Fyzika laserových generátorů

Saturovatelné absorbéry

Jan Šulc

Katedra fyzikální elektroniky
České vysoké učení technické v Praze
jan.sulc@fjfi.cvut.cz

29. dubna 2021

Fyzika laserových generátorů

Saturovatelné absorbéry

Jan Šulc

Katedra fyzikální elektroniky
České vysoké učení technické v Praze
jan.sulc@fjfi.cvut.cz

29. dubna 2021

Saturovatelný absorbér

- Pasivní optický prvek, jehož transmise roste (saturuje se absorpce) s rostoucí intenzitou dopadajícího záření

Saturovatelný absorbér

- Pasivní optický prvek, jehož transmise roste (saturuje se absorpce) s rostoucí intenzitou dopadajícího záření
- Lze popsat jako dvouhladinové rezonanční prostředí a pro popis jeho chování použít rychlostní rovnice

Saturovatelný absorbér

- Pasivní optický prvek, jehož transmise roste (saturuje se absorpce) s rostoucí intenzitou dopadajícího záření
- Lze popsat jako dvouhladinové rezonanční prostředí a pro popis jeho chování použít rychlostní rovnice
- Obecně absorpce saturuje vždy. Velikost efektu ale závisí na velikosti účinného průřezu pro absorpci a době života excitovaných stavů.

Saturovatelný absorbér

- Pasivní optický prvek, jehož transmise roste (saturuje se absorpce) s rostoucí intenzitou dopadajícího záření
- Lze popsat jako dvouhladinové rezonanční prostředí a pro popis jeho chování použít rychlostní rovnice
- Obecně absorpce saturuje vždy. Velikost efektu ale závisí na velikosti účinného průřezu pro absorpci a době života excitovaných stavů.
- Saturace absorpce vs saturace absorpce excitovaných stavů

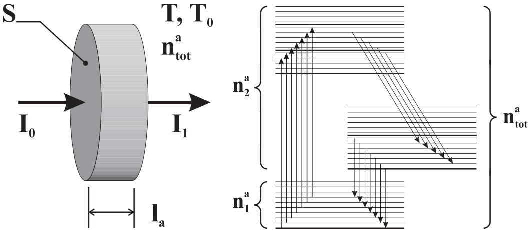
Saturovatelný absorbér

- Pasivní optický prvek, jehož transmise roste (saturuje se absorpce) s rostoucí intenzitou dopadajícího záření
- Lze popsat jako dvouhladinové rezonanční prostředí a pro popis jeho chování použít rychlostní rovnice
- Obecně absorpce saturuje vždy. Velikost efektu ale závisí na velikosti účinného průřezu pro absorpci a době života excitovaných stavů.
- Saturace absorpce vs saturace absorpce excitovaných stavů
- „Tenký“ vs „tlustý“ absorbér

Saturovatelný absorbér

- Pasivní optický prvek, jehož transmise roste (saturuje se absorpce) s rostoucí intenzitou dopadajícího záření
- Lze popsat jako dvouhladinové rezonanční prostředí a pro popis jeho chování použít rychlostní rovnice
- Obecně absorpce saturuje vždy. Velikost efektu ale závisí na velikosti účinného průřezu pro absorpci a době života excitovaných stavů.
- Saturace absorpce vs saturace absorpce excitovaných stavů
- „Tenký“ vs „tlustý“ absorbér
- Využití: pasivní závěrka Q-spínaných a modelockovaných laserů, prvek pro zvýšení kontrastu optických impulzů a pro potlačení vlivu ASE v zesilovačích

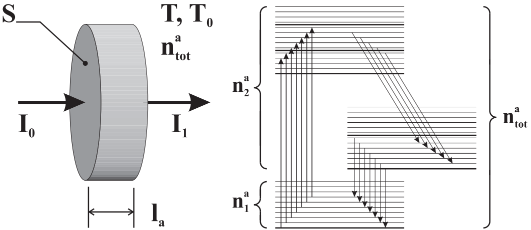
Model saturovatelného absorbéru



- Tenký absorbér – absorbující kvantové soustavy si „nestíní“:

$$T = \frac{I_1}{I_0} = \frac{S - S^a}{S} = \frac{S - n_1^a \sigma_{12}^a l_a S}{S} = 1 - n_1^a \sigma_{12}^a l_a$$

Model saturovatelného absorbéru



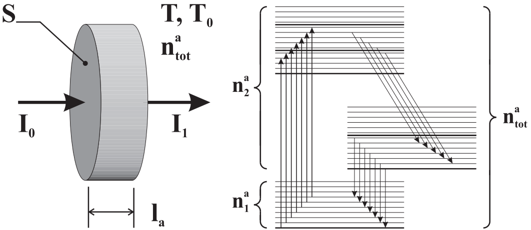
- Tenký absorbér – absorbující kvantové soustavy si „nestíní“:

$$T = \frac{I_1}{I_0} = \frac{S - S^a}{S} = \frac{S - n_1^a \sigma_{12}^a l_a S}{S} = 1 - n_1^a \sigma_{12}^a l_a$$

- Vývoj populace hladin udává rychlostní rovnice. Např.:

$$\frac{dn_1^a}{dt} = \frac{(n_{tot}^a - n_1^a)}{\tau^a} - \frac{\sigma_{12}^a(\nu)}{h\nu} I n_1^a \qquad (1)$$

Model saturovatelného absorbéru



- Tenký absorbér – absorbující kvantové soustavy si „nestíní“:

$$T = \frac{I_1}{I_0} = \frac{S - S^a}{S} = \frac{S - n_1^a \sigma_{12}^a l_a S}{S} = 1 - n_1^a \sigma_{12}^a l_a$$

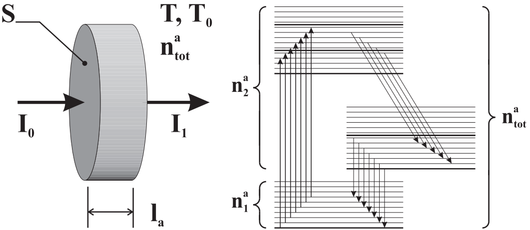
- Vývoj populace hladin udává rychlostní rovnice. Např.:

$$\frac{dn_1^a}{dt} = \frac{(n_{tot}^a - n_1^a)}{\tau^a} - \frac{\sigma_{12}^a(\nu)}{h\nu} I n_1^a \qquad (1)$$

- Obecně i pro šíření záření SA je potřeba příslušná rovnice:

$$\frac{dI}{dz} = -n_1^a \sigma_{12}^a I$$

Model saturovatelného absorbéru



- Tenký absorbér – absorbující kvantové soustavy si „nestíní“:

$$T = \frac{I_1}{I_0} = \frac{S - S^a}{S} = \frac{S - n_1^a \sigma_{12}^a l_a S}{S} = 1 - n_1^a \sigma_{12}^a l_a$$

- Vývoj populace hladin udává rychlostní rovnice. Např.:

$$\frac{dn_1^a}{dt} = \frac{(n_{tot}^a - n_1^a)}{\tau^a} - \frac{\sigma_{12}^a(\nu)}{h\nu} I n_1^a \tag{1}$$

- Obecně i pro šíření záření SA je potřeba příslušná rovnice:

$$\frac{dI}{dz} = -n_1^a \sigma_{12}^a I$$

- Pro malou změnu n_1^a podél absorbéru:

$$I_1 = I_0 \exp\left(-n_1^a \sigma_{12}^a l_a\right) \quad \Rightarrow \quad T = \exp\left(-n_1^a \sigma_{12}^a l_a\right)$$

Dlouhý impulz – stacionární stav

- Pokud je impulz záření procházejícího SA dlouhý v porovnání s dobou relaxace SA, můžeme vyřešit rychlostní rovnici (1):

$$y = \frac{n_1^a}{n_{tot}^a} = \frac{1}{1 + \frac{I}{I_S}} \quad \text{kde} \quad I_s = \frac{h\nu}{\sigma_{12}^a(\nu)\tau^a}. \tag{2}$$

Dlouhý impulz – stacionární stav

- Pokud je impulz záření procházejícího SA dlouhý v porovnání s dobou relaxace SA, můžeme vyřešit rychlostní rovnici (1):

$$y = \frac{n_1^a}{n_{tot}^a} = \frac{1}{1 + \frac{I}{I_S}} \quad \text{kde} \quad I_s = \frac{h\nu}{\sigma_{12}^a(\nu)\tau^a}. \tag{2}$$

- Pro „tenký“ absorbér:

$$T = T_0^y$$

Dlouhý impulz – stacionární stav

- Pokud je impulz záření procházejícího SA dlouhý v porovnání s dobou relaxace SA, můžeme vyřešit rychlostní rovnici (1):

$$y = \frac{n_1^a}{n_{tot}^a} = \frac{1}{1 + \frac{I}{I_S}} \quad \text{kde} \quad I_s = \frac{h\nu}{\sigma_{12}^a(\nu)\tau^a}. \tag{2}$$

- Pro „tenký" absorbér:

$$T = T_0^y$$

- Pro „tlustý" absorbér (Lambertův zákon):

$$T = \frac{I_S}{I} \,\mathrm{LambertW}\left(\frac{I}{I_S} T_0 \exp\left[\frac{I}{I_S}\right]\right)$$

Dlouhý impulz – stacionární stav

- Pokud je impulz záření procházejícího SA dlouhý v porovnání s dobou relaxace SA, můžeme vyřešit rychlostní rovnici (1):

$$y = \frac{n_1^a}{n_{tot}^a} = \frac{1}{1 + \frac{I}{I_S}} \quad \text{kde} \quad I_s = \frac{h\nu}{\sigma_{12}^a(\nu)\tau^a}. \tag{2}$$

- Pro „tenký“ absorbér:

$$T = T_0^y$$

- Pro „tlustý“ absorbér (Lambertův zákon):

$$T = \frac{I_S}{I} \,\mathrm{LambertW}\left(\frac{I}{I_S} T_0 \exp\left[\frac{I}{I_S}\right]\right)$$

Dlouhý impulz – stacionární stav

- Pokud je impulz záření procházejícího SA dlouhý v porovnání s dobou relaxace SA, můžeme vyřešit rychlostní rovnici (1):

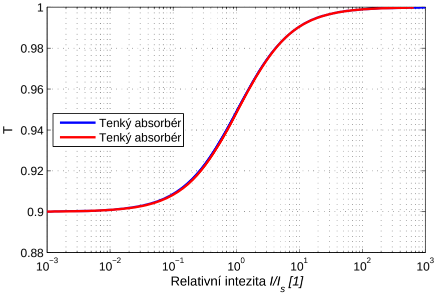
$$y = \frac{n_1^a}{n_{tot}^a} = \frac{1}{1+\frac{I}{I_S}} \quad \text{kde} \quad I_s = \frac{h\nu}{\sigma_{12}^a(\nu)\tau^a}. \tag{2}$$

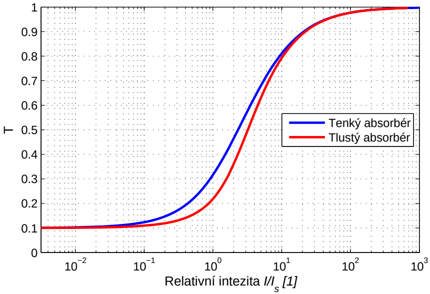
- Pro „tenký“ absorbér:

$$T = T_0^y$$

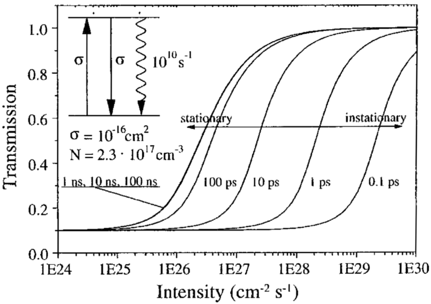
- Pro „tlustý“ absorbér (Lambertův zákon):

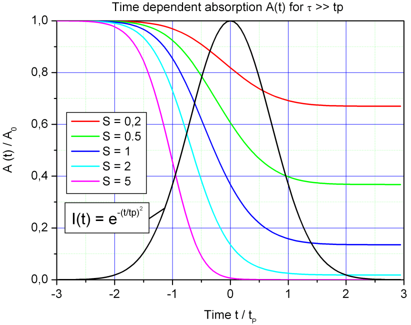
$$T = \frac{I_S}{I}\,\mathrm{LambertW}\left(\frac{I}{I_S}T_0 \exp\left[\frac{I}{I_S}\right]\right)$$

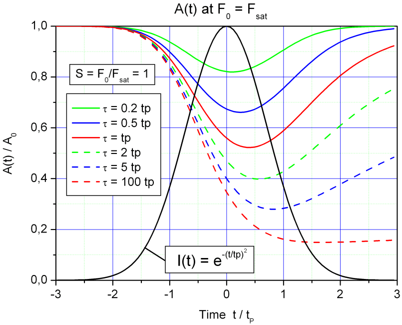


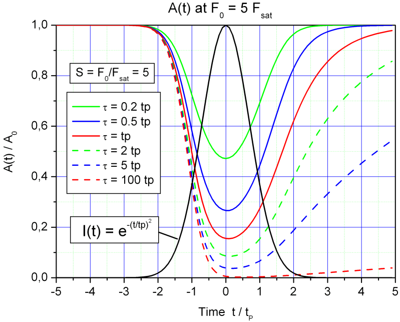


Vliv délky impulzu









Krátký impulz, tenký absorbér

- Pokud je impulz záření procházejícího SA krátký v porovnání s dobou relaxace SA, bude mít rychlostní rovnice (1) tvar:

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} I y$$

Krátký impulz, tenký absorbér

- Pokud je impulz záření procházejícího SA krátký v porovnání s dobou relaxace SA, bude mít rychlostní rovnice (1) tvar:

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} I y$$

- Řešení pro počáteční hodnoty $y|_0 = 1$ a časově proměnnou intenzitu $I = I(t)$:

$$y(t) = \mathrm{e}^{-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} \int_0^t I(t')\mathrm{d}t'} \tag{3}$$

Krátký impulz, tenký absorbér

- Pokud je impulz záření procházejícího SA krátký v porovnání s dobou relaxace SA, bude mít rychlostní rovnice (1) tvar:

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} I y$$

- Řešení pro počáteční hodnoty $y|_0 = 1$ a časově proměnnou intenzitu $I = I(t)$:

$$y(t) = \mathrm{e}^{-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} \int_0^t I(t')\mathrm{d}t'} \tag{3}$$

- Pro obdélníkový impulz a amplitudou I a s normovanou délkou τ_p dostáváme:

$$y(0 < t < \tau_p) = \mathrm{e}^{-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} It}, \quad y(t > \tau_p) = \mathrm{e}^{-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} I\tau_p} \tag{4}$$

Krátký impulz, tenký absorbér

- Pokud je impulz záření procházejícího SA krátký v porovnání s dobou relaxace SA, bude mít rychlostní rovnice (1) tvar:

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} I y$$

- Řešení pro počáteční hodnoty $y|_0 = 1$ a časově proměnnou intenzitu $I = I(t)$:

$$y(t) = \mathrm{e}^{-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} \int_0^t I(t')\mathrm{d}t'} \tag{3}$$

- Pro obdélníkový impulz a amplitudou I a s normovanou délkou τ_p dostáváme:

$$y(0 < t < \tau_p) = \mathrm{e}^{-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} It}, \quad y(t > \tau_p) = \mathrm{e}^{-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} I\tau_p} \tag{4}$$

- Transmise absorbéru po dobu průchodu impulzu:

$$T(t) = T_0^{\exp\left[-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} It\right]} \tag{5}$$

Krátký impulz, tenký absorbér

- Pokud je impulz záření procházejícího SA krátký v porovnání s dobou relaxace SA, bude mít rychlostní rovnice (1) tvar:

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} Iy$$

- Řešení pro počáteční hodnoty $y|_0 = 1$ a časově proměnnou intenzitu $I = I(t)$:

$$y(t) = \mathrm{e}^{-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} \int_0^t I(t')\mathrm{d}t'} \tag{3}$$

- Pro obdélníkový impulz a amplitudou I a s normovanou délkou τ_p dostáváme:

$$y(0 < t < \tau_p) = \mathrm{e}^{-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} It}, \quad y(t > \tau_p) = \mathrm{e}^{-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} I\tau_p} \tag{4}$$

- Transmise absorbéru po dobu průchodu impulzu:

$$T(t) = T_0^{\exp\left[-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} It\right]} \tag{5}$$

- Energetická transmise bude:

$$T = \frac{E_{\mathrm{out}}}{E_{\mathrm{in}}} = \frac{\int_0^{t_p} IT(t)\,dt}{\int_0^{t_p} I\,dt} = \frac{1}{t_p}\int_0^{t_p} T(t)\,dt \tag{6}$$

Krátký impulz, tenký absorbér

- Pokud je impulz záření procházejícího SA krátký v porovnání s dobou relaxace SA, bude mít rychlostní rovnice (1) tvar:

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} Iy$$

- Řešení pro počáteční hodnoty $y|_0 = 1$ a časově proměnnou intenzitu $I = I(t)$:

$$y(t) = \mathrm{e}^{-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} \int_0^t I(t')\mathrm{d}t'} \tag{3}$$

- Pro obdélníkový impulz a amplitudou I a s normovanou délkou τ_p dostáváme:

$$y(0 < t < \tau_p) = \mathrm{e}^{-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} It}, \quad y(t > \tau_p) = \mathrm{e}^{-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} I\tau_p} \tag{4}$$

- Transmise absorbéru po dobu průchodu impulzu:

$$T(t) = T_0^{\exp\left[-\frac{\sigma_{12}^{a}(\nu)}{h\nu} It\right]} \tag{5}$$

- Energetická transmise bude:

$$T = \frac{E_{\mathrm{out}}}{E_{\mathrm{in}}} = \frac{\int_0^{t_p} IT(t)\,dt}{\int_0^{t_p} I\,dt} = \frac{1}{t_p}\int_0^{t_p} T(t)\,dt \tag{6}$$

- Po integraci ($E_{in} = I\tau_p$, $E_s = h\nu/\sigma_{12}^{a}(\nu)$):

$$T = \frac{E_s}{E_{in}}\left(\mathrm{Ei}\left(1, \exp\left(-\frac{E_{in}}{E_s}\right)\ln\left({T_0}^{-1}\right)\right) - \mathrm{Ei}\left(1, \ln\left({T_0}^{-1}\right)\right)\right) \tag{7}$$

Krátký impulz, tenký absorbér

- Máme:

$$T = \frac{E_s}{E_{in}} \left(\mathrm{Ei}\left(1, \exp\left(-\frac{E_{in}}{E_s}\right) \ln\left({T_0}^{-1}\right)\right) - \mathrm{Ei}\left(1, \ln\left({T_0}^{-1}\right)\right)\right) \tag{8}$$

Krátký impulz, tenký absorbér

- Máme:

$$T = \frac{E_s}{E_{in}} \left(\mathrm{Ei}\left(1, \exp\left(-\frac{E_{in}}{E_s}\right) \ln\left({T_0}^{-1}\right)\right) - \mathrm{Ei}\left(1, \ln\left({T_0}^{-1}\right)\right)\right) \tag{8}$$

- Integrální exponencielu $\mathrm{Ei}(1, x)$ lze pro $x < 0{,}5$ dobře aproximovat funkcí:

$$\mathrm{Ei}(1, x) \approx x - \ln(x) - \gamma \tag{9}$$

kde $\gamma = 0{,}557215\ldots$ je Eulerova konstanta

Krátký impulz, tenký absorbér

- Máme:

$$T = \frac{E_s}{E_{in}} \left(\mathrm{Ei}\left(1, \exp\left(-\frac{E_{in}}{E_s}\right) \ln\left({T_0}^{-1}\right)\right) - \mathrm{Ei}\left(1, \ln\left({T_0}^{-1}\right)\right)\right) \tag{8}$$

- Integrální exponencielu $\mathrm{Ei}(1, x)$ lze pro $x < 0{,}5$ dobře aproximovat funkcí:

$$\mathrm{Ei}(1, x) \approx x - \ln(x) - \gamma \tag{9}$$

  kde $\gamma = 0{,}557215\ldots$ je Eulerova konstanta
- Dostaneme:

$$T \approx 1 - \frac{E_s}{E_{in}} \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s}\right]\right) \ln\left(\frac{1}{T_0}\right) \tag{10}$$

Krátký impulz, tenký absorbér

- Máme:

$$T = \frac{E_s}{E_{in}} \left(\mathrm{Ei} \left(1, \exp \left(-\frac{E_{in}}{E_s} \right) \ln \left({T_0}^{-1} \right) \right) - \mathrm{Ei} \left(1, \ln \left({T_0}^{-1} \right) \right) \right) \tag{8}$$

- Integrální exponencielu $\mathrm{Ei}(1, x)$ lze pro $x < 0{,}5$ dobře aproximovat funkcí:

$$\mathrm{Ei}(1, x) \approx x - \ln(x) - \gamma \tag{9}$$

kde $\gamma = 0{,}557215\ldots$ je Eulerova konstanta

- Dostaneme:

$$T \approx 1 - \frac{E_s}{E_{in}} \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s} \right] \right) \ln \left(\frac{1}{T_0} \right) \tag{10}$$

- Ještě lepší přiblížení dává funkce:

$$T \approx 1 - \frac{E_s}{E_{in}} \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s} \right] \right) (1 - T_0) \tag{11}$$

Krátký impulz, tenký absorbér

- Máme:

$$T = \frac{E_s}{E_{in}} \left(\mathrm{Ei}\left(1, \exp\left(-\frac{E_{in}}{E_s}\right) \ln\left({T_0}^{-1}\right)\right) - \mathrm{Ei}\left(1, \ln\left({T_0}^{-1}\right)\right)\right) \tag{8}$$

- Integrální exponencielu $\mathrm{Ei}(1, x)$ lze pro $x < 0{,}5$ dobře aproximovat funkcí:

$$\mathrm{Ei}(1, x) \approx x - \ln(x) - \gamma \tag{9}$$

  kde $\gamma = 0{,}557215\ldots$ je Eulerova konstanta
- Dostaneme:

$$T \approx 1 - \frac{E_s}{E_{in}} \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s}\right]\right) \ln\left(\frac{1}{T_0}\right) \tag{10}$$

- Ještě lepší přiblížení dává funkce:

$$T \approx 1 - \frac{E_s}{E_{in}} \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s}\right]\right) (1 - T_0) \tag{11}$$

- Oproti stacionárnímu řešení není rozhodující saturační intenzita záření, ale saturační hustota energie

$$E_s = \frac{h\nu}{\sigma_{12}^{a}(\nu)}$$

Krátký impulz, tlustý absorbér

- Transmise tenké vrstvy tloušťky Δz:

$$T(\Delta z) \approx 1 - \frac{E_s}{E_{in}} \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s}\right]\right) \underbrace{(1 - T_0(\Delta z))}_{\sim \alpha_0 \Delta z}$$

Krátký impulz, tlustý absorbér

- Transmise tenké vrstvy tloušťky Δz:

$$T(\Delta z) \approx 1 - \frac{E_s}{E_{in}} \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s}\right]\right) \underbrace{(1 - T_0(\Delta z))}_{\sim \alpha_0 \Delta z}$$

- Úbytek energie na této vrstvě:

$$-\Delta E = E_{in} - E_{in} T(\Delta z) = E_{in}(1 - T(\Delta z)) = E_s \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s}\right]\right) \alpha_0 \Delta z$$

Krátký impulz, tlustý absorbér

- Transmise tenké vrstvy tloušťky Δz:

$$T(\Delta z) \approx 1 - \frac{E_s}{E_{in}} \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s}\right]\right) \underbrace{(1 - T_0(\Delta z))}_{\sim \alpha_0 \Delta z}$$

- Úbytek energie na této vrstvě:

$$-\Delta E = E_{in} - E_{in} T(\Delta z) = E_{in}(1 - T(\Delta z)) = E_s \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s}\right]\right) \alpha_0 \Delta z$$

- Pro normovanou hustotu energie $w = E/E_s$

$$-\Delta w = (1 - \exp[-w])\, \alpha_0 \Delta z \quad \Rightarrow \quad -\frac{dw}{dz} = (1 - \exp[-w])\, \alpha_0$$

Krátký impulz, tlustý absorbér

- Transmise tenké vrstvy tloušťky Δz:

$$T(\Delta z) \approx 1 - \frac{E_s}{E_{in}} \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s}\right]\right) \underbrace{(1 - T_0(\Delta z))}_{\sim \alpha_0 \Delta z}$$

- Úbytek energie na této vrstvě:

$$-\Delta E = E_{in} - E_{in} T(\Delta z) = E_{in}(1 - T(\Delta z)) = E_s \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s}\right]\right) \alpha_0 \Delta z$$

- Pro normovanou hustotu energie $w = E/E_s$

$$-\Delta w = (1 - \exp[-w])\, \alpha_0 \Delta z \quad \Rightarrow \quad -\frac{dw}{dz} = (1 - \exp[-w])\, \alpha_0$$

- Separace proměnných a integrace (okrajové podmínky $w(0) = w_i$, $w(l) = w_f$):

$$\int_{w_i}^{w_f} \frac{dw}{1 - \exp[-w]} = -\int_0^l \alpha_0 dz$$

Krátký impulz, tlustý absorbér

- Transmise tenké vrstvy tloušťky Δz:

$$T(\Delta z) \approx 1 - \frac{E_s}{E_{in}} \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s}\right]\right) \underbrace{(1 - T_0(\Delta z))}_{\sim \alpha_0 \Delta z}$$

- Úbytek energie na této vrstvě:

$$-\Delta E = E_{in} - E_{in} T(\Delta z) = E_{in}(1 - T(\Delta z)) = E_s \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s}\right]\right) \alpha_0 \Delta z$$

- Pro normovanou hustotu energie $w = E/E_s$

$$-\Delta w = (1 - \exp[-w])\, \alpha_0 \Delta z \quad \Rightarrow \quad -\frac{dw}{dz} = (1 - \exp[-w])\, \alpha_0$$

- Separace proměnných a integrace (okrajové podmínky $w(0) = w_i$, $w(l) = w_f$):

$$\int_{w_i}^{w_f} \frac{dw}{1 - \exp[-w]} = -\int_0^l \alpha_0 dz$$

- Po integraci:

$$w_f = \ln\left(\exp(2w_i - \alpha_0 l) - \exp(w_i - \alpha_0 l) + \exp(w_i)\right) - w_i$$

Krátký impulz, tlustý absorbér

- Transmise tenké vrstvy tloušťky Δz:

$$T(\Delta z) \approx 1 - \frac{E_s}{E_{in}} \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s}\right]\right) \underbrace{(1 - T_0(\Delta z))}_{\sim \alpha_0 \Delta z}$$

- Úbytek energie na této vrstvě:

$$-\Delta E = E_{in} - E_{in} T(\Delta z) = E_{in}(1 - T(\Delta z)) = E_s \left(1 - \exp\left[-\frac{E_{in}}{E_s}\right]\right) \alpha_0 \Delta z$$

- Pro normovanou hustotu energie $w = E/E_s$

$$-\Delta w = (1 - \exp[-w])\,\alpha_0 \Delta z \quad \Rightarrow \quad -\frac{dw}{dz} = (1 - \exp[-w])\,\alpha_0$$

- Separace proměnných a integrace (okrajové podmínky $w(0) = w_i$, $w(l) = w_f$):

$$\int_{w_i}^{w_f} \frac{dw}{1 - \exp[-w]} = -\int_0^l \alpha_0 dz$$

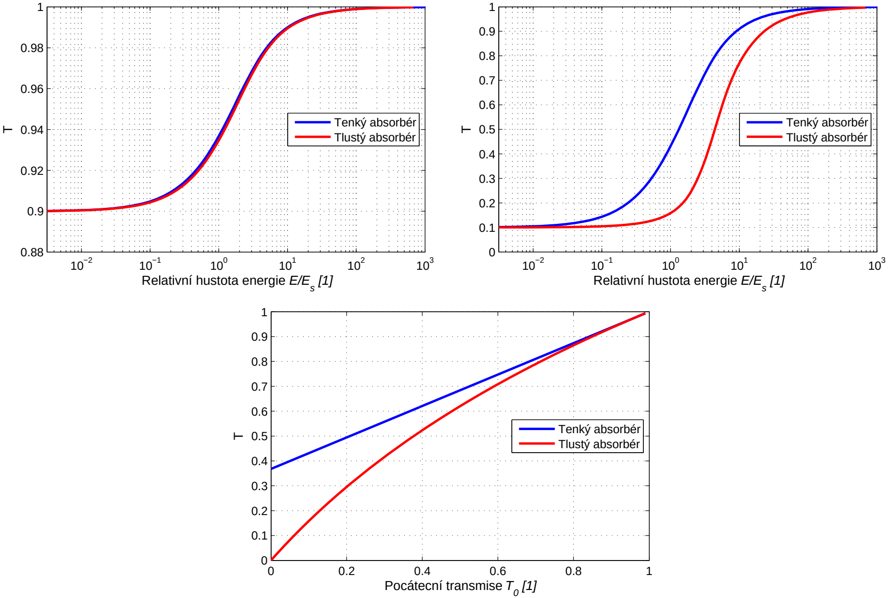
- Po integraci:

$$w_f = \ln\left(\exp(2w_i - \alpha_0 l) - \exp(w_i - \alpha_0 l) + \exp(w_i)\right) - w_i$$

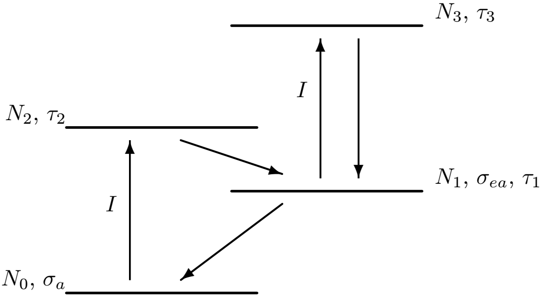
- Vzhledem k tomu, že $T_0 = \exp(-\alpha_0 l)$:

$$T = \frac{w_f}{w_i} = \frac{E_s}{E_{in}} \ln\left(T_0\left[\exp\left(\frac{E_{in}}{E_s}\right) - 1\right] + 1\right)$$ FRANTZ-NODVIKOVA ROVNICE

Krátký impulz, tenký vs tlustý absorbér

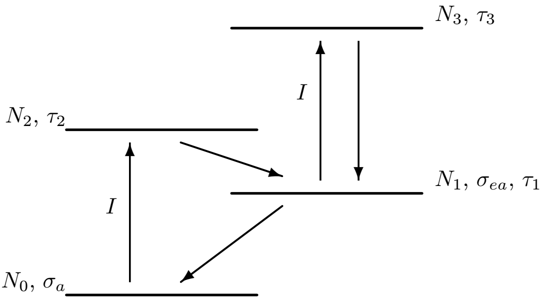


Absorpce excitovaných stavů



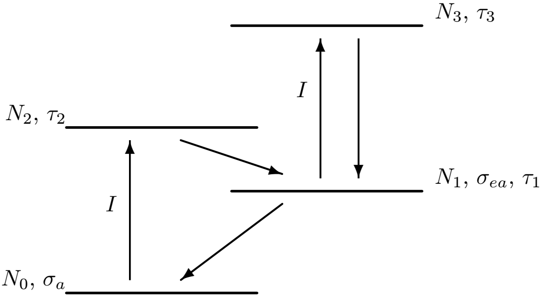
- Přítomnost vyšších hladin v energetické struktuře SA může vést k absorpci excitovaných stavů

Absorpce excitovaných stavů



- Přítomnost vyšších hladin v energetické struktuře SA může vést k absorpci excitovaných stavů
- Absorpce excitovaných stavů způsobí, že propustnost SA nesaturuje na 100 %.

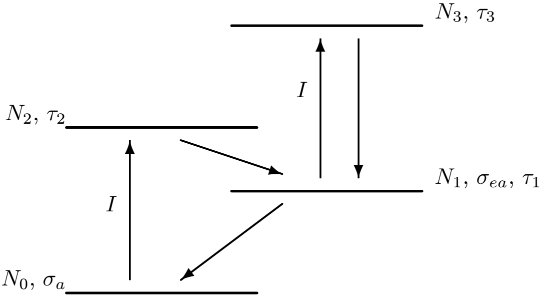
Absorpce excitovaných stavů



- Přítomnost vyšších hladin v energetické struktuře SA může vést k absorpci excitovaných stavů
- Absorpce excitovaných stavů způsobí, že propustnost SA nesaturuje na 100 %.
- Absorpce základních stavů GSA:

$$T_0 = \exp\left(-\sigma_a n_{tot} l\right)$$

Absorpce excitovaných stavů



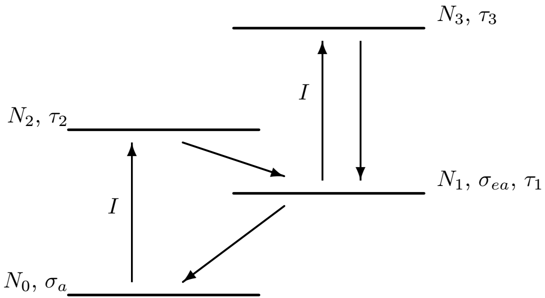
- Přítomnost vyšších hladin v energetické struktuře SA může vést k absorpci excitovaných stavů
- Absorpce excitovaných stavů způsobí, že propustnost SA nesaturuje na 100 %.
- Absorpce základních stavů GSA:

$$T_0 = \exp\left(-\sigma_a n_{tot} l\right)$$

- Absorpce excitovaných stavů ESA:

$$T_e = \exp\left(-\sigma_{ae} n_{tot} l\right) < 1$$

Absorpce excitovaných stavů



- Přítomnost vyšších hladin v energetické struktuře SA může vést k absorpci excitovaných stavů
- Absorpce excitovaných stavů způsobí, že propustnost SA nesaturuje na 100 %.
- Absorpce základních stavů GSA:

$$T_0 = \exp\left(-\sigma_a n_{tot} l\right)$$

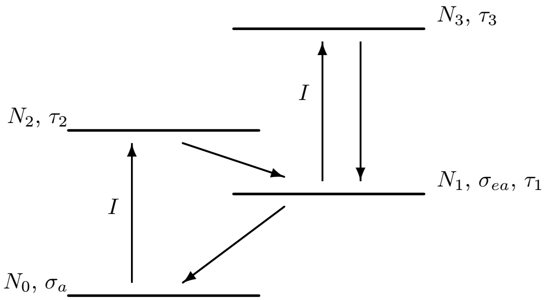
- Absorpce excitovaných stavů ESA:

$$T_e = \exp\left(-\sigma_{ae} n_{tot} l\right) < 1$$

- SA FOM:

$$FOM = \frac{\sigma_a}{\sigma_{ae}}, \quad T_e = T_0^{1/FOM}$$

Absorpce excitovaných stavů



- Rychlostní rovnice ($N_{tot} = N_0 + N_1 + N_2 + N_3$):

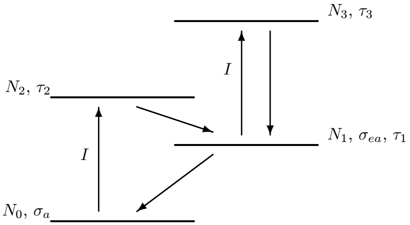
$$\frac{dN_0}{dt} = \frac{N_1}{\tau_1} - \frac{\sigma_a}{\hbar\omega} N_0 I \tag{12}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_3}{\tau_3} + \frac{N_2}{\tau_2} - \frac{N_1}{\tau_1} - \frac{\sigma_{ea}}{\hbar\omega} N_1 I \tag{13}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_2}{\tau_2} + \frac{\sigma_a}{\hbar\omega} N_0 I \tag{14}$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -\frac{N_3}{\tau_3} + \frac{\sigma_{ea}}{\hbar\omega} N_1 I \tag{15}$$

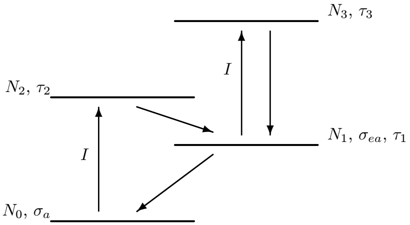
Absorpce excitovaných stavů – stacionární řešení



- Předpokládáme, že $\tau_{2,3} \sim 0$:

$$N_0 = \frac{N_{tot}}{1 + I\sigma_a\tau_1/(\hbar\omega)}, \quad N_1 = I\sigma_a\tau_1 N_0/(\hbar\omega), \quad N_{2,3} \sim 0 \tag{16}$$

Absorpce excitovaných stavů – stacionární řešení



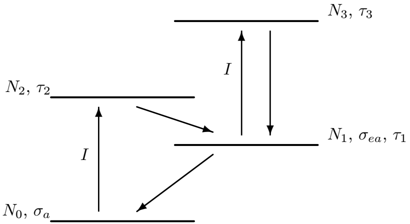
- Předpokládáme, že $\tau_{2,3} \sim 0$:

$$N_0 = \frac{N_{\text{tot}}}{1 + I\sigma_a\tau_1/(\hbar\omega)}, \quad N_1 = I\sigma_a\tau_1 N_0/(\hbar\omega), \quad N_{2,3} \sim 0 \tag{16}$$

- Saturační intenzita $I_s = (\hbar\omega)/\sigma_a\tau_1$, normování populace $y_{0,1} = N_{0,1}/N_{\text{tot}}$:

$$y_0 = \frac{1}{1 + I/I_S}, \quad y_1 = y_0 I/I_s = 1 - y_0. \tag{17}$$

Absorpce excitovaných stavů – stacionární řešení



- Předpokládáme, že $\tau_{2,3} \sim 0$:

$$N_0 = \frac{N_{\text{tot}}}{1 + I\sigma_a\tau_1/(\hbar\omega)}, \quad N_1 = I\sigma_a\tau_1 N_0/(\hbar\omega), \quad N_{2,3} \sim 0 \tag{16}$$

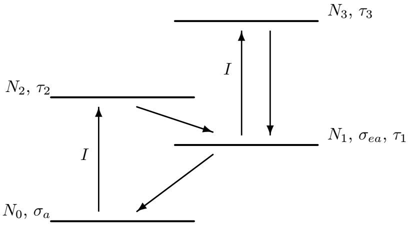
- Saturační intenzita $I_s = (\hbar\omega)/\sigma_a\tau_1$, normování populace $y_{0,1} = N_{0,1}/N_{\text{tot}}$:

$$y_0 = \frac{1}{1 + I/I_S}, \quad y_1 = y_0 I/I_s = 1 - y_0. \tag{17}$$

- Pro „tenký“ absorbér:

$$T = T_0^{y_0} T_e^{1-y_0}$$

Absorpce excitovaných stavů – stacionární řešení



- Předpokládáme, že $\tau_{2,3} \sim 0$:

$$N_0 = \frac{N_{\mathrm{tot}}}{1 + I\sigma_a\tau_1/(\hbar\omega)}, \quad N_1 = I\sigma_a\tau_1 N_0/(\hbar\omega), \quad N_{2,3} \sim 0 \tag{16}$$

- Saturační intenzita $I_s = (\hbar\omega)/\sigma_a\tau_1$, normování populace $y_{0,1} = N_{0,1}/N_{\mathrm{tot}}$:

$$y_0 = \frac{1}{1 + I/I_S}, \quad y_1 = y_0 I/I_s = 1 - y_0. \tag{17}$$

- Pro „tenký“ absorbér:

$$T = T_0^{y_0} T_e^{1-y_0}$$

- Pro „tlustý“ absorbér neexistuje přesné analytické řešení, ale trochu vyhoví:

$$T = \frac{I_s}{I} \,\mathrm{LambertW}\left(T_0 \frac{I}{I_s} \exp\left[T_e \frac{I}{I_s} \right] \right)$$

Absorpce excitovaných stavů – stacionární řešení

- Pro „tenký“ absorbér:

$$T = T_0^{y_0} T_e^{1-y_0}$$

Absorpce excitovaných stavů – stacionární řešení

- Pro „tenký“ absorbér:

$$T = T_0^{y_0} T_e^{1-y_0}$$

- Pro „tlustý“ absorbér neexistuje přesné analytické řešení, ale trochu vyhoví:

$$T = \frac{I_s}{I} \mathrm{LambertW} \left(T_0 \frac{I}{I_s} \exp \left[T_e \frac{I}{I_s} \right] \right)$$

Absorpce excitovaných stavů – stacionární řešení

- Pro „tenký“ absorbér:

$$T = T_0^{y_0} T_e^{1-y_0}$$

- Pro „tlustý“ absorbér neexistuje přesné analytické řešení, ale trochu vyhoví:

$$T = \frac{I_s}{I}\,\mathrm{LambertW}\left(T_0 \frac{I}{I_s} \exp\left[T_e \frac{I}{I_s}\right]\right)$$

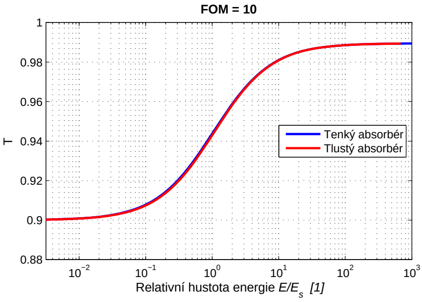
Absorpce excitovaných stavů – stacionární řešení

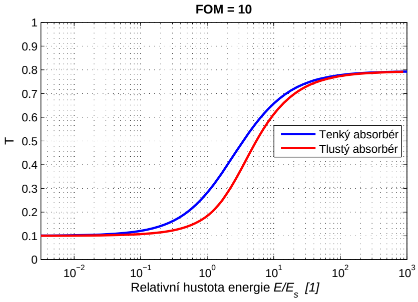
- Pro „tenký“ absorbér:

$$T = T_0^{y_0} T_e^{1-y_0}$$

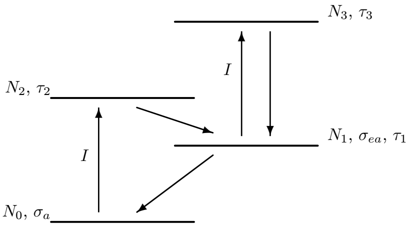
- Pro „tlustý“ absorbér neexistuje přesné analytické řešení, ale trochu vyhoví:

$$T = \frac{I_s}{I} \, \mathrm{LambertW}\left(T_0 \frac{I}{I_s} \exp\left[T_e \frac{I}{I_s} \right] \right)$$





Absorpce excitovaných stavů – krátké impulzy



- Rychlostní rovnice ($\tau_1 \gg$ impulz, $\tau_{2,3} \ll$ impulz):

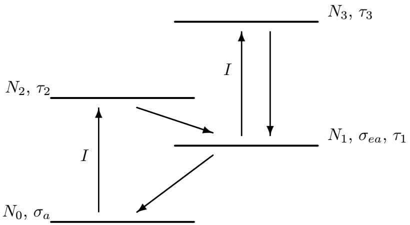
$$\frac{dN_0}{dt} = -\frac{\sigma_a}{\hbar\omega} N_0 I \tag{18}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_3}{\tau_3} + \frac{N_2}{\tau_2} - \frac{\sigma_{ea}}{\hbar\omega} N_1 I \tag{19}$$

$$0 = -\frac{N_2}{\tau_2} + \frac{\sigma_a}{\hbar\omega} N_0 I \tag{20}$$

$$0 = -\frac{N_3}{\tau_3} + \frac{\sigma_{ea}}{\hbar\omega} N_1 I \tag{21}$$

Absorpce excitovaných stavů – krátké impulzy



- Rychlostní rovnice ($\tau_1 \gg$ impulz, $\tau_{2,3} \ll$ impulz):

$$\frac{dN_0}{dt} = -\frac{\sigma_a}{\hbar\omega} N_0 I \tag{18}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_3}{\tau_3} + \frac{N_2}{\tau_2} - \frac{\sigma_{ea}}{\hbar\omega} N_1 I \tag{19}$$

$$0 = -\frac{N_2}{\tau_2} + \frac{\sigma_a}{\hbar\omega} N_0 I \tag{20}$$

$$0 = -\frac{N_3}{\tau_3} + \frac{\sigma_{ea}}{\hbar\omega} N_1 I \tag{21}$$

- Tj.:

$$\frac{dN_0}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = -\frac{\sigma_a}{\hbar\omega} N_0 I,$$

Absorpce excitovaných stavů – krátké impulzy

- Pro „tenký“ absorbér:

$$T(I) \approx T_e - \frac{E_s}{E}\left(1 - \exp\left[-\frac{E}{E_s}\right]\right)(T_e - T_a)\,.$$

Absorpce excitovaných stavů – krátké impulzy

- Pro „tenký“ absorbér:

$$T(I) \approx T_e - \frac{E_s}{E}\left(1 - \exp\left[-\frac{E}{E_s}\right]\right)(T_e - T_a)\,.$$

- Pro „tlustý“ absorbér neexistuje přesné analytické řešení, ale trochu vyhoví:

$$T(I) = T_e \frac{E_s}{E} \ln\left[\frac{T_0}{T_e}\left(\exp\left[\frac{E}{E_s}\right] - 1\right) + 1\right]$$

Absorpce excitovaných stavů – krátké impulzy

- Pro „tenký“ absorbér:

$$T(I) \approx T_e - \frac{E_s}{E}\left(1 - \exp\left[-\frac{E}{E_s}\right]\right)(T_e - T_a)\,.$$

- Pro „tlustý“ absorbér neexistuje přesné analytické řešení, ale trochu vyhoví:

$$T(I) = T_e \frac{E_s}{E} \ln\left[\frac{T_0}{T_e}\left(\exp\left[\frac{E}{E_s}\right] - 1\right) + 1\right]$$

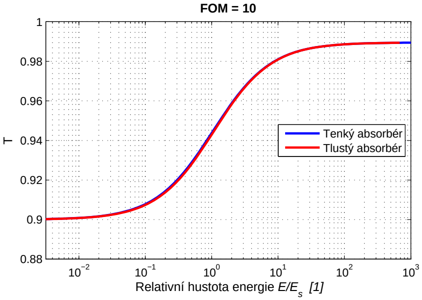
Absorpce excitovaných stavů – krátké impulzy

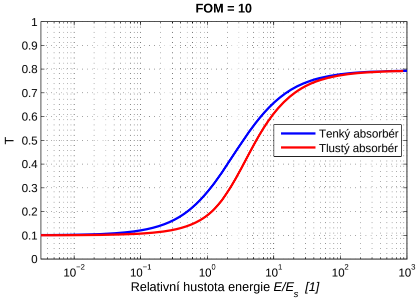
- Pro „tenký“ absorbér:

$$T(I) \approx T_e - \frac{E_s}{E}\left(1 - \exp\left[-\frac{E}{E_s}\right]\right)(T_e - T_a)\,.$$

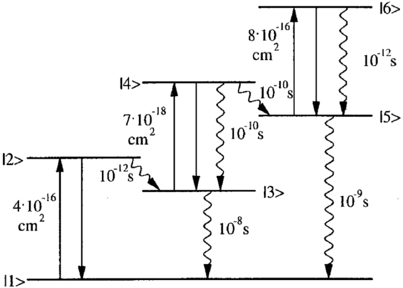
- Pro „tlustý“ absorbér neexistuje přesné analytické řešení, ale trochu vyhoví:

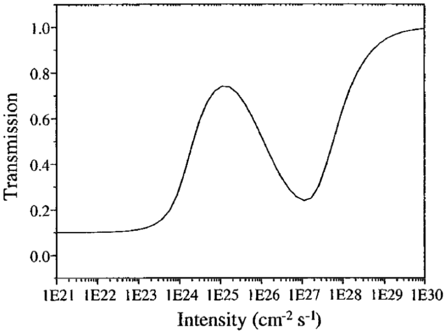
$$T(I) = T_e \frac{E_s}{E} \ln\left[\frac{T_0}{T_e}\left(\exp\left[\frac{E}{E_s}\right] - 1\right) + 1\right]$$





Vícehladinový SA

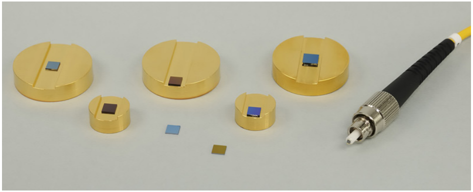




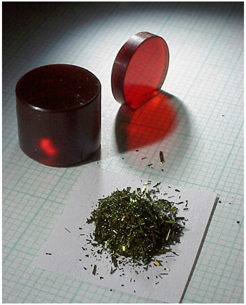
- Výskyt plató, minim a maxim z závislosti T na I je známka existence dalších hladin ve struktuře SA

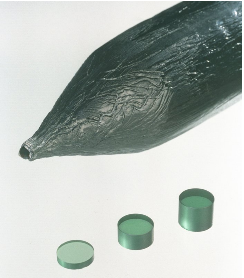
Typy saturovatelných absorbérů

- Organická barviva
  - Spíše historické, rychlá relaxace, rubín, Nd:YAG
  - BDN – bis 4-dimethyl-aminodithiobenzil-nickel
  - Rhodamin, barvivo 3955. . .
- Krystaly s barevnými centry
  - Opět spíše historické, obavy z degradace
  - LiF:F_{2-} (rubín, Nd:YAG)
- Krystaly dopované přechodovými prvky
  - Spolehlivé materiály pro Q-spínání
  - Cr:YAG (1,06 μm), V:YAG (1,32 μm), Co:MALO (1,54 μm)
- Polovodičové heteropřechody – kvantové jámy

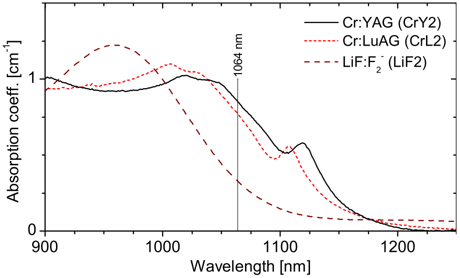


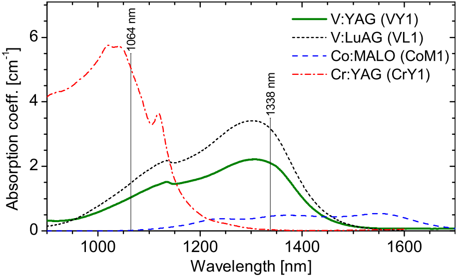
- Různé nanostruktury





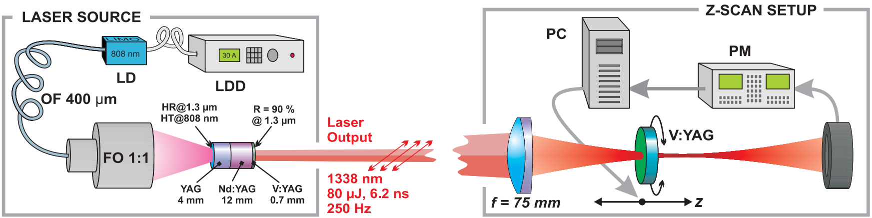
Vybrané krystalické SA





Typ	Rozsah [nm]		λ_{abs} [nm]	τ_{rlx} [ns]	GSA [cm^2]	E_{sat} [mJ/cm^2]	FOM
BDN	900	1100	1064	130	$1{,}8 \times 10^{-17}$	20	2.5
Cr:YAG	700	1150	1064	2800	$4{,}0 \times 10^{-18}$	50	6
Cr:LuAG	700	1150	1064	4100	$2{,}4 \times 10^{-18}$	85	9
LiF:F^{2-}	700	1100	1064	54	$1{,}1 \times 10^{-17}$	25	2.5
V:YAG	1000	1450	1064	5	$1{,}6 \times 10^{-18}$	120	5
			1338	5	$2{,}6 \times 10^{-18}$	58	7
V:LuAG	1000	1450	1338	5	$2{,}4 \times 10^{-18}$	65	11
Co:MALO	1150	1650	1338	130	$2{,}5 \times 10^{-19}$	590	6.5

Měření SA

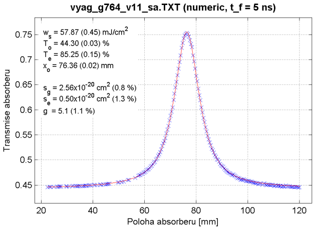


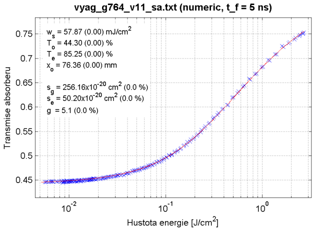
Nd:YAG/V:YAG microchip laser

- Laser emission at 1338 nm
- Linearly polarized TEM_{00} mode
- Pulse energy $80 \pm 0.3\,\mu$J
- Pulse length 6.2 ± 0.2 ns
- Repetition rate 250 Hz

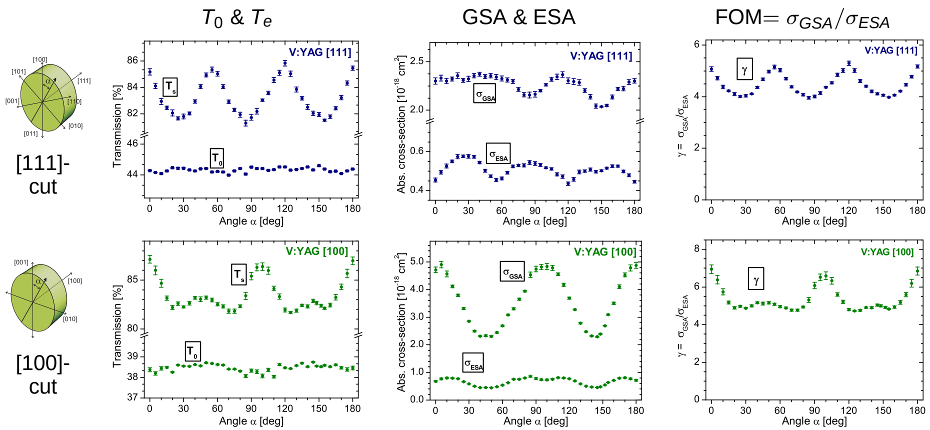
Computer-controlled z-scan

- Stepper-motor driven z-translation
- Highly stable probe beam
- Waist diameter $40.5 \pm 0.6\,\mu$m
- Rayleigh length 3.4 ± 0.4 mm
- Energy density range $0.001 - 3$ J/cm^2



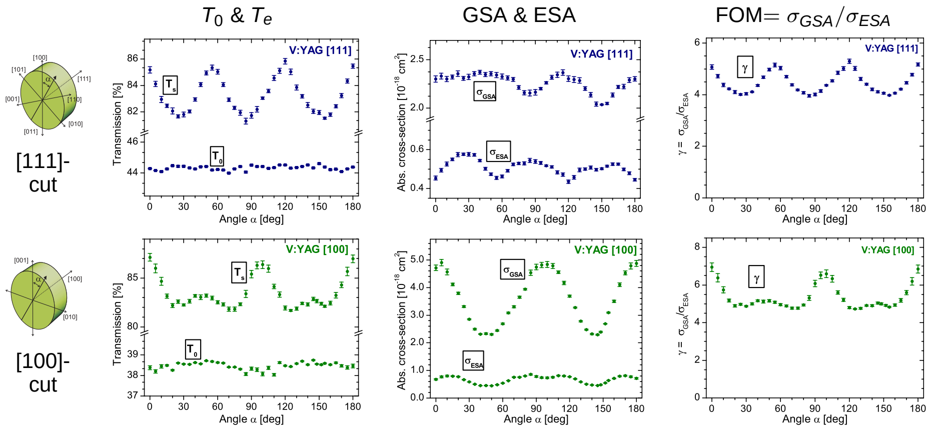


Anizotropie SA V:YAG



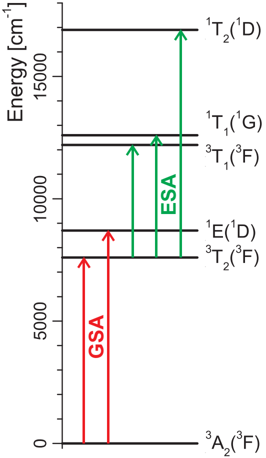
- Opticky izotropní materiály jako Cr:YAG, V:YAG, Co:MALO mají izotropní GSA, ale anizotropní ESA

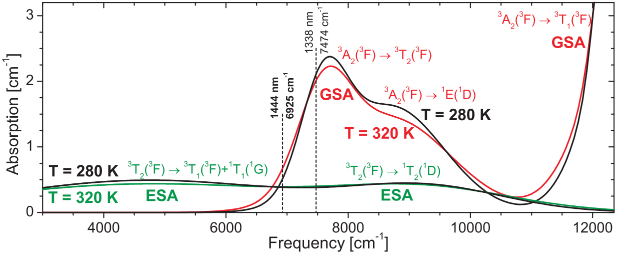
Anizotropie SA V:YAG



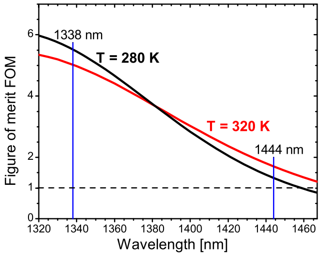
- Opticky izotropní materiály jako Cr:YAG, V:YAG, Co:MALO mají izotropní GSA, ale anizotropní ESA
- Míra saturace je závislá na orientaci krystalu a na polarizaci záření

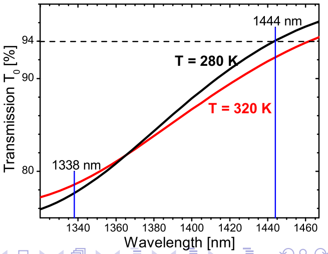
Vliv teploty na SA (V:YAG 1338 nm vs 1444 nm)





$$\alpha_{12}(\omega, T) \cong \alpha_{12}^{max} \sqrt{\frac{T_a}{T}} \exp\left[-\frac{4\ln 2(\omega-\omega_{12})^2}{\Delta\omega_{12}^2}\frac{T_a}{T}\right]$$

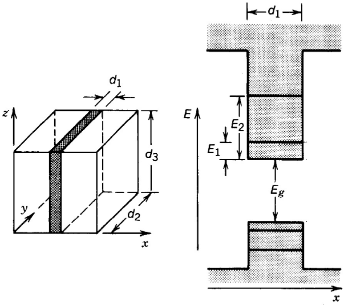




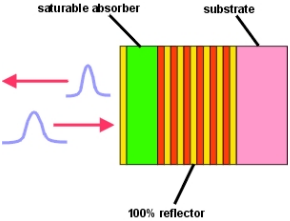
Kvantová jáma jako saturovatelný absorbér

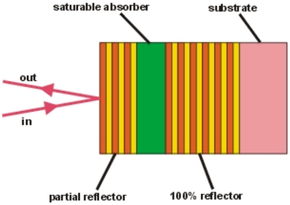
- Přechody mezi hladinami kvantové jámy vytvořené v polovodiči
- Vzdálenost hladin (λ_{ABS}) lze ovlivnit šířkou kvantové jámy d

$$E_n = \frac{\hbar^2 (n\pi/d)^2}{2m}, \quad n = 1, 2 \ldots$$

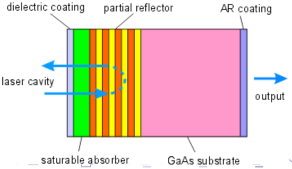


- Mezní λ_{ABS} určuje $\sim E_g$





SOC - saturable output coupler



Další vlastnosti SA na bázi kvantových jam

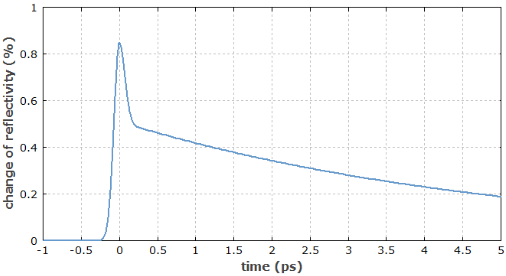
- SA pokrývá spektrum 0,8 - 3 μm

Další vlastnosti SA na bázi kvantových jam

- SA pokrývá spektrum 0,8 - 3 μm
- Velmi nízká hustota saturační energie ($E_{sat} \sim 1 - 100\,\mu$J/cm^2)

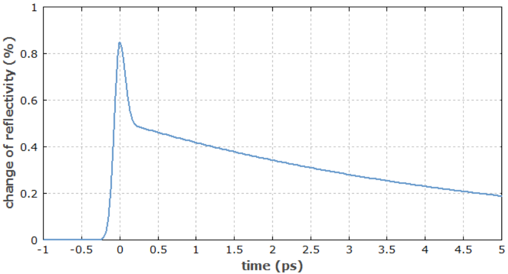
Další vlastnosti SA na bázi kvantových jam

- SA pokrývá spektrum 0,8 - 3 μm
- Velmi nízká hustota saturační energie ($E_{sat} \sim 1 - 100\,\mu$J/cm^2)
- Velmi rychlá relaxace ($\sim 0{,}5 - 30\,$ps)



Další vlastnosti SA na bázi kvantových jam

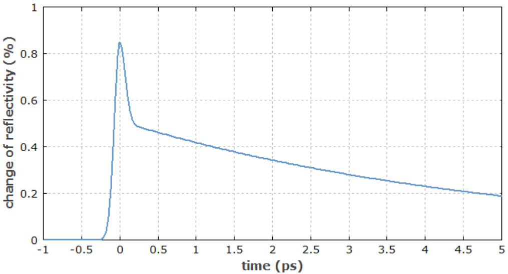
- SA pokrývá spektrum 0,8 - 3 μm
- Velmi nízká hustota saturační energie ($E_{sat} \sim 1 - 100\,\mu$J/cm^2)
- Velmi rychlá relaxace ($\sim 0{,}5 - 30\,$ps)



- Poměrně vysoký práh poškozeni ($\sim 100 \times E_{sat}$)

Další vlastnosti SA na bázi kvantových jam

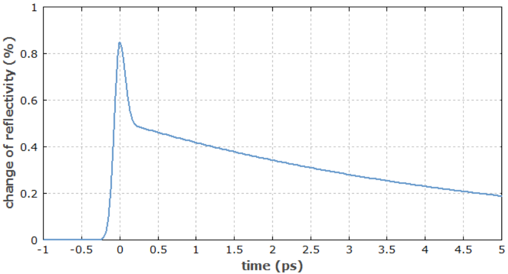
- SA pokrývá spektrum 0,8 - 3 μm
- Velmi nízká hustota saturační energie ($E_{sat} \sim 1 - 100\,\mu$J/cm^2)
- Velmi rychlá relaxace ($\sim 0{,}5 - 30$ ps)



- Poměrně vysoký práh poškozeni ($\sim 100 \times E_{sat}$)
- Poměrně malá hloubka modulace na jednu kvantovou jámu ($\Delta T \sim 1\,\%$)

Další vlastnosti SA na bázi kvantových jam

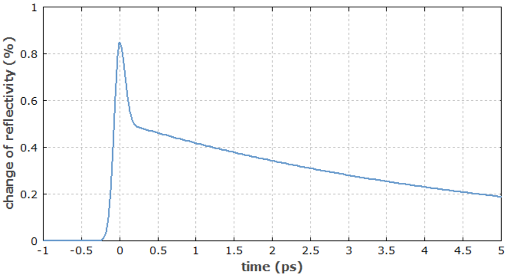
- SA pokrývá spektrum 0,8 - 3 μm
- Velmi nízká hustota saturační energie ($E_{sat} \sim 1 - 100\,\mu$J/cm^2)
- Velmi rychlá relaxace ($\sim$ 0,5 – 30 ps)



- Poměrně vysoký práh poškozeni ($\sim 100 \times E_{sat}$)
- Poměrně malá hloubka modulace na jednu kvantovou jámu ($\Delta T \sim 1\,\%$)
- Dvoufotonová absorpce – absorpce roste s intenzitou $\rightarrow$ nesaturovaná absorpce

Další vlastnosti SA na bázi kvantových jam

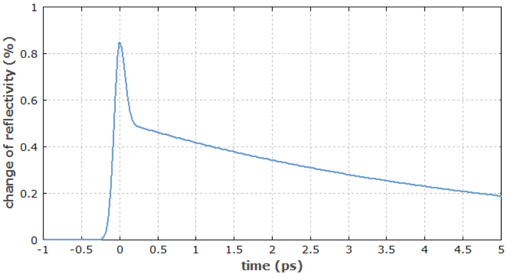
- SA pokrývá spektrum 0,8 - 3 μm
- Velmi nízká hustota saturační energie ($E_{sat} \sim 1 - 100\,\mu$J/cm^2)
- Velmi rychlá relaxace ($\sim$ 0,5 $-$ 30 ps)



- Poměrně vysoký práh poškozeni ($\sim 100 \times E_{sat}$)
- Poměrně malá hloubka modulace na jednu kvantovou jámu ($\Delta T \sim 1\,\%$)
- Dvoufotonová absorpce – absorpce roste s intenzitou $\rightarrow$ nesaturovaná absorpce
- Poměrně vysoký index lomu polovodiče

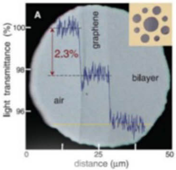
Další vlastnosti SA na bázi kvantových jam

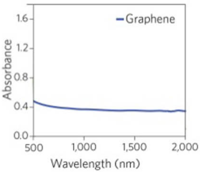
- SA pokrývá spektrum 0,8 - 3 μm
- Velmi nízká hustota saturační energie ($E_{sat} \sim 1 - 100\,\mu$J/cm^2)
- Velmi rychlá relaxace ($\sim 0{,}5 - 30$ ps)



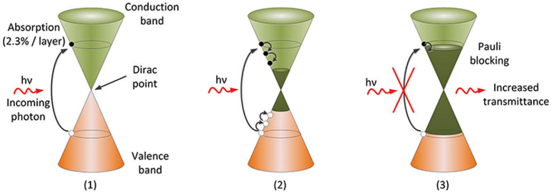
- Poměrně vysoký práh poškozeni ($\sim 100 \times E_{sat}$)
- Poměrně malá hloubka modulace na jednu kvantovou jámu ($\Delta T \sim 1\,\%$)
- Dvoufotonová absorpce – absorpce roste s intenzitou $\rightarrow$ nesaturovaná absorpce
- Poměrně vysoký index lomu polovodiče
- https://www.batop.de/

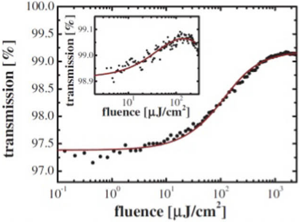
Grafen





- The absorption of single layer: **πα = 2,3%** (lineary scalabe with a number of layers)
- Wavelength-independent absorption (broadband)
- Nonliniear optical respons (saturable absorption)



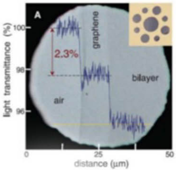


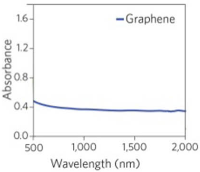
Q. Bao et al. Adv. Funct. Mater. 19, 3077-3083 (2009)

I. Baek et al. Appl. Phys. Express 5 (2012) 032701

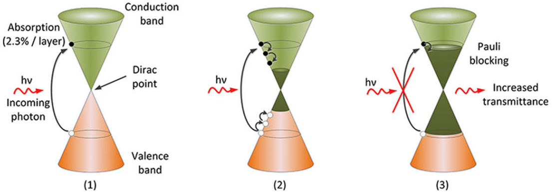
- Široký spektrální rozsah 500 – 3000 nm

Grafen

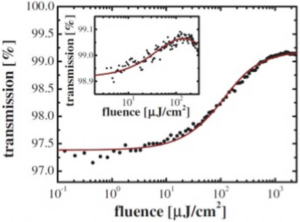




- The absorption of single layer: **πα = 2,3%** (lineary scalabe with a number of layers)
- Wavelength-independent absorption (broadband)
- Nonliniear optical respons (saturable absorption)



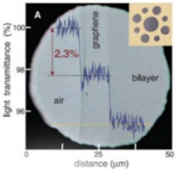
Q. Bao et al. Adv. Funct. Mater. 19, 3077-3083 (2009)

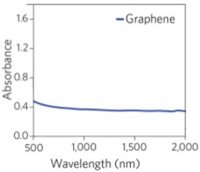


I. Baek et al. Appl. Phys. Express 5 (2012) 032701

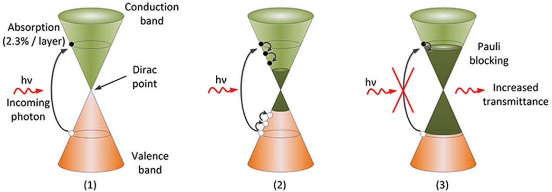
- ▶ Široký spektrální rozsah 500 – 3000 nm
- ▶ Velmi rychlá relaxace (jednotky ps)

Grafen

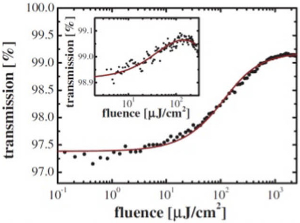




- The absorption of single layer: **πα = 2,3%** (lineary scalabe with a number of layers)
- Wavelength-independent absorption (broadband)
- Nonliniear optical respons (saturable absorption)



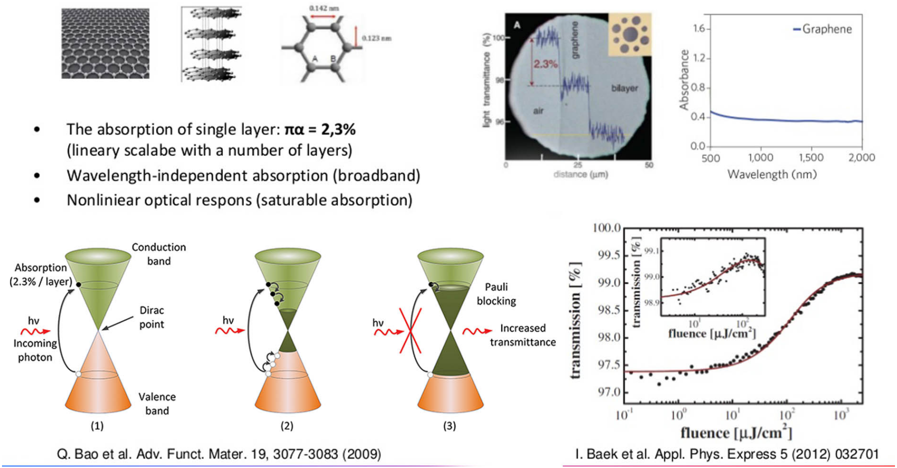
Q. Bao et al. Adv. Funct. Mater. 19, 3077-3083 (2009)



I. Baek et al. Appl. Phys. Express 5 (2012) 032701

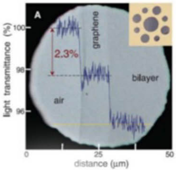
- Široký spektrální rozsah 500 – 3000 nm
- Velmi rychlá relaxace (jednotky ps)
- Velmi nízká hustota saturační energie ($E_{sat} \sim 10 - 50\,\mu$J/cm^2)

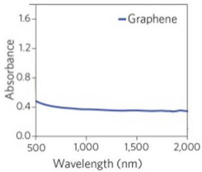
Grafen



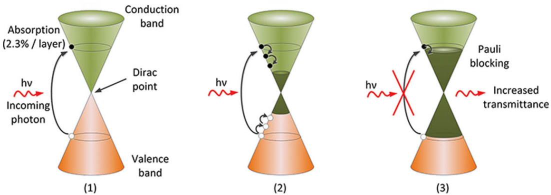
- Široký spektrální rozsah 500 – 3000 nm
- Velmi rychlá relaxace (jednotky ps)
- Velmi nízká hustota saturační energie ($E_{sat} \sim 10 - 50\,\mu$J/cm^2)
- Malá hloubka modulace na jednu vrstvu ($\Delta T \sim 1\,\%$)

Grafen

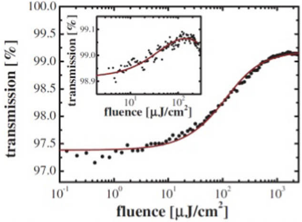




- The absorption of single layer: **πα = 2,3%** (lineary scalabe with a number of layers)
- Wavelength-independent absorption (broadband)
- Nonliniear optical respons (saturable absorption)



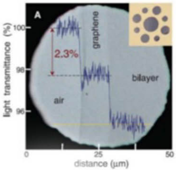
Q. Bao et al. Adv. Funct. Mater. 19, 3077-3083 (2009)

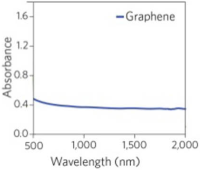


I. Baek et al. Appl. Phys. Express 5 (2012) 032701

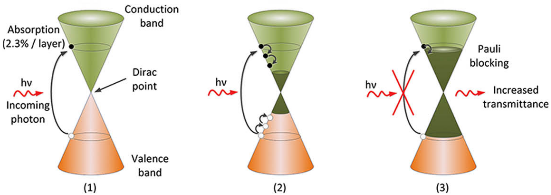
- Široký spektrální rozsah 500 – 3000 nm
- Velmi rychlá relaxace (jednotky ps)
- Velmi nízká hustota saturační energie ($E_{sat} \sim 10 - 50\,\mu$J/cm^2)
- Malá hloubka modulace na jednu vrstvu ($\Delta T \sim 1\,\%$)
- Poměrně velké nesaturovatelné ztráty na jednu vrstvu ($A_{NS} \sim 1 - 2\,\%$)

Grafen

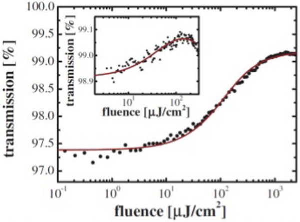




- The absorption of single layer: **πα = 2,3%** (lineary scalabe with a number of layers)
- Wavelength-independent absorption (broadband)
- Nonliniear optical respons (saturable absorption)



Q. Bao et al. Adv. Funct. Mater. 19, 3077-3083 (2009)



I. Baek et al. Appl. Phys. Express 5 (2012) 032701

- Široký spektrální rozsah 500 – 3000 nm
- Velmi rychlá relaxace (jednotky ps)
- Velmi nízká hustota saturační energie ($E_{sat} \sim 10 - 50\,\mu$J/cm^2)
- Malá hloubka modulace na jednu vrstvu ($\Delta T \sim 1\,\%$)
- Poměrně velké nesaturovatelné ztráty na jednu vrstvu ($A_{NS} \sim 1 - 2\,\%$)
- Nízký práh poškození

Aplikace SA

- Q-spínání

Aplikace SA

- Q-spínání
- Modelocking

Aplikace SA

- Q-spínání
- Modelocking
- Apodizace

Aplikace SA

- Q-spínání
- Modelocking
- Apodizace
- Potlačení ASE

Aplikace SA

- Q-spínání
- Modelocking
- Apodizace
- Potlačení ASE
- Zkracování impulzů

Shrnutí

- Při správně zvolené substituci mají rychlostí rovnice pořád stejný tvar

Literatura

- RICHARD C. POWELL: *Physics of solid-state laser materials*, Springer-Verlag, 1998
- BRIAN HENDERSON AND RALPH H. BARTRAM: *Crystal-field engineering of solid-state laser materials*, Cambridge University Press, 2000
- YUKITO TANABE AND SATORU SUGANO: *On the absorption spectra of complex ions I., II.*, Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 9, No. 5, 753–779, 1954
- Přednášky: http://people.fjfi.cvut.cz/sulcjan1/FLT/