Wiederholung vom 07.02.2005

Erzeugung kurzer Pulse (Fortsetzung)

Kerr-Linse:

nichtlinearer Brechungsindex $n(\omega, I) = n_o(\omega) + n_2 I$ erzeugt gebogene Wellenfronten und somit Intensitätsabhängige Fokussierung. Durch Blende wird nur der intensitätsstärkste Teil des Pulses herausgefiltert.

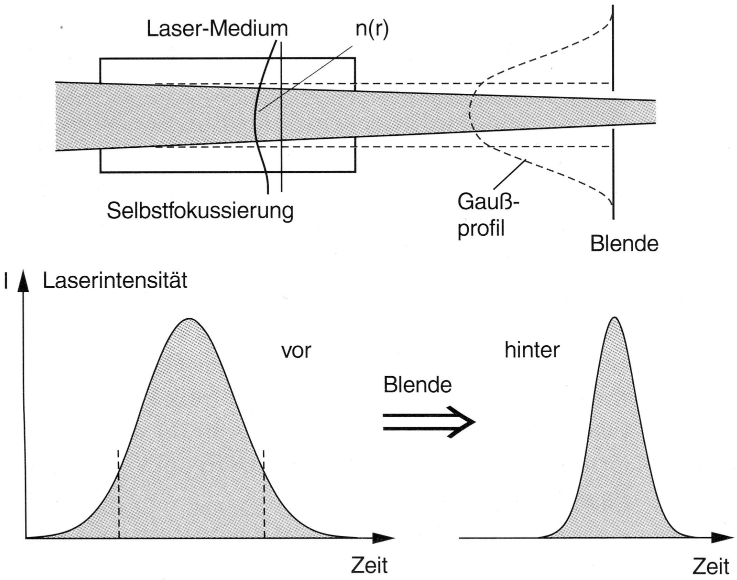

Abbildung 1: Erzeugung kurzer Pulse durch Kerr-Linse

Anwendung kurzer Laserpulse

Beispiel: Dynamik eines Wellenpakets auf Potentialkurve:
$\Psi(x,t) = \psi(x) e^{\frac{iEt}{\hbar}} \Rightarrow |\Psi(x,t)|^2 = |\psi(x)|^2$
(keine Zeitabhängigkeit)
$\Psi_g(x,t) = \psi_1(x) e^{\frac{iE_1 t}{\hbar}} + \psi_2(x) e^{\frac{iE_2 t}{\hbar}}$ mit $E_1 \neq E_2$
$\Rightarrow |\Psi_g(x,t)|^2 = |\psi_1(x)|^2 + |\psi_2(x)|^2 + 2\psi_1\psi_2 \cos\frac{\Delta E t}{\hbar}$
(Aufenthaltswahrscheinlichkeit zeitabhängig)

Wellenpaketdynamik beobachtbar durch Pump-Probe-Experimente, d.h. Anregung mit kurzem Laserpuls (fs-Bereich) und Detektion mit zweiten, zeitverzögerten Laserpuls.

Nichtlineare Optik

Oszillatormodell

1. Oszillatormodell mit $m\ddot{x}+b\dot{x}+Dx = qE_0 e^{i(kz-\omega t)}$ (Potential: $V(x) = \frac{D}{2}x^2$) ergibt eine lineare Polarisation $\vec{P} = \chi\vec{E}$ ("lineare Optik").

2. Federkraft richtungsabhängig $\Rightarrow$ Doppelbrechung.

3. Oszillatormodell mit $m\ddot{x}+b\dot{x}+Dx+Fx^2 = qE_0 e^{i(kz-\omega t)}$ (Potential: $V(x) = \frac{D}{2}x^2 + \frac{F}{3}x^3$) ergibt mit $b = 0$ und $qE_0\cos(kz-\omega t)$ als treibende Kraft nichtlinearen Zusammenhang zwischen $\vec{P}$ und $\vec{E}$
Lösung mit Störungsrechnung, d.h. mit Ansatz
$x(t) = x^{(1)}(t) + x^{(2)}(t)$
wobei
$x^{(1)}(t) = x_0\cos(\omega t)\ x_0 = \frac{qE/m}{\omega_0^2-\omega^2)}$
bekannte Lösung für $F = 0$ und
$x^{(2)}(t) = -\frac{Fx0^2}{2m\omega_0^2} - \frac{Fx0^2}{2m(\omega_0^2-4\omega^2}\cos(2\omega t)$
Hieraus folgt für die Polarisation eine konstante Verschiebung und eine Frequenzverdoppelung.

allgemeiner Ansatz

$$P = P(0) + \left.\frac{dP}{dE}\right|_0 E + \frac{1}{2}\left.\frac{d^2P}{dE^2}\right|_0 E^2 + \frac{1}{6}\left.\frac{d^3P}{dE^3}\right|_0 E^3 + O(E^4)$$

ergibt mit P(0) = 0

$$\vec{P} = \epsilon_0\chi^{(1)}\vec{E}+\epsilon_0\chi^{(2)}\vec{E}\cdot\vec{E}+\epsilon_0\chi^{(3)}\vec{E}\cdot\vec{E}\cdot\vec{E}+O(\vec{E}^4) = \vec{P}_{lin}+\vec{P}_{nl}$$

oder auch

$$P_i = \epsilon_0\chi_{ij}E_j + \epsilon_0\chi_{ijk}E_jE_k + \epsilon_0\chi_{ijkl}E_jE_kE_l + O(E^4)$$

wobei $\chi(i)$ ein Tensor $i+1$. Stufe.

Wellengleichung für nichtlinaeren Fall:

$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0\frac{\partial^2 P_{nl}}{\partial t^2}$
Nichtlineare Polarisation Quellterm für getriebene Welle.

Effekte 2. Ordnung

Der Ansatz $E_1 = E_{01}(x,\omega_1)\cos(\omega_1 t)+E_{02}(x,\omega_2)\cos(\omega_2 t)$ ergibt für die nichtlineare Polarisation als Quellterm für getriebene Wellen
a) statische Polarisation (optische Gleichrichtung)
b) Frequenzverdoppelung für ω_1 und ω_2 (SHG)
c) Summenfrequenz $\omega_1+\omega_2$
d) Differenzfrequenz $\omega_1-\omega_2$

Phasenanpassung:

$$E(\vec{x},t) = \frac{1}{2}[E_1(\omega_1)e^{i(\vec{k}_1\vec{x}-\omega_1 t)} + E_1(\omega_2)e^{i(\vec{k}_2\vec{x}-\omega_2 t)} + c.c.]$$

ergibt für Polarisation der Summenfrequenz

$$P(\omega_1+\omega_2) = \frac{1}{2}[E_1(\omega_1)E_1(\omega_2)e^{i((\vec{k}_1+\vec{k}_2)\vec{x}-(\omega_1+\omega_2)t} + c.c.]$$

als treibende Kraft für

$$E_{\omega_3}(\vec{x},t) = \frac{1}{2}[E_1(\omega_3)e^{i(\vec{k}_3\vec{x}-\omega_3 t)} + c.c.]$$

$\Rightarrow \omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ (Energieerhaltung) und $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ (Impulserhaltung) sind zu erfüllen. Allgemein nur möglich bei nichtdispergierendem Medium.