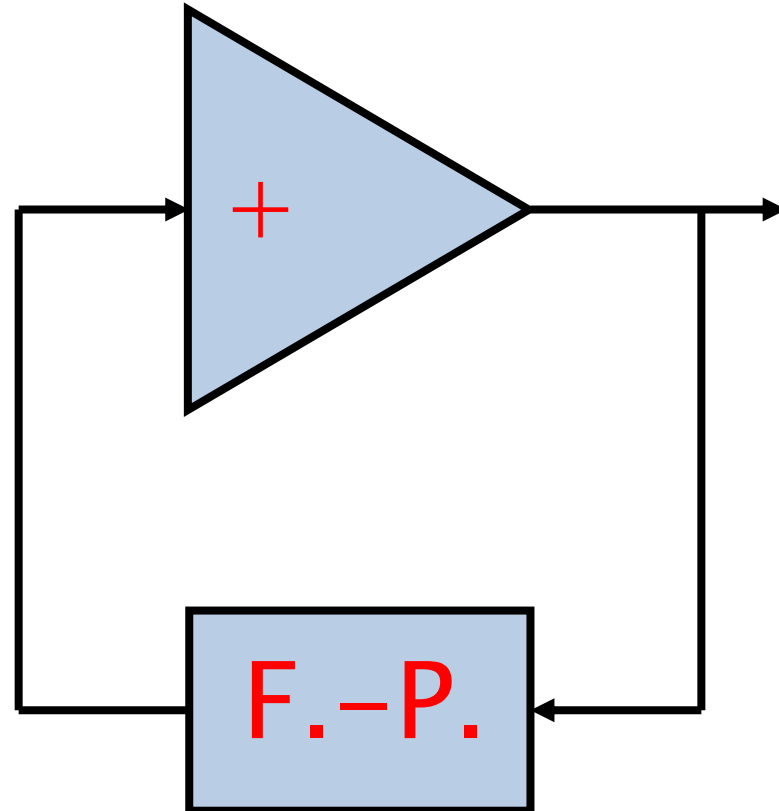
kde α je absorpční koeficient ($\alpha < 0$) a β jsou ztráty ($\beta > 0$)

l je 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

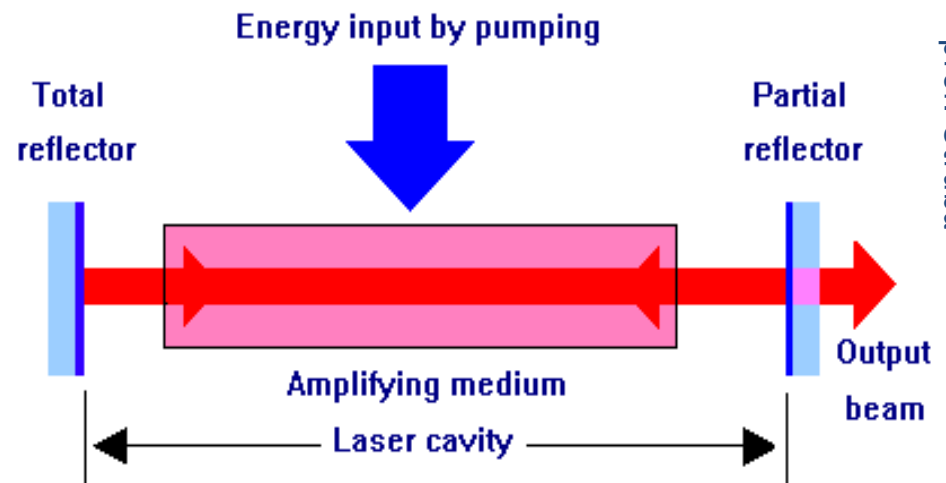


GENERACE ZÁŘENÍ LASEREM

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

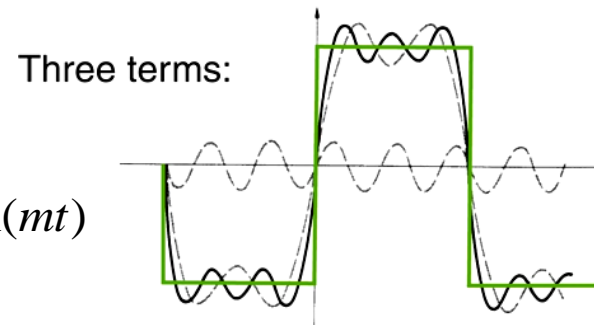
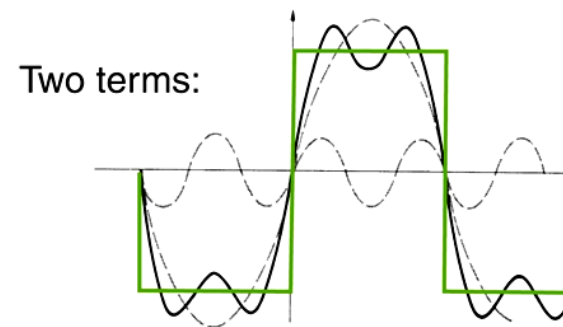
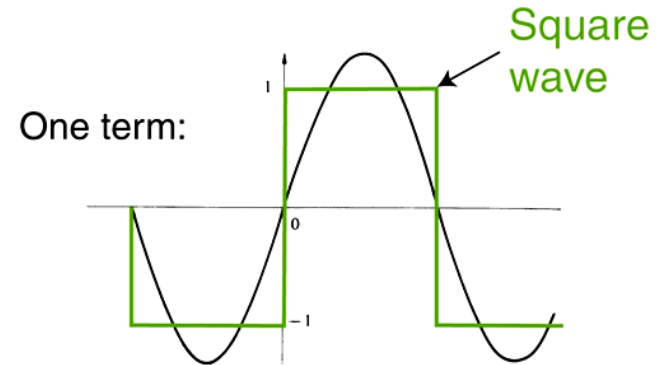
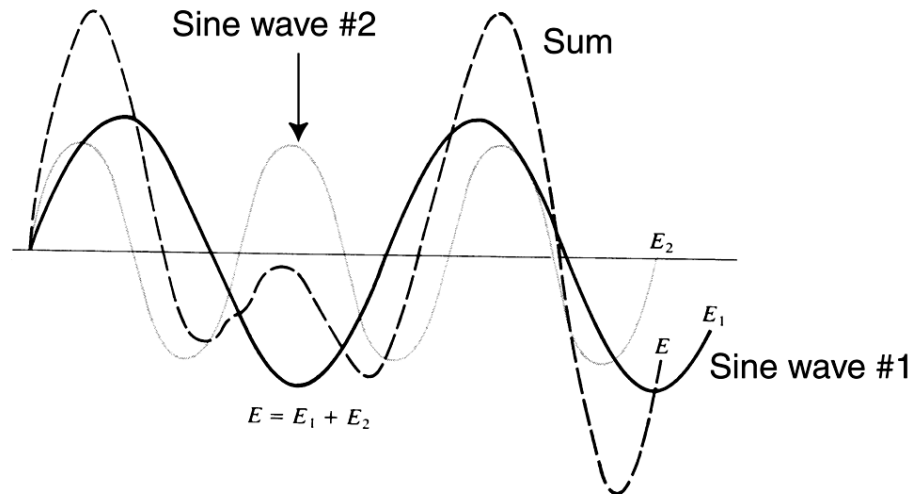
$$\Delta f \cong 1/(2\tau)$$

kde τ je šířka pulzu



FOURIER DECOMPOSING FUNCTIONS

ANHARMONIC WAVES ARE SUMS OF SINUSOIDS.

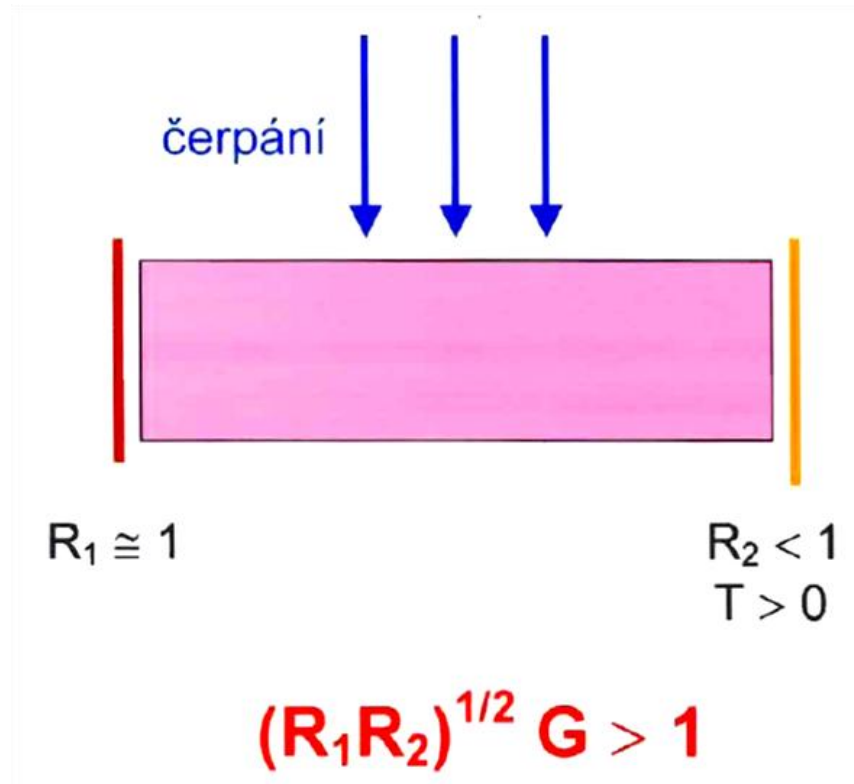


$$f(t) = \frac{1}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} F_m \cos(mt) + \frac{1}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} F'_m \sin(mt)$$

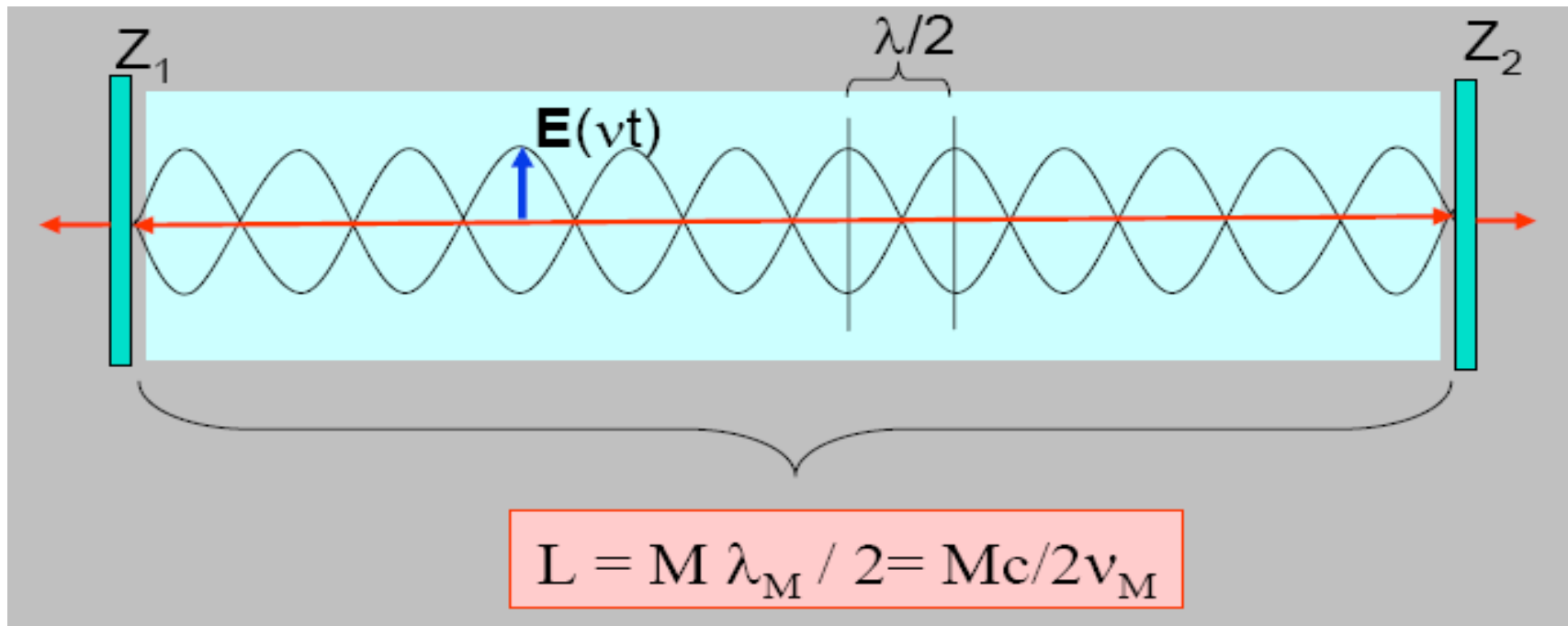
PODMÍNKY PRO GENERACI ZÁŘENÍ

- 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



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

- **Jakost rezonátoru Q** ($Q_{\text{FP}} \sim 10^8 - 10^9$)

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

- **pološířka rezonančního profilu:**

$$\Delta\nu = \nu_0/Q$$

- **pološířka podélných módů:**

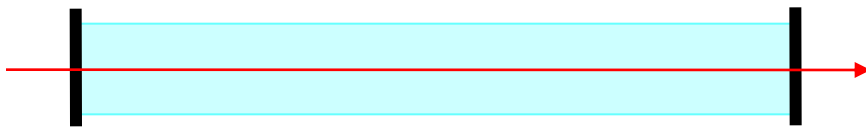
$$\Delta\lambda = \lambda_0^2(1-R)/4\pi R^{1/2}$$

- **doba života fotonu v rezonátoru:**

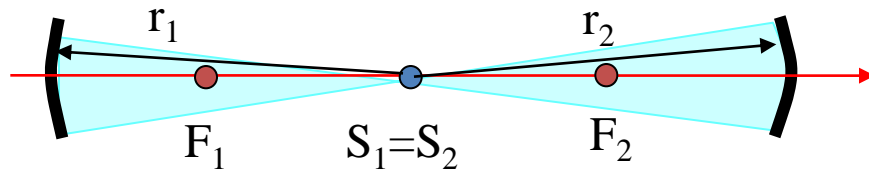
$$\tau = Q/(2\pi\nu_0)$$

OPTICKÉ REZONÁTORY

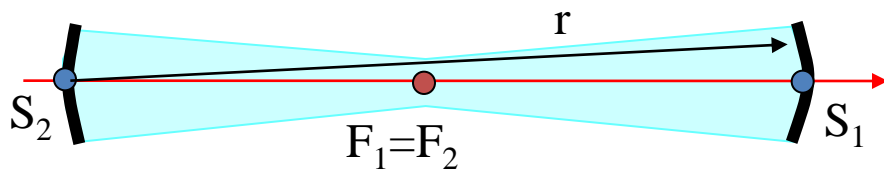
Objem optického (elektrického) pole náležející rezonátoru



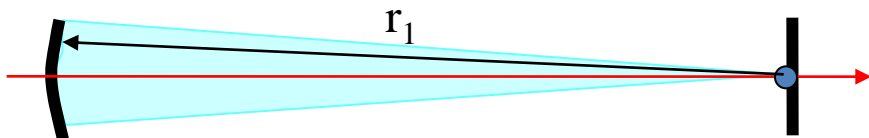
Planparalelní: $r_1 = r_2 = \infty$



Koncentrické: $r_1 = r_2 = L/2$

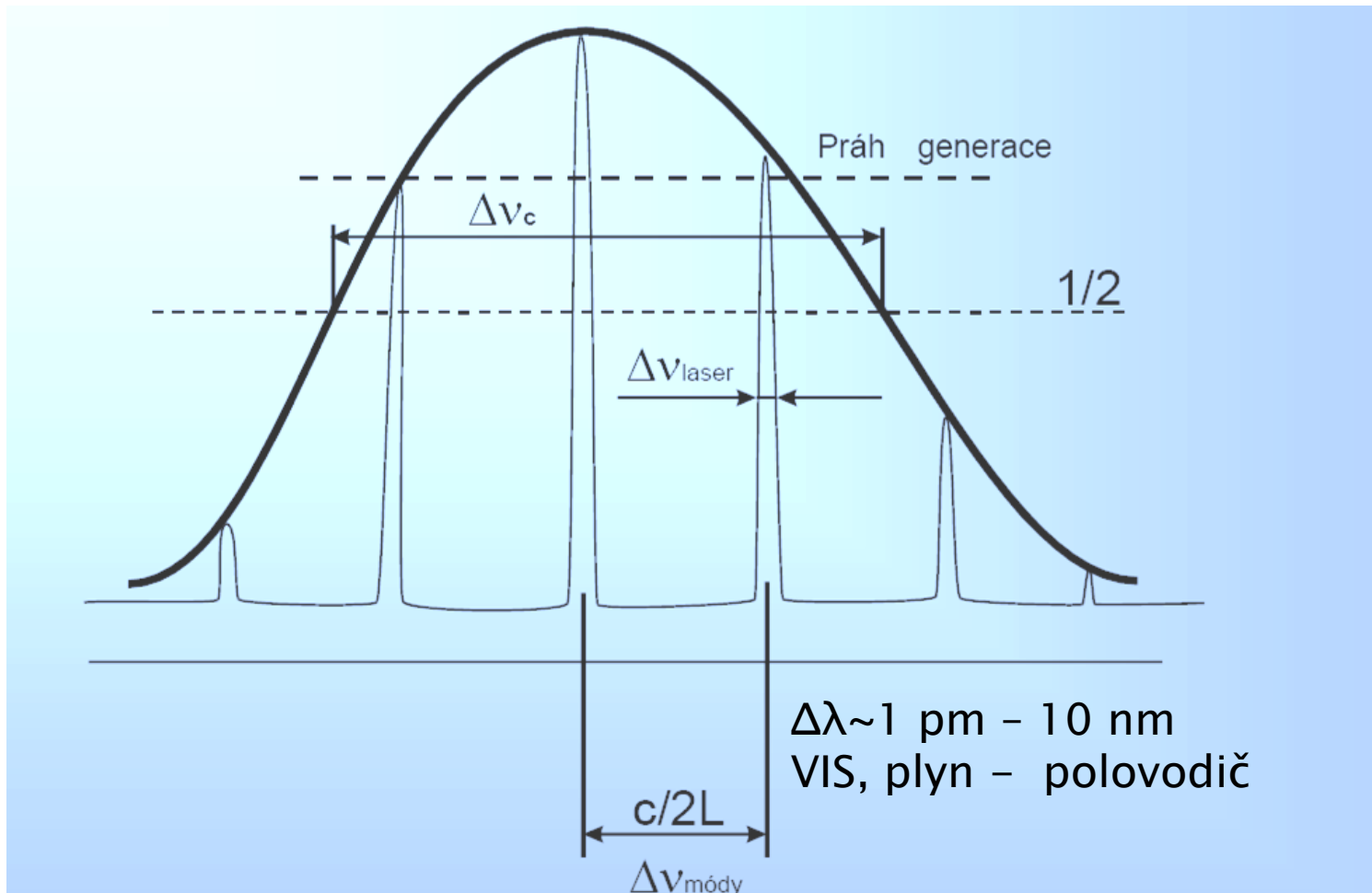


Konfokální: $r_1 = r_2 = r = L/4$



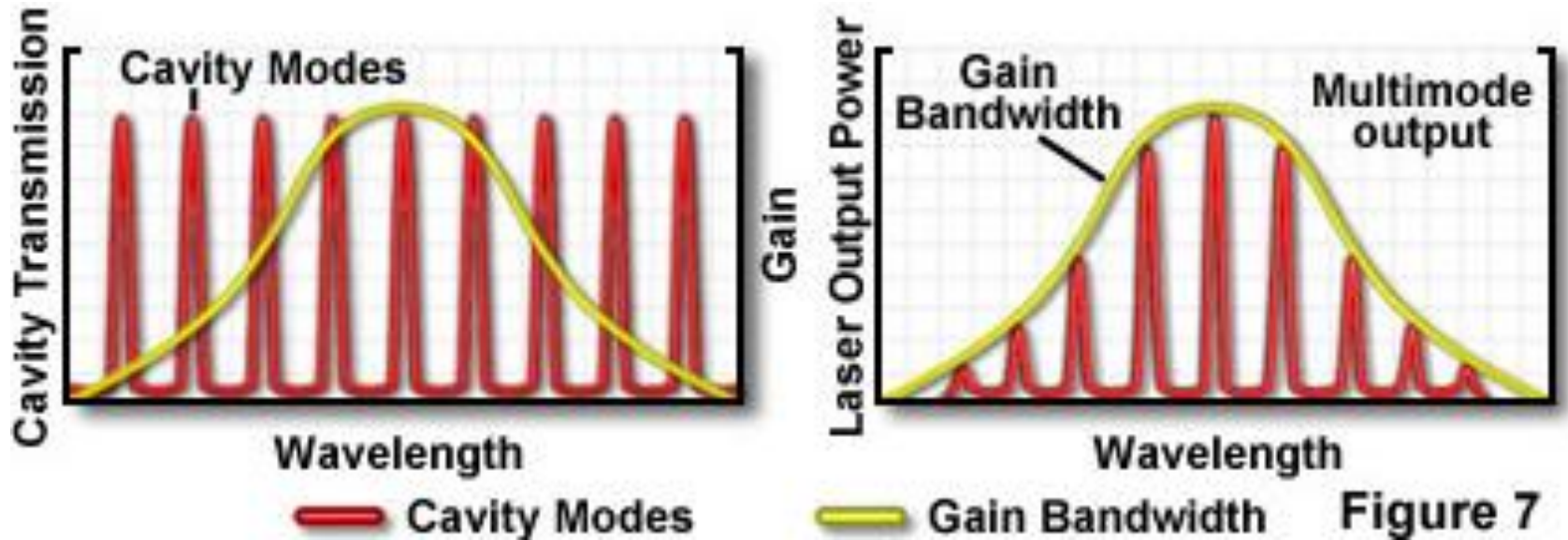
Hemisférické: $r_1 = L, r_2 = \infty$

SPEKTRÁLNÍ ŠÍŘKA ČÁRY A LASEROVÉ MÓDY



Na obrázku jsou znázorněny jednotlivé rezonance základního podélného módu.

REZONANČNÍ MÓDY REZONÁTORU A ŠÍŘKA PÁSMA ZESÍLENÍ AKTIVNÍHO PROSTŘEDÍ

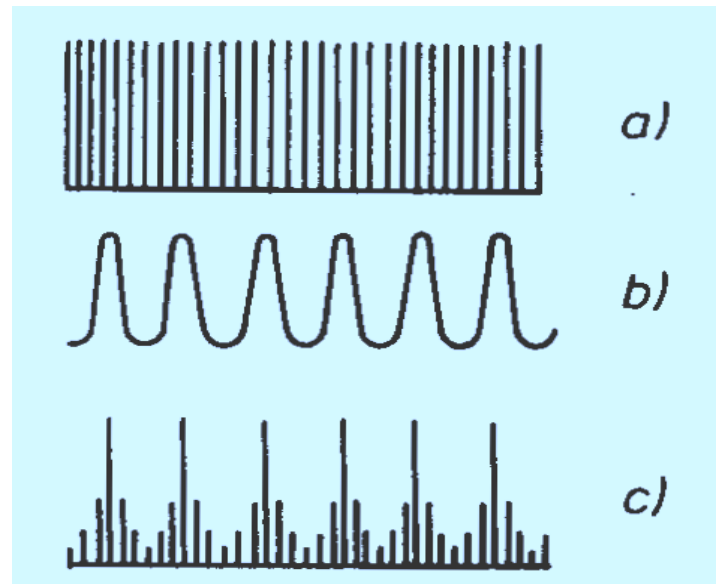
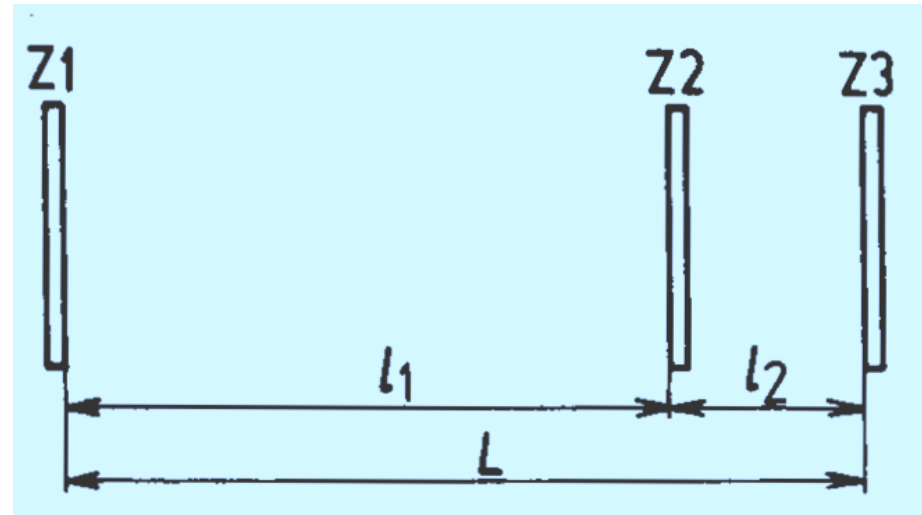


SVÁZANÉ REZONÁTORY

L – délka otevřeného rezonátoru

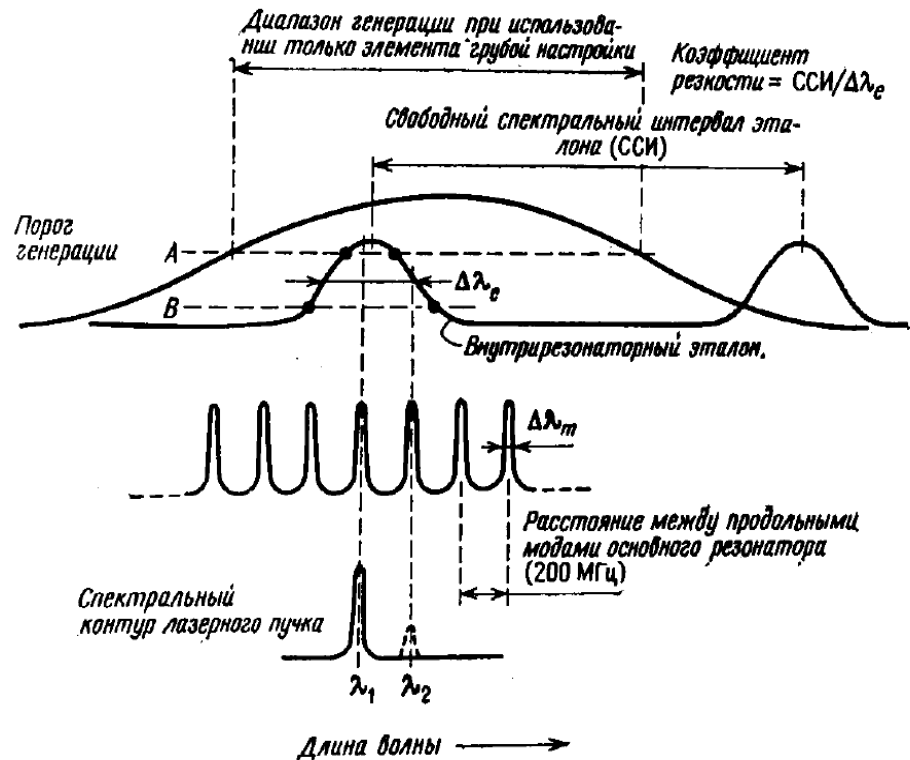
l_1, l_2 – vzdálenost vnitřních zrcadel

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

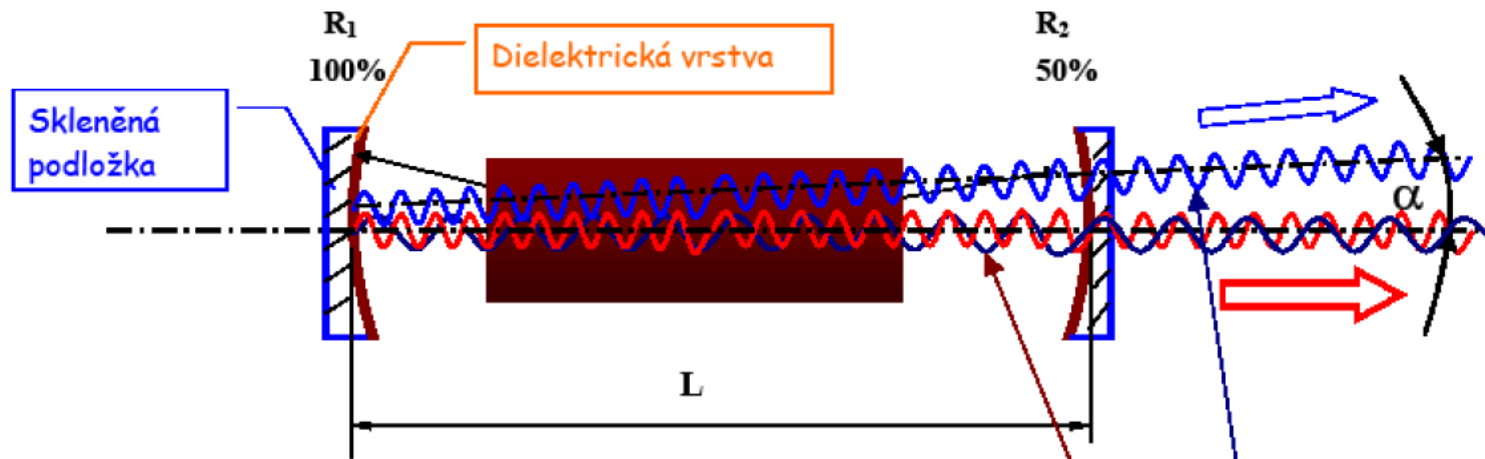


JEDNOMÓDOVÝ LASER

- Kombinací rezonančních módů rezonátoru, vnitřního FP etalonu či Lyotova filtru a šířky pásma zesílení dojde ke generaci pouze jednoho podélného módu



OTEVŘENÝ OPTICKÝ REZONÁTOR

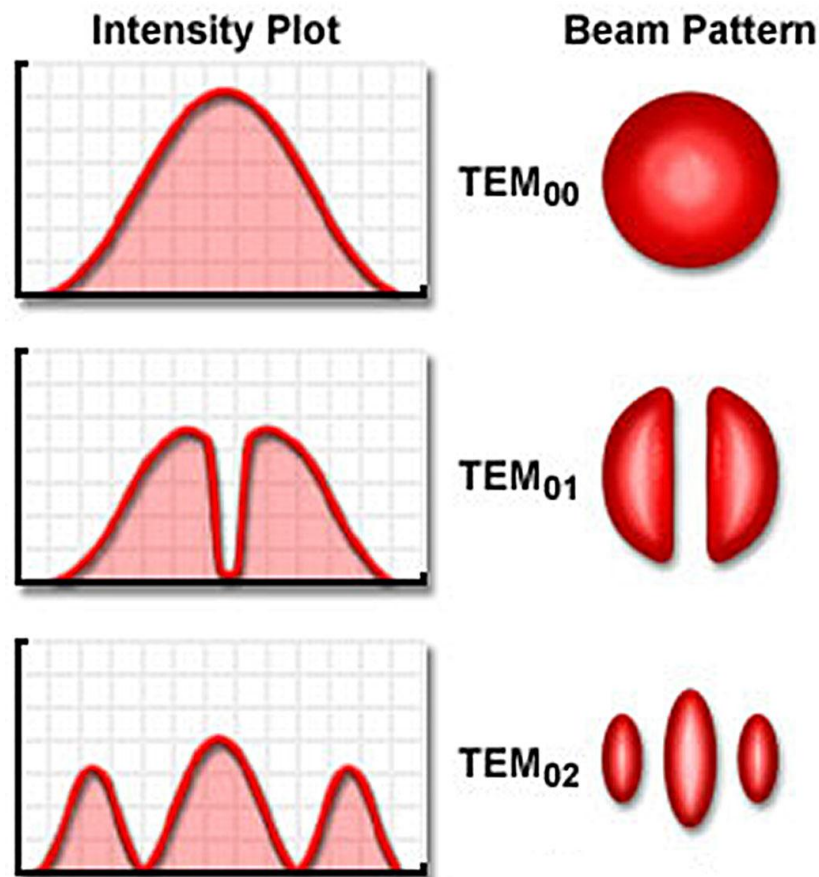


Módy otevřeného rezonátoru:

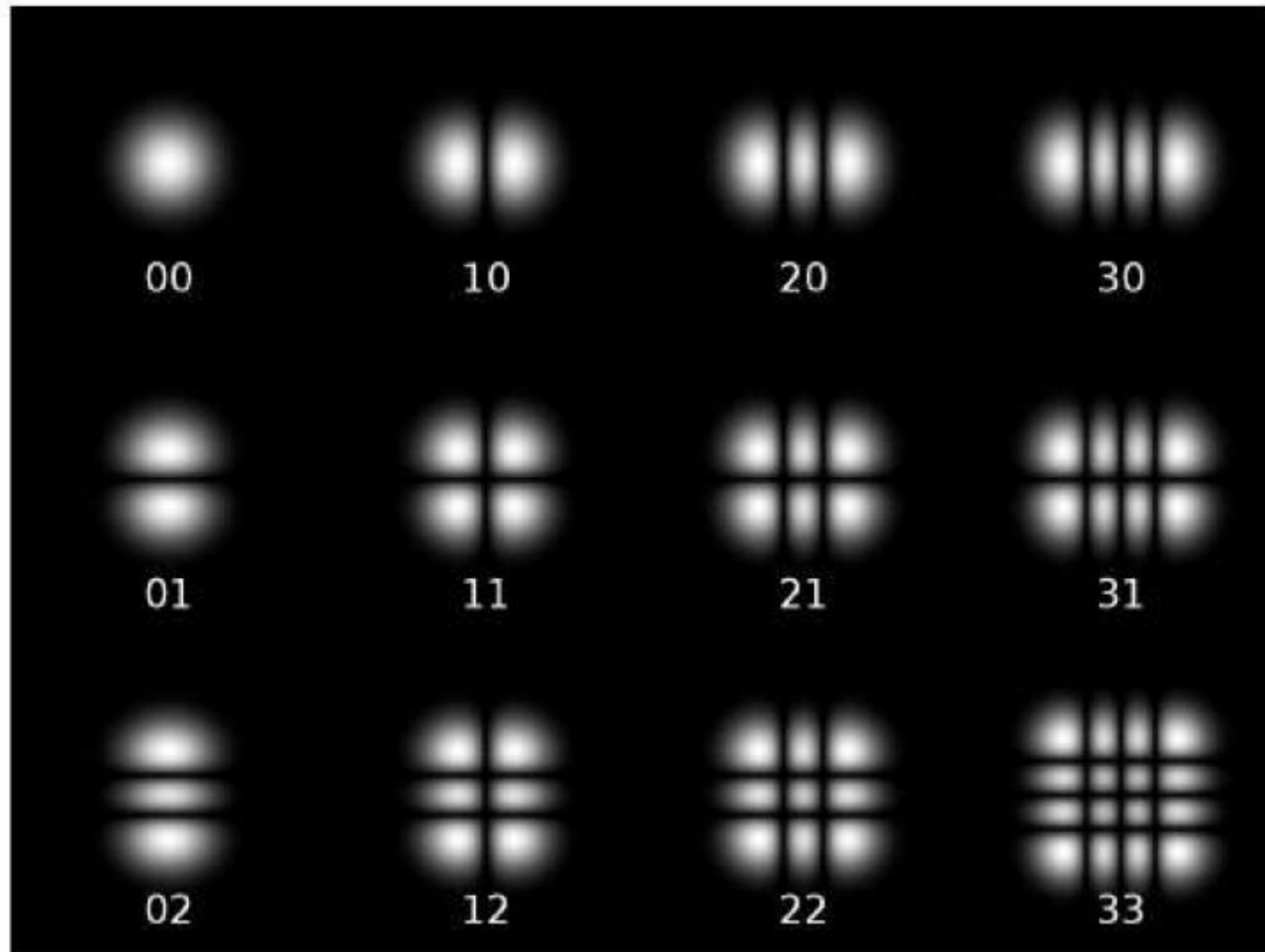
- ❑ **podélné módy** : rozložení světelného záření v podélném směru
- ❑ **příčné módy** : rozložení světelného záření v příčném směru

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.

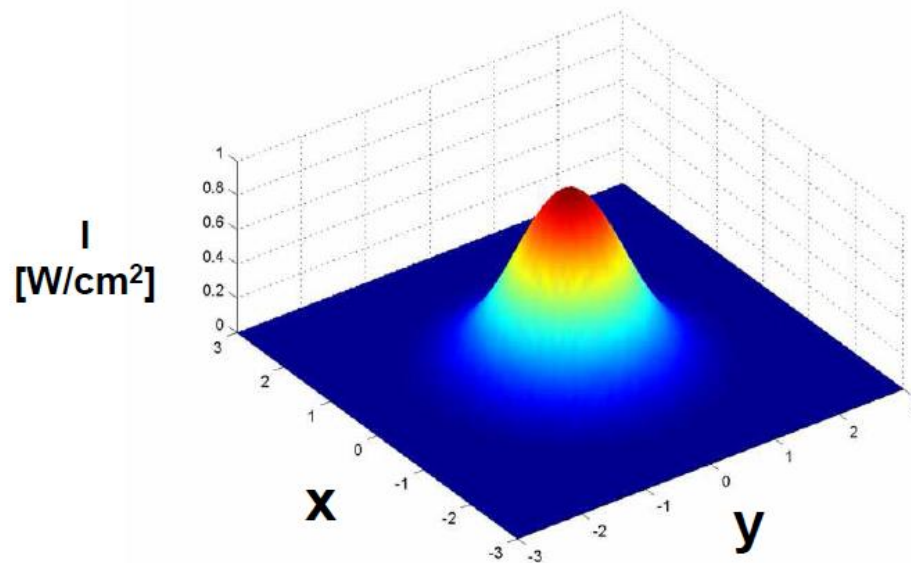


PŘÍČNÉ MÓDY REZONÁTORU

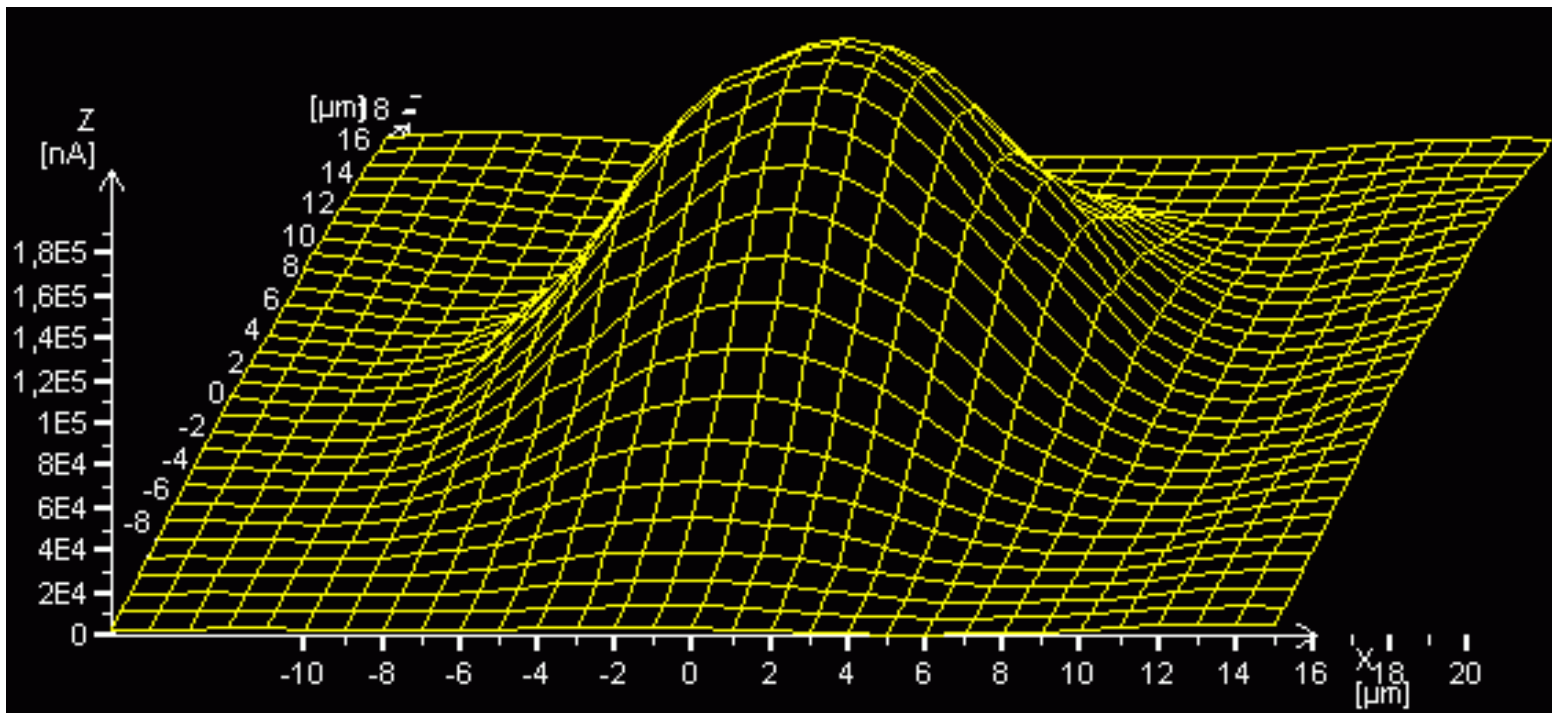


GAUSSŮV SVAZEK (PROFIL) MÓDU TEM₀₀

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



PROFIL FOKUSOVANÉHO LASEROVÉHO SVAZKU V JEHO OHNISKU

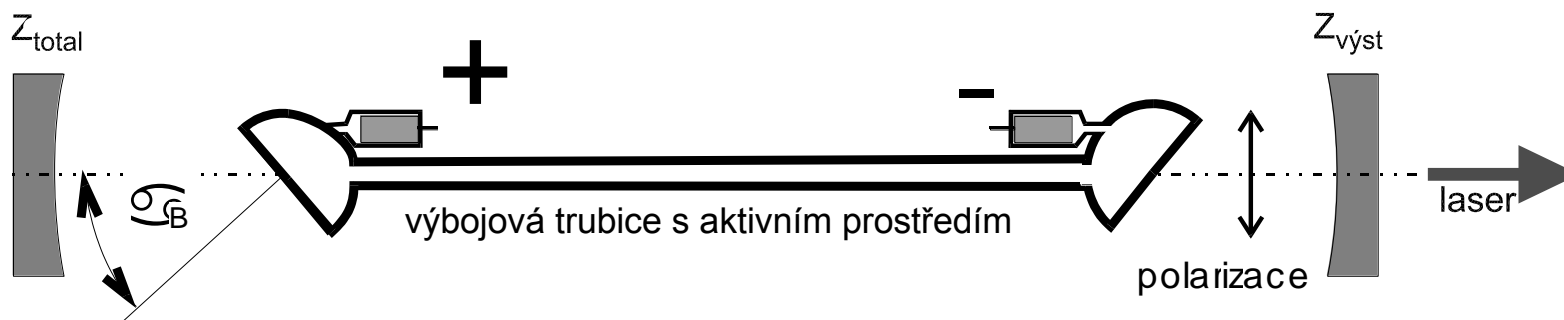


BREWSTERŮV ÚHEL

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, 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.



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

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.