

# Pulzní vláknové lasery

Pavel Honzátko

Ústav fotoniky a elektroniky AV ČR, Praha

FJFI ČVUT, Zimní semestr 2013



# Osnova

- 1 Úvod
- 2 Šíření optických pulzů ve vláknech
- 3 Vidově synchronizované lasery
  - Aktivně vidově synchronizované lasery
  - Pasivně vidově synchronizované lasery
  - Lasery založené na modulační nestabilitě
- 4 Q-spínané lasery
  - Aktivně Q-spínané lasery
  - Pasivně Q-spínané lasery

#### 4 Q-spínané lasery

- Aktivně Q-spínané lasery
- Pasivně Q-spínané lasery

# Pulzní vláknové lasery

- Pasivně vidově synchronizované (opakovací kmitočet  $10^0$ - $10^1$  MHz, délka pulzů  $10^1$  fs -  $10^0$  ps)
- Aktivně vidově synchronizované (opakovací kmitočet  $10^0$ - $10^1$  GHz, délka pulzů  $10^0$  ps)
- Založené na modulační nestabilitě (opakovací kmitočet  $10^1$ - $10^2$  GHz, délka pulzů zlomek periody)
- Aktivně Q-spínané (opakovací kmitočet  $10^2$  Hz, délka pulzů  $10^1$  ns)
- Pasivně Q-spínané (opakovací kmitočet  $10^0$ - $10^2$  kHz, délka pulzů  $10^1$ - $10^2$  ns)

Použití: kmitočtové a časové standardy v metrologii, měření nejrůznějších fyzikálních veličin (útlum, teplota) s rozlišeným časem nebo vzdáleností, zpracování materiálů, datové přenosy.

# Outline

- 1 Úvod
- 2 Šíření optických pulzů ve vláknech
- 3 Vidově synchronizované lasery
  - Aktivně vidově synchronizované lasery
  - Pasivně vidově synchronizované lasery
  - Lasery založené na modulační nestabilitě
- 4 Q-spínané lasery
  - Aktivně Q-spínané lasery
  - Pasivně Q-spínané lasery

## Řešení Helmholtzovy rovnice separací proměnných

## Helmholtzova rovnice

$$\nabla^2 E + n^2 k_0^2 E = 0 \quad (1)$$

$$E(x, y, z) = \tilde{F}(x, y) \tilde{A}(z)$$

$$(\nabla_{\perp}^2 \tilde{F}) \tilde{A} + \tilde{F} \partial_{zz} \tilde{A} + n^2 k_0^2 \tilde{F} \tilde{A} = 0 \quad | \quad 1/\tilde{F}\tilde{A}$$

$$\frac{\nabla_{\perp}^2 \tilde{F}(x, y)}{\tilde{F}(x, y)} + \frac{\partial_{zz} \tilde{A}(z)}{\tilde{A}(z)} + n(x, y)^2 k_0^2 = 0$$

$$\frac{\nabla_{\perp}^2 \tilde{F}}{\tilde{F}} + n^2 k_0^2 = \beta^2$$

$$\frac{\partial_{zz} \tilde{A}}{\tilde{A}} = -\beta^2$$

## Rovnice pro F a A

$$\nabla_{\perp}^2 \tilde{F} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) \tilde{F} = 0 \quad \text{Vidová struktura} \quad (2)$$

$$\partial_{zz} \tilde{A} + \beta^2 \tilde{A} = 0 \quad \text{Evoluce spektrálních komponent pulzu} \quad (3)$$

# Rovnice pro evoluci pulzu v přiblížení pomalých změn pole

Nutno najít propagační konstantu  $\beta$  z rovnice pro vidovou strukturu (2) a poté ji využít ve druhé rovnici

Evoluce spektra pulzu

$$\partial_{zz}\tilde{A} + \beta^2\tilde{A} = 0 \quad (4)$$

$$\tilde{A}(z) = \tilde{A}_0(z)e^{i\beta_0 z}, \quad \tilde{A}_0(z) \text{ je obálka pulzu}$$

$$\partial_z\tilde{A} = (\partial_z\tilde{A}_0)e^{i\beta_0 z} + i\beta_0\tilde{A}_0e^{i\beta_0 z}$$

$$\partial_{zz}\tilde{A} = (\partial_{zz}\tilde{A}_0)e^{i\beta_0 z} + (2i\beta_0\partial_z\tilde{A}_0)e^{i\beta_0 z} - \beta_0^2\tilde{A}_0e^{i\beta_0 z}$$

SVEA = slowly varying envelope approximation

$$\partial_{zz}\tilde{A}_0 \ll \beta_0\partial_z\tilde{A}_0$$

Rovnice pro vývoj spektra  $\tilde{A}_0(z)$

$$2i\beta_0\partial_z\tilde{A}_0 + (\beta^2 - \beta_0^2)\tilde{A}_0 = 0 \quad (5)$$

# Rovnice pro evoluci spektra v přiblížení pomalých změn - poruchy

## Evoluce spektrálních komponent pulzu

$$2i\beta_0\partial_z\tilde{A}_0 + (\beta^2 - \beta_0^2)\tilde{A}_0 = 0 \quad (6)$$

$\beta$  se mírně liší od  $\beta_0$  v důsledku disperze a nelinearity:

$$\beta = \beta_0 + \Delta\beta$$

$$\beta^2 = (\beta_0 + \Delta\beta)^2 = \beta_0^2(1 + \frac{\Delta\beta}{\beta_0})^2 \approx \beta_0^2(1 + 2\frac{\Delta\beta}{\beta_0})$$

$$2i\beta_0\partial_z\tilde{A}_0 + 2\beta_0\Delta\beta\tilde{A}_0 = 0$$

## Evoluce spektra pulzu

$$i\partial_z\tilde{A}_0 + \Delta\beta\tilde{A}_0 = 0 \quad (7)$$

Rozvoj propagační konstanty kolem kmitočtu nosné  $\omega_0$ :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \delta\beta_{NL} + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2..$$

## Rovnice pro vývoj spektra pulzu $\tilde{A}_0(z)$

$$i\partial_z\tilde{A}_0 + \beta_1(\omega - \omega_0)\tilde{A}_0 + \beta_2(\omega - \omega_0)^2\tilde{A}_0 + \delta\beta_{NL}\tilde{A}_0 = 0 \quad (8)$$



## Šíření pulzu ve vláknech - Nelineární Schrödingerova rovnice

Rovnice pro vývoj spektra pulzu  $\tilde{A}_0(z)$

$$i\partial_z \tilde{A}_0 + \beta_1(\omega - \omega_0)\tilde{A}_0 + \beta_2(\omega - \omega_0)^2 \tilde{A}_0 + \delta\beta_{NL}\tilde{A}_0 = 0 \quad (9)$$

Inverzní Fourierova transformace

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega$$

$$\omega - \omega_0 \rightarrow i\partial_t$$

Nelineární Schrödingerova rovnice - rovnice pro obálku pulzu  $A_0(z)$

$$i\partial_z A_0 + i\beta_1 \partial_t A_0 - \frac{\beta_2}{2} \partial_{tt} A_0 + \gamma |A_0|^2 A_0 = 0 \quad (10)$$

kde  $\delta\beta_{NL} = \gamma |A_0|^2$ .

# Šíření pulzu ve vlákně - Disperze

Lineární disperzní vlákno,  $\gamma = 0$

$$i\partial_z A_0 = \frac{\beta_2}{2} \partial_{tt} A_0$$

Metoda FT: Dosaďme

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(z, \omega) \exp[-i\omega t] d\omega$$

Dostaneme

$$i\partial_z \tilde{A}_0 = -\frac{\beta_2 \omega^2}{2} \tilde{A}_0$$

s jednoduchým řešením

$$\tilde{A}_0(z, \omega) = \tilde{A}_0(0, \omega) \exp\left(\frac{i\beta_2 \omega^2}{2} z\right)$$

Přejdeme do časové domény

Disperze pulzu

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \omega) \exp\left[\frac{i\beta_2 \omega^2}{2} z - i\omega t\right] d\omega$$

# Disperze gaussovského pulzu

## Gaussovský pulzu

$$A(0, t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right)$$

Integrální identita

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ax^2 + bx) dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \exp\left(-\frac{b^2}{4a}\right)$$

Spektrum pulzu v počátku

$$\tilde{A}_0(0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2} + i\omega t\right) dt = \sqrt{2\pi}\tau \exp\left(-\frac{\omega^2\tau^2}{2}\right)$$

Spektrum pulzu ve vzdálenosti  $z$

$$\tilde{A}_0(z, \omega) = \sqrt{2\pi}\tau \exp\left(-\frac{\omega^2\tau^2}{2} + \frac{i\beta_2\omega^2}{2}z\right)$$

Pulz ve vzdálenosti  $z$

$$A_0(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\tau^2 - i\beta_2 z}{2}\omega^2 - i\omega t\right) d\omega$$

# Disperze gaussovského pulzu

## Pulz ve vzdálenosti $L$

$$A_0(L, t) = \frac{\tau}{\sqrt{\tau^2 - i\beta_2 L}} \exp \left[ -\frac{\tau^2}{2(\tau^2 - i\beta_2 L)} \right]$$

Okamžitý výkon

$$|A_0(L, t)|^2 = \frac{\tau^2}{\sqrt{\tau^4 + (\beta_2 L)^2}} \exp \left[ -\frac{t^2 \tau^2}{\tau^4 + (\beta_2 L)^2} \right] = \frac{\tau}{\tau(L)} \exp \left[ -\frac{t^2}{2\tau^2(L)} \right]$$

kde

$$\tau^2(L) = \frac{\tau^4 + (\beta_2 L)^2}{\tau^2} = \tau^2 \left[ 1 + \left( \frac{\beta_2 L}{\tau^2} \right)^2 \right] = \tau^2 \left[ 1 + \left( \frac{L}{L_D} \right)^2 \right]$$

Konečně můžeme zapsat

Šířka pulzu ve vzdálenosti  $L$

$$\tau(L) = \tau \sqrt{1 + \left( \frac{L}{L_D} \right)^2}$$

kde

$$L_D = \frac{\tau^2}{\beta_2}$$

# Disperze gaussovského pulzu

## Pulz ve vzdálenosti $L$

$$|A_0(L, t)|^2 = \frac{\tau}{\tau(L)} \exp \left[ -\frac{t^2}{2\tau^2(L)} \right]$$

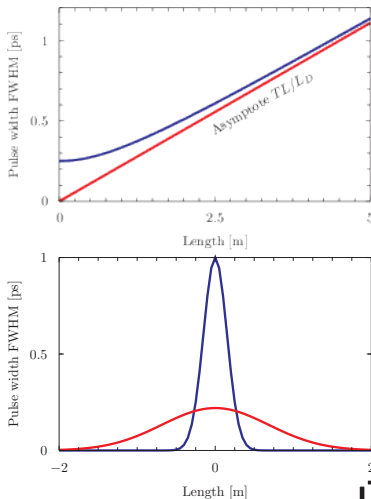
$$\tau(L) = \tau \sqrt{1 + \left( \frac{L}{L_D} \right)^2}$$

$$L_D = \frac{\tau^2}{\beta_2}$$

$$T_{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2} \tau$$

$$T_{FWHM}(0) = 0.25 \text{ ps}$$

$$\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$$



# Automodulace fáze

Nelineární bezdisperzní vlákno,  $\beta_2 = 0$

$$i\partial_z A_0 + \gamma |A_0|^2 A_0 = 0$$

$\gamma = \frac{k_0 n_2}{A_{eff}}$  .. nelineární koeficient,  $k_0 = \frac{\omega_0}{c}$

$$\partial_z A_0 = i\gamma |A_0|^2 A_0, \quad \partial_z A_0^* = -i\gamma |A_0|^2 A_0^*$$

$$\partial_z |A_0|^2 = (\partial_z A_0) A_0^* + A_0 (\partial_z A_0^*) = 0$$

Pulz s automodulací fáze

$$A_0(z, t) = A(0, t) \exp \left[ i\gamma |A(0, t)|^2 z \right]$$

Okamžitý kmitočet

$$\delta\omega = -\partial_t \varphi = -\partial_t \gamma |A(0, t)|^2 z$$

# Automodulovaný pulz

$$A_0(z, t) = A(0, t) \exp \left[ i \gamma |A(0, t)|^2 z \right]$$

Nelineární fázový zdvih

$$\varphi_{NL}(L, t) = \gamma |A(0, t)|^2 L$$

Okamžitá kmitočtová deviace

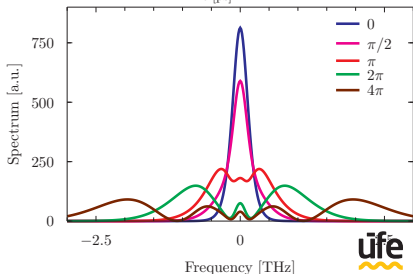
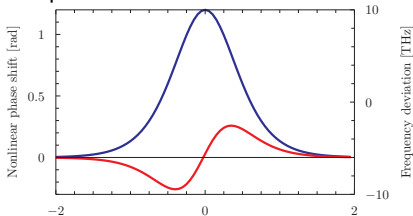
$$\delta\omega = -\partial_t \varphi_{NL}(L, t) = -\gamma L \partial_t |A(0, t)|^2$$

$$T_{FWHM}(0) = 1 \text{ ps}$$

$$\gamma = 1.2 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$$

$$P_p = 1 \text{ W}$$

Chirp - změna okamžitého kmitočtu



# Soliton

## Nelineární Schrödingerova rovnice (NLSE)

$$i\partial_z A_0 - \frac{\beta_2}{2} \partial_{tt} A_0 + \gamma |A_0|^2 A_0 = 0$$

Hledejme řešení NLSE ve tvaru

$$A_0(z, t) = A_p \operatorname{sech} \left( \frac{t}{\tau} \right) \exp(ikz).$$

Připravíme si derivace tohoto řešení

$$\partial_t A(z, t) = -\frac{A_0}{\tau} \operatorname{sech} \left( \frac{t}{\tau} \right) \tanh \left( \frac{t}{\tau} \right) \exp(ikz)$$

kde jsme využili identity

$$(\operatorname{sech}(x))' = \left( \frac{1}{\cosh(x)} \right)' = -\frac{\sinh(x)}{\cosh^2(x)} = -\operatorname{sech}(x) \tanh(x).$$



# Soliton

## Druhá derivace

$$\partial_{tt}A(t) = A_0 \frac{\operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau}\right)}{\tau^2} \left[1 - 2\operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{\tau}\right)\right] \exp(ikz)$$

kde jsme využili identity

$$(\tanh(x))' = \operatorname{sech}^2(x) \quad \tanh^2(x) = 1 - \operatorname{sech}^2(x).$$

Dosazením do NLSE dostaneme dvě rovnice (balance členů u  $\operatorname{sech}^0$  a  $\operatorname{sech}^2$ )

$$k + \frac{\beta_2}{2\tau^2} = 0, \quad -\frac{\beta_2}{\tau^2} = \gamma A_0^2.$$

Ihned je patrné, že fyzikální řešení existuje pouze pro  $\beta_2 < 0$  (oblast anomální disperze). Druhá podmínka se dá zapsat jako

$$L_D = L_{NL}, \quad L_D = \frac{\tau^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$$

# Soliton

$$L_D = L_{NL}, \quad L_D = \frac{\tau^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$$

Špičkový výkon solitonu

$$P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma \tau^2}$$

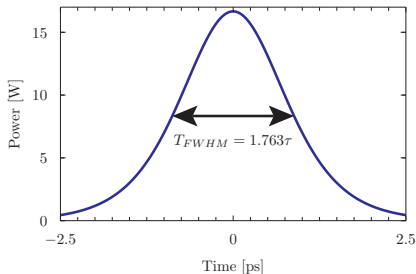
Standard SMF28

$$\beta_2 = 20 \text{ ps}^2/\text{km}$$

$$\gamma = 1.2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$$

$$\tau = 1 \text{ ps}$$

$$P_0 = 17 \text{ W}$$

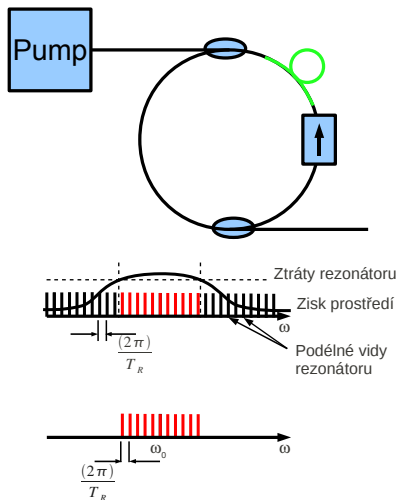


- Aktivně Q-spínané lasery
- Pasivně Q-spínané lasery

Metoda získávání ultrakrátkých optických pulzů s velkým opakovacím kmitočtem založená na fázové synchronizaci podélných vidů laseru.

- L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, "The soliton laser," *Opt. Lett.* **9**, 13, 1984.

# Princip vidové synchronizace



Kruhový rezonátor délky  $L$ .

Mezividová rozteč  $\nu_L = 1/T_R$ .

Doba oběhu rezonátoru  $T_R = Ln_{\text{eff}}/c$ .

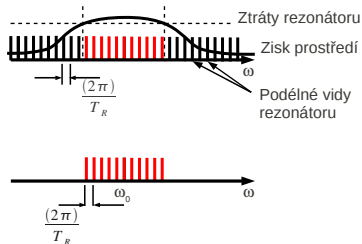
Předpokládejme, že laseruje  $2n + 1$  vidů, kde  $n$  je řádu  $10^3$ .

$$E(t) = \sum_{p=-n}^n E_0 e^{-i[(\omega_0 + p\Delta\omega)t + \varphi_p]}$$

## Vidová synchronizace

Fázový rozdíl sousedních vidů  $\varphi_{p+1} - \varphi_p = \Delta\varphi$  je pevný v čase.

# Princip vidové synchronizace

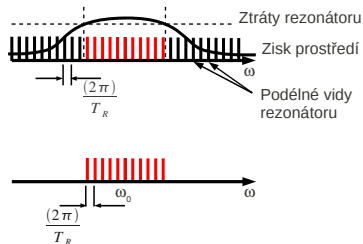


$$\begin{aligned}
 E(t) &= \sum_{p=-n}^n E_0 e^{-i[(\omega_0 + p\Delta\omega)t + \varphi + p\Delta\varphi]} \\
 &= E_0 e^{-i(\omega_0 t + \varphi)} \sum_{p=-n}^n e^{-i[p\Delta\omega t + p\Delta\varphi]}
 \end{aligned}$$

Zavedeme  $\Delta = \Delta\omega t + \Delta\varphi$

$$\begin{aligned}
 E(t) &= E_0 e^{-i(\omega_0 t + \varphi)} \sum_{p=-n}^n e^{-ip\Delta} \\
 &= E_0 e^{-i(\omega_0 t + \varphi)} e^{in\Delta} \sum_{p=-n}^n e^{-i(p-n)\Delta} \\
 &= E_0 e^{-i(\omega_0 t + \varphi)} e^{in\Delta} \sum_{q=0}^{2n} e^{-iq\Delta}
 \end{aligned}$$

# Princip vidové synchronizace



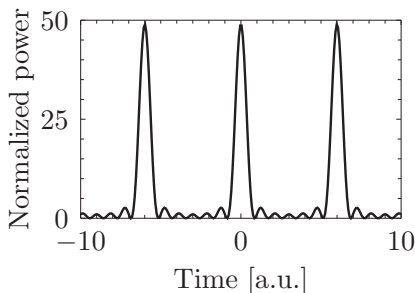
S využitím identity

$$\sum_{p=0}^n q^p = \frac{q^{n+1} - 1}{q - 1}$$

dostáváme

$$\begin{aligned} E(t) &= E_0 e^{-i(\omega_0 t + \varphi)} e^{in\Delta} \frac{e^{-i(2n+1)\Delta} - 1}{e^{-i\Delta} - 1} \\ &= E_0 e^{-i(\omega_0 t + \varphi)} \frac{e^{-i(n+1)\Delta} - e^{in\Delta}}{\frac{e^{-i\Delta/2} - e^{i\Delta/2}}{e^{i\Delta/2}}} \\ &= E_0 e^{-i(\omega_0 t + \varphi)} \frac{e^{-i(n+\frac{1}{2})\Delta} - e^{i(n+\frac{1}{2})\Delta}}{e^{-i\Delta/2} - e^{i\Delta/2}} \end{aligned}$$

# Princip vidové synchronizace



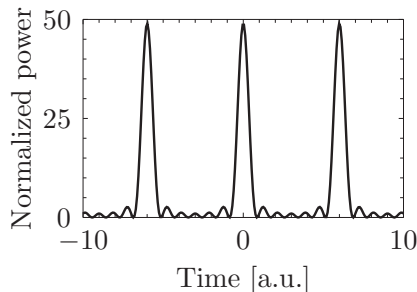
$$E(t) = E_0 e^{-i(\omega_0 t + \varphi)} \frac{\sin\left(\frac{2n+1}{2} \Delta\right)}{\sin\left(\frac{\Delta}{2}\right)}$$

Výstupní výkon je úměrný

$$P(t) \propto E(t)E^*(t) = |E_0|^2 \frac{\sin^2\left(\frac{2n+1}{2} \Delta\right)}{\sin^2\left(\frac{\Delta}{2}\right)}$$



# Princip vidové synchronizace



Pro  $\Delta\varphi = 0$  v čase  $t = 0$ .

$$\begin{aligned}
 P(t) &= P_0 \frac{\sin^2\left(\frac{2n+1}{2}\Delta\right)}{\left(\frac{2n+1}{2}\Delta\right)^2} \frac{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2}{\sin^2\left(\frac{\Delta}{2}\right)} \frac{\left(\frac{2n+1}{2}\Delta\right)^2}{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2} \\
 &= (2n+1)^2 P_0 \frac{\text{sinc}^2\left(\frac{2n+1}{2}\Delta\right)}{\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta}{2}\right)}
 \end{aligned}$$

Špičkový výkon:  $\Delta = 0 \rightarrow (2n+1)^2 P_0$ .

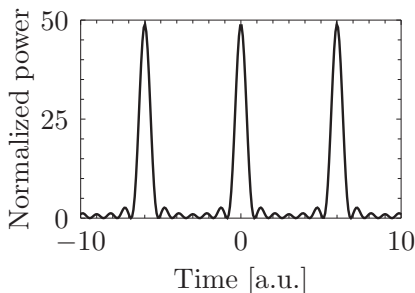
Perioda: rozteč poloh sousedních maxim

$$\frac{\Delta}{2} = m\pi, \quad m \in \mathbf{Z}$$

$$\Delta\omega t' + \Delta\varphi = 2m\pi, \quad \Delta\omega t'' + \Delta\varphi = 2(m+1)\pi$$

$$2\pi\nu_L(t'' - t') = \frac{2\pi}{T_R}(t'' - t') = 2\pi \Rightarrow t'' - t' = T_R$$

# Princip vidové synchronizace



Šířka pulzu - odhad na základě poloh dvou minim

$$(2n+1)\frac{\Delta}{2} = m\pi, \quad m \in \mathbf{Z}$$

$$\Delta\omega t' + \Delta\varphi = \frac{2m}{2n+1}\pi$$

$$\Delta\omega t'' + \Delta\varphi = \frac{2(m+1)}{2n+1}\pi$$

$$2\pi\nu_L(t'' - t') = \frac{2\pi}{2n+1}$$

$$t'' - t' = \frac{1}{(2n+1)\nu_L} = \frac{1}{B}$$

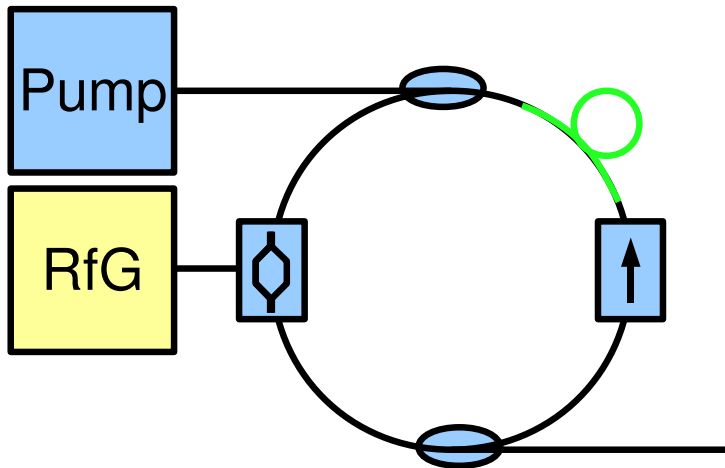
# Teorie vidově synchronizovaného laseru

- **Aktivně vidově synchronizovaný laser - Actively mode-locked laser (AML)**  
Analytická teorie AML, předpovídá gaussovské pulzy  
Kuizenga, Siegman, "Modulator frequency detuning effects in the FM mode-locked laser", IEEE J. QE 6, 803, 1970
- **Pasivně vidově synchronizovaný laser - Passively mode-locked laser (PML)**  
Analytická teorie PML, předpovídá sech-pulzy

Kuizenga, Siegman, "Modulator frequency detuning effects in the FM mode-locked laser", IEEE J. QE 6, 803, 1970

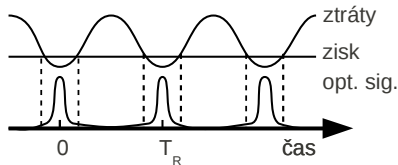
Haus, "Theory of mode locking with a fast saturable absorber", JAP 46, 3049, 1975

# Aktivně vidově synchronizovaný laser

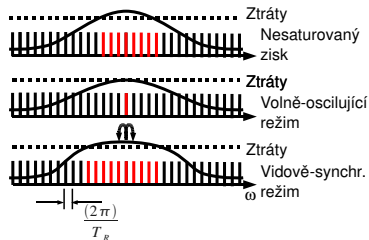


# Aktivně vidově synchronizované lasery - Rezonanční případ

## Časová doména



## Kmitočtová doména



# Analytická teorie AML, vztah Kuizengův-Siegmanův

Změna amplitudy n-tého vidu při jednom oběhu rezonátorem

$$\Delta A_n = \left[ \frac{g}{1 + \left( \frac{n\Delta\Omega}{\Omega_g} \right)^2} - l \right] A_n + \frac{1}{2} M (A_{n-1} - 2A_n + A_{n+1}) \quad (11)$$

Přechod k operátorové formě  $\Rightarrow$  Nahradit diskrétní spektrum kontinuálním, nahradit poslední člen druhou derivací.

Hausova rovnice

$$(g - l)A - g \left( \frac{\Omega}{\Omega_g} \right)^2 A + \frac{1}{2} M \Omega_m^2 \frac{d^2 A}{d\Omega^2} = 0 \quad (12)$$

# Analytická teorie AML, vztah Kuizengův-Siegmanův

Řešením rovnice je gaussovský pulz

$$A(\Omega) = A_0 \exp(-\Omega^2 \tau^2). \quad (13)$$

Dosazením řešení do rovnice (12) dostaneme

$$(g - l) - g \left( \frac{\Omega}{\Omega_g} \right)^2 + 2M\Omega_m^2 \Omega^2 \tau^4 - M\Omega_m^2 \tau^2 = 0. \quad (14)$$

# Analytická teorie AML, vztah Kuizengův-Siegmánův

Požadujeme-li, aby tato rovnice platila pro všechny kmitočty, dostaneme dvě rovnice - pro člen  $\Omega^0$  a  $\Omega^2$ .

Kompenzace modulačních ztrát

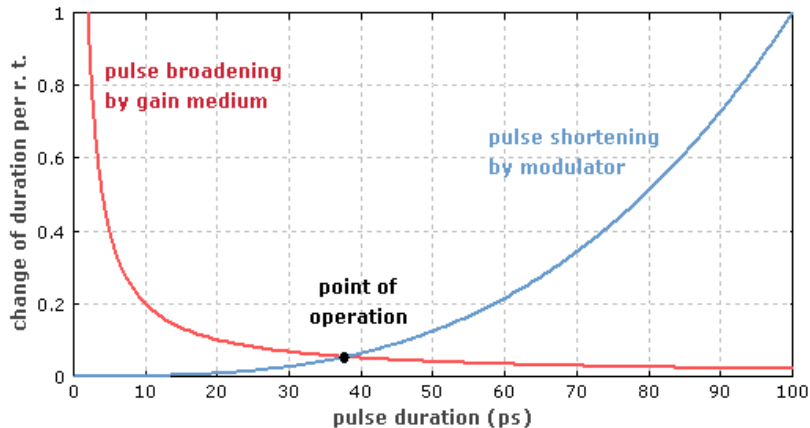
$$(g - I) = M\Omega_m^2\tau^2 \quad (15)$$

Kuizengův-Siegmánův vztah

$$\tau^4 = \frac{g}{2M\Omega_m^2\Omega_g^2} \quad (16)$$

Šířka pulzu je nepřímo úměrná geometrickému průměru spektrální šířky zesilovače a modulačního kmitočtu.



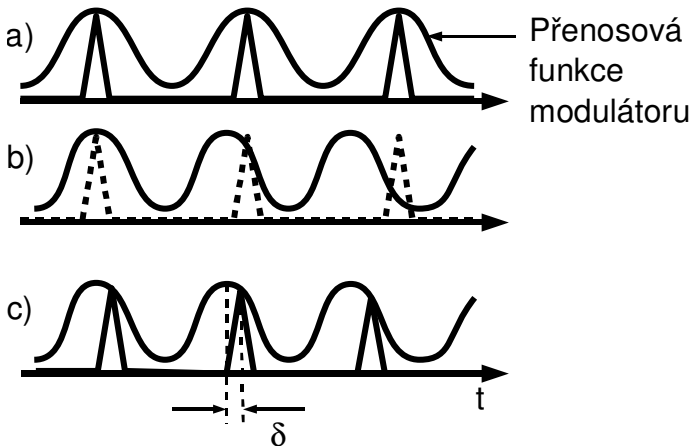


Dva konkurující si jevy

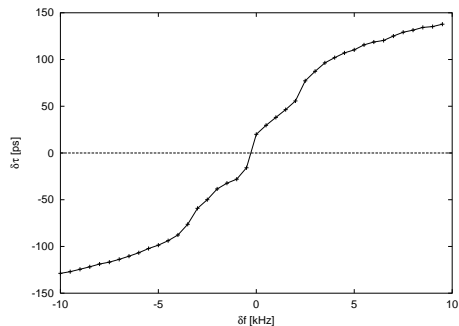
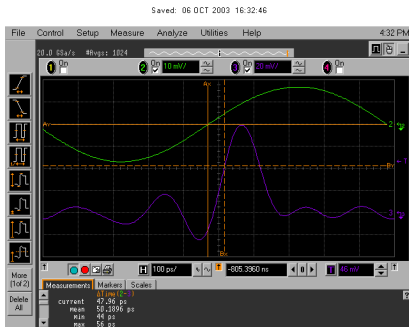
- Modulace - tlumí náběžnou a sestupnou hranu pulzu.  $\Rightarrow$  Zkracuje pulz.
- Spektrální filtrace (konečnou šířkou pásma zesílení)  $\Rightarrow$  Prodlužuje pulz.

Výsledná šířka pulzu je taková, aby tyto dva procesy byly v rovnováze.

# Aktivně vidově synchronizované lasery - Pásmo synchronizace



# Aktivně vidově synchronizované lasery - Pásmo synchronizace



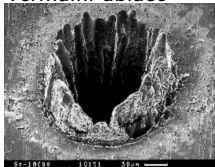
# Pasivně vidově synchronizované lasery

## Vhodné pro generování femtosekundových pulzů

### Practical use

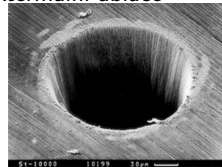
- Vzorkování rychlých dějů
- Vysoké špičkové výkony
  - Generování attosekundových pulzů (sub-100 fs lasery)
  - Zpracování materiálů (fs- a ps-lasery)
  - Nelineární jevy

### Termální ablace



Laser drilled hole on metal using conventional long pulse (nanosecond) laser technologies.

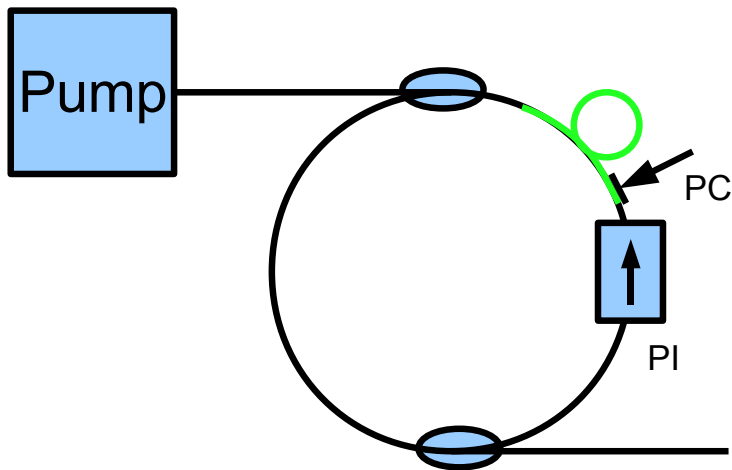
### Atermální ablace



Laser drilled hole on metal using femtosecond laser technology

[http://ap.polyu.edu.hk/apakhwon/picture\\_gallery/Hole\\_drilling.pdf](http://ap.polyu.edu.hk/apakhwon/picture_gallery/Hole_drilling.pdf)

# Pasivně MLL



PC .. Polarizační kontrolér, PI .. Polarizující izolátor

# Mechanismy pasivní vidové synchronizace

Pro vyvolání pasivní vidové synchronizace je potřebný rychlý satureovatelný absorbér.

## Satureovatelná absorbce

$$\alpha(t) = \frac{\alpha_0}{1 + P(t)/P_{sat}} \approx \alpha_0 - \frac{\alpha_0 P(t)}{P_{sat}} = \alpha_0 - \gamma P(t) \quad (17)$$

- Nelineární natáčení polarizace
- Nelineární vláknové zrcadlo (Osmičkový laser)

# Hausova rovnice - Haus master equation

## Hausova řídící rovnice - Haus master equation

Zjednodušení - bez disperze, bez automodulace fáze

$$\partial_z A = \left\{ g - l + \frac{g}{\Omega_g^2} \partial_{tt} + \gamma |A|^2 \right\} A. \quad (18)$$

$A$  .. pomalu se měnící obálka pole

$g$  .. zisk

$l$  .. ztráty

$\frac{g}{\Omega_g^2} \partial_{tt} A$  .. filtrace

$\gamma |A|^2$  .. synchronizační mechanismus

# Hausova rovnice - Haus master equation

## Hausova rovnovážná rovnice - Haus steady-state equation

$$0 = \left\{ g - I + \frac{g}{\Omega_g^2} \partial_{tt} + \gamma |A|^2 \right\} A. \quad (19)$$

## Řešení Hausovy rovnovážné rovnice

$$A(t) = A_0 \operatorname{sech} \left( \frac{t}{\tau} \right) \quad (20)$$



# Hausova rovnice - Haus master equation

Druhá derivace tohoto řešení

$$A''(t) = A_0 \frac{\operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau}\right)}{\tau^2} \left[ 1 - 2\operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{\tau}\right) \right]$$

Dosazením do Hausovy rovnovážné rovnice dostaneme

Šířka pulzu

$$\tau^2 = \frac{2g}{\gamma A_0^2 \Omega_g^2} \quad (21)$$

Šířka pulzu klesá s rostoucí spektrální šířkou zesilovače a s rostoucím špičkovým výkonem (silnější synchronizační mechanismus)

Potřebný zisk

$$g = \frac{I}{1 + \frac{1}{\Omega_g^2 \tau^2}} \quad (22)$$

# Hausova rovnice - Haus master equation

## Solitonové lasery

- krátké pulzy  $\Rightarrow$  Disperze
- velký špičkový výkon  $\Rightarrow$  Automodulace fáze

## Hausova řídící rovnice - Haus master equation

$$\partial_z A = \left\{ -i\psi + g - l + \left( \frac{g}{\Omega_g^2} + iD \right) \partial_{tt} + (-i\delta + \gamma)|A|^2 \right\} A. \quad (23)$$

D .. Disperze

$\delta$  .. automodulace fáze

$\psi$  .. Posuv obálky a nosné na oběh - důsledek rozdílu grupových a fázových rychlostí

# Hausova rovnice - Haus master equation

## Hausova rovnovážná rovnice - Haus steady-state equation

$$\left\{ -i\psi + g - l + \left( \frac{g}{\Omega_g^2} + iD \right) \partial_{tt} + (-i\delta + \gamma)|A|^2 \right\} A = 0 \quad (24)$$

## Řešení Hausovy rovnice

$$A(t) = A_0 \operatorname{sech}^{1+i\beta} \left( \frac{t}{\tau} \right) \quad (25)$$

# Hausova rovnice - Haus master equation

Připravíme si derivace tohoto řešení

$$A'(t) = -A_0 \frac{1 + i\beta}{\tau} \operatorname{sech}^{1+i\beta} \left( \frac{t}{\tau} \right) \tanh \left( \frac{t}{\tau} \right)$$

kde jsme využili identity

$$(\operatorname{sech}(x))' = \left( \frac{1}{\cosh(x)} \right)' = -\frac{\sinh(x)}{\cosh^2(x)} = -\operatorname{sech}(x) \tanh(x).$$

# Hausova rovnice - Haus master equation

## Druhá derivace

$$\begin{aligned}
 A''(t) &= \frac{(1+i\beta)^2}{\tau^2} A_0 \operatorname{sech}^{1+i\beta} \left( \frac{t}{\tau} \right) \tanh^2 \left( \frac{t}{\tau} \right) \\
 &\quad - \frac{1+i\beta}{\tau^2} A_0 \operatorname{sech}^{1+i\beta} \left( \frac{t}{\tau} \right) \operatorname{sech}^2 \left( \frac{t}{\tau} \right) \\
 &= \left[ (1+i\beta)^2 - (2+3i\beta-\beta^2) \operatorname{sech}^2 \left( \frac{t}{\tau} \right) \right] A_0 \frac{\operatorname{sech}^{1+i\beta} \left( \frac{t}{\tau} \right)}{\tau^2}
 \end{aligned}$$

kde jsme využili identity

$$(\tanh(x))' = \operatorname{sech}^2(x) \quad \tanh^2(x) = 1 - \operatorname{sech}^2(x). \quad (26)$$

# Hausova rovnice - Haus master equation

Dosadíme do Hausovy rovnice a nulujeme separátně členy u  $A$  a  $A\text{sech}^2$

$$0 = -i\psi + g - l + \frac{(1+i\beta)^2}{\tau^2} \left( \frac{g}{\Omega_g^2} + iD \right) \quad (27)$$

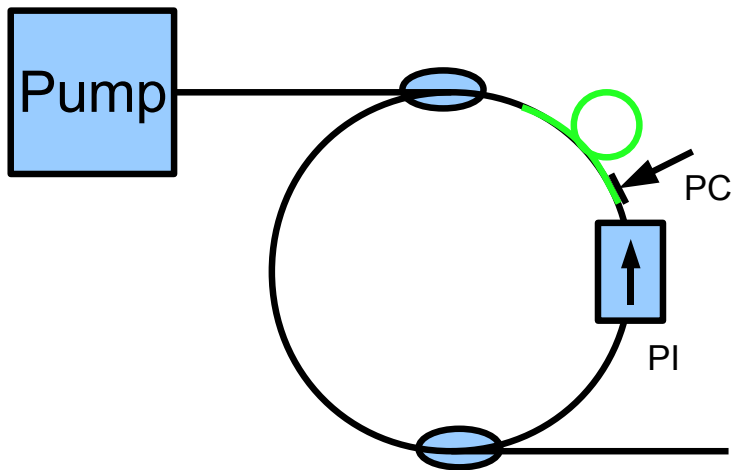
$$0 = -\frac{2+3i\beta-\beta^2}{\tau^2} \left( \frac{g}{\Omega_g^2} + iD \right) + (\gamma - i\delta)A_0^2 \quad (28)$$

Dvě komplexní rovnice  $\Rightarrow$  Čtyři rovnice pro reálné proměnné

Přidáme ještě fenomenologickou rovnici saturovaného zisku

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{\bar{P}}{P_s}} = \frac{g_0}{1 + \frac{2A_0^2\tau}{T_R P_s}} \quad (29)$$

# Pasivně MLL s nelineárním natáčením polarizace



PC .. Polarizační kontrolér, PI .. Polarizující izolátor

# Nelineární natáčení polarizace



$$J_1 = \begin{bmatrix} \cos(\psi) \\ \sin(\psi) \exp(i\Delta) \end{bmatrix}$$

$$J_2 = \begin{bmatrix} \cos(\psi') \\ \sin(\psi') \exp(i\Delta') \end{bmatrix}$$



# Nelineární natáčení polarizace

Nelinearita vlákna způsobuje křížovou fázovou modulaci a automodulaci fáze

$$\begin{aligned}
 \partial_z A_x &+ \beta_{1x} \partial_t A_x + \frac{i\beta_2}{2} \partial_{tt} A_x + \frac{\alpha}{2} A_x \\
 &= i\gamma \left( |A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) A_x + \frac{i\gamma}{3} A_x^* A_y^2 \exp(-2i\Delta\beta z) \\
 \partial_z A_y &+ \beta_{1y} \partial_t A_y + \frac{i\beta_2}{2} \partial_{tt} A_y + \frac{\alpha}{2} A_y \\
 &= i\gamma \left( |A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right) A_y + \frac{i\gamma}{3} A_y^* A_x^2 \exp(2i\Delta\beta z)
 \end{aligned}$$

kde

$$\Delta\beta = \beta_{0x} - \beta_{0y} = 2\pi B/\lambda = 2\pi/L_B,$$

popisuje dvojlom,  $A_x$ ,  $A_y$  jsou složky amplitudy pole ve směru hlavních os vlákna,  $\alpha$  je koeficient útlumu. Propagační konstanta má z-komponentu rozvinutou podle  $\Omega$

$$\beta_{x,y}(\Omega) = \beta_{0x,y} + \beta_{1x,y}\Omega + \frac{\beta_2}{2}\Omega^2$$



# Nelineární natáčení polarizace

Pro vysvětlení principu zanedbáme disperzi  $\beta_2$ , útlum  $\alpha$ , dvojlom  $\Delta\beta$ , rozdíl grupových rychlostí  $\beta_{1x} - \beta_{1y}$ .

$$\begin{aligned}\partial_z A_x &= i\gamma \left( |A_x|^2 + \frac{2}{3}|A_y|^2 \right) A_x + \frac{i\gamma}{3} A_x^* A_y^2 \\ \partial_z A_y &= i\gamma \left( |A_y|^2 + \frac{2}{3}|A_x|^2 \right) A_y + \frac{i\gamma}{3} A_y^* A_x^2\end{aligned}$$

Přejdeme od lineárně polarizovaných vidů ke kruhově polarizovaným.

$$A_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_x + iA_y), \quad A_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_x - iA_y)$$

$$\begin{aligned}\partial_z A_+ &= i\frac{2\gamma}{3} \left( |A_+|^2 + 2|A_-|^2 \right) A_+ \\ \partial_z A_- &= i\frac{2\gamma}{3} \left( |A_-|^2 + 2|A_+|^2 \right) A_-\end{aligned}$$

(30)  
úfe

# Nelineární natáčení polarizace

## Zákony zachování

$$\partial_z |A_+|^2 = A_+^* \partial_z A_+ + A_+ \partial_z A_+^* = 0 \quad \partial_z |A_-|^2 = A_-^* \partial_z A_- + A_- \partial_z A_-^* = 0$$

## Řešení soustavy rovnic (30)

$$\begin{aligned} A_+(z) &= A_+(0) \exp \left[ i \frac{2\gamma}{3} \left( |A_+|^2 + 2|A_-|^2 \right) z \right] \\ A_-(z) &= A_-(0) \exp \left[ i \frac{2\gamma}{3} \left( |A_-|^2 + 2|A_+|^2 \right) z \right] \end{aligned} \quad (31)$$

# Nelineární natáčení polarizace

## Jonesův kalkulus

R. C. Jones, J. Opt. Soc. Am. 31, 488–493, (1941).

### Báze v Jonesově notaci

$$|x\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad |y\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad |r\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}, \quad |l\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}.$$

### Transformace mezi bázemi

$$|r\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|x\rangle + i|y\rangle), \quad |l\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|x\rangle - i|y\rangle)$$

$$|x\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|r\rangle + |l\rangle), \quad |y\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|r\rangle - |l\rangle)$$

# Nelineární natáčení polarizace

Mějme na vstupu vlákna světlo v obecném polarizačním stavu v  $x - y$  bázi

$$|A\rangle_{xy} = \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} \quad (32)$$

Přejdeme ke kruhově polarizované bázi

$$|A\rangle_{rl} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} a + ib \\ a - ib \end{bmatrix}$$

# Nelineární natáčení polarizace

Na vstupu vlákna máme

$$|A\rangle_{\text{in}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} a + ib \\ a - ib \end{bmatrix}$$

Na výstupu vlákna máme

$$\begin{aligned} |B\rangle_{\text{out}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} (a + ib) \exp(i\phi_+) \\ (a - ib) \exp(i\phi_-) \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\frac{\phi_+ + \phi_-}{2}} \begin{bmatrix} a \cos \delta + b \sin \delta + i(b \cos \delta - a \sin \delta) \\ a \cos \delta + b \sin \delta - i(b \cos \delta - a \sin \delta) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (33)$$

kde

$$\phi_+ = \frac{2\gamma L}{3} (|A_+|^2 + 2|A_-|^2), \quad \phi_- = \frac{2\gamma L}{3} (|A_-|^2 + 2|A_+|^2), \quad \delta = (\phi_+ - \phi_-)/2$$

# Nelineární natáčení polarizace

Nyní přejdeme zpět do x-y báze

$$|B\rangle_{xy} = e^{i\frac{\phi_+ + \phi_-}{2}} \begin{bmatrix} a \cos \delta + b \sin \delta \\ -a \sin \delta + b \cos \delta \end{bmatrix} = R_\delta |A\rangle_{xy}$$

kde  $R_\delta$  je rotační matice

$$R_\delta = \begin{bmatrix} \cos \delta & \sin \delta \\ \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix}$$

# Nelineární natáčení polarizace

$$|A\rangle_{xy} = \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\psi) \\ \sin(\psi) \exp(i\Delta) \end{bmatrix}$$

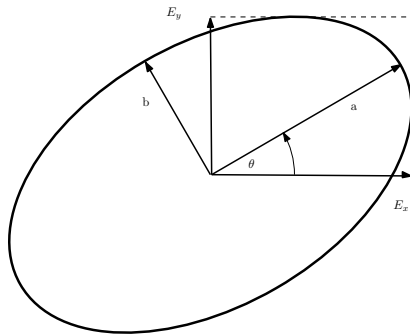
$$\tan(2\theta) = \frac{2 \cos(\psi) \sin(\psi) \cos(\Delta)}{\cos^2(\psi) - \sin^2(\psi)}$$

Rotační matice

$$R_\delta = \begin{bmatrix} \cos \delta & \sin \delta \\ -\sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix}$$

způsobí rotaci tohoto stavu o úhel  $\delta$

$$\delta = \frac{2\gamma L}{3} (|A_-|^2 - |A_+|^2) = \frac{4\gamma L}{3} \sin 2\psi \sin \Delta.$$





# Nelineární natáčení polarizace

Výsledná přenosová funkce soustavy vlákno-polarizátor

$$T = {}_{xy}\langle B|B\rangle_{xy} = {}_{xy}\langle A|R_{-\delta}PPR_{\delta}|A\rangle_{xy} = {}_{xy}\langle A|R_{-\delta}PR_{\delta}|A\rangle_{xy}$$

kde  $P$  je Jonesova matice polarizátoru

$$P = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$T = 2 \cos \psi \sin \psi \cos \delta \sin \delta \cos \Delta + \cos^2 \psi \cos^2 \delta + \sin^2 \psi \sin^2 \delta$$

Využívaje trigonometrické identity  $2 \sin \psi \cos \psi = \sin 2\psi$ , dostaneme

$$2 \cos \psi \sin \psi \cos \delta \sin \delta \cos \Delta = \frac{1}{2} \sin 2\psi \sin 2\delta \cos \Delta$$

a s pomocí identit  $\sin^2 \psi = \frac{1}{2}(1 - \cos 2\psi)$ ,  $\cos^2 \psi = \frac{1}{2}(1 + \cos 2\psi)$  dostaneme

$$\cos^2 \psi \cos^2 \delta + \sin^2 \psi \sin^2 \delta \quad (34)$$

$$= \frac{1}{4} [1 + \cos 2\psi + \cos 2\delta + \cos 2\psi \cos 2\delta + 1 - \cos 2\psi - \cos 2\delta + \cos 2\psi \cos 2\delta]$$

$$= \frac{1}{2} (1 + \cos 2\psi \cos 2\delta)$$



Výkonově závislá přenosová funkce SA založeného na NLPR s okamžitou odezvou

$$T = \frac{1}{2}(1 + \cos 2\psi \cos 2\delta + \sin 2\psi \sin 2\delta \cos \Delta)$$

kde

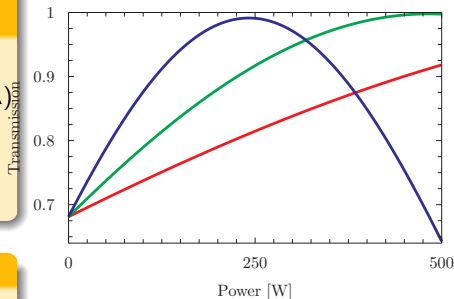
$$\delta = \frac{4\gamma PL}{3} \sin 2\psi \sin \Delta.$$

Lineárně polarizovaný stav

$$\Delta = 0 \Rightarrow \delta = 0$$

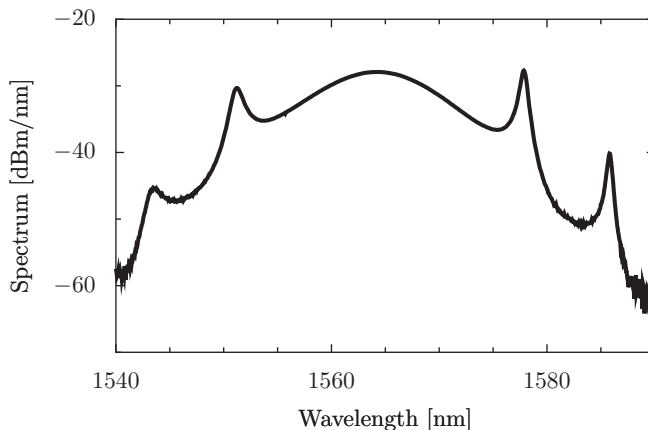
Kruhově polarizovaný stav

$$\psi = \pi/4, \Delta = \pi/2 \Rightarrow T = \frac{1}{2}$$



Přenosová funkce SA založeného na NLPR.  $L=5$  m,  $\gamma=2e-3$  W<sup>-1</sup>m<sup>-1</sup>,  $\psi = 0.6$ .  $\Delta$  je 0.05 (červená), 0.1 (zelená) a 0.2 (modrá).

# Experimentálně pozorovaná data



Parametry:

- Opakovací perioda  $T_R$ : 25.198 ns (40 MHz),  $L \approx \frac{T_R}{c/n} \approx 5.14$  m, z toho aktivní vlákno 105 cm
- Energie pulzu: 20 pJ
- Špičkový výkon: 116 W

# Kellyho rezonance

- Laser generuje solitony.
- Periodické poruchy (filtr, izolátor, zesilovač)  $\Rightarrow$  Část energie solitonu vyzářena do disperzní vlny.
- Fázový synchronizmus nastává pro diskrétní kmitočty.

Řešení nelineární Schrödingerovy rovnice (NLSE)

$$i\partial_z A - \frac{\beta_2}{2}\partial_{tt}A + \gamma|A|^2A = 0$$

má tvar

$$A(t) = A_0 \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau}\right) \exp(ikz).$$

s  $k = -\frac{\beta_2}{2\tau^2}$ . Přírůstek fáze solitonu během jednoho oběhu

$$\psi_S = -\frac{\beta_2 L}{2\tau^2}$$

Přírůstek fáze disperzní vlny během jednoho oběhu

$$\psi_D = \frac{\beta_2 \Omega^2 L}{2}$$

Rezonanční podmínka

$$\psi_S = \psi_D + 2m\pi$$

# Kellyho rezonance

Rezonanční kmitočty

$$\Omega_m = \frac{1}{\tau} \sqrt{4m\pi \frac{\tau^2}{|\beta_2|L} - 1}$$

Z prvních dvou rezonancí lze vyvodit průměrnou šířku solitonu uvnitř rezonátoru a celkovou disperzi rezonátoru

$$\tau \approx \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{1}{(\delta\lambda_2^2 - 2\delta_1^2)^{1/2}}$$

$$|\beta_2|L \approx \frac{\lambda_0^4}{\pi c^2 (\delta\lambda_2^2 - 2\delta_1^2)}$$

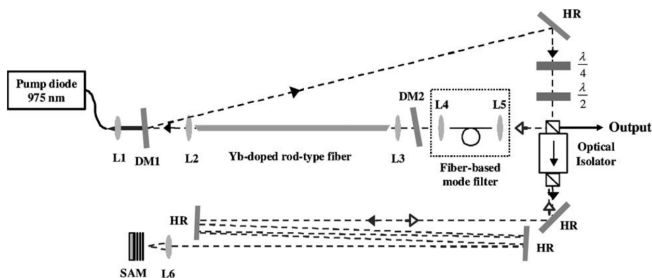
kde  $\delta\lambda_m = \lambda_m - \lambda_0$  a  $\lambda_0$  je centrální vlnová délka solitonu.

Pro pulzy z obrázku dostáváme  $\tau = 152$  fs a  $|\beta_2|L = 0.0513$  ps<sup>2</sup>.

Na výstupu z laseru se pulzy velmi rychle rozšiřují díky disperzi výstupního segmentu vlákna

$$\tau(L) = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{L}{L_D}\right)^2}$$

# Pasivně vidově synchronizovaný laser s velkou energií v pulzu



Aktivní vlákno - 1.2m Yb doped LMA PCF 80  $\mu\text{m}$  (Fiber rod), MF area 4000  $\mu\text{m}^2$ , 30dB/m 976nm pump absorption. Vláknio podporuje několik vidů, proto je implementován vidový filtr (7cm endlessly singlemode PCF LMA10). Výstupní vazební koeficient 0.80. Zrcadla snižují kmitočet na 9.7 MHz. Normální disperzní oblast  $\beta_2 L = +0.04 \text{ ps}^2$ , nízká nelinearita (LMA)m  $\Rightarrow$  pro dosažení MLL použito SAM. Čerpání 35 W, průměrný výkon 9 W, energie pulzu 927 nJ, šířka pulzu 13.7 ps. Pulz komprimovatelný na 711 fs, 741 nJ, 1 MWpk.

B. Ortaç, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, A. Tünnermann, A. Hideur, "High-energy femtosecond Yb-doped dispersion compensation free fiber laser," Optics Express, vol. 15, pp. 10725– 10732, 2007

# Lasery založené na modulační nestabilitě

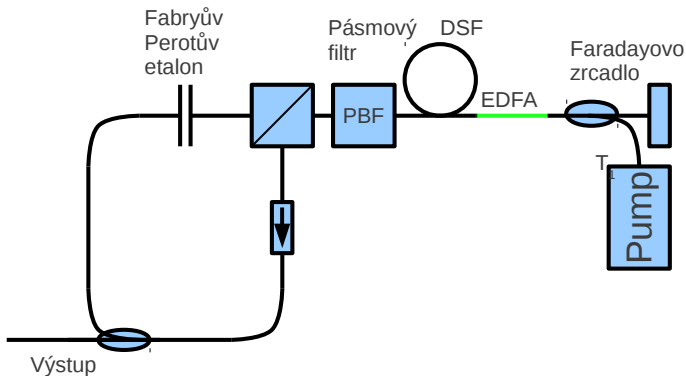
První experimenty s MIL:

P. Franco, Opt. Lett. 20, 2009, 1995

E. Yoshida, M. Nakazawa, Opt. Lett. 22, 1409, 1997 (FPE)

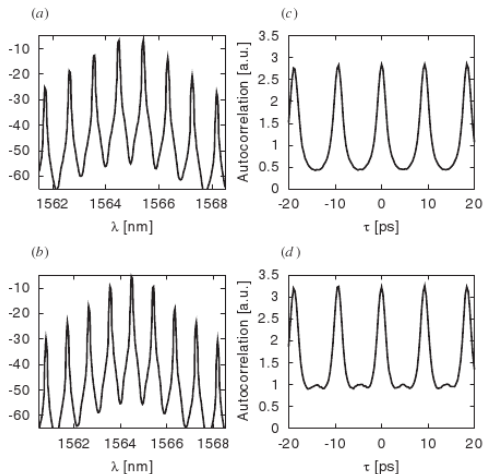
P. Honzatko, P. Peterka, J. Kanka, Opt. Lett. 26, 810, 2001 ( $\sigma$ -rezonator)

# Lasery založené na modulační nestabilitě

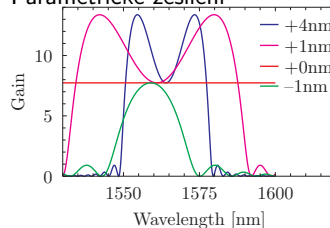




# Lasery založené na modulační nestabilitě



## Parametrické zesílení



# Outline

- 1 Úvod
- 2 Šíření optických pulzů ve vláknech
- 3 Vidově synchronizované lasery
  - Aktivně vidově synchronizované lasery
  - Pasivně vidově synchronizované lasery
  - Lasery založené na modulační nestabilitě
- 4 Q-spínané lasery
  - Aktivně Q-spínané lasery
  - Pasivně Q-spínané lasery

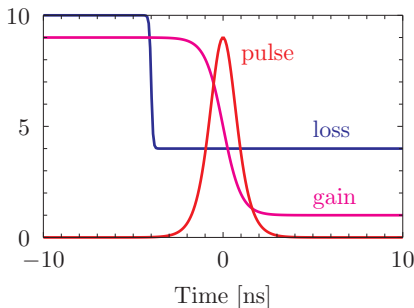
# Q-spínané lasery

## Q-spínání

Metoda získávání optických pulzů s velkou energií a délkou trvání  $10^1$ - $10^2$  ns založená na modulaci ztrát (koeficientu jakosti Q) rezonátoru.

### Princip činnosti

- 1 Ztráty rezonátoru jsou velké. Dochází k čerpání aktivního prostředí a k akumulaci energie.
- 2 Ztráty rezonátoru se náhle zmenší. V rezonátoru začíná rychle narůstat výkon koherentního záření.
- 3 S růstem výkonu signálu dochází k saturaci zisku. Maximální velikost pulzu je dosažena v bodě, kde saturující zisk vyrovná nízké ztráty rezonátoru. Nahromaděná energie je dále odebírána díky velkému výkonu signálu.



# Aktivně Q-spínané lasery

Největší energie v pulzu. Využívají vláken čerpaných přes plášť  
Energie pulzu je limitována ASE

Vlákno čerpané pláštěm s velkou stopou pole a malou NA

- Malý zisk  $\Rightarrow$  Malá ASE.
- Malá NA  $\Rightarrow$  Malý Rayleighův zpětný rozptyl.
- Malá špičková intenzita  $\Rightarrow$  Menší nelineární jevy (SPM, SRS, SBS).

Energie je úměrná efektivní ploše vidu  $\Rightarrow$  LMA-fiber

MM-fiber  $\times$  Šum ASE roste s rostoucím počtem vidů

Rayleighův zpětný rozptyl roste s rostoucí NA  $\Rightarrow$  Sklony k laserování mezi pulzy

# Aktivně Q-spínané lasery

## Energie pulzů

$$E_{pulse} = E_{stored} - E_{bleach},$$

$$E_{stored} = h\nu_s A \int_0^L N_2(z) dz,$$

$$E_{bleach} = h\nu_s A \int_0^L N_2(z) dz \Big|_{bleach} = \Gamma_s \sigma_{as} N_{tot} L E_{sat},$$

$$E_{sat} = \frac{h\nu_s}{\sigma_{es} + \sigma_{as}} \frac{A_{eff}}{\Gamma_s},$$

Energie pulzů je úměrná efektivní ploše vidu a koncentraci dopandů.  
Termální fokusace, nelineární optické jevy a zisk/ASE jsou úměrné délce vlákna  
⇒ Krátké vysoce dopované vlákno s velkou stopou pole (VLMA).

## Omezení

- $E_{pulse} < 10E_{sat}$
- Veškeré čerpání navíc se přemění na ASE

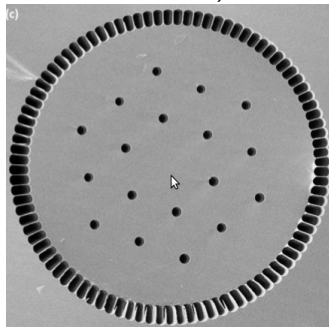
26mJ, 130W, QS-YDFL [Stutzki et al., Opt. Lett. 37, 1073, 2012]

Friedrich-Schiller-Universität Jena (Jens Limpert, Andreas Tünnermann)

## Fiber parameters

Doped area:  $8600 \mu\text{m}^2$ Yb doping concentration:  $3.2 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ Small signal gain  $G_{ss} = 32 \text{ dB/m}$ 

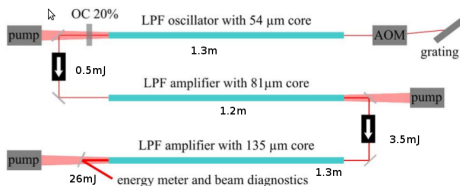
## Available and extractable energy

Available energy  $E_{\text{Avail}} = 25 \text{ mJ/m}$ Extractable energy  $E_{\text{Extr}} = \left(1 - \frac{\ln G}{\ln G_0}\right) E_{\text{Avail}}$ 

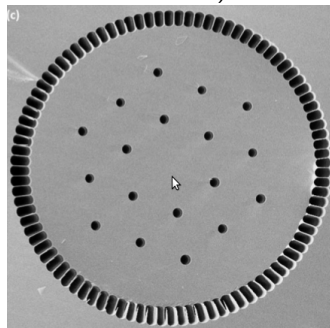
VLMA Large pitch PCF.  
MFD= $135 \mu\text{m}$ , clad. diam.  
 $425 \mu\text{m}$

26mJ, 130W, QS-YDFL [Stutzki et al., Opt. Lett. 37, 1073, 2012]

Friedrich-Schiller-Universität Jena (Jens Limpert, Andreas Tünnermann)



The wavelength: 1040 nm, frequency 5 kHz,  
pulsewidth 40 ns,  $M^2 < 1.3$ .



VLMA Large pitch PCF.  
MFD=135 μm, clad. diam.  
425 μm

# Q-switched fiber lasers

Pulse energy, duration, frequency, M<sup>2</sup>, Author

Type	YDFL	EDFL	TDFL	THDFL
MO	2 mJ 10 ns 5 kHz - Stutzki2012		0.27 mJ 41 ns 125 kHz - Eichhorn2007	0.25 mJ 50 ns 20 kHz - Eichhorn2008
MOPA	26 mJ 50 ns 5 kHz 1.3 Stutzki2012	1.5 mJ 182 ns  1.6 Lim2012		



## Rovnovážné rovnice

$$\frac{dP_p}{dz} = -\Gamma_p \sigma_{ap} n_1(z) P_p(z), \quad (35)$$

$$\begin{aligned} \pm \frac{dP_{ASE}^{\pm}}{dz} &= \Gamma_s (\sigma_{es} n_2(z) - \sigma_{as} n_1(z)) P_{ASE}^{\pm}(z) \\ &+ \Gamma_s (\sigma_{es} n_2(z) 2n_m h\nu_{ASE} \Delta\nu_{ASE}, \end{aligned} \quad (36)$$

$$n_2(z) = n_{tot} \frac{\frac{\Gamma_p \sigma_{ap} P_p(z)}{h\nu_p A} + \frac{\Gamma_s \sigma_{as} P_{ASE}^{tot}(z)}{h\nu_{ASE} A}}{\frac{\Gamma_p \sigma_{ap} P_p(z)}{h\nu_p A} + \frac{\Gamma_s (\sigma_{as} + \sigma_{es}) P_{ASE}^{tot}(z)}{h\nu_{ASE} A} + \frac{1}{\tau_2}}, \quad (37)$$

$$n_{tot} = n_1(z) + n_2(z), \quad (38)$$

$$P_{ASE}^{tot}(z) = P_{ASE}^{+}(z) + P_{ASE}^{-}(z), \quad (39)$$

kde  $n_m$  je počet příčných vidů v rezonátoru.

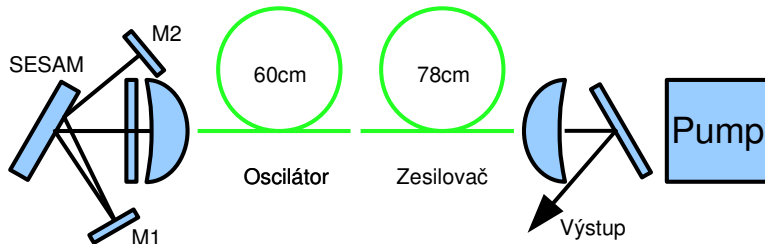
Rovnice řešit spolu s okrajovými podmínkami.

Nalézt  $n_2(z)$

Najít energii pulzu

(Maximální energie pulzu)

$$E_{pulse} = h\nu_s A \left[ \int_0^L n_2(z) dz - n_{tot} L \frac{\sigma_{as}}{\sigma_{es} + \sigma_{as}} \right]. \quad (40)$$



Pasivně Q-spínaný laser v MOPA uspořádání, 1kHz,  $76\mu\text{J}$ , 54ns, 1kWpk, 2Wpump

R. Paschotta, R. Haring, E. Gini, H. Melchior, U. Keller, "Passively Q-switched 0.1mJ fiber laser system at  $1.53\mu\text{m}$ ," Optics Letters, Vol. 24, No. 6, 1999.

**SESAM** Semiconductor saturable-absorber mirror

**MOPA** Master oscillator - Power amplifier

**LMA** Large mode area fiber ( $300\mu\text{m}^2$ )