

Emise záření

Vítězslav Otruba

Úvod – základní pojmy





- ▶ Foton, absorpce a emise
- ▶ Elektromagnetické záření
- ▶ Přehled názvů, symbolů a jednotek zářivé energie
- ▶ Plazma
- ▶ Pojem teploty
- ▶ Termodynamická rovnováha

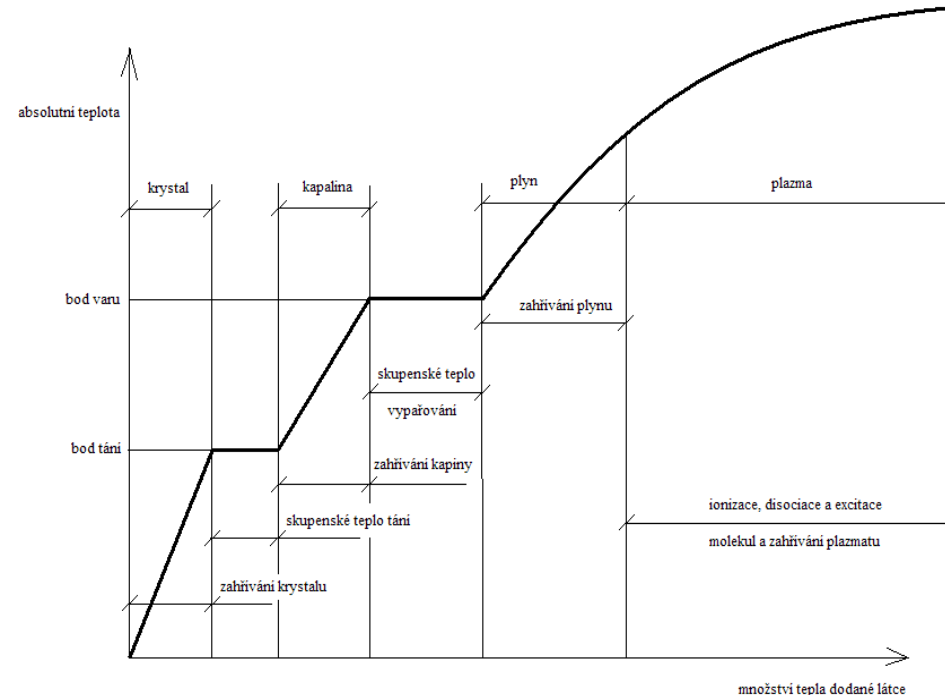
Absorpce a emise fotonu

- ▶ Planckův vztah: $E = h\nu$
- ▶ Atomy a molekuly vykazují diskrétní energetické stavy, které lze získat řešením stacionární Schrödingerovy rovnice:
$$H\Psi = E\Psi$$
- ▶ Absorpce a emise fotonů je spojena s přechody mezi těmito stavy

Co je plazma?

- ▶ Plazma je kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic vykazující kolektivní chování (F.F.Chen)
- ▶ Za kolektivní chování se považují ty pohyby částic, které závisí nejen na lokálních podmínkách, ale i na stavu plazmatu ve vzdálenějších oblastech

Pevná látka	Kapalina	Plyn	Plazma
Příklad	Příklad	Příklad	Příklad
Led H_2O	Voda H_2O	Pára H_2O	Ionizovaný plyn $H^+ + H^+ + 2e^-$
Studený $T < 0\text{ °C}$	Teplá $0\text{ °C} < T < 100\text{ °C}$	Horký $T > 100\text{ °C}$	$T > 10\,000\text{ °C}$
			
Molekuly jsou fixovány v mřížce	Molekuly se mohou volně pohybovat	Molekuly se mohou volně pohybovat, větší vzdálenosti	Ionty a elektrony se mohou nezávisle pohybovat, větší vzdálenosti



Teplota plazmatu

- ▶ **Kinetická teplota** odpovídá střední kinetické energii uvažovaného souboru částic
- ▶ **Excitační teplota** odpovídá obsazení energetických hladin podle Boltzmannova rozdělení
- ▶ **Ionizační teplota** odpovídá stupni ionizace podle Sahaovy rovnice
- ▶ **Zářivá teplota** odpovídá Planckovu vyzařovacímu zákonu

Kinetická teplota

Je určena střední kinetickou energií částic E_{st} .

Pro maxwellovské rozdělení rychlostí

$$F(v) = \frac{dn}{n_0 dv} = 4 \left(\frac{m}{2kT_{kin}} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_{kin}} \right)$$

platí $E_{st} = 1/2 kT_{kin}$ na každý stupeň volnosti.

$$kT \approx 1eV \approx 11600K$$

Excitační teplota

T_{exc} je parametrem Boltzmannova rozdělení, popisujícího obsazení energetických hladin atomů či iontů:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{E_1 - E_0}{kT_{exc}}\right)$$

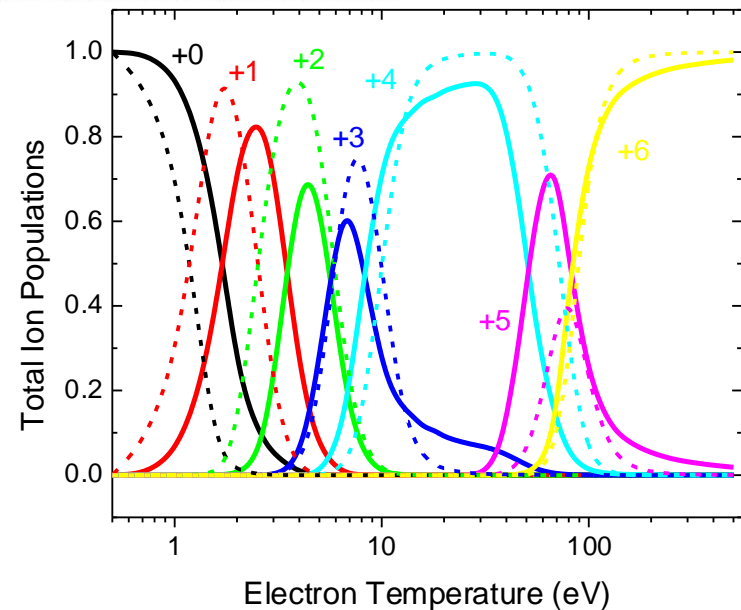
Příklad: $n_1/n_0 = 3,4 \cdot 10^{-4}$ ($g_0 = g_1$; $\lambda = 300$ nm, 6000 K)

Ionizační teplota

T_{ion} vystupuje v Sahově rovnici popisující ionizační rovnováhu:

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = \left(\frac{2\pi m_e k T_{ion}}{h^3} \right)^{\frac{3}{2}} 2 \frac{Z_i}{Z_a} \exp\left(-\frac{E_i}{k T_{ion}} \right)$$

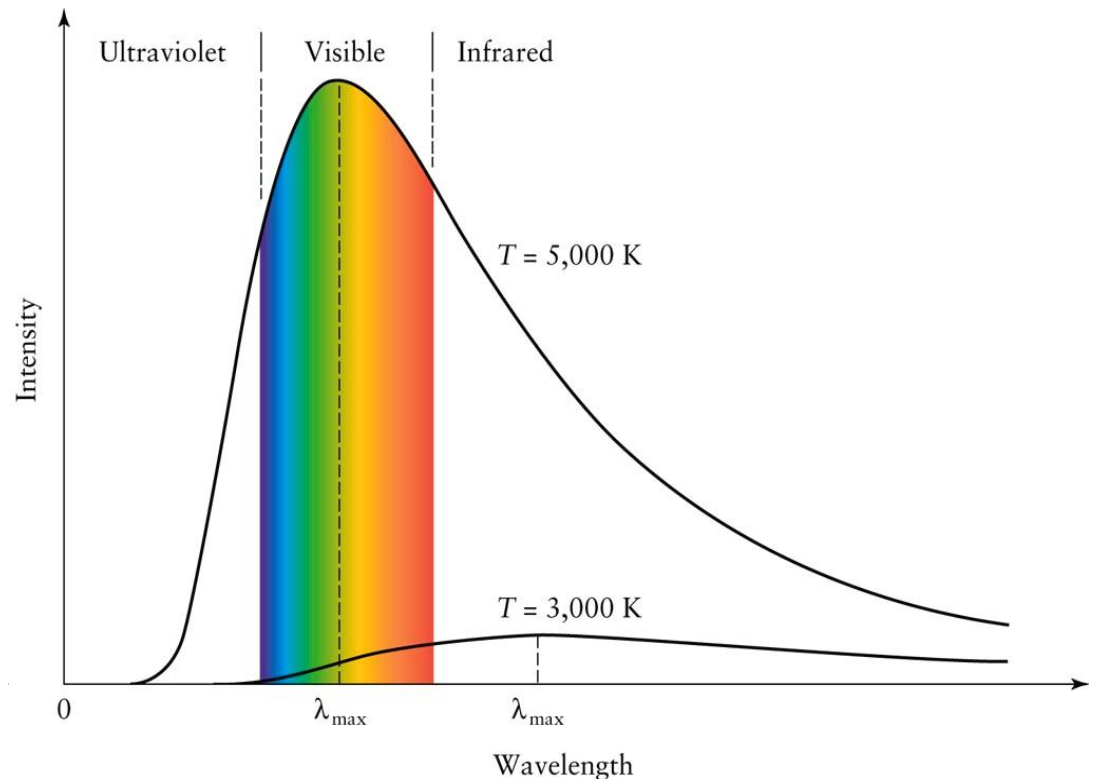
Ionizační rovnováha uhlíku
plná čára $N_e = 10^{19}$
přerušovaná $N_e = 10^{10}$



Planckův vyzařovací zákon zářivá teplota

Zářivá teplota vystupuje v Planckově vyzařovacím zákoně pro záření absolutně černého tělesa:

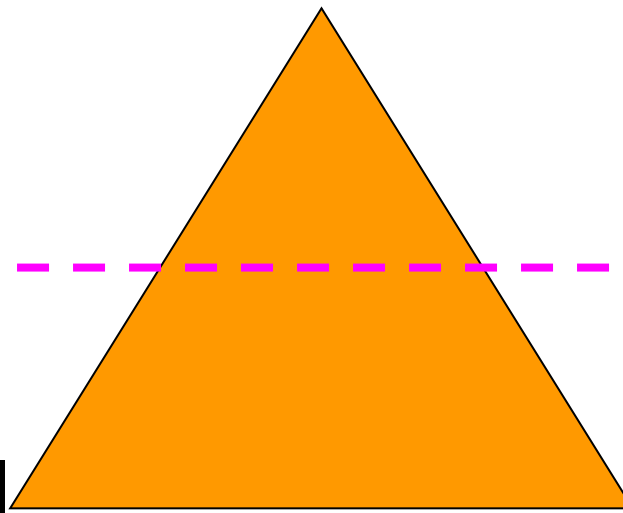
$$u = \frac{8h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$



Termodynamická rovnováha

h ν : Planck

Complete
Thermodynamic
Equilibrium

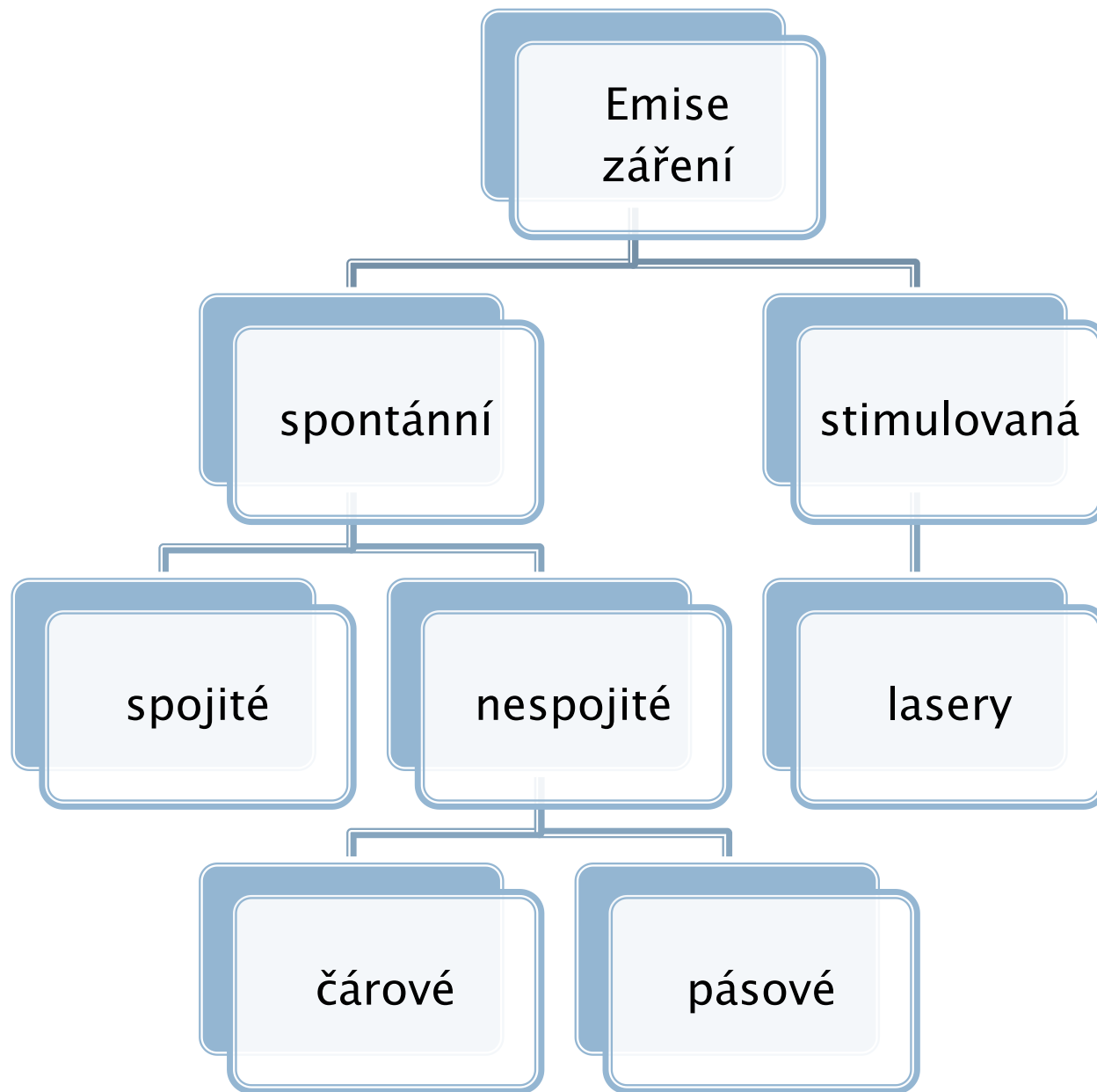


Maxwell

Boltzmann

Saha

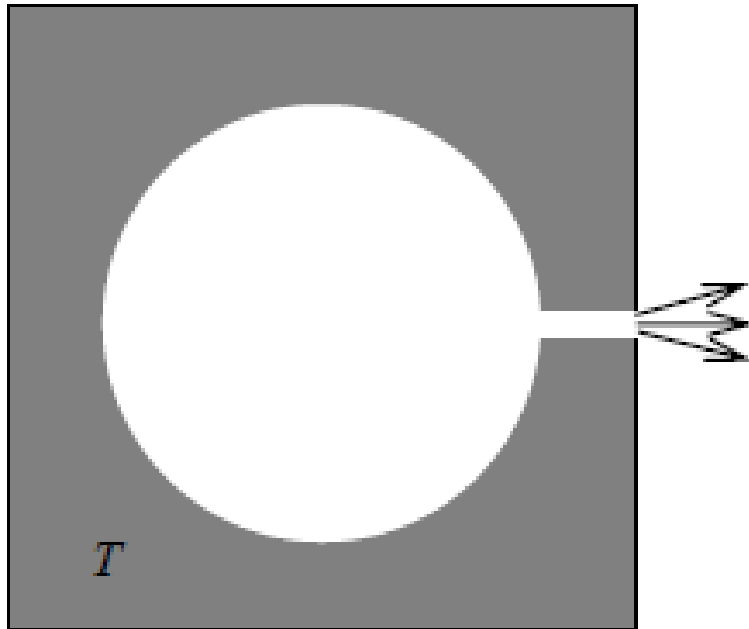
Local thermodynamic equilibrium (LTE)



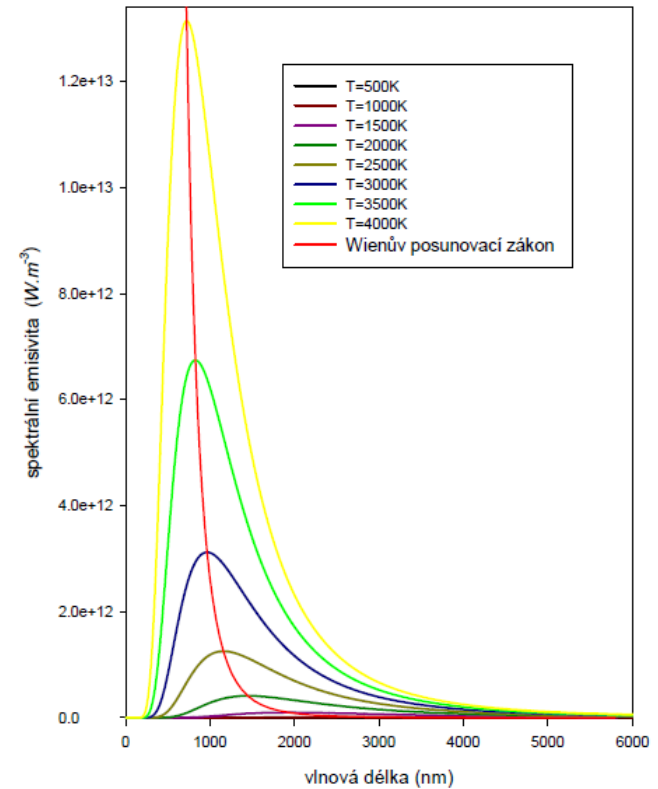
Spojité záření

- ▶ Záření odpovídající záření absolutně černého tělesa:
 - Záření pevných částic (ev. povrchů)
 - Záření plazmatu na vlnových délkách s velkou optickou hloubkou plazmatu (např. spektrálních liniích atomů s vysokou koncentrací)
- ▶ Kirchhoffův zákon –
 - poměr intenzity vyzařování M_e (emisivity) k absorptanci (pohltivosti) α závisí pouze na absolutní teplotě tělesa. Pro úhrnné záření ho lze vyjádřit vztahem
$$M_e / \alpha = f(T)$$
tento podíl je funkcí jediné proměnné T a je tudíž nezávislý na vlastnostech tělesa
- ▶ Brzdné záření (Bremsstrahlung)

Záření absolutně černého tělesa



Realizace absolutně černého tělesa



Závislost záření absolutně černého tělesa na teplotě

Brzdné záření (bremsstrahlung)

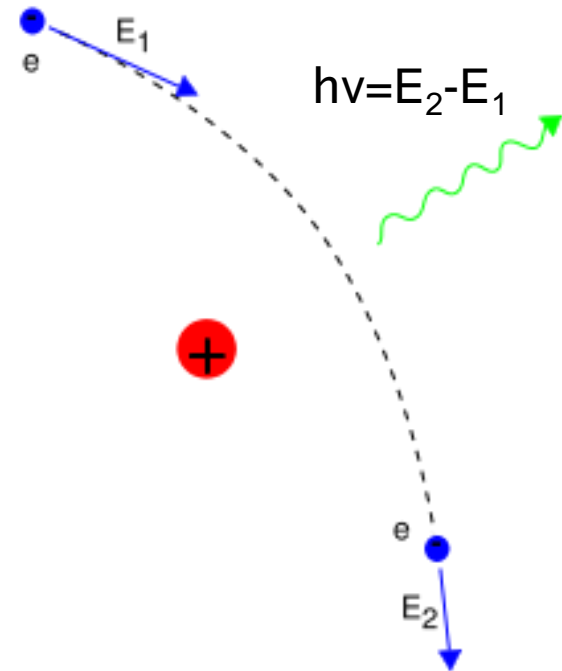
Při průletu elektronu elektrickým polem iontu mění tento směr a rychlost.

Změna rychlosti vede k emisi elmag. záření, rovné změně kinetické energie elektronu. Vyzářená energie

$$E_{Br} = \left[\frac{n_e}{7,69 \cdot 10^{18}} \right]^2 T_e^{1/2} Z_{eff} \quad [Wm^3; m^3; eV; -]$$

Maximum vyzářené energie bude ležet v okolí frekvence

$$\nu = \frac{kT_e}{\hbar}$$



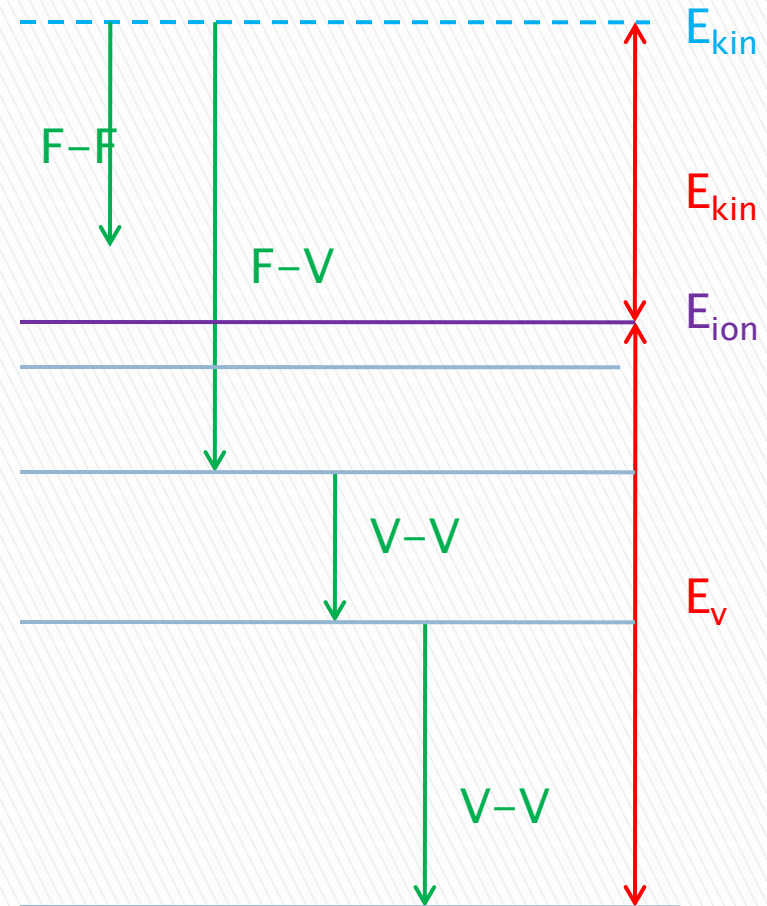
Pásová spektra

- ▶ Rekombinační záření
 - Přechody volně–volné (free–free, f–f)
 - Přechody volně – vázané (free–bound, f–b)
- ▶ Molekulová emise
 - Rotačně–vibrační spektra
- ▶ Atomová a iontová emise
 - Tlakově rozšířené spektrální čáry

Rekombinační záření

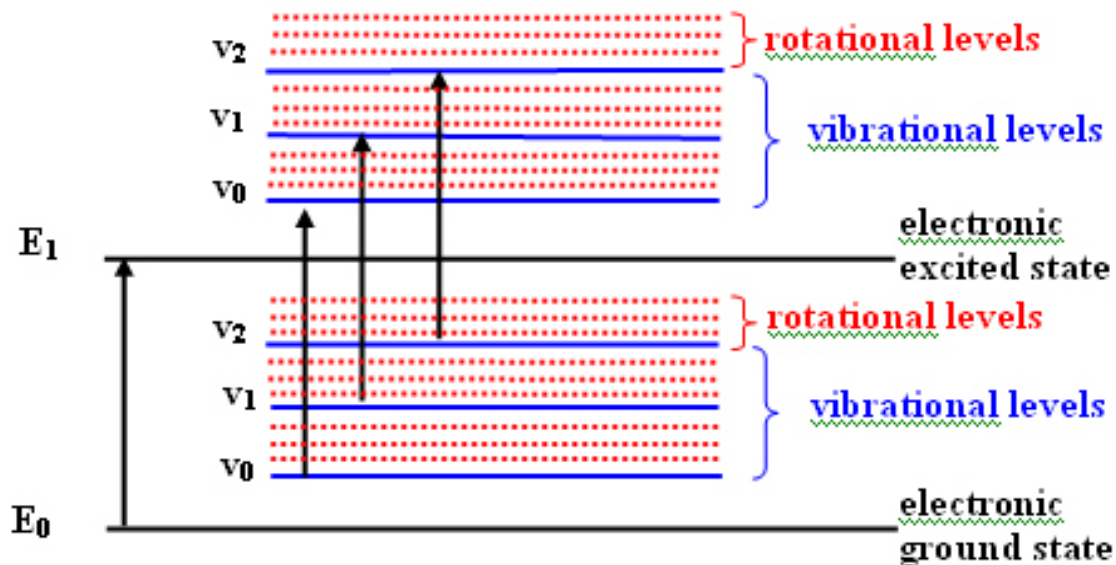
- ▶ Při rekombinaci volný elektron, který se dostane do blízkosti iontu, je jím zachycen a přejde do vázaného stavu vytvořeného atomu. Při tomto přechodu se uvolní energie rovná součtu kinetické energie volného elektronu a jeho vazebné energie. Vyzářená energie:

$$E_{rek} \approx kN_e N_i / \sqrt{T_e}$$



Molekulová emise

- ▶ **vibračně rotační spektra** představují hustou soustavu spektrálních čar, které vznikají při přechodu mezi různými rotačními stavy jedné vibrační hladiny a rotačními stavy jiné vibrační hladiny. Slabé složky těchto spekter mohou pokrývat celou UV a VIS oblast záření.



Čárová spektra – spontánní emise

- ▶ Pravděpodobnost spontánní emise:

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

Strong transitions:

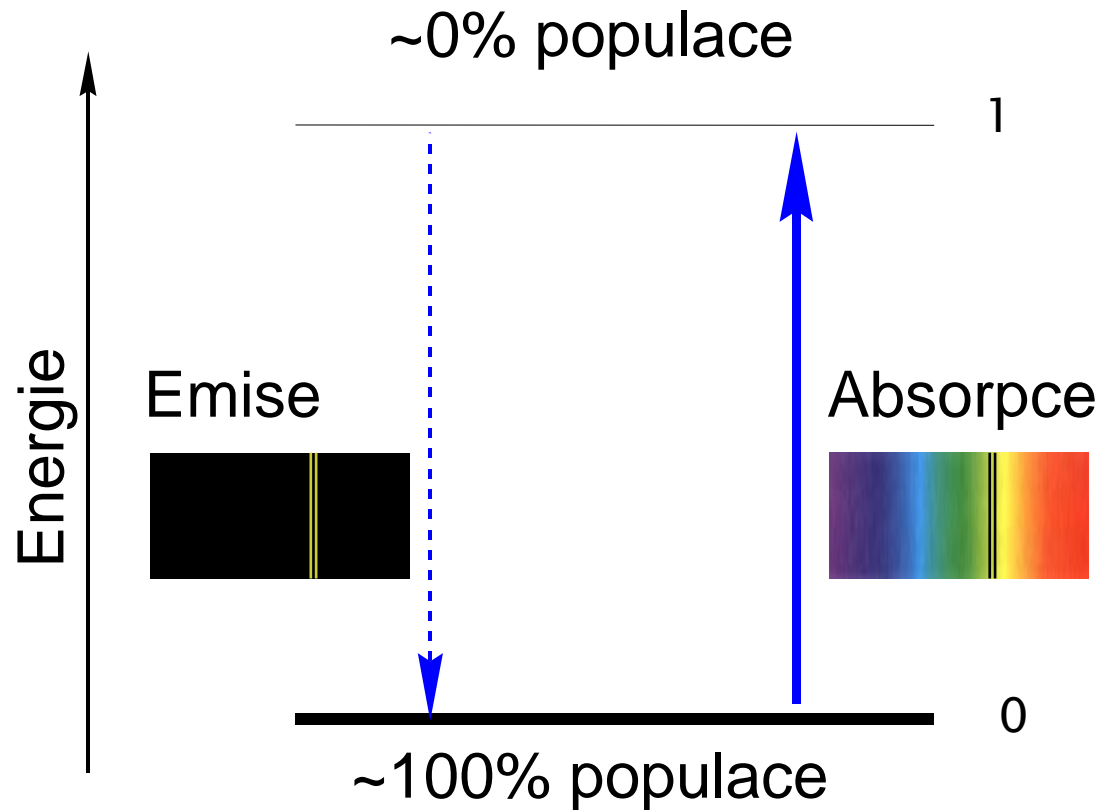
E1 (electric dipole)

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

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

- ▶ Pravděpodobnost absorpce fotonu:

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



Intenzita čar emitovaných z plazmatu

- ▶ Rozdělení energetických stavů atomů v termické rovnováze (Boltzmannův zákon):

$$N_m = N_n \frac{g_m}{g_n} \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right)$$

- ▶ Energie vyzářená z jednotkového objemu plazmatu do jednotkového prostorového úhlu:

$$\int_0^{\infty} J_\nu d\nu = \frac{1}{4\pi} A_{mn} N_m h\nu$$

- ▶ Emisivita: $J_e = \int_0^{\infty} J_\nu d\nu \quad [Wsr^{-1}m^{-3}]$

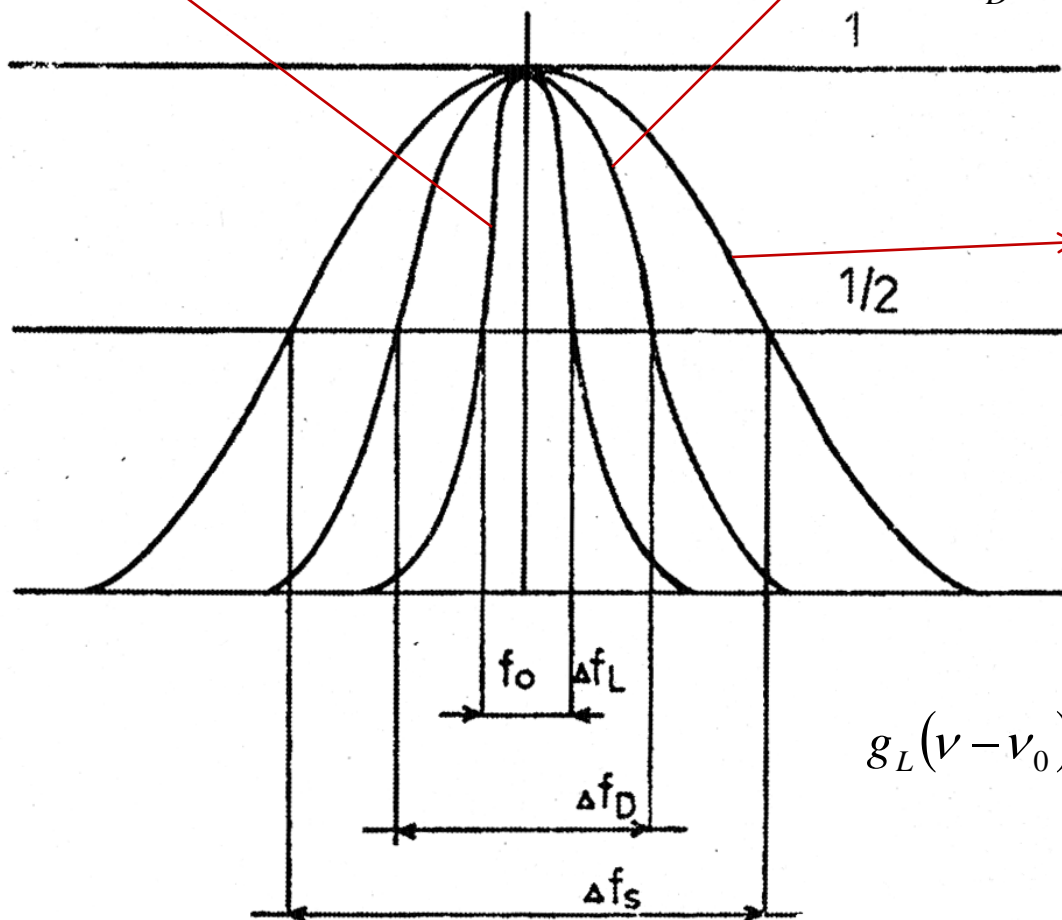
$$J_\nu \equiv \frac{\Delta E}{(\Delta t \Delta V \Delta \Omega \Delta \nu)} \quad \lim \Delta t; \Delta V; \Delta \Omega; \Delta \nu \rightarrow 0$$

Rozšíření spektrálních čar

Přirozená šířka $\Delta\nu_N = \frac{1}{2\pi\tau_{mn}}$ [Lorentz]

Dopplerovo rozšíření

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0}{\nu_f} \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{m}} \text{ [Gauss]}$$



Srážkové rozšíření

$$\Delta\nu_S = \frac{1}{2\pi\tau_s} \text{ [Lorentz]}$$

Lorentzova funkce

$$g_L(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\Delta\nu}{2}}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu}{2}\right)^2}$$

POUŽÍVANÉ PROFILOVÉ FUNKCE

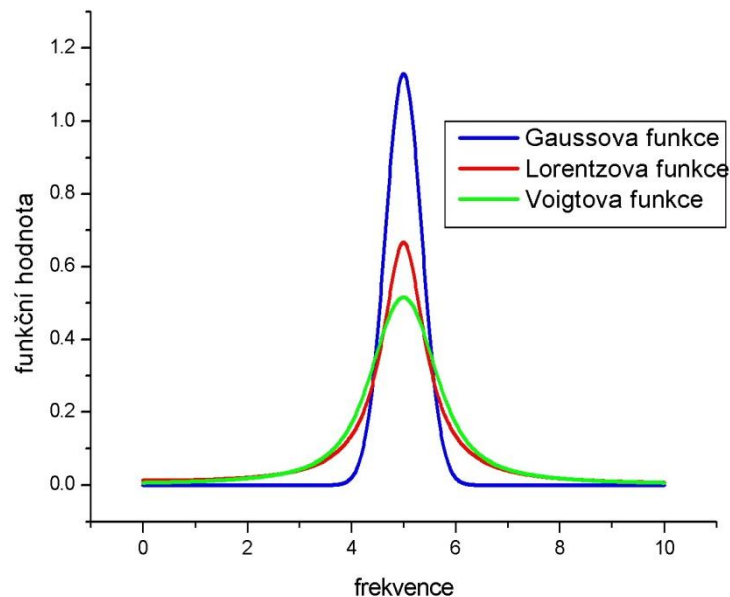
- × Gaussova (Dopplerovo rozšíření)

$$\alpha(\omega) = K \cdot \exp(-(\omega - \omega_0) / \gamma_{Doppler})^2)$$

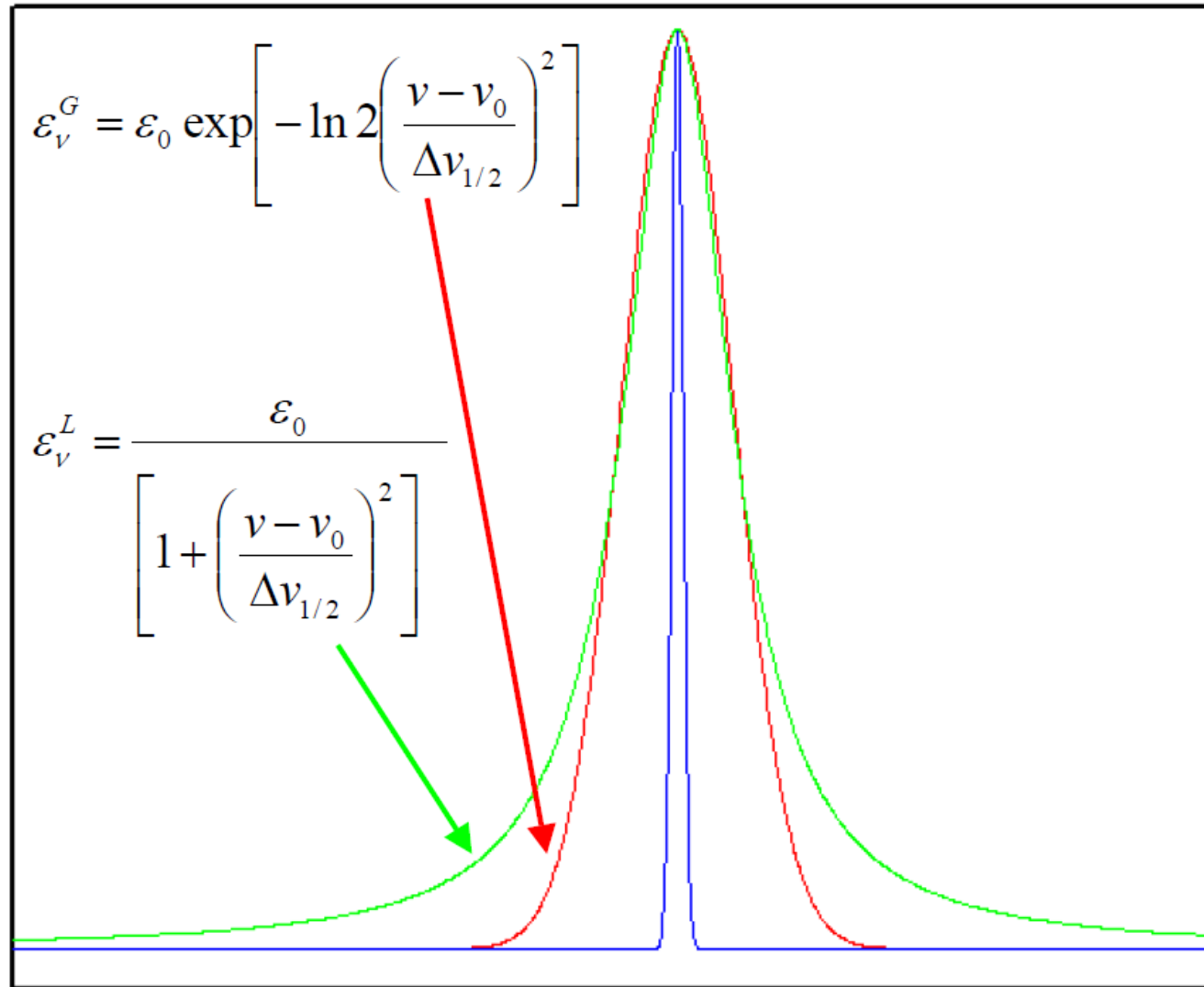
- × Lorentzova (kolizní rozšíření)

$$\alpha(\omega) = K \cdot \omega^2 \frac{\gamma_{Collision}}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma_{Collision}^2}$$

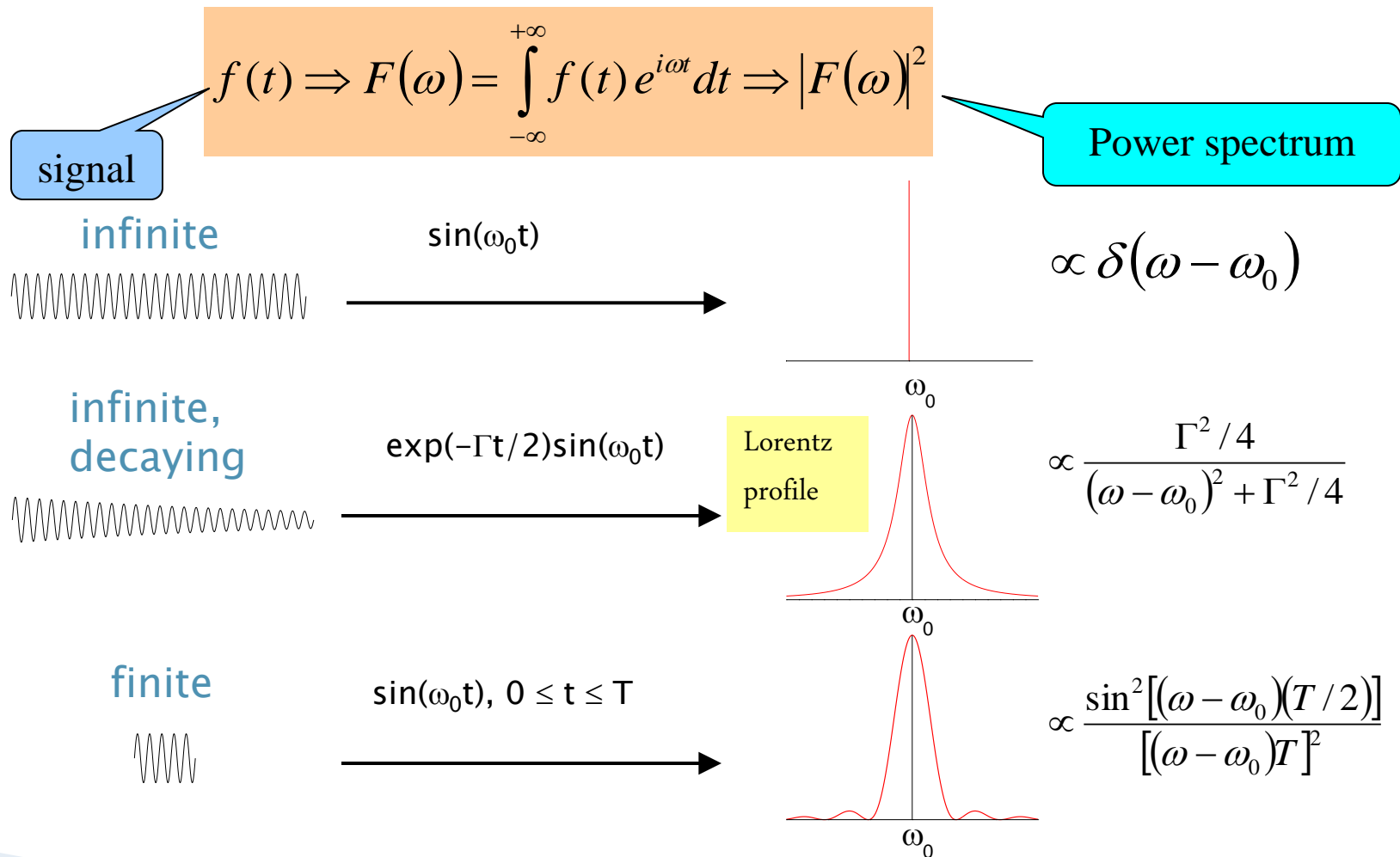
- × Voigtova (konvoluce předchozích)



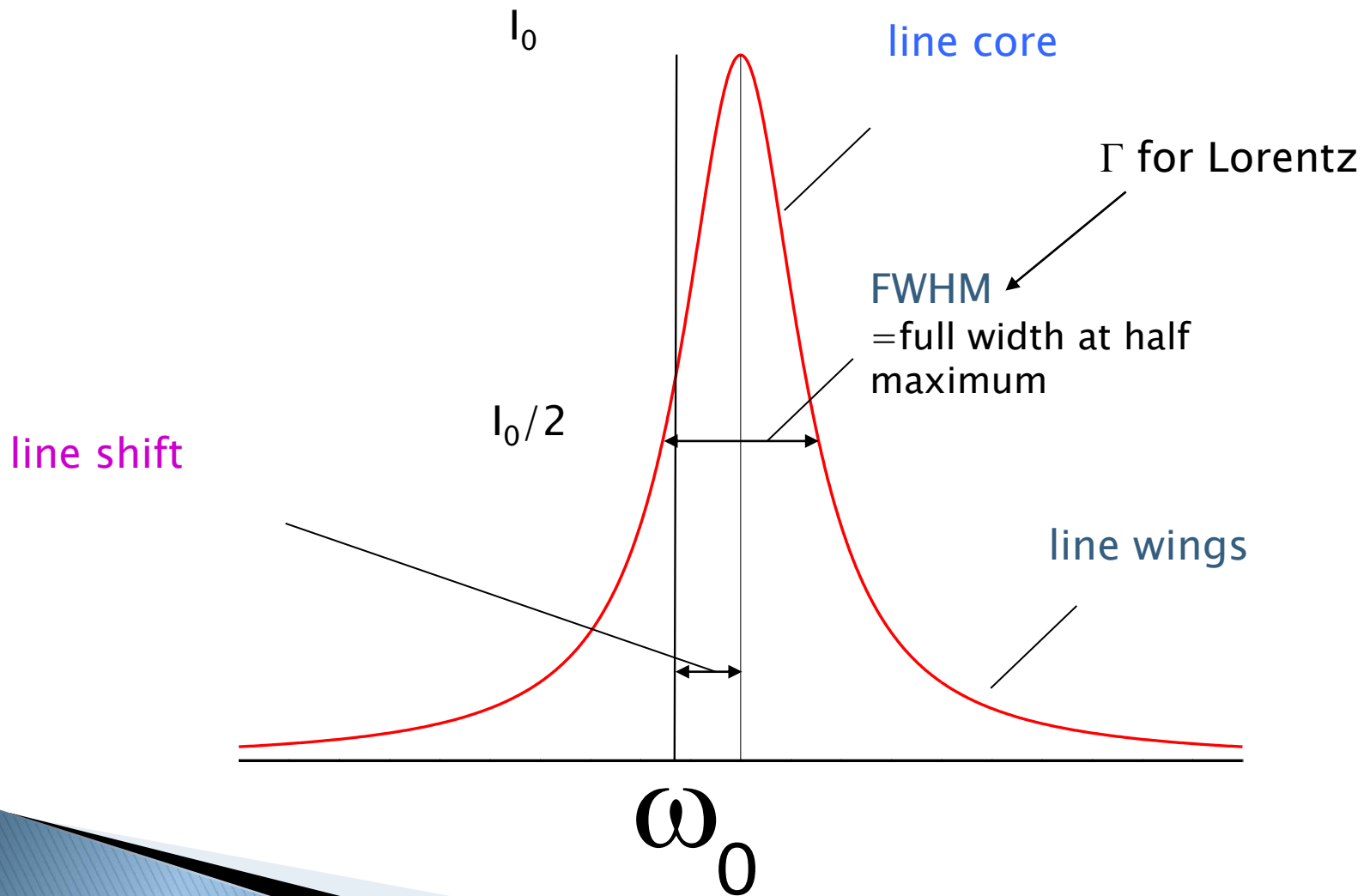
Gaussův a Lorentzův profil



Line Shapes and Shifts



Line Shapes and Shifts cont'd



Line Shapes and Shifts cont'd

Convolution of (independent!)
broadening effects

$$f(\nu) = \int f_1(\nu - \nu') f_2(\nu') d\nu'$$

Gauss + Gauss = Gauss

$$\Delta^2 = \Delta_1^2 + \Delta_2^2$$

Lorentz + Lorentz = Lorentz

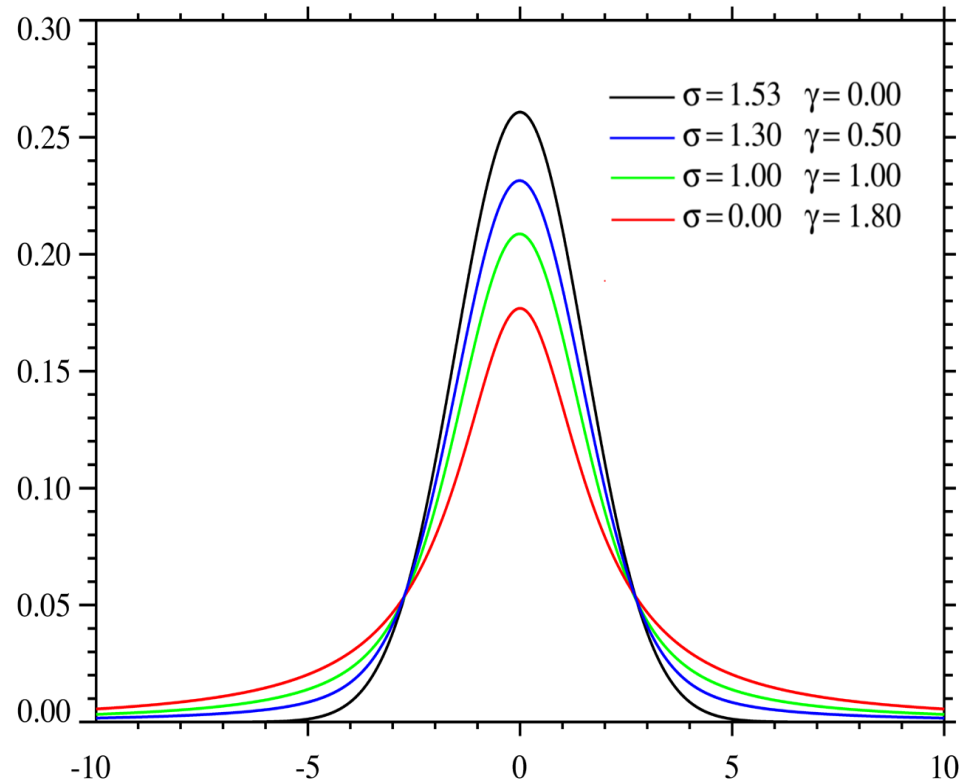
$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$$

BUT:

Gauss + Lorentz = Voigt!

Voigt profile

- ▶ All normalized line profiles can be considered to be probability distributions. The Gaussian profile is equivalent to a Gaussian normal distribution and a Lorentzian profile is equivalent to a Lorenz or Cauchy distribution. Without loss of generality, we can consider only centered profiles which peak at zero. The Voigt profile is then a convolution of a Lorentz profile and a Gaussian profile:



$$V(x; \sigma, \gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x'; \sigma) L(x - x'; \gamma) dx'$$

where x is frequency from line center, $G(x; \sigma)$ is the centered Gaussian profile:

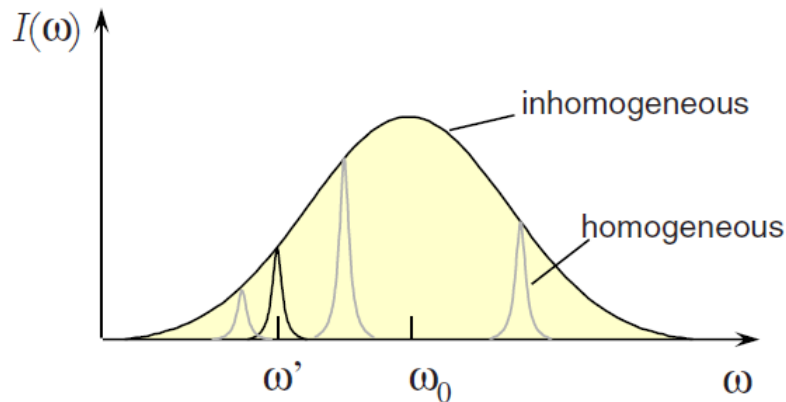
$$G(x; \sigma) \equiv \frac{e^{-x^2/(2\sigma^2)}}{\sigma\sqrt{2\pi}}$$

and $L(x; \gamma)$ is the centered Lorentzian profile:

$$L(x; \gamma) \equiv \frac{\gamma}{\pi(x^2 + \gamma^2)}$$

σ Doppler broadening parameter
 γ Collision broadening parameter

Homogenní a nehomogenní rozšíření čáry



$$\omega' = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$$

homogeneous

- all atoms behave identically

inhomogeneous

- atoms behave individually (different velocity, environment, etc.)

Typically for atoms:

$$\text{Doppler width} \quad \frac{\Delta\omega_D}{2\pi} \approx 1\text{GHz}$$

$$\text{Natural width} \quad \gamma / 2\pi \approx 10\text{MHz}$$

In classical spectroscopy on free atoms or molecules the resolution is typically limited by the Doppler effect

Pressure broadening

- ▶ **Linear Stark broadening** occurs via the linear Stark effect which results from the interaction of an emitter with an electric field, which causes a shift in energy which is linear in the field strength. ($\Delta E \sim 1/r^2$)
- ▶ **Resonance broadening** occurs when the perturbing particle is of the same type as the emitting particle, which introduces the possibility of an energy exchange process. ($\Delta E \sim 1/r^3$)
- ▶ **Quadratic Stark broadening** occurs via the quadratic Stark effect which results from the interaction of an emitter with an electric field, which causes a shift in energy which is quadratic in the field strength. ($\Delta E \sim 1/r^4$)
- ▶ **Van der Waals broadening** occurs when the emitting particle is being perturbed by van der Waals forces ($\Delta E \sim 1/r^6$).

HOMOGENNÍ VRSTVA PLAZMATU V TD ROVNOVÁZE

- ✘ vyzařování vrstvy dl : $dI_\nu = J_\nu dl$
- ✘ absorpce vrstvy dl : $-dI_\nu = K_\nu I_\nu dl$
 $K_\nu =$ absorpční koeficient
- ✘ celkově po sečtení $\frac{dI_\nu}{dl} = J_\nu - K_\nu I_\nu$
- ✘ Kirchhoffův zákon $\frac{J_\nu}{K_\nu} = B_\nu \Rightarrow J_\nu = B_\nu K_\nu$
- ✘ za okrajových podmínkách $l=0$ a $I_\nu=0$

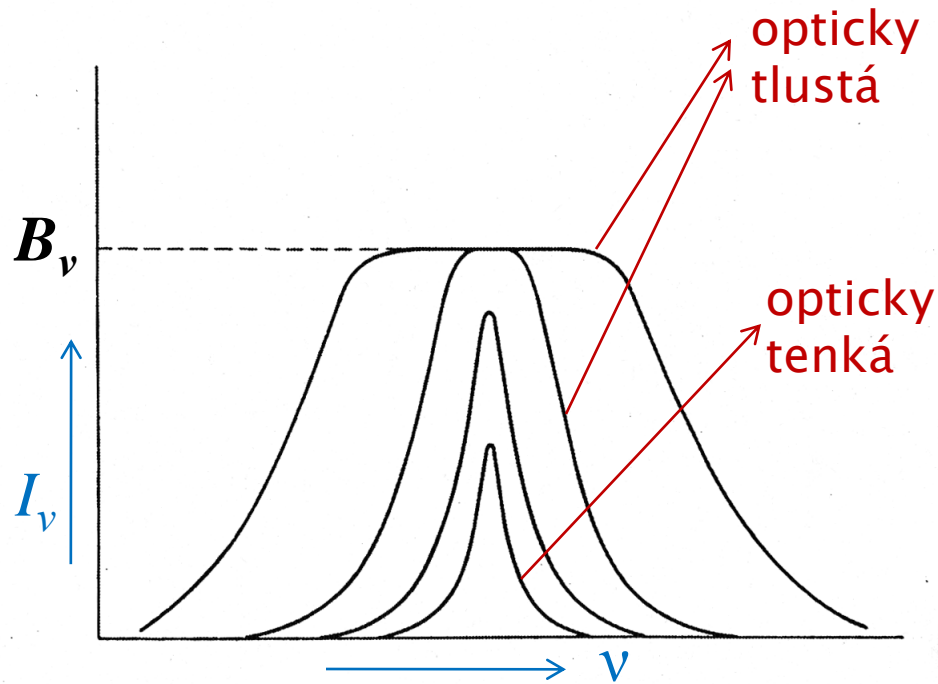
$$I_\nu = B_\nu \left(1 - e^{-K_\nu l}\right) \Rightarrow I_\nu \leq B_\nu$$

Homogenní vrstva plazmatu v TD rovnováze

Rozvoj exponenciálního členu: $\exp(-K_\nu l) = 1 - \frac{K_\nu l}{1!} + \frac{K_\nu l}{2!} - \dots$

Pro $K_\nu l \ll 1$, kde $K_\nu l$ je tzv. optická hloubka, platí výraz:

$$I_\nu = B_\nu [1 - (1 - K_\nu l)] = B_\nu K_\nu l$$

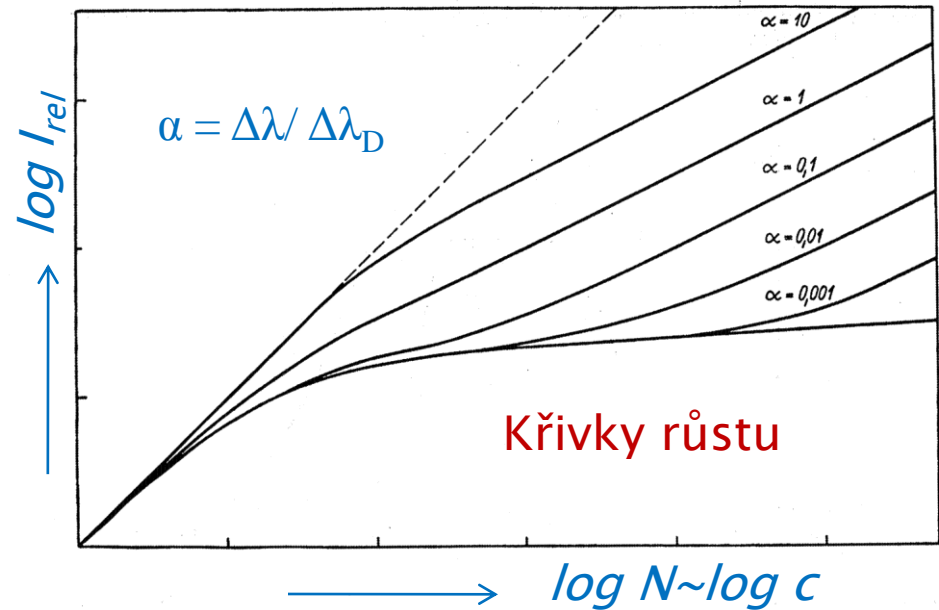


Homogenní vrstva plazmatu v TD rovnováze

- ▶ V ICP spektrometrii se obvykle neměří emise v maximu čáry ($\Delta\lambda \leq 1$ pm) ale jeho integrovaná hodnota ($\Delta\lambda \approx 5 \div 30$ pm):

$$\int_0^{\infty} I_{\nu} d\nu = B_{\nu} \int_0^{\infty} (1 - e^{-K_{\nu}l}) d\nu$$

- ▶ Závislost integrálního záření na optické hloubce v log souřadnicích je křivka růstu
- ▶ Průběh křivky růstu závisí na profilu čáry



Průběh koncentračních závislostí se často vyjadřuje empirickým vztahem označovaným jako Scheibe–Lomakinova rovnice (\underline{a} ; \underline{b} jsou experimentální konstanty, \underline{c} koncentrace):

$$I = ac^b$$

Intenzita emise pro opticky tenkou vrstvu

Energie $[J]$ vyzářená excitovanými atomy nebo ionty při přechodu z horní hladiny spektrálního přechodu p na dolní hladinu q za jednotku času $[s]$, z jednotkového objemu $[m^3]$ a do jednotkového prostorového úhlu $[sr]$ se nazývá **emisivita**

$$J_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} A_{10} n_1 = \frac{h\nu}{4\pi} A_{10} n_0 \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{E_{10}}{kT_{exc}}\right) \quad [Wsr^{-1}m^{-3}]$$

Energie vyzářená za jednotku času do jednotkového prostorového úhlu vrstvou tloušťky d je **intenzita vyzařování**

$$I_\nu = J_\nu d \quad [W.sr^{-1}]$$

Teplotní závislost emise:

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} \cong 11500 \frac{E_{10}}{T_{exc}} \frac{\Delta T}{T}$$

Vliv ionizace na emisi záření

Intenzita atomové čáry:

$$I_{pq} = \left(\frac{hc}{4\pi\lambda_{pq}} \right) A_{pq} n_a \left(\frac{g_p^a}{Z_a} \right) \exp\left(-\frac{E_p^a}{kT} \right) \quad \text{kde} \quad Z_a = \sum_{j=1}^k g_j^a \exp\left(-\frac{E_j^a}{kT} \right)$$

Kde n_a je celková koncentrace neutrálních atomů ovlivněná ionizační rovnováhou, popsanou **stupněm ionizace α** :

$$\alpha = \frac{n_i}{n_a + n_i}$$

rovným podle Sahovy rovnice:

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha^2} = \frac{3,2 \cdot 10^{-2}}{p} T^{2,5} \exp\left(-\frac{eV_i}{kT} \right) \quad [-; Pa; K; eV]$$

Ize psát výraz pro intenzitu atomové čáry ($n_0 = n_a + n_i$) takto:

$$I_{pq} = \left(\frac{hc}{4\pi\lambda_{pq}} \right) A_{pq} n_0 (1-\alpha) \left(\frac{g_p^a}{Z_a} \right) \exp\left(-\frac{E_p^a}{kT} \right)$$

Emise iontové čáry

Intenzita atomové čáry roste s teplotou v exponenciálním členu $\exp(-E_{exc}/kT)$, současně však klesá koncentrace atomů na úkor iontů. Závislost $I_{pq}=f(T)$ prochází pro danou čáru maximem při **normové teplotě**. Pro intenzitu iontové čáry (II) byla experimentálně ověřena platnost vztahu:

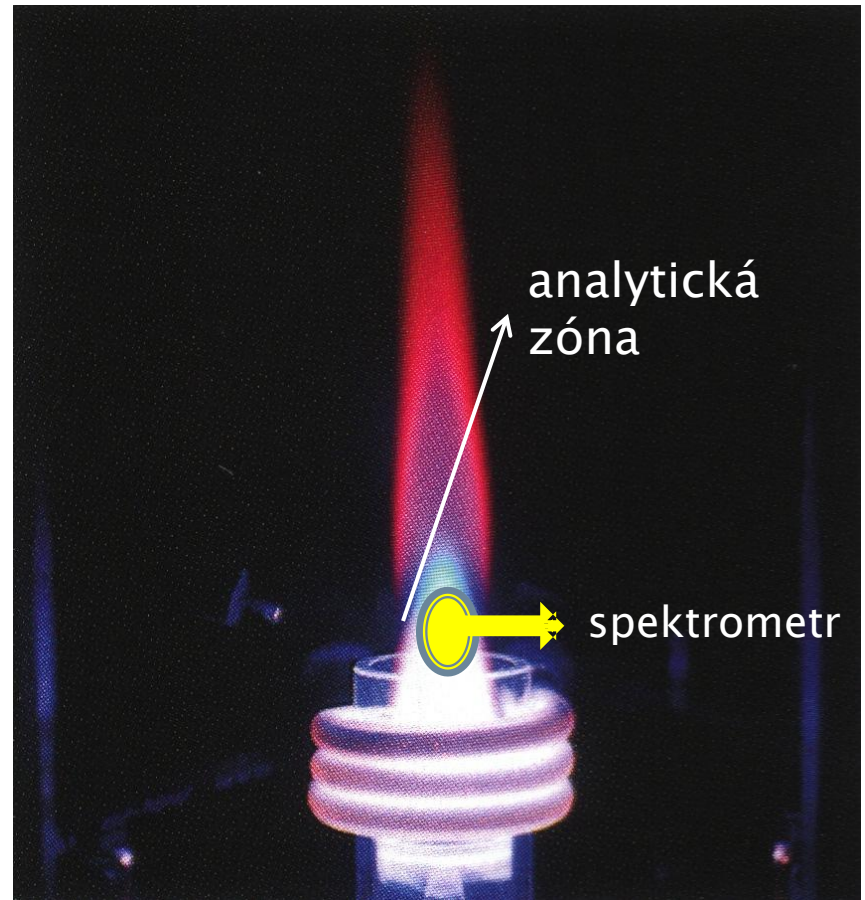
$$I_{pq} = K \left(\frac{g_p^i A_{pq} n_i}{\lambda_{pq} Z_i} \right) \exp \left(- \frac{E_i + E_{exc}}{kT} \right)$$

kde K je konstanta, E_i ionizační energie a E_{exc} je excitační energie horní hladiny přechodu měřená od základního stavu iontu $E=0$ eV

Radiální ICP plazma

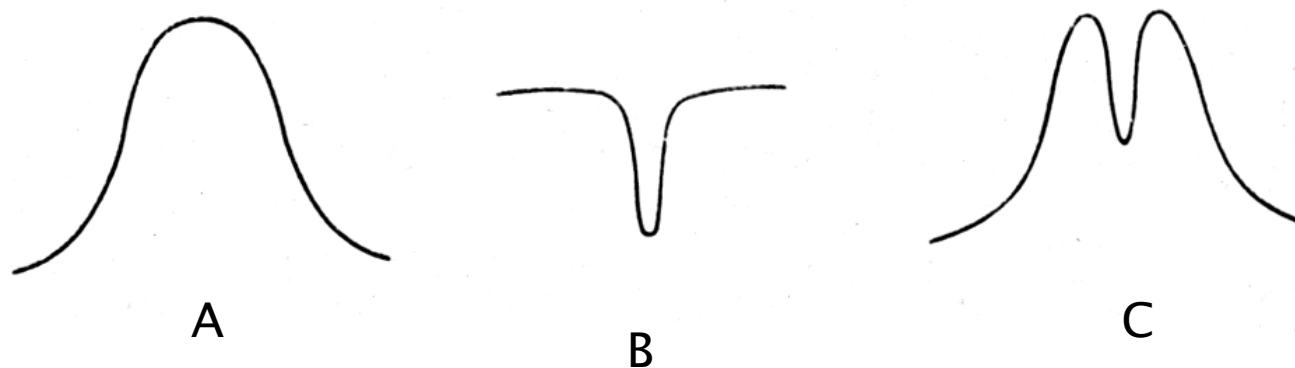
- ▶ Analytická zóna v radiálním ICP plazmatu svými spektrálními vlastnostmi odpovídá přibližně homogennímu plazmatu v částečné termodynamické rovnováze. Tomu odpovídá průběh koncentračních závislostí a minimum interferencí. Pro opticky tenkou vrstvu $K_v l \ll 1$ pak platí lineární závislost intenzity emise na koncentraci analytu:

$$I = k \cdot c$$



Nehomogenní plazma

- ▶ Je-li plazma nehomogenní (vnější část chladnější než vnitřní), pak tvar absorpční čáry je ve vnější části plazmatu užší než tvar čáry emitované z teplejší části plazmatu. Nastává silná deformace čáry a průběh závislosti intenzity emise na koncentraci analytu v plazmatu je silně nelineární.



- A – profil emisní čáry (vnitřní, teplejší část plazmatu)
B – profil absorpční čáry (chladnější část plazmatu)
C – výsledný profil emise z neizotermního plazmatu

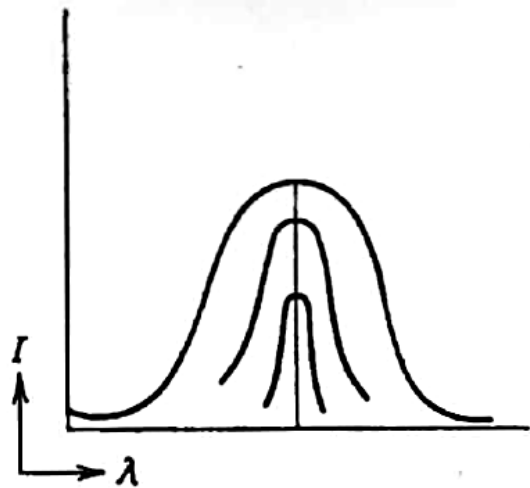


Fig. 2.15 Changes in the profile of spectral lines with increasing self-absorption

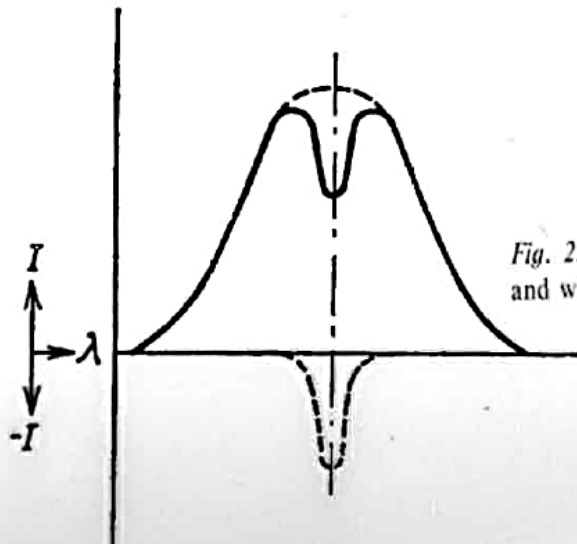


Fig. 2.17 The line Cd 2288.018 with (a) and without (b) self reversal broadening

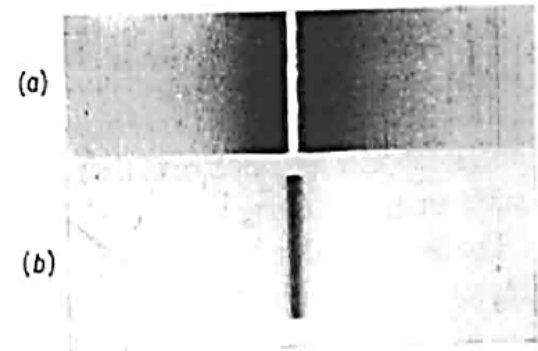
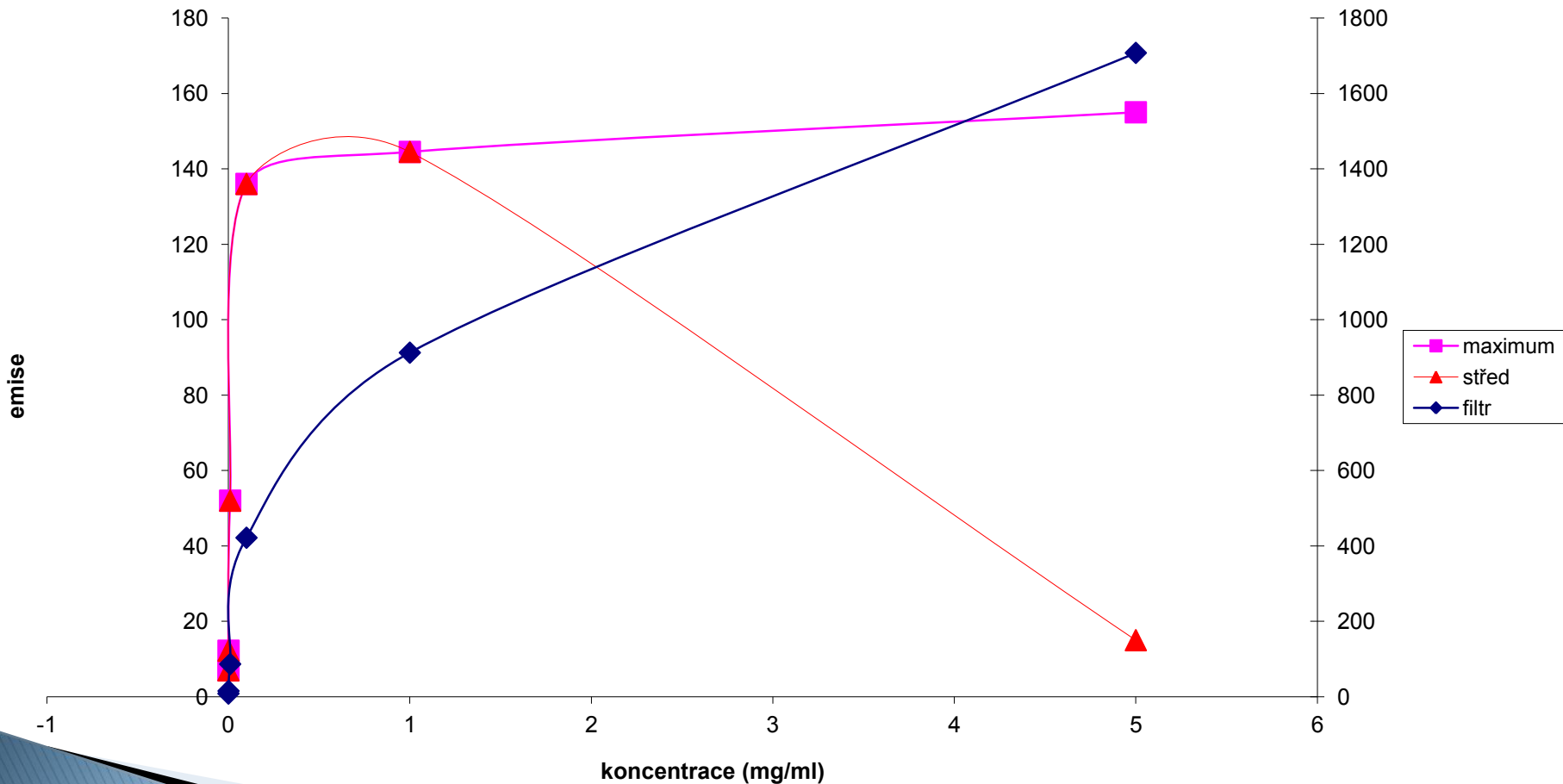


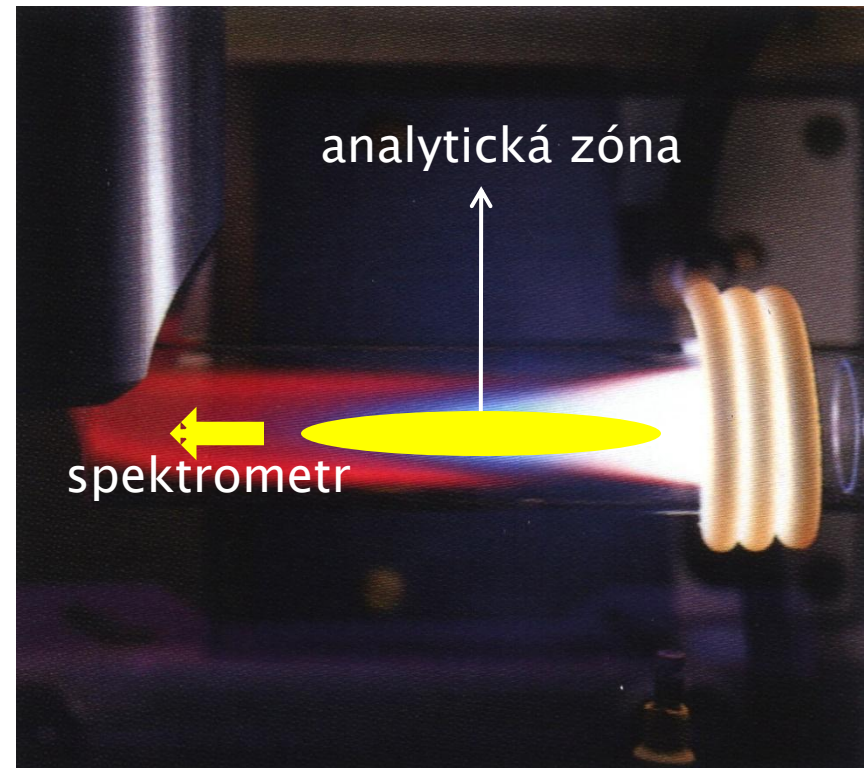
Fig. 2.16 Spectral line self-reversal (continuous line depicts the emission line profile and the dotted line the absorption profile)

Nehomogenní plazma – emise sodíku



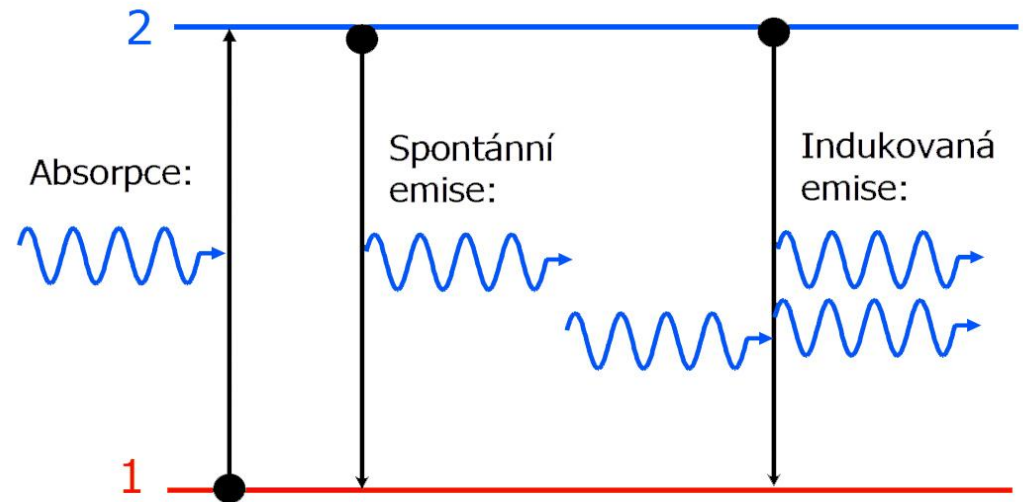
Axiální plazma

- ▶ Analytická zóna v axiálním ICP plazmatu svými spektrálními vlastnostmi odpovídá nehomogennímu plazmatu. Tomu odpovídá nelineární průběh koncentračních závislostí především pro vyšší koncentrace analytu, ale vzhledem k většímu objemu plazmatu, ze kterého vstupuje záření do spektrometru, se dosahuje maximální citlivosti.
- ▶ Axiální ICP plazma vykazuje větší počet interferencí ve srovnání s radiálním plazmatem.



Absorpce a emise fotonu, Einsteinovy koeficienty

- ▶ Pravděpodobnost absorpce fotonu:
 $w_{01} = n_0 \rho(\nu) B_{01}$
- ▶ Pravděpodobnost spontánní emise:
 $w_{10} = n_1 A_{10}$
- ▶ Pravděpodobnost stimulované emise:
 $w_{10} = n_1 \rho(\nu) B_{10}$



Stimulovaná emise

- ▶ Pravděpodobnost stimulované emise:

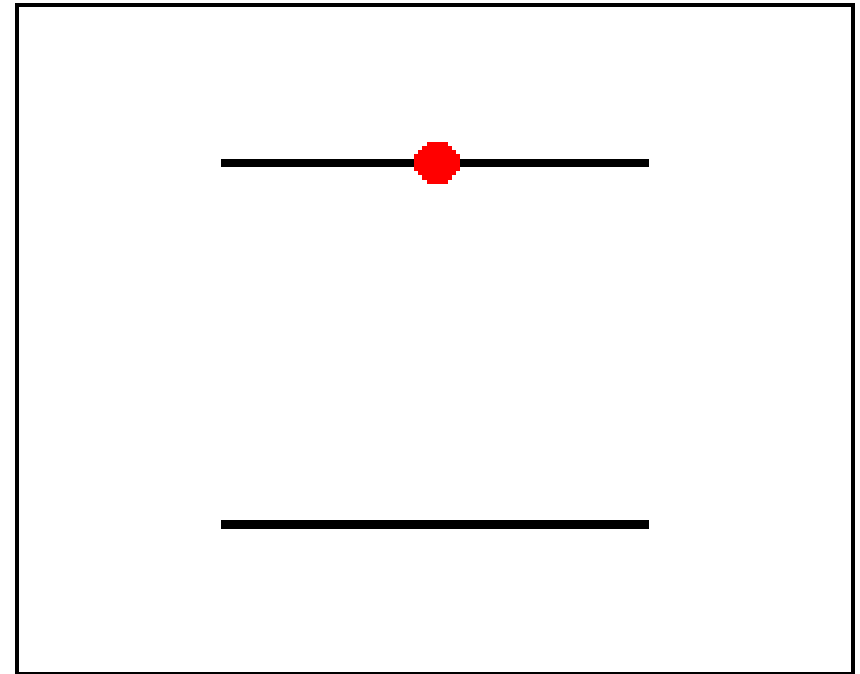
$$w_{10} = n_1 \rho(\nu) B_{10}$$

- ▶ Proces interakce se zářením:

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

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

- ▶ Emitované fotony mají stejnou frekvenci, směr a polarizaci jako foton stimulující a jsou zcela identické.



Inverzní populace

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

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

- ▶ 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:

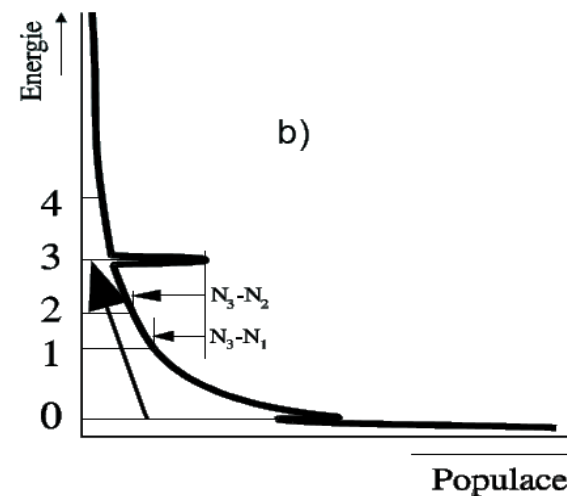
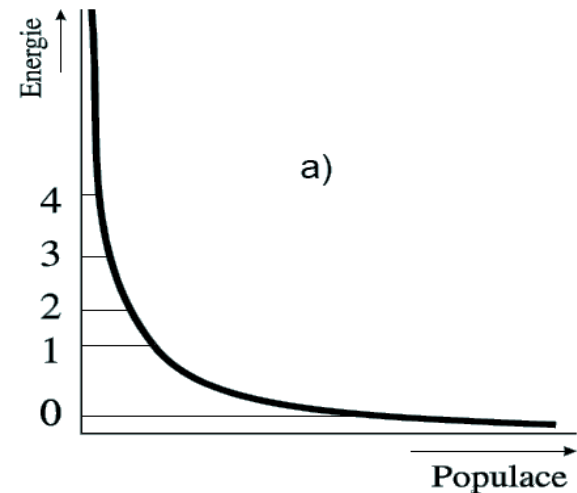
$$d\Phi / dt = h\nu (n_1 - n_0) B$$

- ▶ Podmínka pro zesílení záření:

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

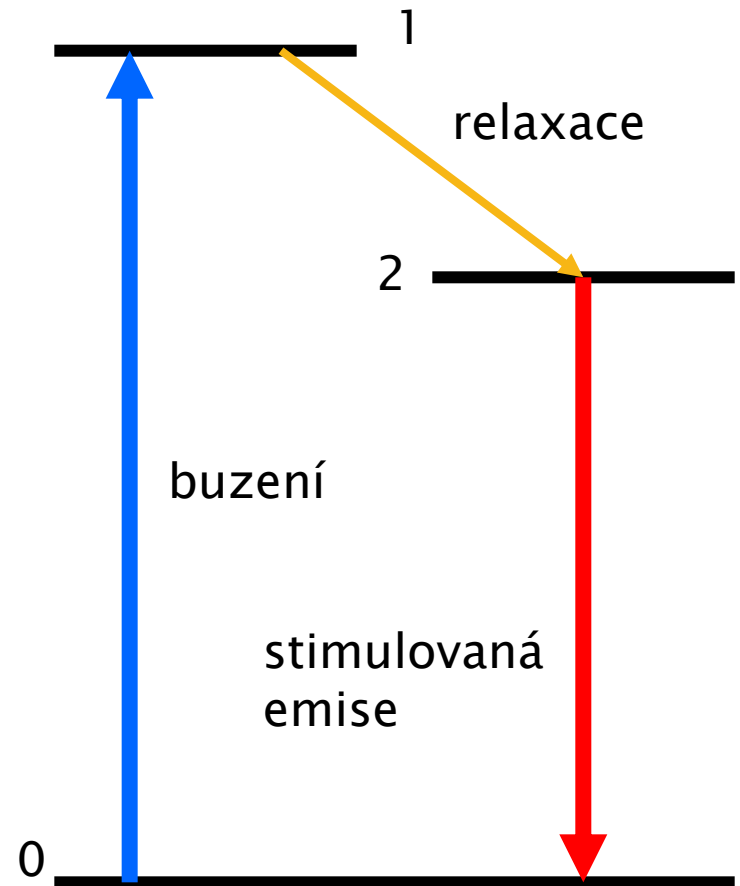
Inverzní populace

- ▶ 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.



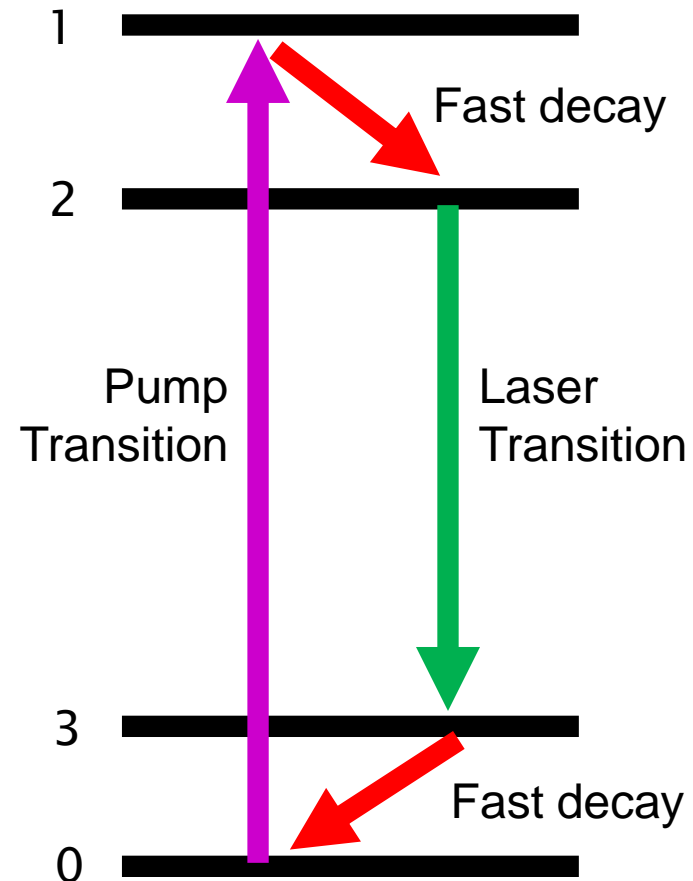
Tříhladinový systém

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



Čtyřhladinový systém

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



Zesílení záření

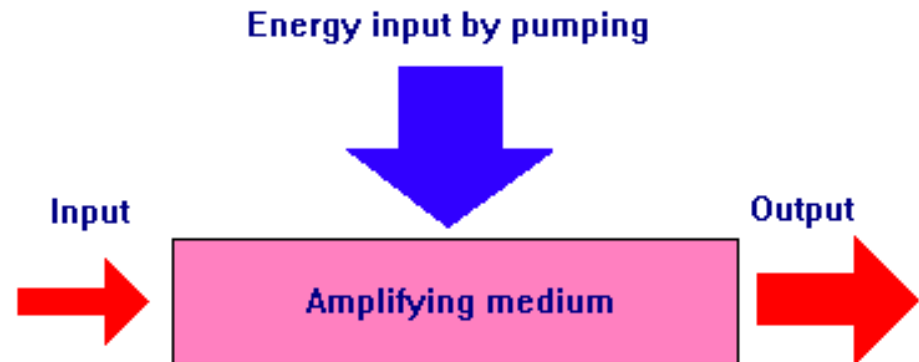
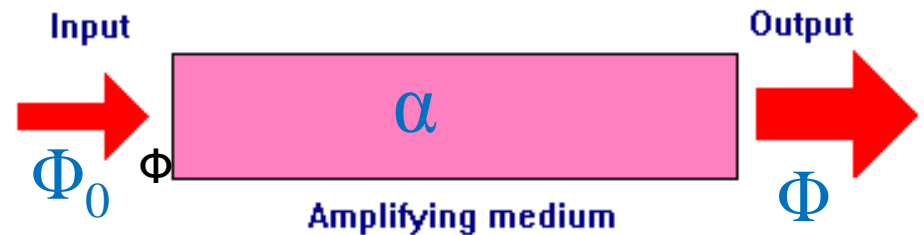
- ▶ Aktivní prostředí zesiluje vstupující záření:

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

kde α je absorpční koeficient ($\alpha < 0$)

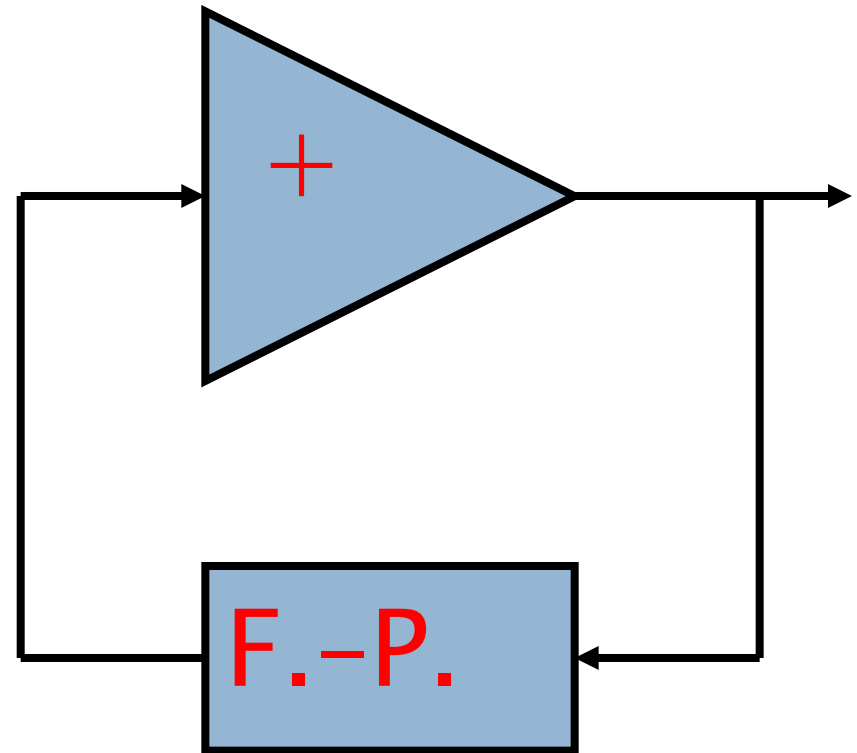
a β jsou ztráty ($\beta > 0$)

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

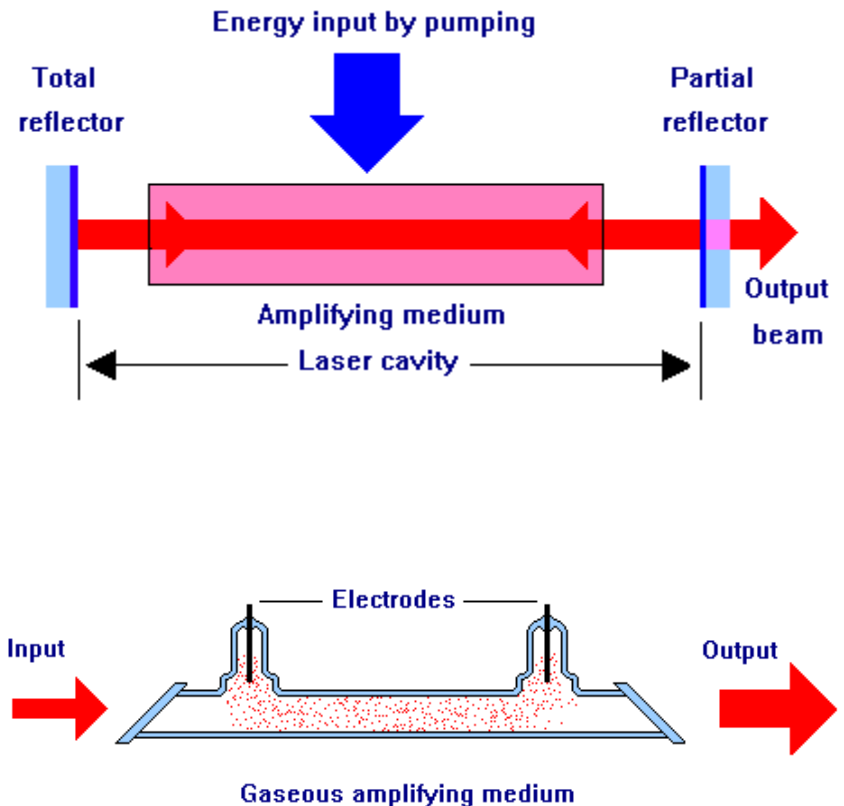


Generace záření laserem

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

$$\Delta f = 1/2\tau$$

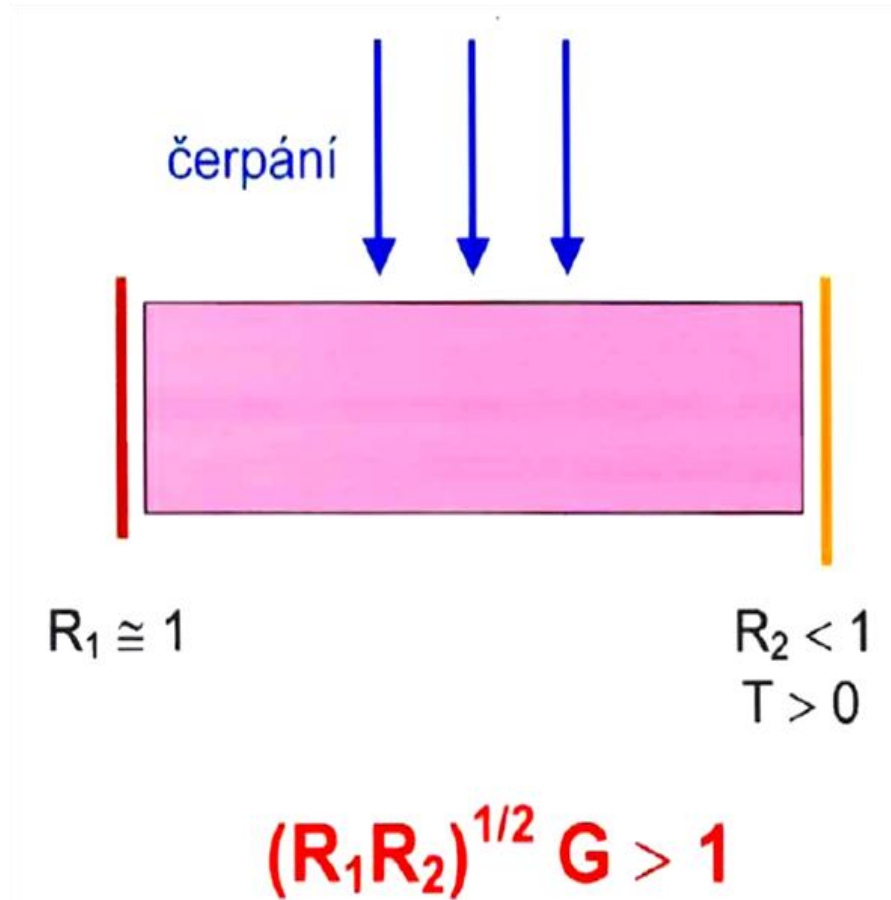
kde τ je šířka pulzu



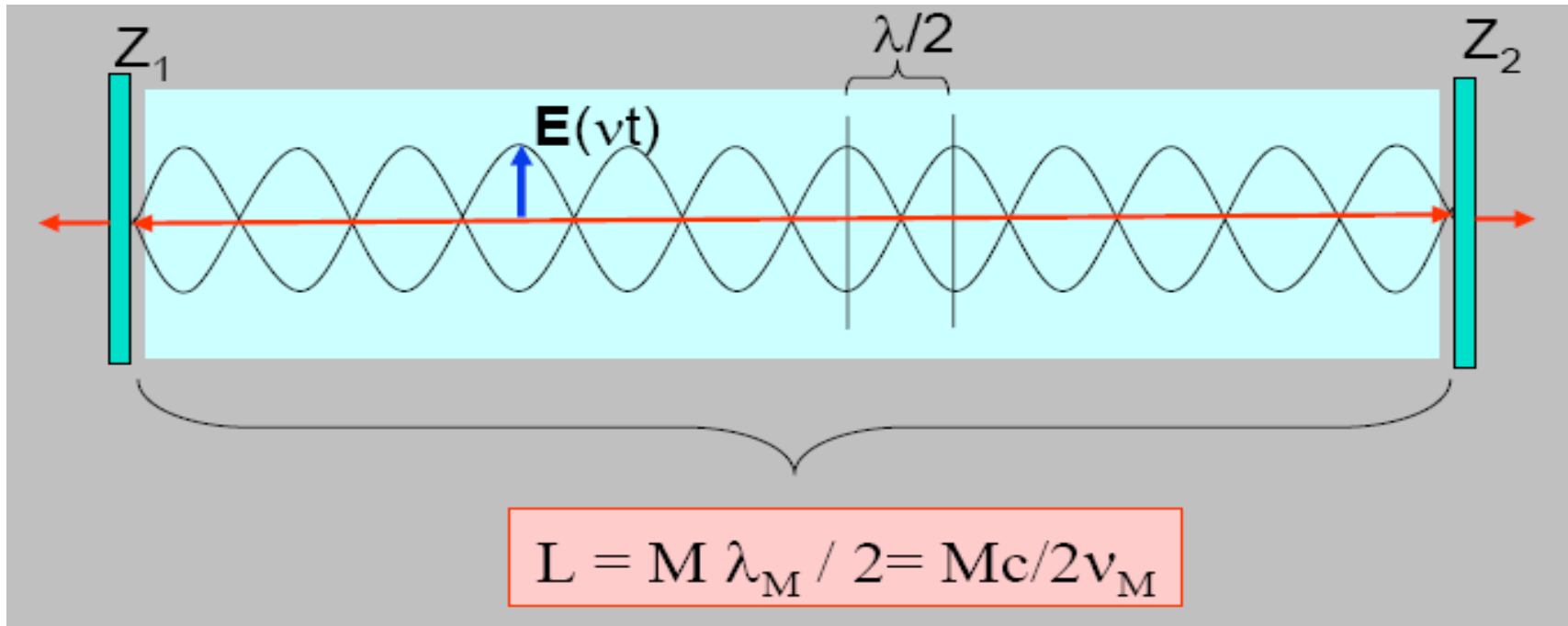
Podmínky pro generaci záření

- ▶ 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

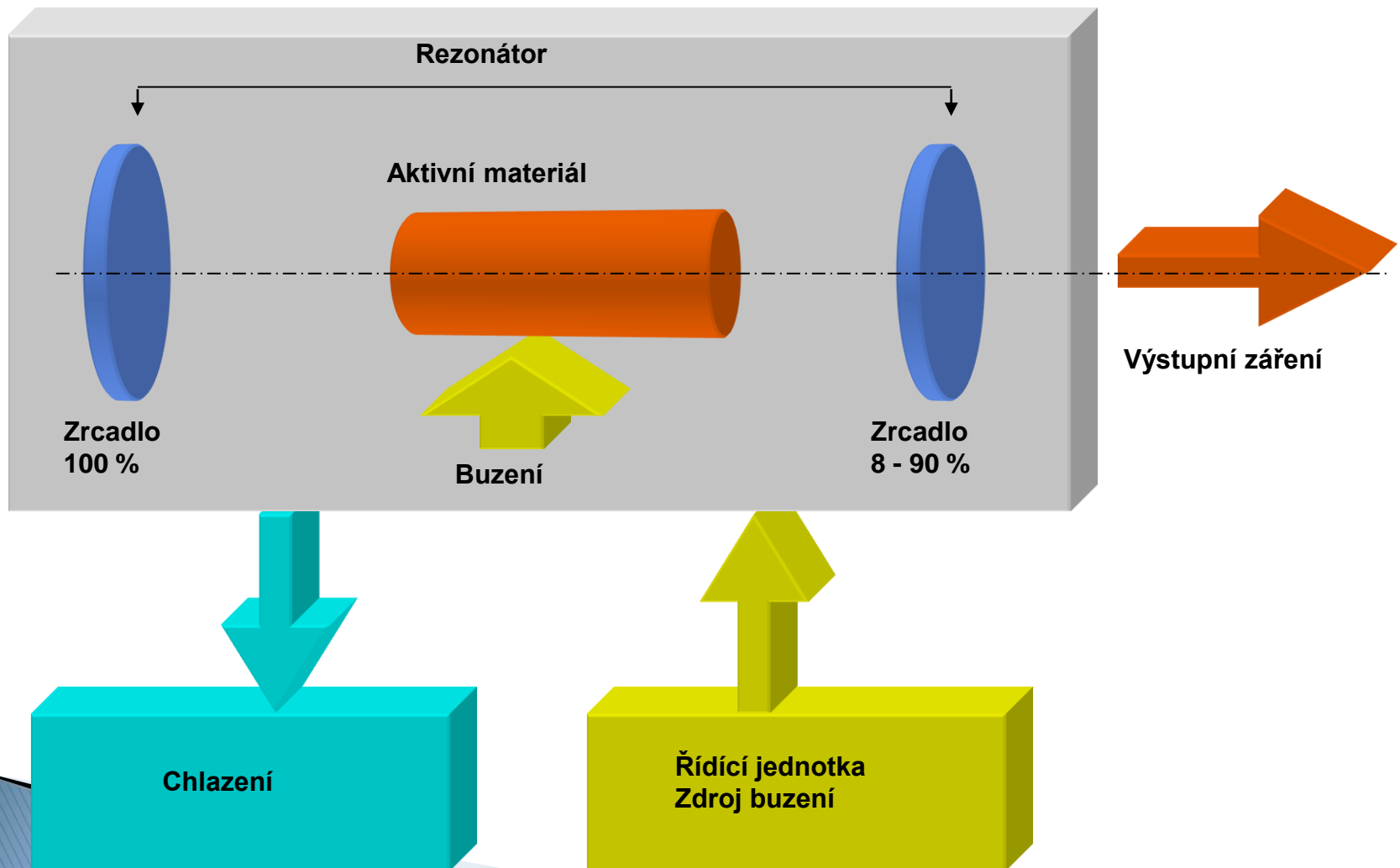


Délka rezonátoru L je M násobkem půlvlny (M je celé číslo). Délce L odpovídají **vlastní frekvence** rezonátoru ν_M (**podélné módy laseru**). Uvnitř rezonátoru je **stojaté vlnění** elektrického pole E o frekvenci $\nu_M = c/\lambda_M$

Vlastnosti záření laseru

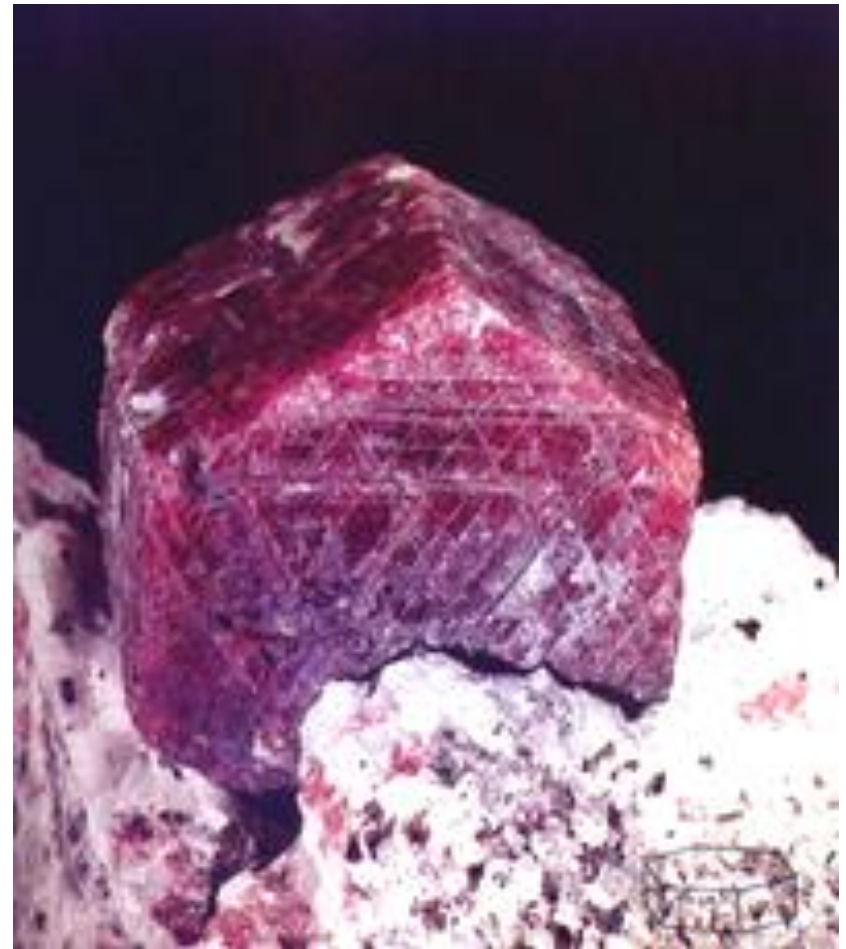
- ▶ Emise elementárních oscilátorů (atomů, molekul...) do úzkého svazku – **prostorová koncentrace energie**
- ▶ $\Delta\lambda$ může být velmi malá – **spektrální koncentrace energie**
- ▶ Synchronní činnost elementárních oscilátorů – **časová koncentrace energie**
- ▶ Koherenční vzdálenost až desítky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

Pevnolátkový laser

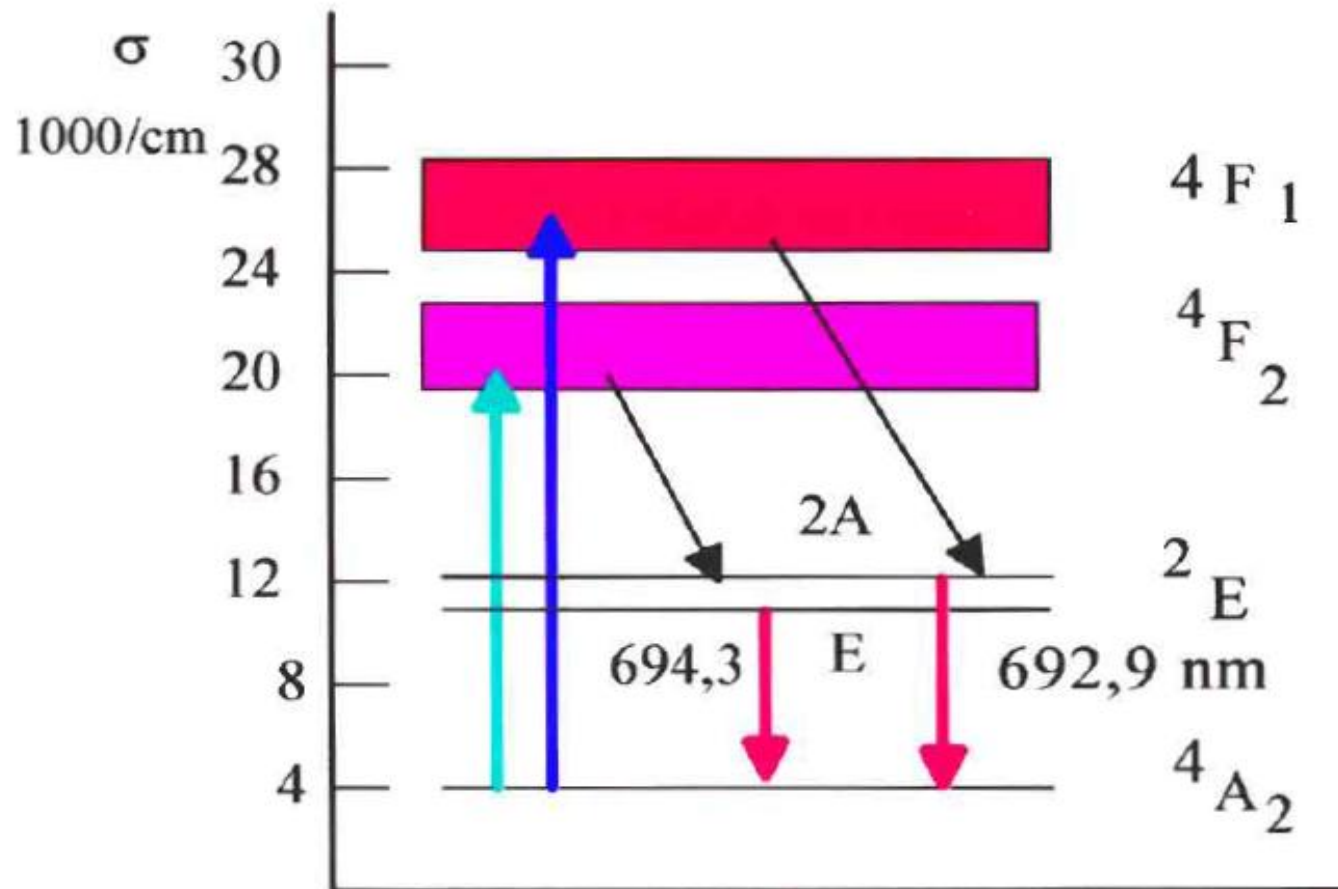


Rubínový laser ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$)

- ▶ První laser zkonstruovaný T. Maimanem v r. 1960. Používá se v impulsním režimu, výkon ve volně běžícím režimu do 10J (1 ms), Q-spínaném režimu pak do 5J (1 - 10 ns)



Energetický diagram chromu v rubínovém laseru



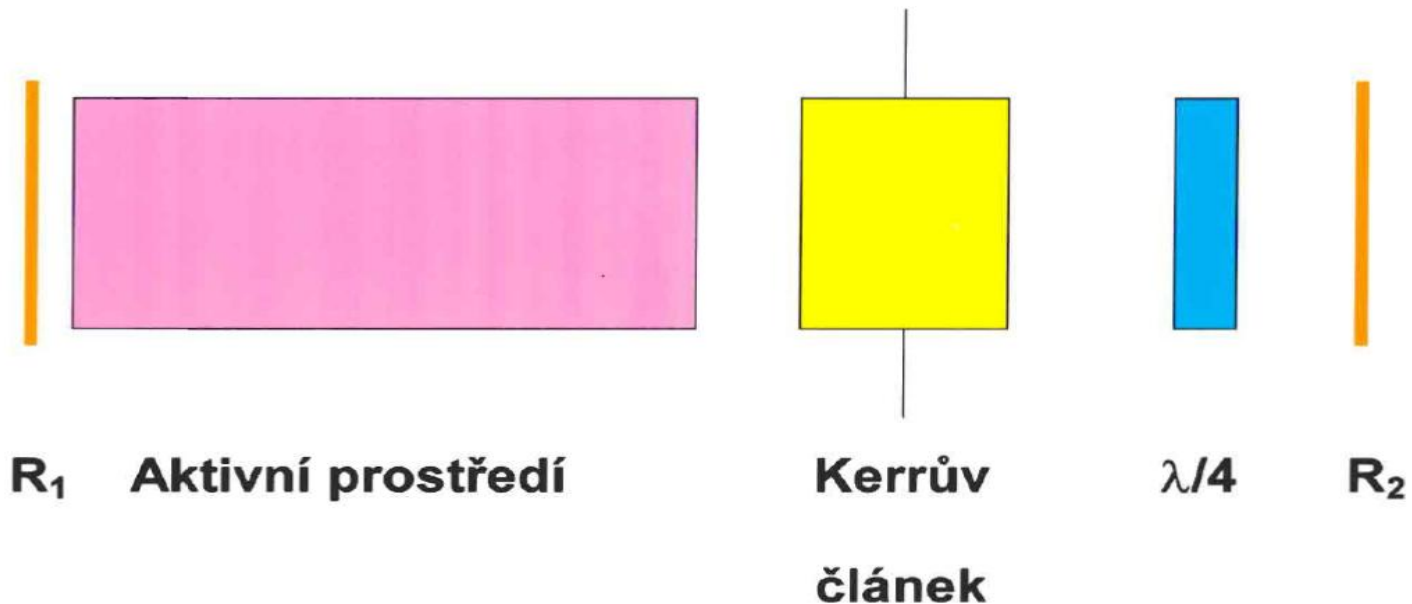
Pasivní Q-modulace

- ▶ Příklad použití saturačního absorptoru pro generaci krátkých (nanosekundových) výkonových impulsů (GW) u rubínového laseru



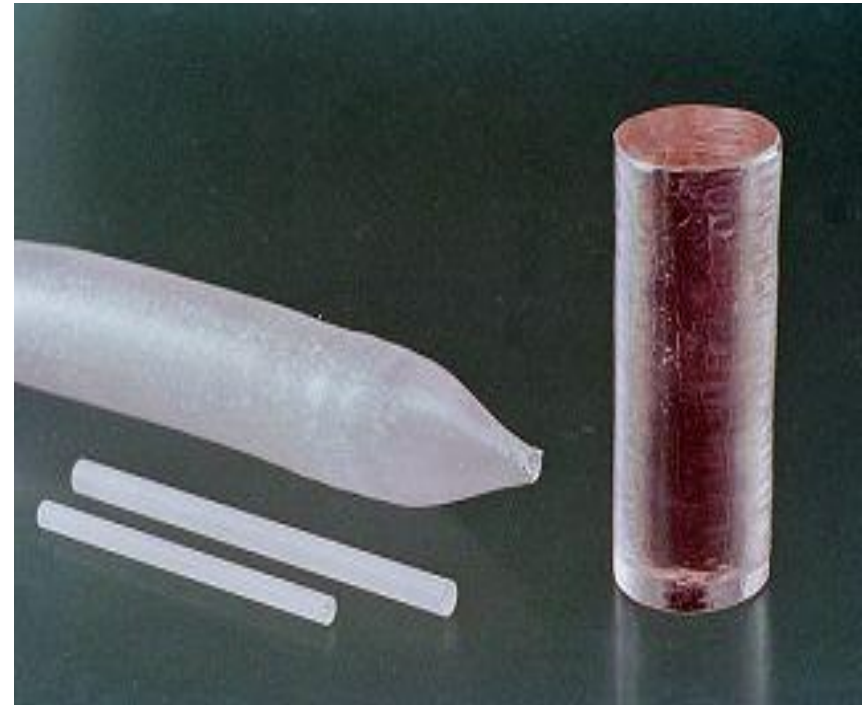
Aktivní Q-modulace

- ▶ V tomto případě je Q rezonátoru modulováno optickými závěrkami, např. elektrooptickým modulátorem na principu Kerrova jevu nebo akustooptickým modulem.



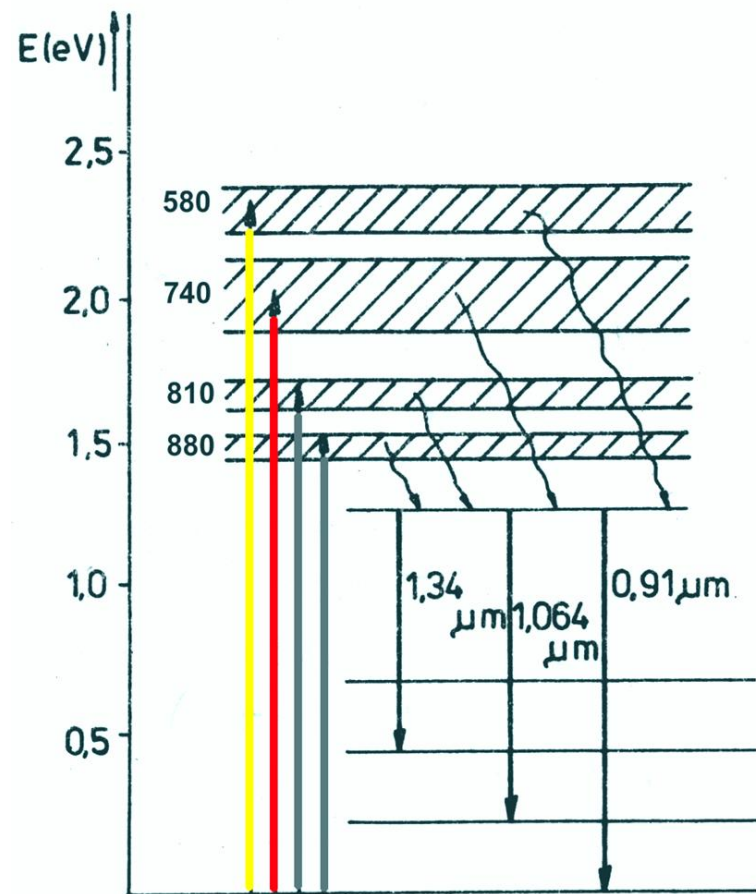
Neodymový laser

- ▶ Je nerozšířenější pevnolátkový laser (cca 1% Nd v $Y_3Al_5O_{12}$). Pracuje na 1,064 nm, v konti-nuálním režimu výkony do 1 kW, pulzní do 10 J a opakovací frekvence až několik kHz. V Q-spínaném módu pulzy 1 - 10 ns, při synchronizaci módů až 10 ps.

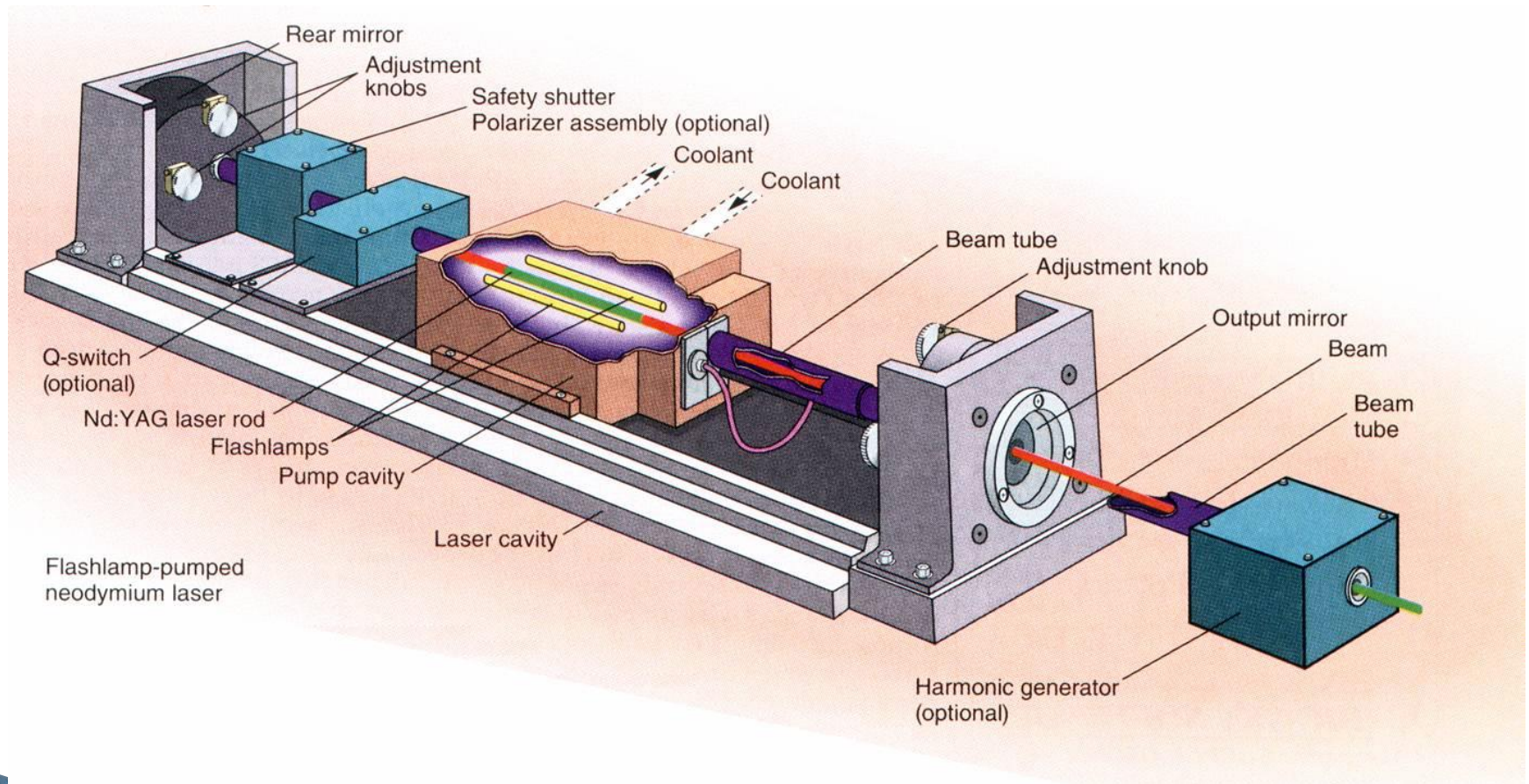


Energetický diagram neodymu v Nd:YAG laseru

- ▶ Nd^{3+} v ytrito–hlinitém granátu ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) zastupuje ionty Y^{3+} . Monokrystaly jsou mechanicky pevné, tepelně stálé s minimem optických vad na rozdíl od neodymových skel. Pro čerpání se používají xenonové výbojky nebo laserové či LED diody.

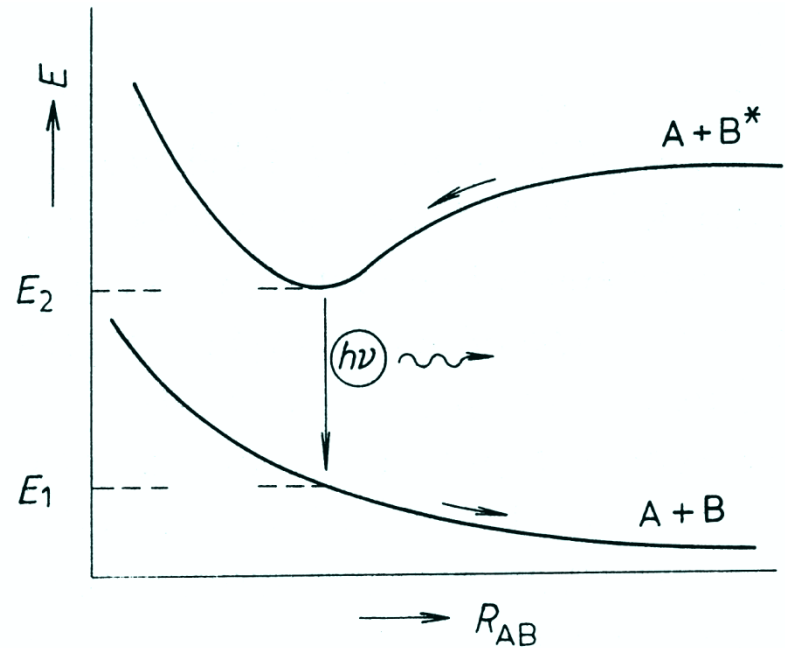


Neodymový laser



Excimer

- ▶ Excimer – nestabilní molekula vznikající na přechodnou dobu v důsledku působení excitovaného atomu (molekuly) s atomem (molekulou) v základním stavu. Po přechodu excimeru do základního stavu (vyzáření fotonu) dojde během 10^{-14} s k disociaci



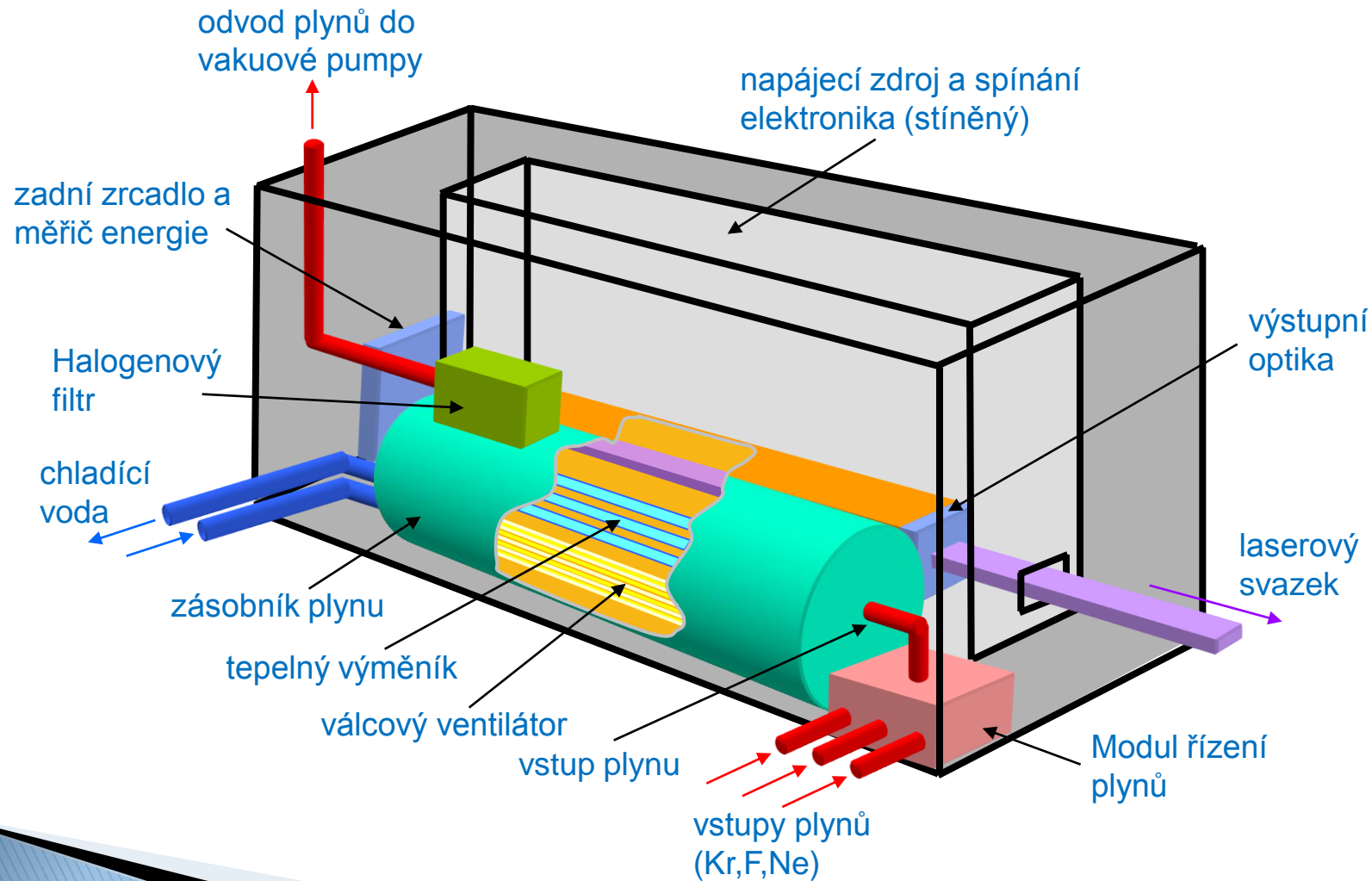
Závislost potenciální energie E soustavy atomů (molekul) A, B, vytvářejících excimer, na jejich vzdálenosti R_{AB}

Excimerový laser

- ▶ Excimery v laserech se tvoří buď silno-proudým svazkem rychlých elektronů (0,1 – 2 keV, účinnost až 20%, Xe₂^{*}, 1970, SSSR) nebo elektrickým výbojem (účinnost cca 1%, XeCl, 1975, USA). Impulsní (ns), výkon 10 – 1000 MW.

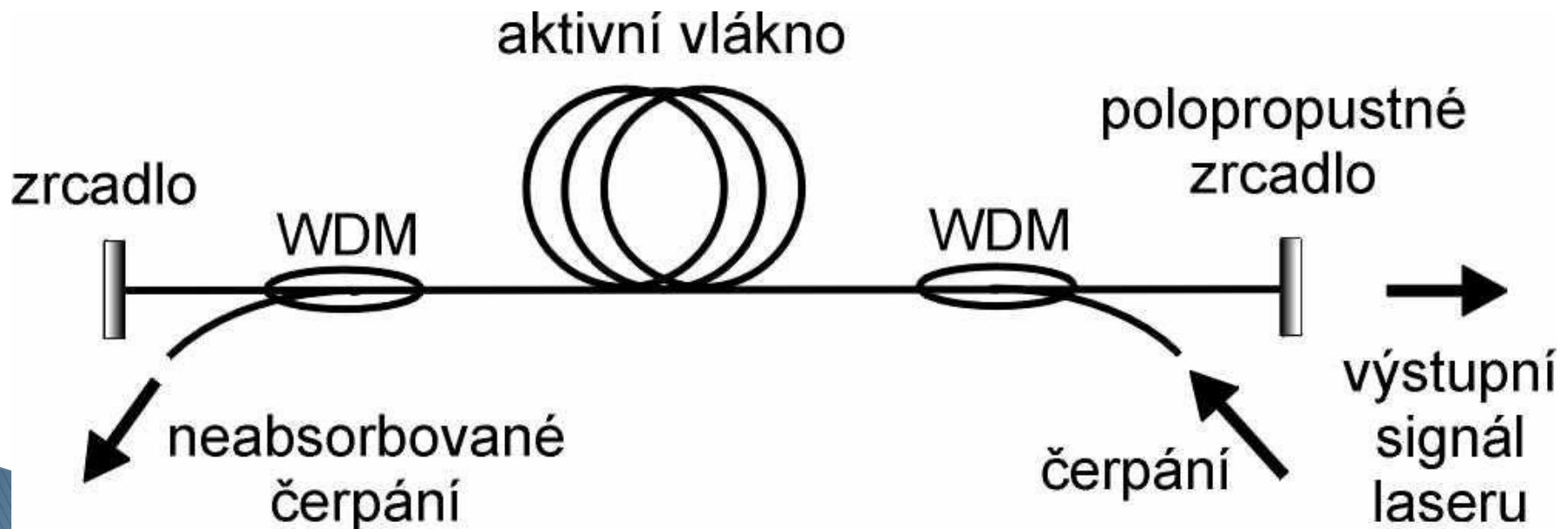
Excimer	Vlnová délka (nm)	Šířka spektrální čáry (nm)
Ar ₂	126,1	8,0
Kr ₂	146,7	13,8
Xe ₂	172,0	20,0
ArCl	175,0	
ArF	193,3	1,5
KrCl	222,0	5,0
KrF	248,4	4,0
XeBr	281,8	1,0
XeCl	308,0	2,5
XeF	351,1	1,5
XeO	540,0	25,0
KrO	557,7	1,5
ArO	558,0	4,0

Excimerový laser

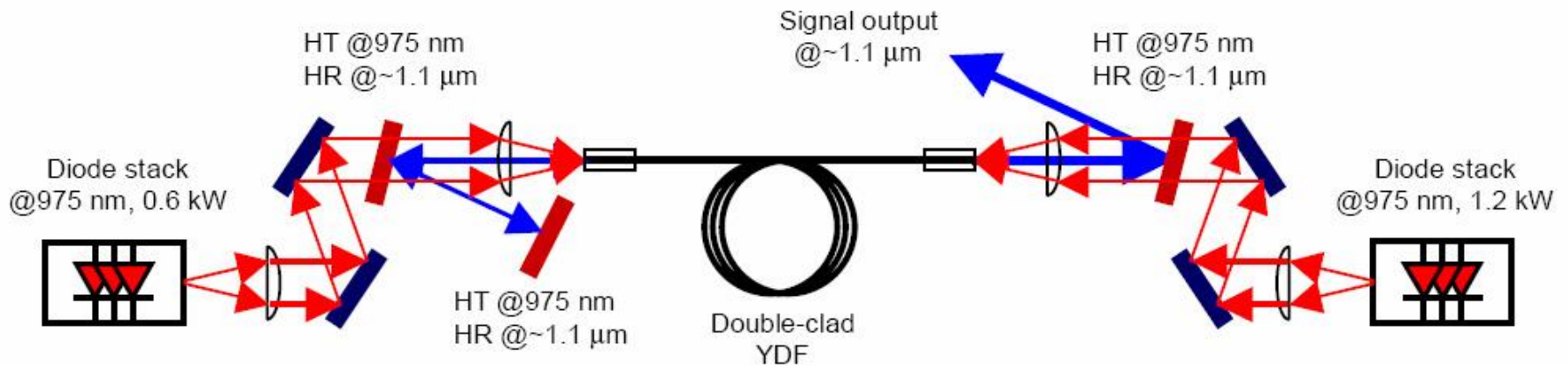


Vláknové lasery

- ▶ Uspořádání s lineárním Fabry Perotovým rezonátorem
- ▶ Vlnový multiplex *WDM* (Wavelength Division Multiplex)



Yterbiem dopovaný vláknový laser



Titanium Doped Sapphire $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$

- ▶ Ti_2O_3 concentration 0.06–0.5 wt%

Hardness 9 Mohs

Thermal conductivity 0.11 cal/(°C x sec x cm)

- ▶ **Optical Properties**

Laser action 4-Level Vibronic
Fluorescence lifetime 3.2 μsec
(T = 300 K)

Tuning range 660–1050 nm

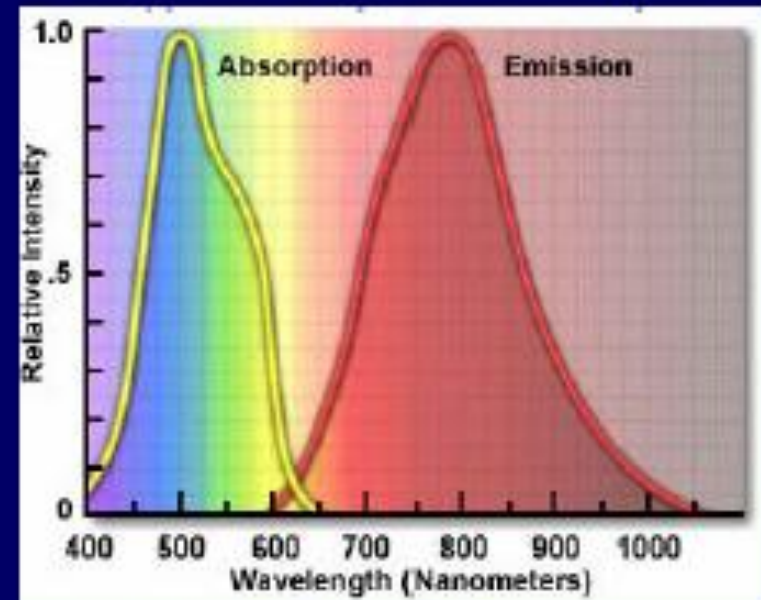
Absorption range 400–600 nm

Emission peak 795 nm

Absorption peak 488 nm

Refractive index 1.76 @ 800 nm

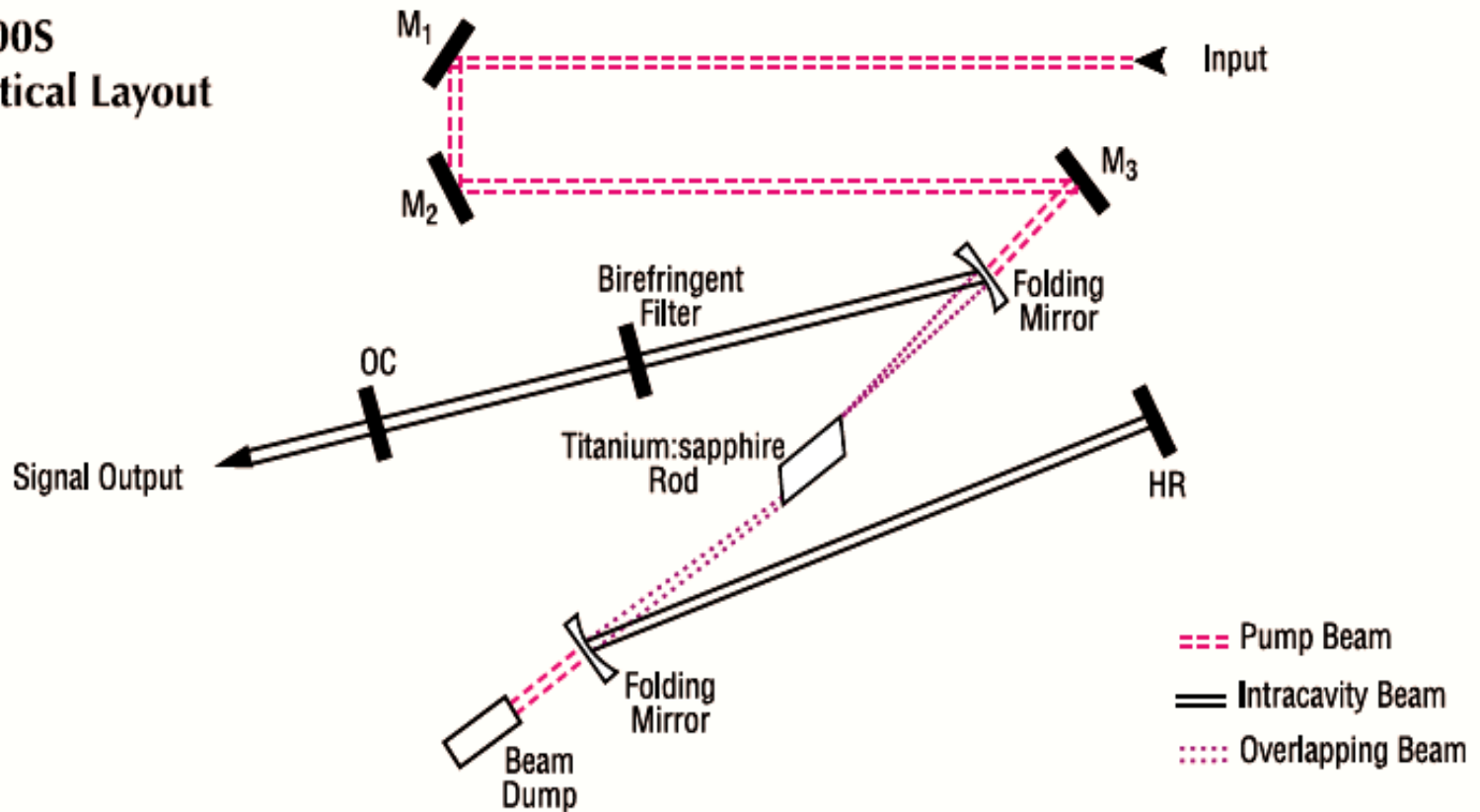
Ti:sapphire electronic spectra



- Excitation at 532 nm from a frequency doubled Nd:YVO₄ laser

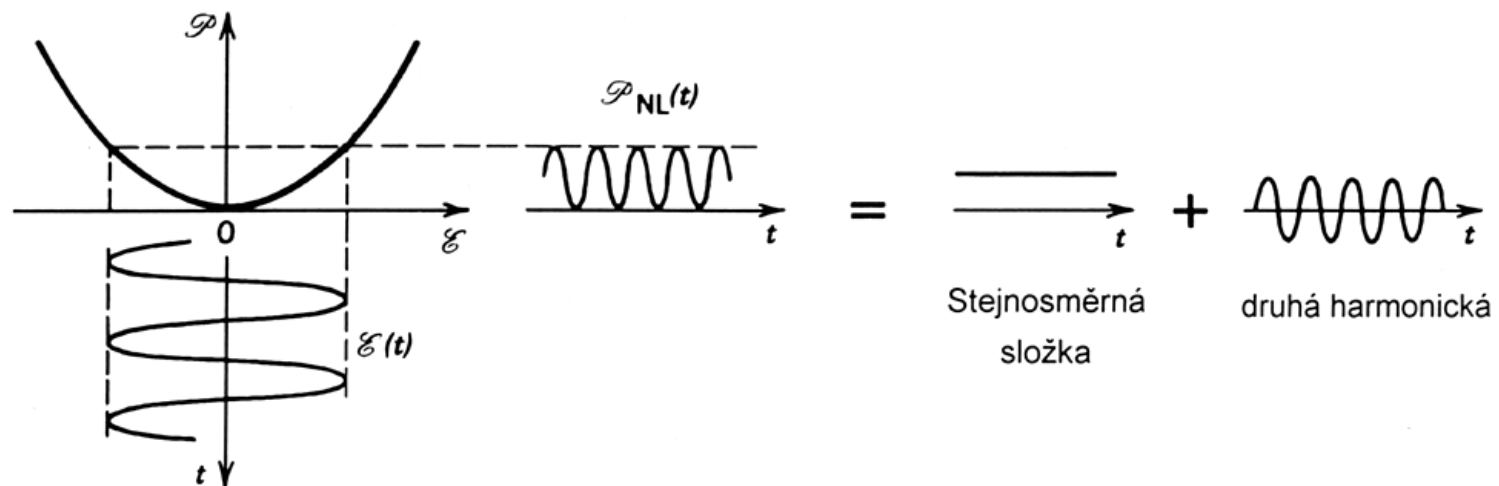
Ti:safír laser

3900S
Optical Layout



Frekvenční konverze

- ▶ První možností je využít nelineárních jevů druhého (třetího) řádu. Intenzita záření druhé harmonické druhé mocnině koeficientu optické nelinearity a intenzitě záření dopadající vlny, nepřímo úměrná čtvrté mocnině vlnové délky.

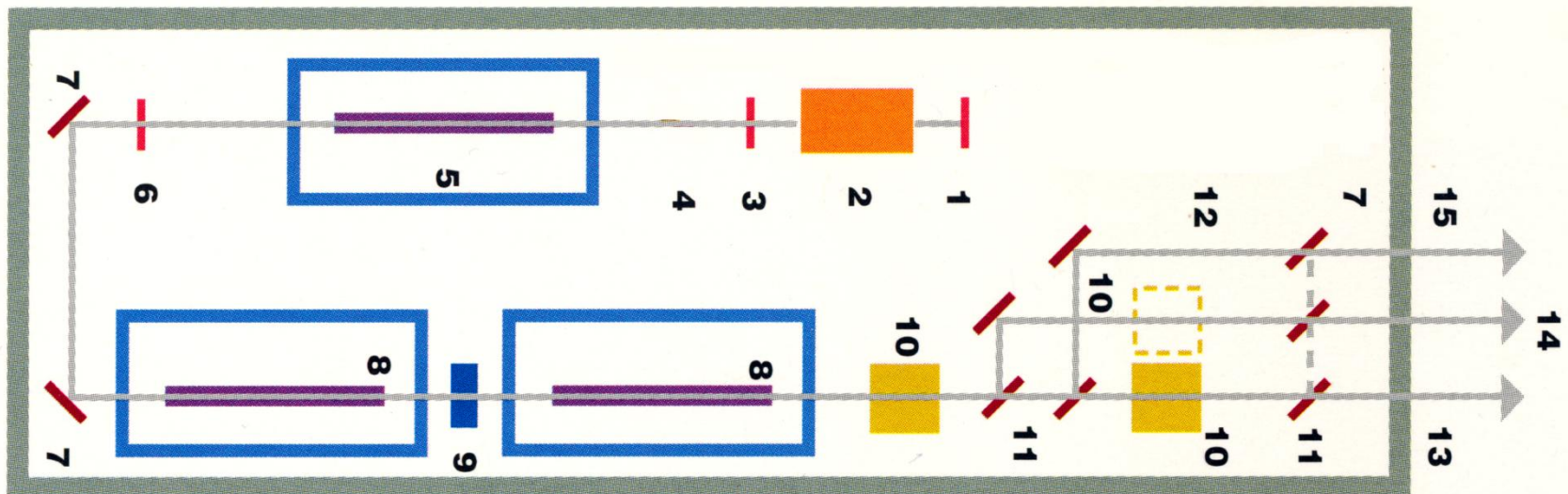


Nelineární prostředí – krystaly

krystal	$\Delta\lambda$ (μm)	MW/cm ²
KDP (dihydrogenfosfát draselný)	0,2-1,35	400
KDDP (deuterovaný KDP)	0,2-1,8	500
ADP (dihydrogenfosfát amonný)	0,2-1,2	500
RDP (dihydrogenfosfát rubidný)	0,2-1,5	300
CDA (dihydrogenrsenát cesný)	0,26-1,6	500
LiIO ₃	0,3-4,5	60
LiNbO ₃	0,4-4,5	120
Ba ₂ NaNb ₅ O ₁₅	0,38-5	100
HIO ₃	0,4-1,3	100
BBO (β -BaB ₂ O ₄)	0,2-1,5	400

Nd:YAG laser

- ▶ Laser s Q-modulací (1–6), dvoustupňovým zesilovačem (8), kompenzátorem dvojlomu (9) a násobiči frekvence (10), výstup 1064 nm (13), 532/355 nm (14), 266/1064 nm zbytkový (15)



Optical Parametric Oscillator

- ▶ Založen na koherentním rozpadu fotonu o kruhové frekvenci ω_3 na dva fotony, jejichž kruhové frekvence ω_1 a ω_2 (signálová a jalová vlna), při čemž platí: $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ a poměr $\omega_1 / \omega_2 = f(\nu)$

