

Nelineární optika

prof. RNDr. Pavel Zemánek, Ph.D.

zemanek@isibrno.cz

- nelineární jevy 2. řádu (násobení frekvencí, OPA, OPO)
- nelineární jevy 3. řádu (fázová konjugace, ultrakrátké pulsy)

Literatura

G.S. He, S.H. Liu: Physics of nonlinear optics

B. E. A: Saleh, M. C. Teich: Fundamentals of Photonics

NELINEÁRNÍ OPTIKA

Začíná se uplatňovat při větších intenzitách dopadajícího záření, náboje v materiálu se již začínají vychylovat více v důsledku dopadajícího pole a dostávají se mimo lineární oblast.

Jaké elektrické pole působí na elektron vodíku?

As an example, we consider the atomic electric field strength exerted on the electron in the hydrogen atom. In the SI system of units, it can be calculated by

$$E_{atom} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_0^2} \quad (\text{V/m}). \quad (\text{A2-1})$$

Here, $e=1.60218 \times 10^{-19}$ C is the electron charge, $\epsilon_0=8.85419 \times 10^{-12}$ F/m ($=8.85419 \times 10^{-12}$ C/Vm) is the permittivity of free space, and $a_0=5.29177 \times 10^{-11}$ m is the Bohr radius. By substituting these values into Eq. (A2-1), we obtain

$$E_{atom} \approx 5.14 \times 10^{11} \text{ V/m}. \quad (\text{A2-2})$$

Jaké elektrické pole vytvoříme laserem?

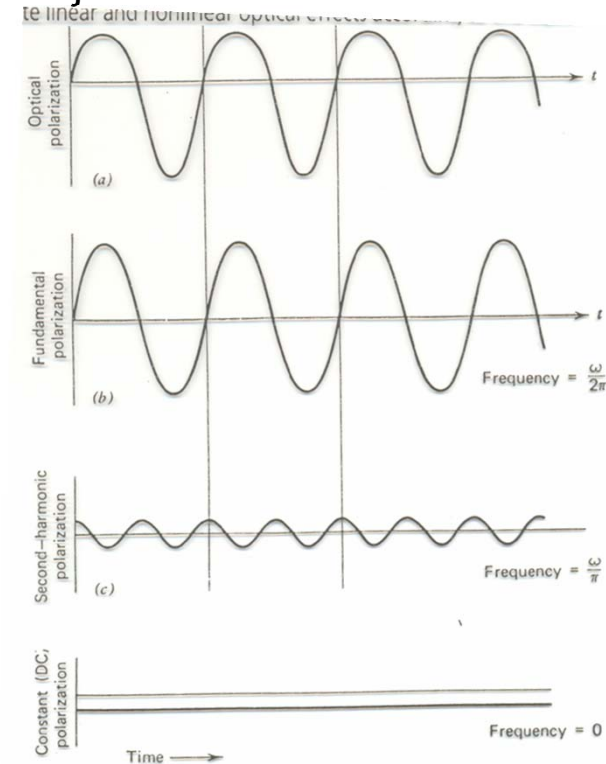
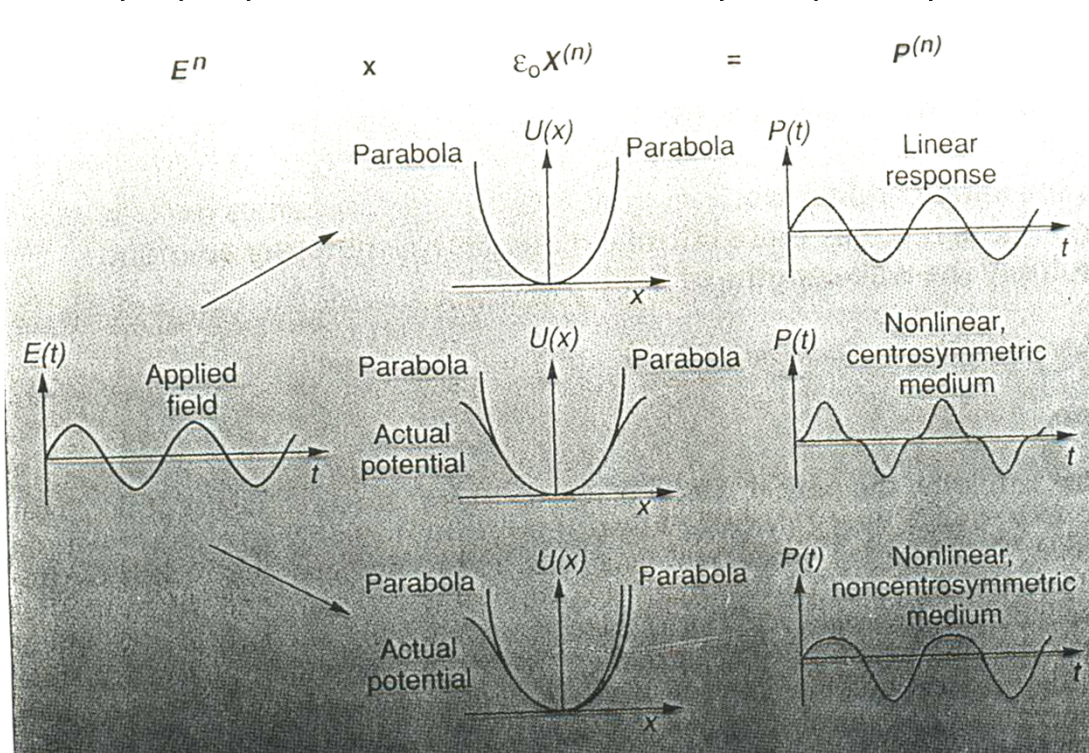
$$E_0 = \left(\frac{2I}{\epsilon_0 n_0 c} \right)^{1/2} \quad (\text{V/m}). \quad (\text{A2-4})$$

The commonly employed intensity levels of a focused laser beam for nonlinear optical studies are around $I \approx (10^8 \sim 10^{10}) \text{ W/cm}^2 = (10^{12} \sim 10^{14}) \text{ W/m}^2$. Assuming $n_0 \approx 1$, then according to Eq. (A2-4) we obtain

$$E_0 \approx (0.28 - 2.7) \times 10^8 \text{ V/m}. \quad (\text{A2-5})$$

NELINEÁRNÍ OPTIKA

Začíná se uplatňovat při větších intenzitách dopadajícího záření, náboje v materiálu se již začínají vychylovat více v důsledku dopadajícího pole a dostávají se mimo lineární oblast.



El. Polarizace prostředí P = součet všech dipólových momentů v jednotkovém objemu materiálu

$$\mathbf{P}(t) = \mathbf{P}^{(1)}(t) + \mathbf{P}^{(2)}(t) + \mathbf{P}^{(3)}(t) + \dots + \mathbf{P}^{(n)}(t) + \dots$$

$$\mathbf{P}^{(n)}(t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} dt_2 \dots \int_{-\infty}^{\infty} dt_n \cdot R^{(n)}(t_1, t_2, \dots, t_n) \mathbf{E}(t-t_1) \mathbf{E}(t-t_2) \dots \mathbf{E}(t-t_n).$$

$R^{(n)}$ -polarizační odezvovalá fce prostředí – $n+1$ tenzor

$$\mathbf{E}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \mathbf{E}(\omega) e^{-i\omega t},$$

$$\mathbf{P}^{(n)}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \mathbf{P}^{(n)}(\omega) e^{-i\omega t}$$

NELINEÁRNÍ OPTIKA

Začíná se uplatňovat při větších intenzitách dopadajícího záření, náboje v materiálu se již začínají vychylovat více v důsledku dopadajícího pole a dostávají se mimo lineární oblast.

Nelineární vlnová rovnice

Polarizace prostředí

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \rightarrow \mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} + \mathbf{P}_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E} \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} + \dots$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}$$

Nelineární parciální
diferenciální rovnice

Index lomu $n^2 = 1 + \chi^{(1)}$
 $c = c_0 / n$

Předpokládejme
monochromatické dopadající pole

$$\mathbf{E}(t) = \text{Re} \left\{ \overline{\mathbf{E}}^{(\omega)} \exp(i\omega t) \right\}$$

$\chi^{(n)}$ Susceptibilita n-tého řádu, tenzor n+1 řádu, jednotky v SI [m/V⁽ⁿ⁻¹⁾]

NELINEÁRNÍ JEVY DRUHÉHO ŘÁDU

Prostředí má pouze kvadratickou závislost polarizace prostředí na intenzitě elektrického pole dopadající vlny. Předp. dopadající vlnu ve tvaru:

$$\mathbf{E}(t) = \text{Re}\{\bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \exp(i\omega t)\}$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}$$

$$\mathbf{P}_{NL}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E}(t) \mathbf{E}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \left[\bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \bar{\mathbf{E}}^{*(\omega)} + \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \exp(2i\omega t) + cc \right]$$

$$\mathbf{P}_{NL}(t) = \mathbf{P}_{NL}^{(0)} + \text{Re}\{\bar{\mathbf{P}}_{NL}^{(2\omega)} \exp(2i\omega t)\}$$

$$\mathbf{P}_{NL}^{(0)} = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \bar{\mathbf{E}}^{*(\omega)}$$

Stacionární polarizační hustota, která vytváří stejnosměrné napětí na krystalu = **optická rektifikace**

$$\bar{\mathbf{P}}_{NL}^{(2\omega)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)}$$

Jako zdrojový člen na pravé straně NVR způsobí, že krystal bude vyzařovat na dvojnásobné frekvenci = **generace druhé harmonické**

Kmitá-li dipól na jiné frekvenci než budící pole

způsobí vyzařování na této frekvenci

Generace druhé harmonické frekvence

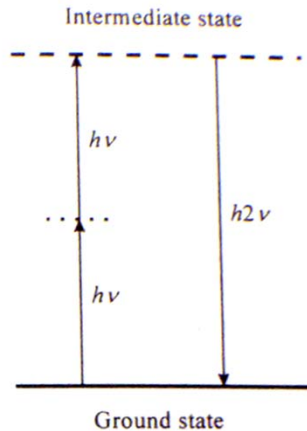


Fig. 3.3 Energy-level description of SHG within the regime of quantum theory of radiation.

Zachování energie

$$hv_2 = h2v_1 \quad \left. \vphantom{hv_2 = h2v_1} \right\} \quad (3.1-19)$$

Zachování hybnosti

$$\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_1$$

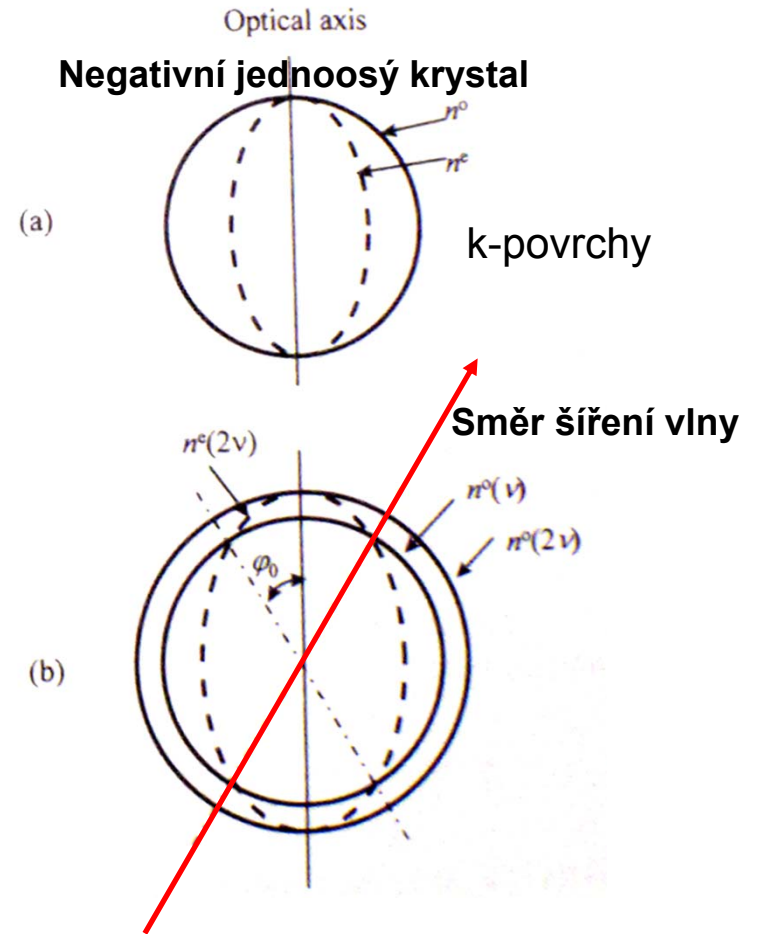
Here, h is Planck constant, and \mathbf{k}_1 and \mathbf{k}_2 are the wave vectors of these two waves. For collinear interaction, \mathbf{k}_1 and \mathbf{k}_2 are in the same direction, and from the second relation in Eq. (3.1-19) we obtain the following requirement:

$$\frac{2\pi}{\lambda_2} n(\nu_2) = \frac{4\pi}{\lambda_1} n(\nu_1), \quad (3.1-20)$$

where λ_1 and λ_2 are the wavelengths of these two waves in free space. From the first equality of Eq. (3.1-19) we know that $\lambda_1 = 2\lambda_2$, hence Eq. (3.1-20) leads to the following phase-matching requirement for the refractive index of the nonlinear medium:

$$n(2\nu_1) = n(\nu_1). \quad (3.1-21)$$

$$\left. \begin{aligned} n^o(\nu) + n^o(\nu) &= 2n^e(2\nu) && \text{(type I)} \\ n^o(\nu) + n^e(\nu) &= 2n^e(2\nu) && \text{(type II)} \end{aligned} \right\}$$

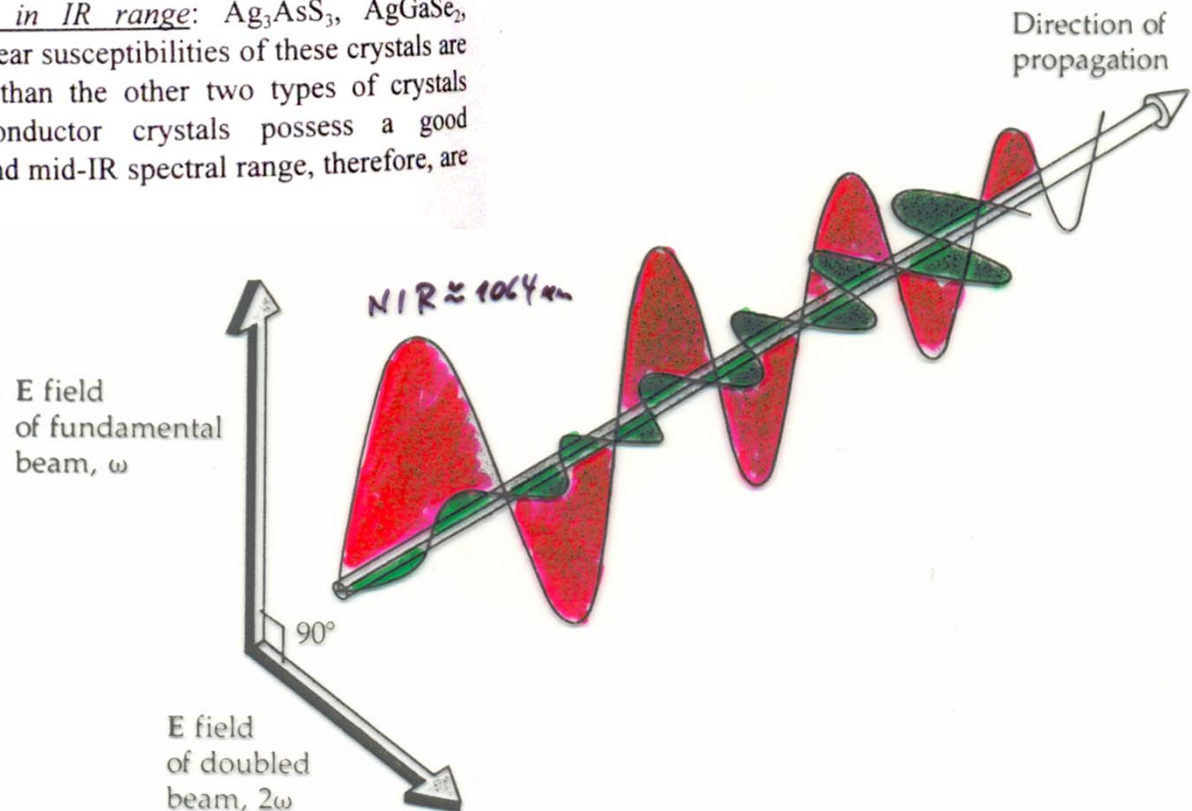


Vlny o různých frekvencích se musí šířit stejně rychle!!!

Generace druhé harmonické frekvence

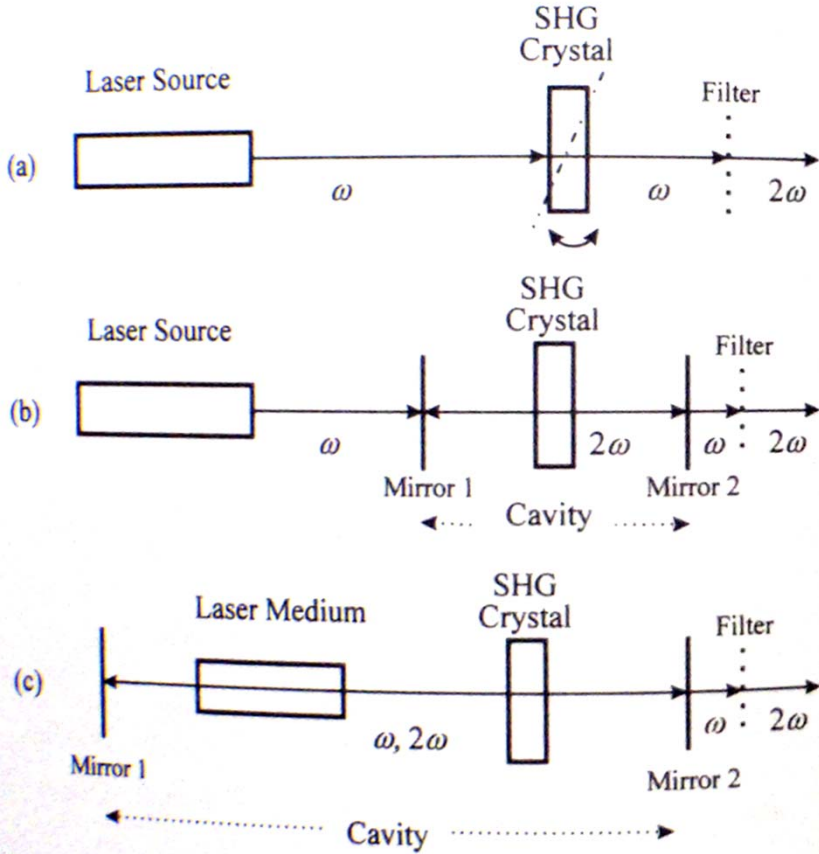
which can be briefly described as follows.

- (A) Crystals for angle-tuning phase matching: KDP, ADP, KD*P, KTP, LiIO₃, BBO, LBO, etc. These crystals are mainly used for SHG in visible and near ultra-violet (UV) spectral range when the input fundamental wave is in the near infra-red (IR) or visible spectral range. The advantages of these crystals are their high optical damage threshold and conversion efficiency.
- (B) Crystals for temperature-tuning phase matching: LiNbO₃, Ba₂Nb₅O₁₅, CDA, CD*A, KNbO₃, etc. These crystals possess a larger nonlinear susceptibility and temperature effect of refractive index, therefore can be used for temperature-tuning phase matching. They have very good transmission property in the 0.4-5 μm spectral range and can generate second harmonic radiation in visible and near IR range.
- (C) Semiconductor crystals for SHG in IR range: Ag₃AsS₃, AgGaSe₂, CdGeAs₂, Te, CdSe, etc. The nonlinear susceptibilities of these crystals are higher by an order of magnitude than the other two types of crystals mentioned above. These semiconductor crystals possess a good transmission property in the near- and mid-IR spectral range, therefore, are suitable for SHG in IR range.



Generace druhé harmonické frekvence

účinnost konverze 30-50%



účinnost konverze až 80%

Fig. 3.5 Fundamental designs for SHG devices.

NELINEÁRNÍ JEVY DRUHÉHO ŘÁDU

Třívlnné směšování (generace součtové frekvence)

$$\mathbf{E}(t) = \text{Re} \left\{ \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_1)} \exp(i\omega_1 t) + \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_2)} \exp(i\omega_2 t) \right\}$$

$$\mathbf{P}_{NL}^{(0)} = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} \left(\overline{\mathbf{E}}^{(\omega_1)} \overline{\mathbf{E}}^{*(\omega_1)} + \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_2)} \overline{\mathbf{E}}^{*(\omega_2)} \right)$$

$$\overline{\mathbf{P}}_{NL}^{(2\omega_1)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_1)} \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_1)}$$

$$\overline{\mathbf{P}}_{NL}^{(2\omega_2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_2)} \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_2)}$$

$$\overline{\mathbf{P}}_{NL}^{(\omega_1 + \omega_2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_1)} \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_2)}$$

$$\overline{\mathbf{P}}_{NL}^{(\omega_1 - \omega_2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_1)} \overline{\mathbf{E}}^{*(\omega_2)}$$

Je tedy vidět, že lze generovat vlnu na vyšší (**konverze nahoru**) či nižší frekvenci (**konverze dolů**). Lze **parametricky zesílit** dopadající vlnu či v případě vhodné zpětné vazby dosáhnout i **parametrického oscilátoru (OPO)**.

Celý proces si lze představit jako interakci 3 fotonů, z nichž každý má svou energii a hybnost.

Ze zákona zachování energie dostaneme $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$

Ze zákona zachování hybnosti dostaneme $\hbar\vec{k}_3 = \hbar\vec{k}_1 + \hbar\vec{k}_2$



Tato podmínka udává **fázové přizpůsobení** a rozhoduje o tom, která vlna se bude generovat.

Generace rozdílové frekvence (Optical Parametric Amplification)

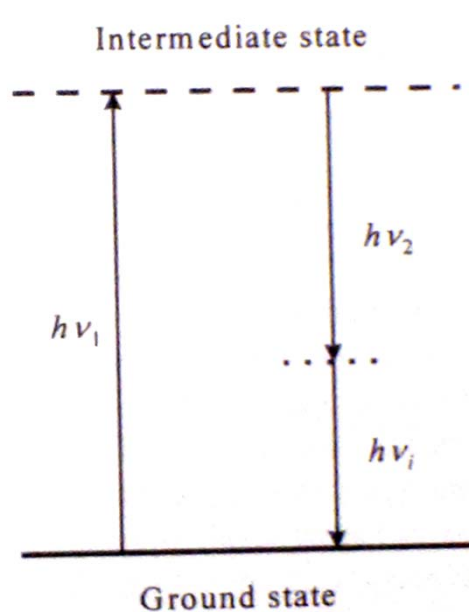
3.2.2 Optical Difference-Frequency Generation

Assuming that the incident optical field contains two different frequency components of ω_1 and ω_2 with $\omega_1 > \omega_2$, a new radiation wave at the difference-frequency of $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ can be generated in a second-order nonlinear crystal.^[13,14] The corresponding polarization source of the new radiation is

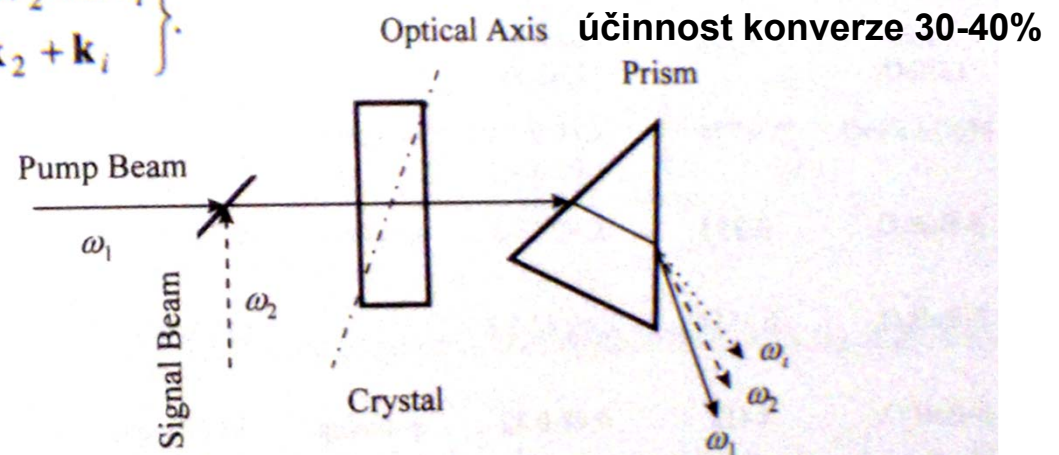
$$\mathbf{P}^{(2)}(\omega_3, r) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_1, -\omega_2) \mathbf{E}(\omega_1, r) \mathbf{E}^*(\omega_2, r). \quad (3.2-9)$$

Moreover, if the two incident waves can be described by Eq. (3.2-2), the above expression can be rewritten as

$$\mathbf{P}^{(2)}(\omega_3, z) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_1, -\omega_2) \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_2 A_1(z) A_2^*(z) e^{i(k_1 - k_2)z}. \quad (3.2-10)$$



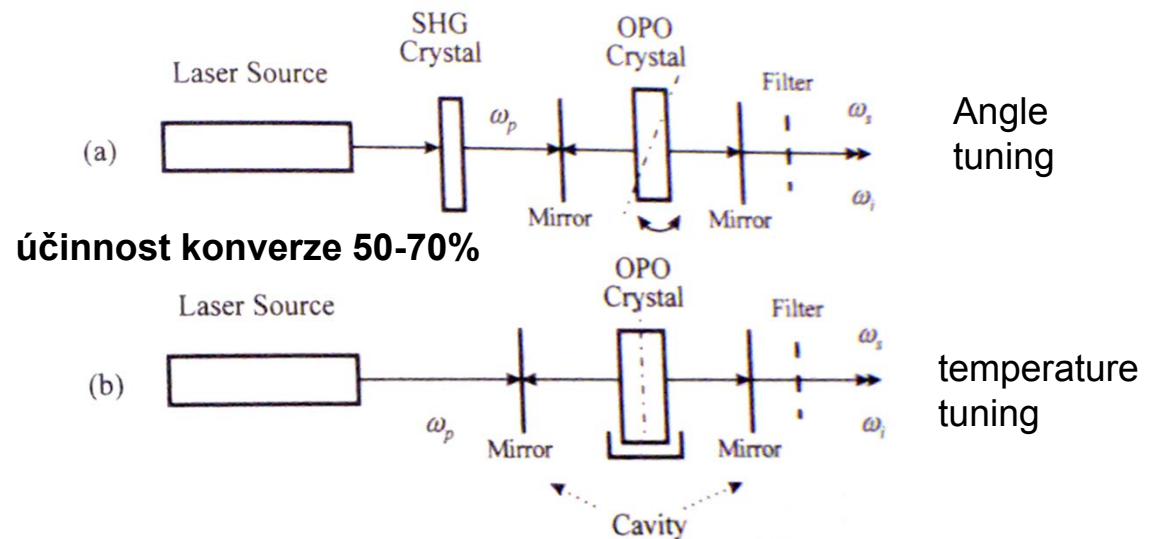
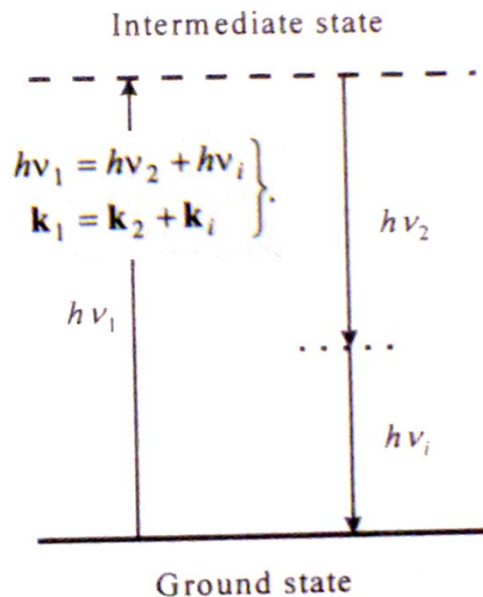
$$\left. \begin{aligned} h\nu_1 &= h\nu_2 + h\nu_i \\ \mathbf{k}_1 &= \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_i \end{aligned} \right\}$$



Experimental setup for optical parametric amplification (OPA) measurement.

Generace rozdílové frekvence (Optical Parametric Oscillation)

Stejný princip jako OPA, jen se používá jedna budící vlna vstupující do rezonátoru, ve kterém je umístěn nelineární krystal. Signálová (signal) a planá vlna (idler) se sami vyberou z modů rezonátoru tak, aby splňovaly fázovou podmínku. Laděním např. teploty a natočením krystalu lze přeladovat výstupní frekvence při stejné vstupní frekvenci.



Experimental setup for optical parametric oscillation (OPO) with (

NELINEÁRNÍ JEVY DRUHÉHO ŘÁDU

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0^{(0)} + \text{Re}\{\bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \exp(i\omega t)\}, |\bar{\mathbf{E}}^{(\omega)}|^2 \ll |\mathbf{E}_0^{(0)}|^2$$

$$\mathbf{P}_{NL}(t) = \mathbf{P}_{NL}^{(0)} + \text{Re}\{\bar{\mathbf{P}}_{NL}^{(\omega)} \exp(i\omega t)\} + \text{Re}\{\bar{\mathbf{P}}_{NL}^{(2\omega)} \exp(2i\omega t)\}$$

$$\mathbf{P}_{NL}^{(\omega)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E}_0^{(0)} \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \equiv \varepsilon_0 \Delta\chi \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)}$$

$$\mathbf{P}_{NL}^{(0)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} (\mathbf{E}_0^{(0)} \mathbf{E}_0^{(0)} + 2\bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \bar{\mathbf{E}}^{*(\omega)})$$

$$\mathbf{P}_{NL}^{(2\omega)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \quad \leftarrow \text{zanedbatelná}$$

$$\Delta\chi = 2n\Delta n$$

$$\Delta n = \frac{\chi^{(2)}}{2n} E_0^{(0)}$$

Index lomu prostředí lze měnit stejnosměrným elektrickým polem = **elektrooptický (Pockelsův) jev**

NELINEÁRNÍ JEVY TŘETÍHO ŘÁDU

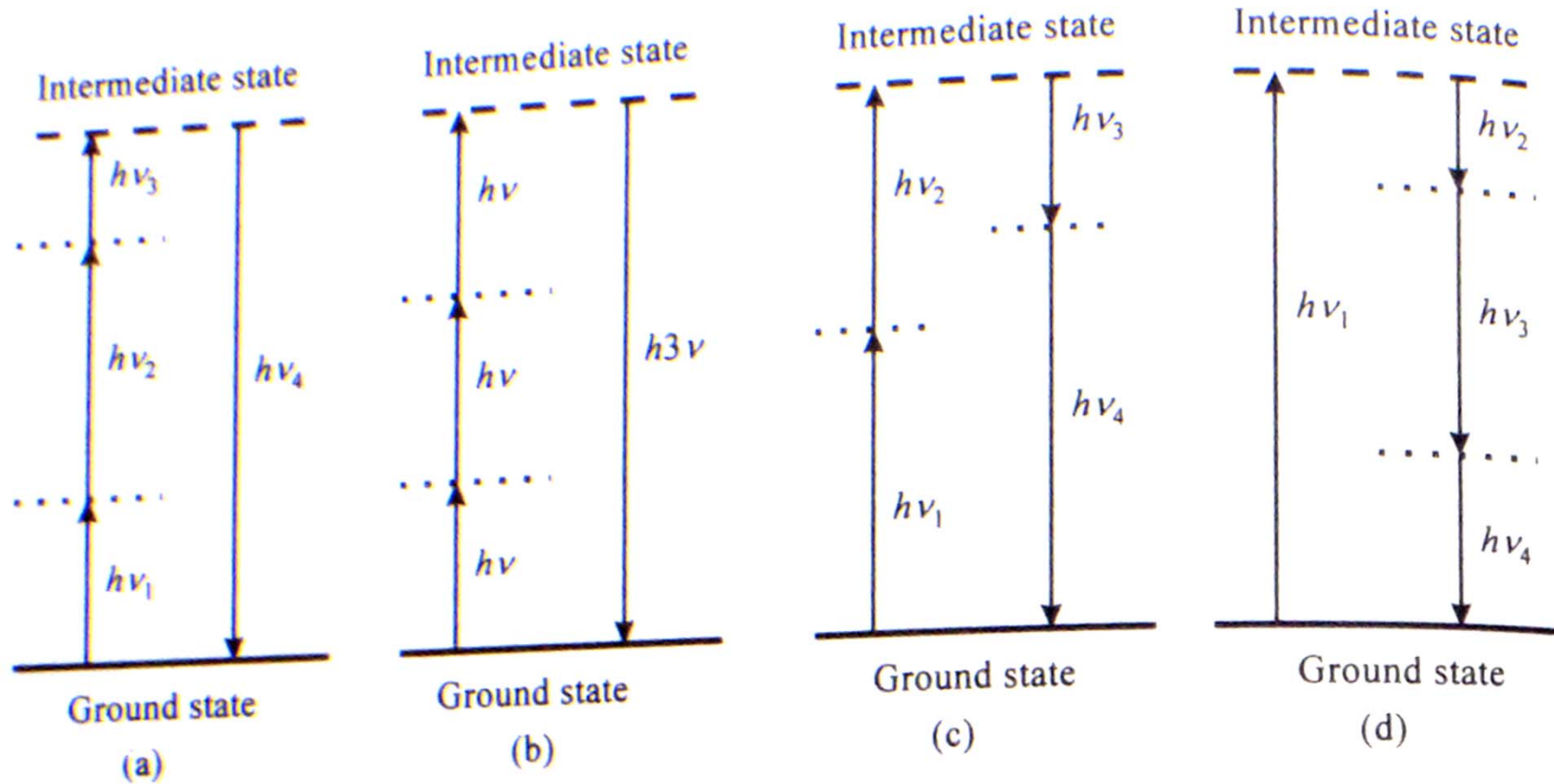


Fig. 4.1 Quantum-transition description of some typical four-wave mixing effects: (a) sum-frequency generation, (b) third-harmonic generation, (c) and (d) four-photon parametric interaction.

$$\left. \begin{aligned} \nu_4 &= \nu_1 + \nu_2 + \nu_3 \\ \mathbf{k}_4 &= \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 \end{aligned} \right\}, \quad \left. \begin{aligned} \nu_2 &= 3\nu_1 \\ \mathbf{k}_2 &= 3\mathbf{k}_1 \end{aligned} \right\}, \quad \left. \begin{aligned} \nu_3 + \nu_4 &= \nu_1 + \nu_2 \\ \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4 &= \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \end{aligned} \right\}, \quad \left. \begin{aligned} \nu_2 + \nu_3 + \nu_4 &= \nu_1 \\ \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4 &= \mathbf{k}_1 \end{aligned} \right\},$$

$n(3\nu_1) = n(\nu_1).$

NELINEÁRNÍ JEVY TŘETÍHO ŘÁDU

$$\mathbf{E}(t) = \text{Re}\{\bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \exp(i\omega t)\}$$

$$\bar{\mathbf{P}}_{NL}^{(3\omega)} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)}$$

Generace **třetí harmonické** frekvence

$$\bar{\mathbf{P}}_{NL}^{(\omega)} = 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \bar{\mathbf{E}}^{*(\omega)} \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \equiv \varepsilon_0 \Delta\chi \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)}$$

$$n^2 = 1 + \chi$$

$$\Delta\chi = 3\chi^{(3)} \bar{\mathbf{E}}^{(\omega)} \bar{\mathbf{E}}^{*(\omega)} \equiv 2n\Delta n$$

$$\Delta n = \frac{\Delta\chi}{2n} = n_2 I$$

$$n(I) = n + n_2 I$$

Optický Kerrův jev

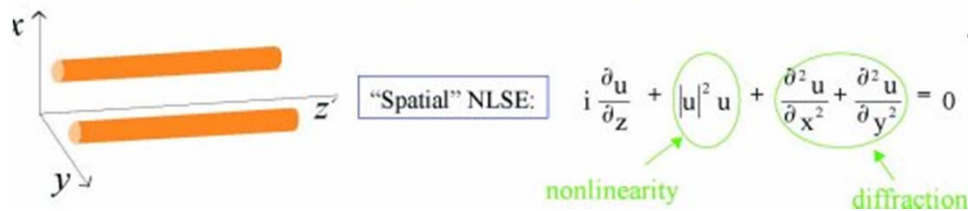
Optický Kerrův jev způsobuje modulaci fáze vlny dle intenzity a vytváří v nelineárním prostředí tzv. Kerrovu čočku způsobující samofokusaci svazku. Umožňuje také vznik optických solitonů, ve kterých dochází ke kompenzaci difrakce Kerrovým jevem.

Ohnisková mohutnost tzv. Kerrových čoček je

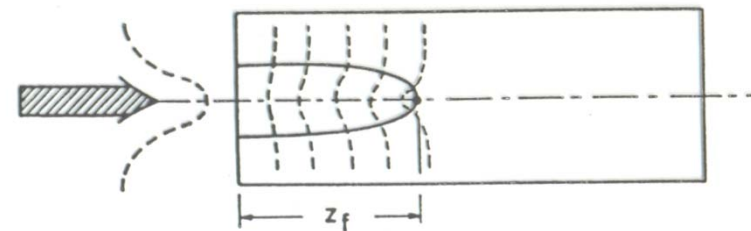
$$f^{-1} = \frac{4n_2 d}{\pi W^4} P$$

w – poloměr gaussovského svazku, P jeho výkon, d tloušťka nelineárního prostředí

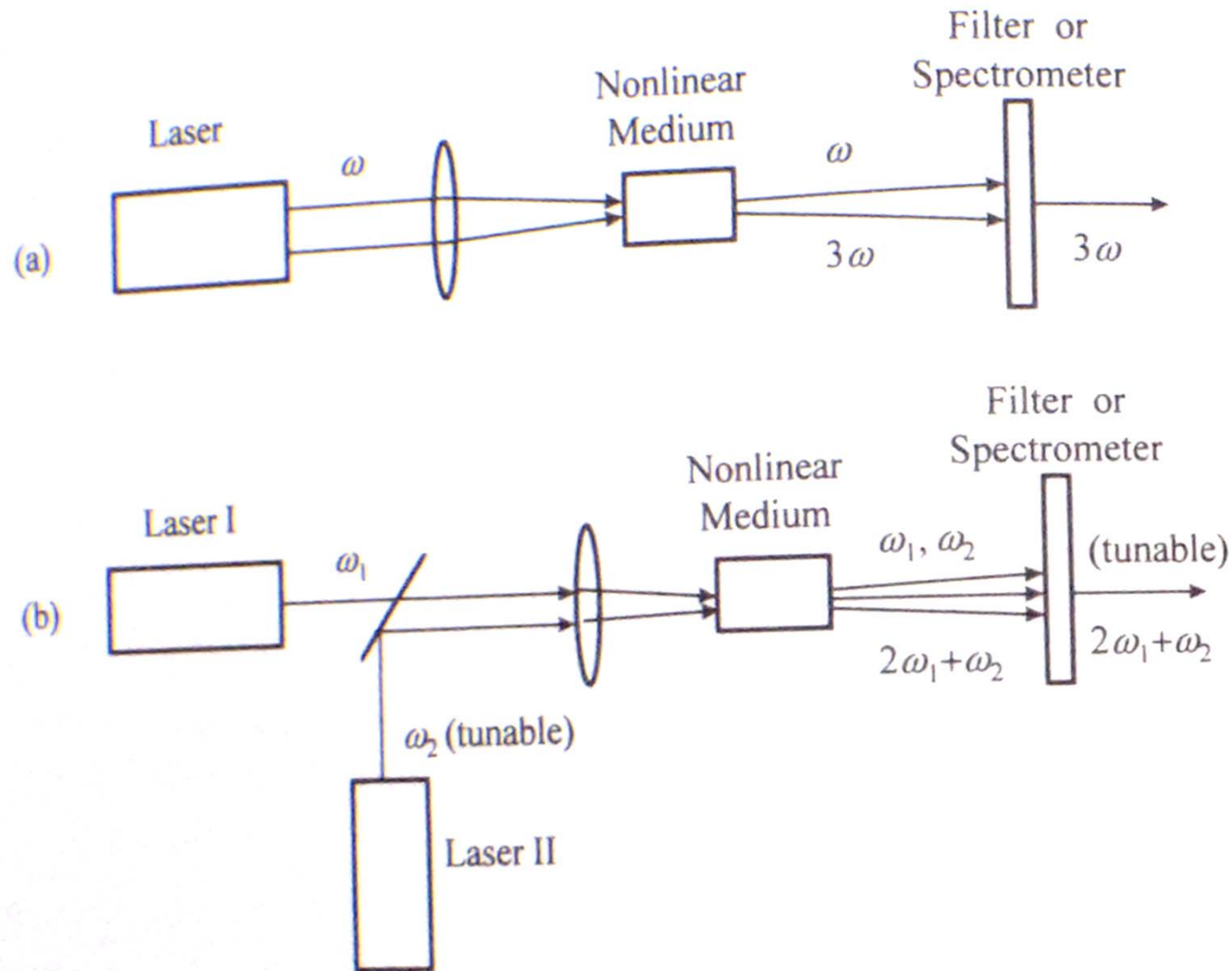
Spatial Solitons



Self-Focusing



Generace součtové frekvence (rezonanční zesílení)



Spektrální rozšíření pulsů: self-phase modulation

Změna fáze vlny Kerrovým jevem

Dopadající puls

$$\Delta\phi(t) = \int_0^L \frac{\omega_0}{c} \Delta n(t) dz = \frac{\omega_0}{c} L n_2 E_0^2(t).$$

$$E_0(t) = A_0 \exp[-(t-t_0)^2 / \tau^2],$$



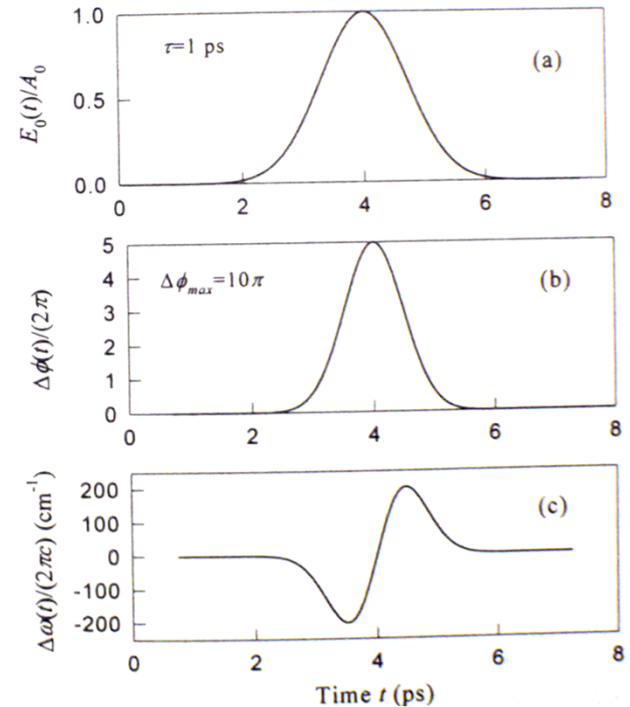
$$\Delta\phi(t) = \Delta\phi_{max} \cdot \exp[-2(t-t_0)^2 / \tau^2].$$

$$\Delta\phi_{max} = \left[\frac{\omega_0 n_2 L}{c} A_0^2 \right]$$

$$\Delta\omega(t) = \omega(t) - \omega_0 = -\frac{\partial}{\partial t} \Delta\phi(t) = -\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\omega_0}{c} L n_2 E_0^2(t) \right].$$



$$\Delta\omega(t) = \Delta\phi_{max} \frac{4(t-t_0)}{\tau^2} \cdot \exp[-2(t-t_0)^2 / \tau^2].$$



The normalized amplitude profile of the input pulse, (b) the n_2 , and (c) the frequency chirp curve of the output pulse.

Let $\frac{\partial}{\partial t} [\Delta\omega(t)] = 0$, we can determine that the maximum frequency-shift occurs at positions of $(t-t_0) = \pm \tau / 2$, and the maximum value of frequency shift is

$$|\Delta\omega_{max}| = \Delta\phi_{max} \frac{2}{\tau} e^{-0.5} = \Delta\phi_{max} \frac{1.21}{\tau}.$$

From the

In Fig. 7.5 (c) we see a very important feature of the frequency-chirped output pulse: the red-shifted and the blue-shifted spectral components occupy the leading half and trailing half of the output pulse separately, while the original unshifted spectral component is located in the center of the output pulse. Assume that the input pulse with a pulsewidth of $(\Delta t)_0$ is unchirped, i.e., different portions of this pulse have the same spectral structure with a smaller spectral width of $\delta\omega$, as

Spektrální rozšíření pulsů: self-phase modulation

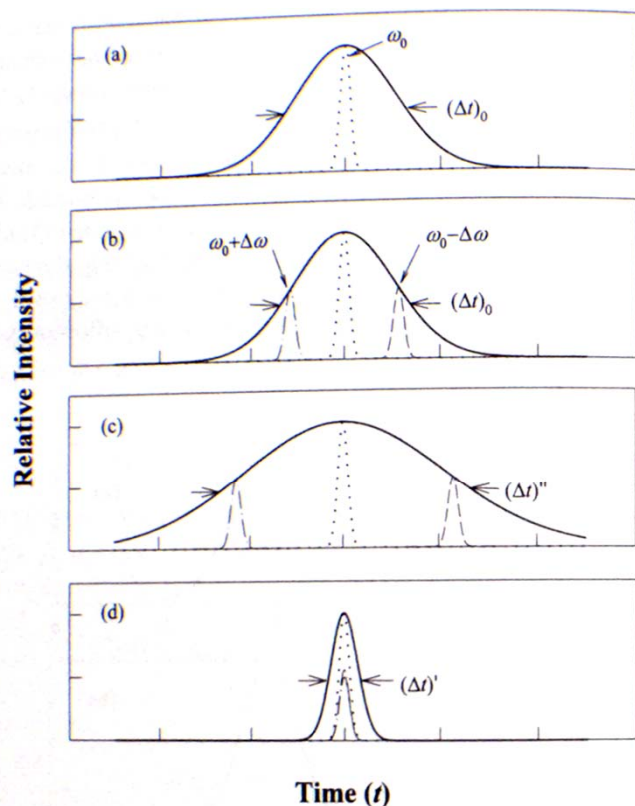


Fig. 7.6 (a) Profile of an input unchirped pulse, (b) output frequency-chirped pulse after passing through a nonlinear medium, (c) pulse-expanding of a chirped pulse after passing through a linear medium of positive-dispersion, and (d) pulse-compressing of a chirped pulse after passing through a linear medium of negative-dispersion.

Čím větší fázové změny dosáhneme (intenzita vlny, nelinearita), tím širší bude spektrální oblast pulsu a tím časově kratší puls můžeme vytvořit.

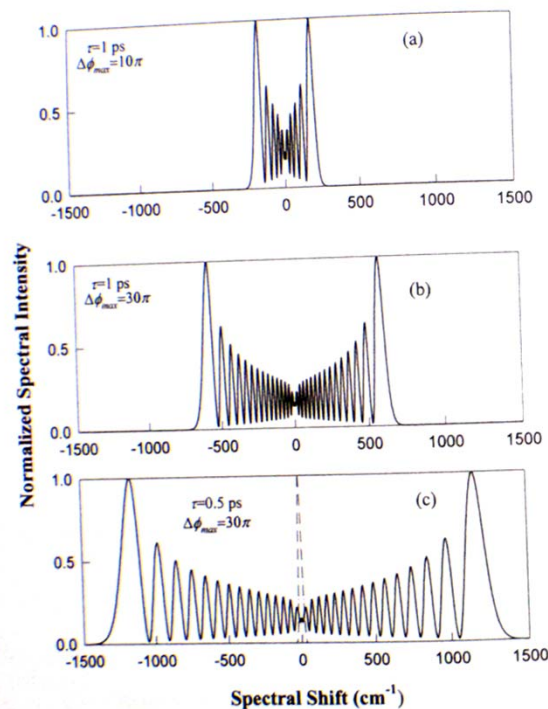
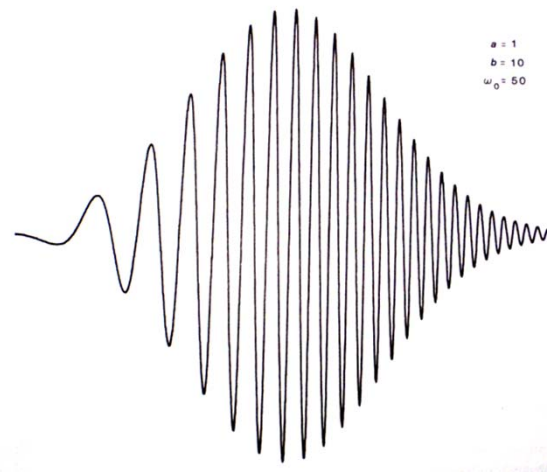


Fig. 7.7 Spectral self-broadening in different conditions: (a) $\tau=1$ ps and $\Delta\phi_{max}=10\pi$, (b) $\tau=1$ ps and $\Delta\phi_{max}=30\pi$, and (c) $\tau=0.5$ ps and $\Delta\phi_{max}=30\pi$. The dash-dotted curve in (c) is the original spectral line with a Fourier-transform limited line width.

NELINEÁRNÍ JEVY TŘETÍHO ŘÁDU

Čtyřvlonné směšování

$$\mathbf{E}(t) = \text{Re} \left\{ \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_1)} \exp(i\omega_1 t) + \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_2)} \exp(i\omega_2 t) + \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_3)} \exp(i\omega_3 t) \right\}$$

Pro nelineární polarizaci dostaneme 216 členů, z nichž se zaměříme na následující:

$$\overline{\mathbf{P}}_{NL}^{(\omega_3+\omega_4-\omega_1)} = 6\varepsilon_0 \chi^{(3)} \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_3)} \overline{\mathbf{E}}^{(\omega_4)} \overline{\mathbf{E}}^{*(\omega_1)}$$

Celý proces si lze představit jako interakci 4 fotonů, z nichž každý má svou energii a hybnost.

Ze zákona zachování energie dostaneme $\hbar\omega_3 + \hbar\omega_4 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$

Ze zákona zachování hybnosti dostaneme $\hbar\vec{k}_3 + \hbar\vec{k}_4 = \hbar\vec{k}_1 + \hbar\vec{k}_2$

Pokud navíc $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_4 = \omega$ a dvě vlny budou protiběžné $\vec{k}_3 = -\vec{k}_4$

Dostaneme **fázově konjugovanou vlnu** k vlně 1 $E_2(\vec{r}) \approx A_3 A_4 E_1^*(\vec{r})$

$$\mathbf{E}(z, x, y, \omega) = \mathbf{E}(z, x, y) e^{-i\omega t} = \mathbf{A}_0(z, x, y) e^{i[kz + \varphi(z, x, y)]} e^{-i\omega t}$$

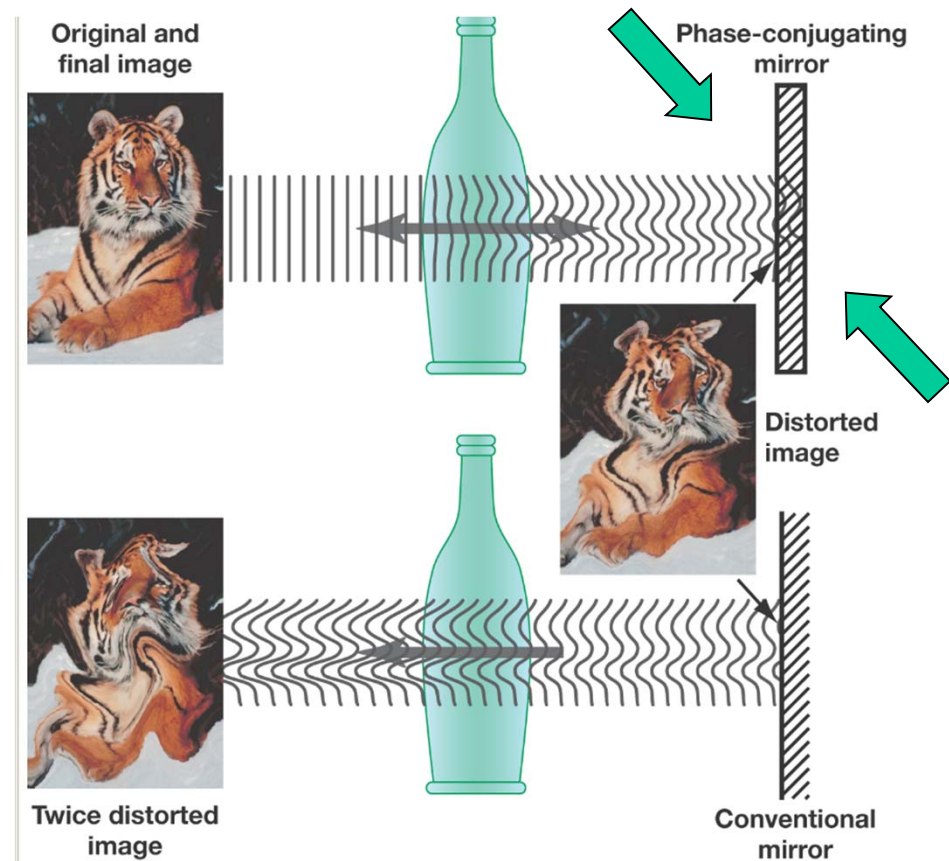
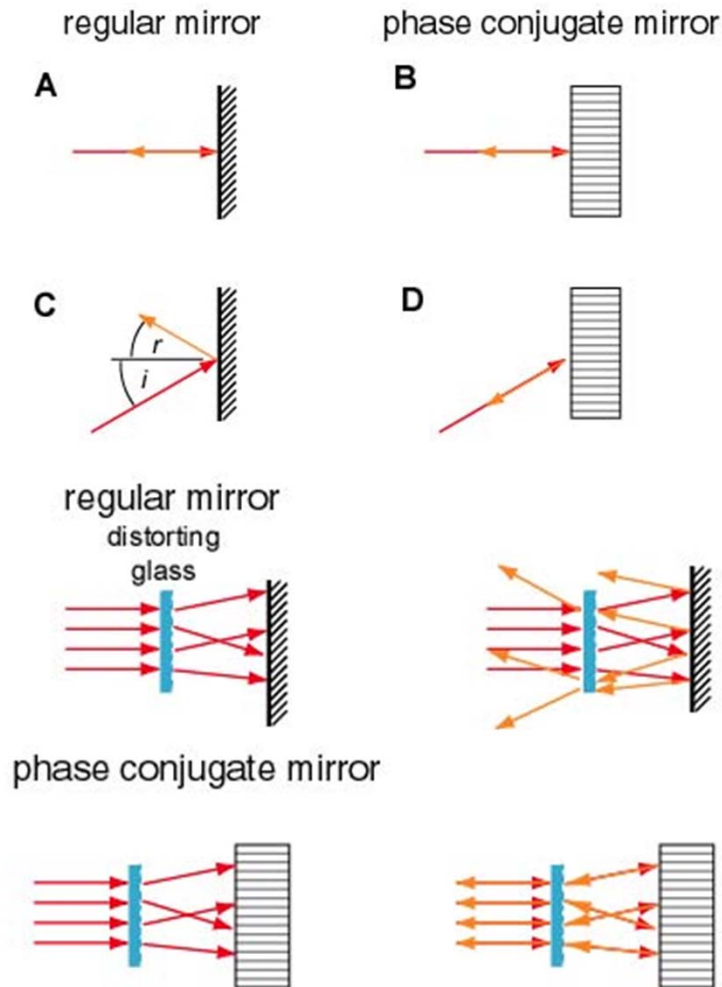
$$\mathbf{E}'(z, x, y, \omega) = a \cdot \mathbf{E}^*(z, x, y) e^{-i\omega t} = a \cdot \mathbf{A}_0(z, x, y) e^{-i[kz + \varphi(z, x, y)]} e^{-i\omega t}$$

NELINEÁRNÍ JEVY TŘETÍHO ŘÁDU

Čtyřvlnné směřování

Pokud navíc $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_4 = \omega$ a dvě vlny budou protiběžné $\vec{k}_3 = -\vec{k}_4$

Dostaneme **fázově konjugovanou vlnu** k vlně 1 $E_2(\vec{r}) \approx A_3 A_4 E_1^*(\vec{r})$

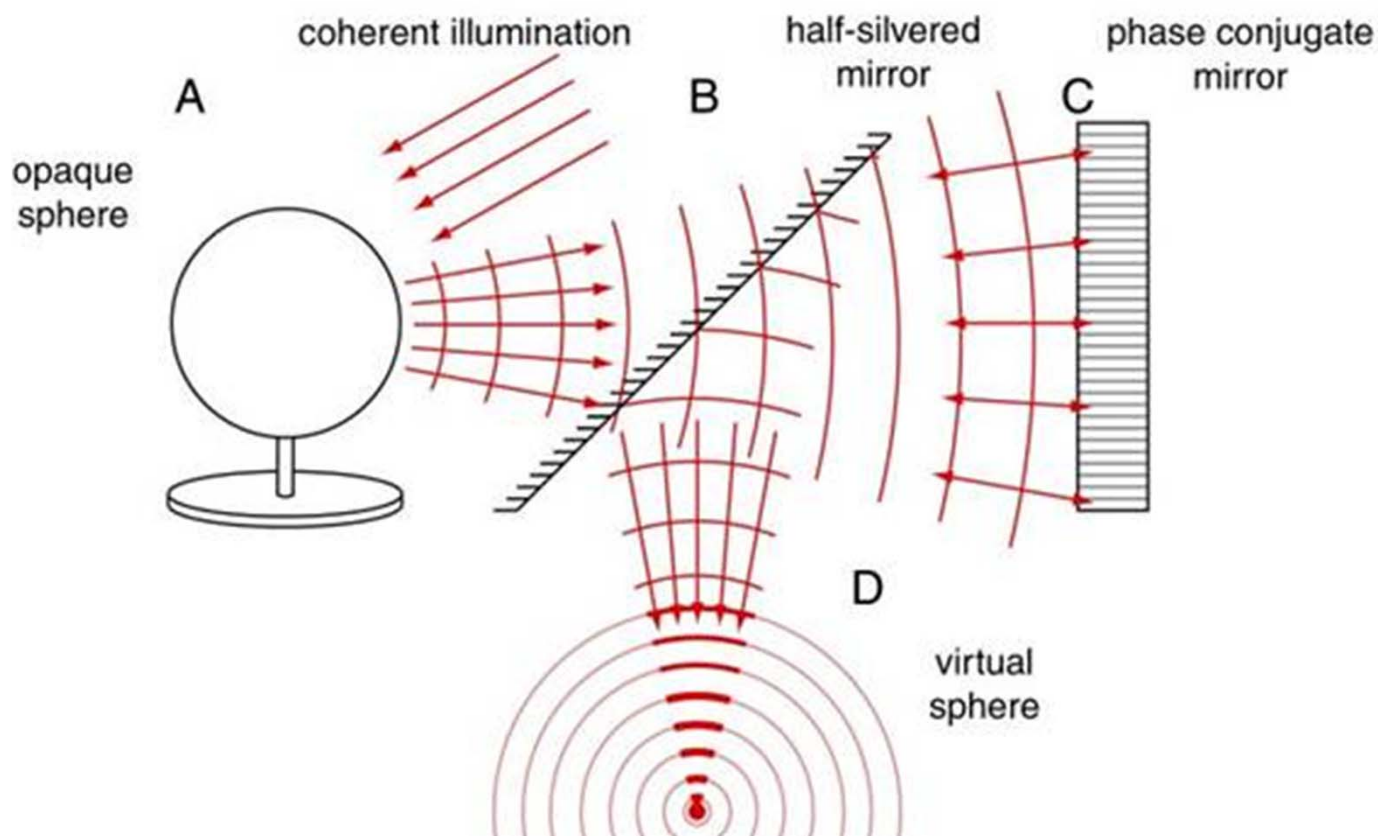


NELINEÁRNÍ JEVY TŘETÍHO ŘÁDU

Čtyřvlnné směřování

Pokud navíc $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_4 = \omega$ a dvě vlny budou protiběžné $\vec{k}_3 = -\vec{k}_4$

Dostaneme **fázově konjugovanou vlnu** k vlně 1 $E_2(\vec{r}) \approx A_3 A_4 E_1^*(\vec{r})$



Fázová konjugace degenerovaným čtyřvlnovým směřováním

$$\mathbf{E}(z, x, y, \omega) = \mathbf{E}(z, x, y) e^{-i\omega t} = \mathbf{A}_0(z, x, y) e^{i[kz + \varphi(z, x, y)]} e^{-i\omega t}$$

$$\mathbf{E}'(z, x, y, \omega) = a \cdot \mathbf{E}^*(z, x, y) e^{-i\omega t} = a \cdot \mathbf{A}_0^*(z, x, y) e^{-i[kz + \varphi(z, x, y)]} e^{-i\omega t},$$

$\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_4 = \omega$ dvě dvojice vln jsou protiběžné

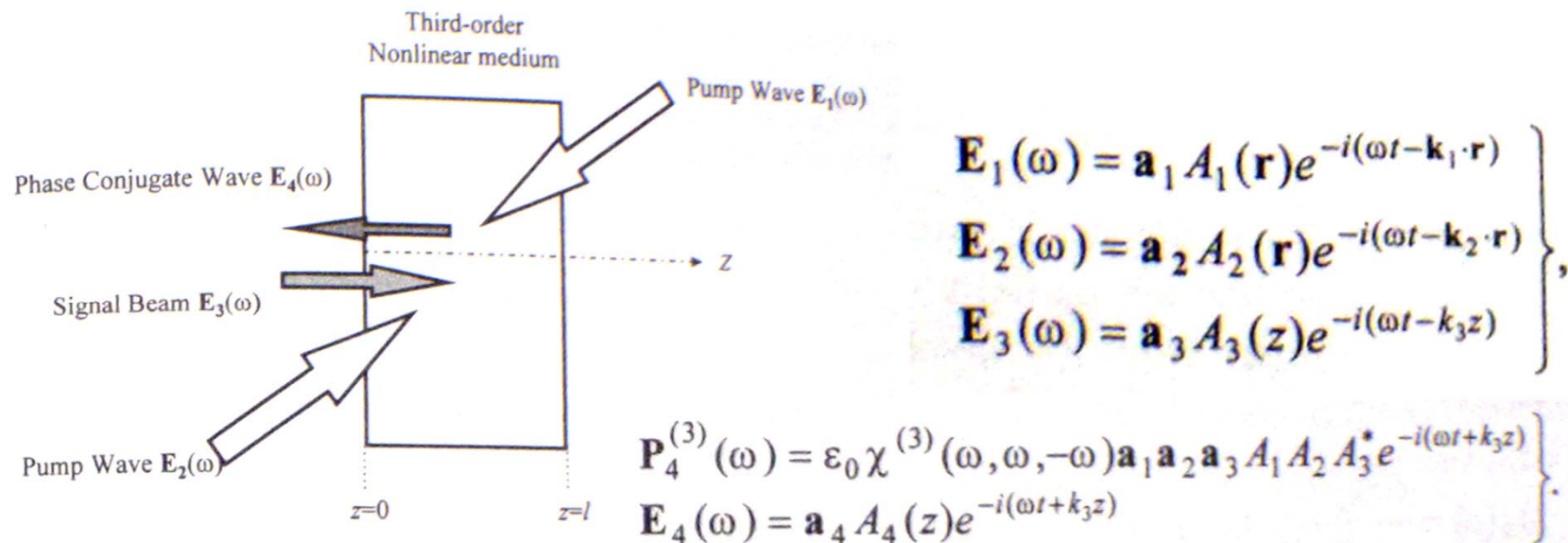
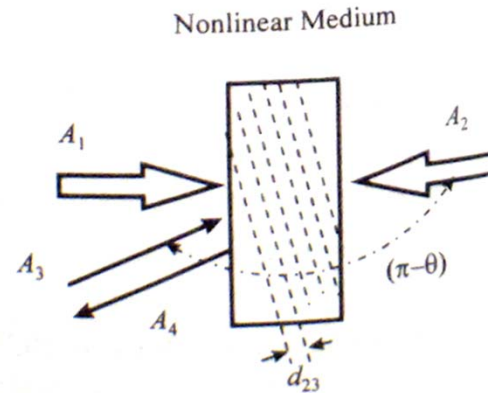
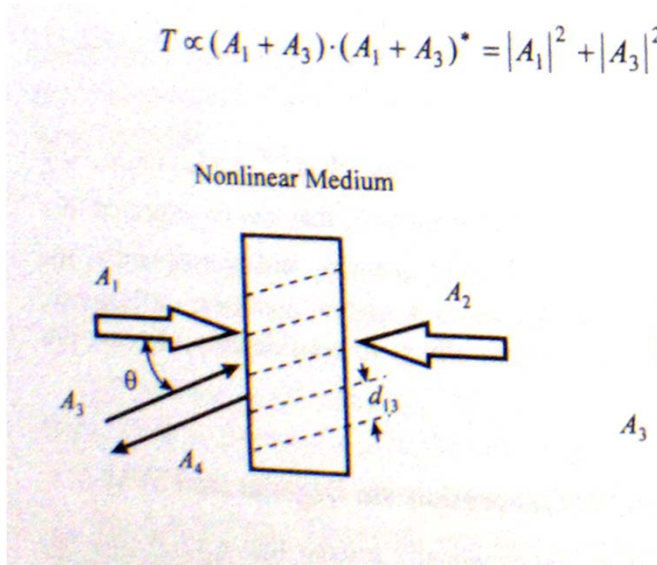


Fig. 9.4 Phase-conjugate wave generation by degenerate four-wave mixing.

Fázová konjugace – vysvětlení holograficky

$$T \propto (A_1 + A_3) \cdot (A_1 + A_3)^* = |A_1|^2 + |A_3|^2 + A_1^* A_3 + A_1 A_3^* \quad (9.2-12)$$

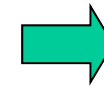


Vlnami A1 a A3
vytvoříme
hologram,
osvítíme vlnou A2
a dostaneme A4
(schéma vlevo)

$$A_2' \propto T A_2 = T A_1^* = [|A_1|^2 + |A_3|^2] \cdot A_2 + A_3 \cdot (A_1^*)^2 + A_1 A_2 \cdot A_3^* \cdot \exp[-i(2\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - k_3 z)]$$

Nultý
řád

Nelze
splnit
phase
matching



$$A_4 \propto A_1 A_2 \cdot A_3^*$$

Fázová konjugace – polarizace, vliv frekvencí

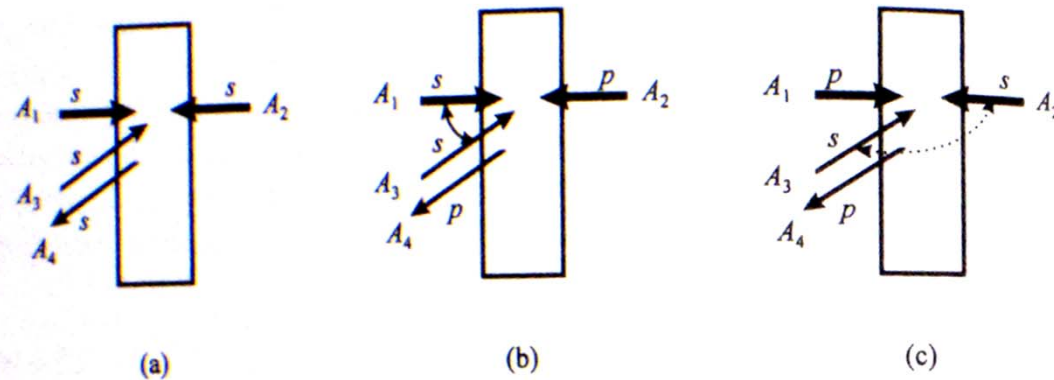


Fig. 9.6 Polarization property of the phase conjugate wave under different polarization combinations of the three incident beams: (a) three beams have the same (s) polarization state, (b) A_1 and A_3 beams have the same (s) polarization state, and (c) A_2 and A_3 beams have the same (s) polarization state.

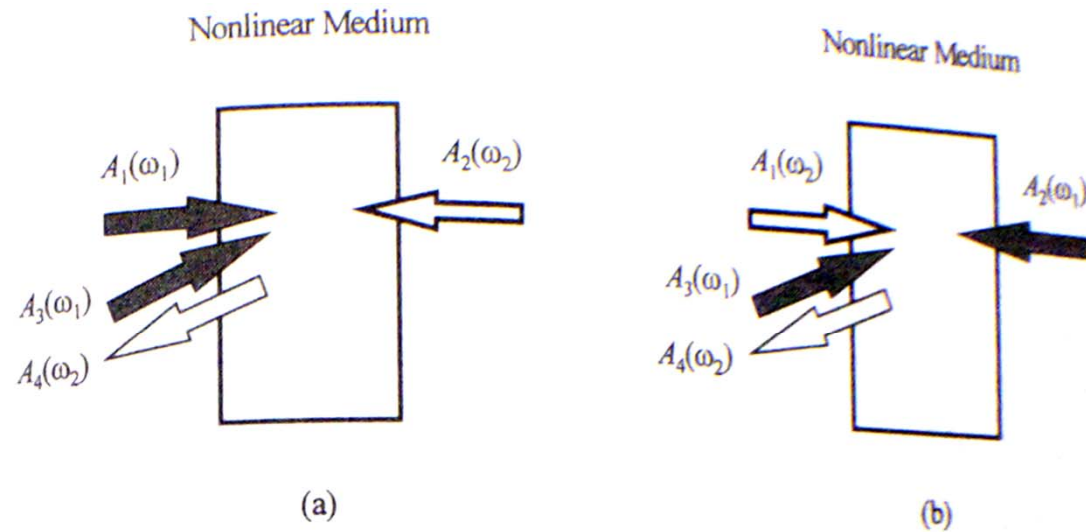


Fig. 9.7 Schematics describing the generation of the frequency-nondegenerate PCW via partially degenerate FWM in a nonlinear medium.

Fázová konjugace – polarizace, vliv frekvencí

