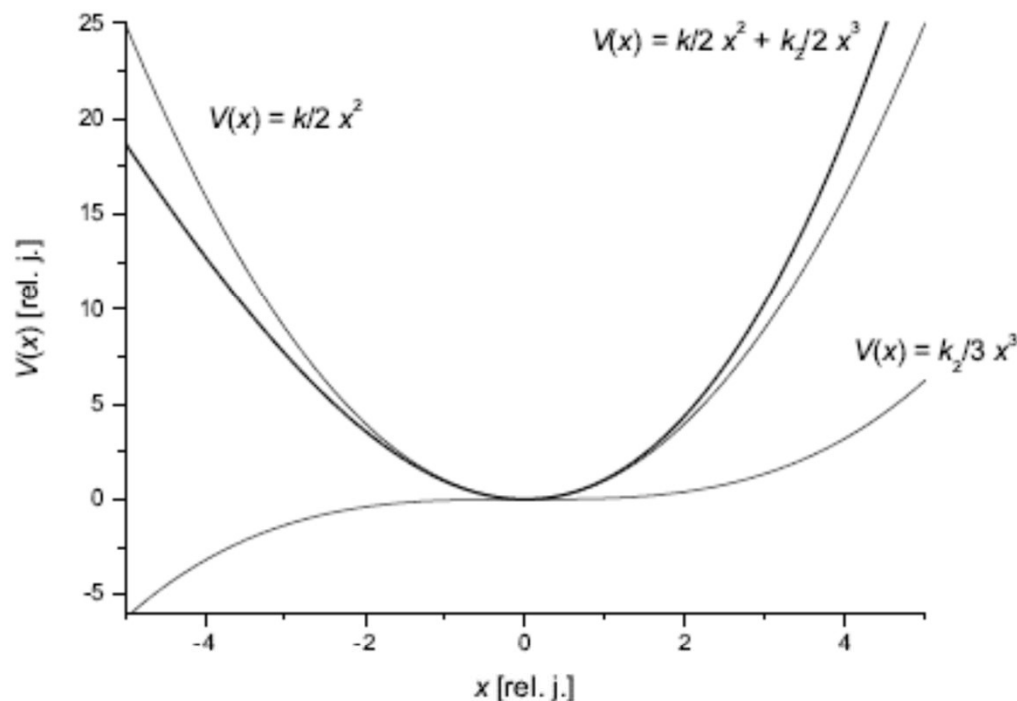


# **Nelineární optika**



**Obr. 16.5** Mikroskopický model optických nelinearit. Elektron se pohybuje v potenciálu, který odpovídá síle uvedené v rov. (16.44), tj.  $F(x) = -\frac{dV(x)}{dx}$ . Znáznorněn je průběh  $V(x)$  odpovídající prvním a druhému členu v rov. (16.44) a silně jejich součet

$$F = -kx - k_2 x^2 + k_3 x^3 + \dots$$

$$m \ddot{x} + m \gamma \dot{x} + kx + k_2 x^2 = qE_0$$

$$\vec{P} = \vec{P}(\vec{E})$$

$$P(E) = P^L + P^{NL}$$

$$P^L = \epsilon_0 \chi^L E$$

$$P^{NL} = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 + \dots = P^{(2)} + P^{(3)} + \dots$$


$$P_i^{(2)} = \epsilon_0 \sum_{j,k=1,2,3} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k$$

## Generace 2. harmonické

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t) = \frac{1}{2} E_0 [\exp(-i\omega t) + \exp(i\omega t)]$$

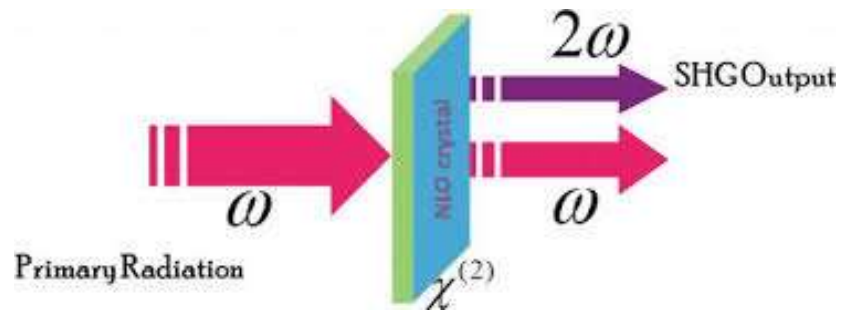
$$P^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2 = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \frac{1}{4} E_0^2 [\exp(-i\omega t) + \exp(i\omega t)]^2$$

$$P^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \frac{1}{4} E_0^2 [\exp(-i2\omega t) + \exp(i2\omega t) + 2]$$

$$P^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \frac{1}{2} E_0^2 \cos(2\omega t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \frac{1}{2} E_0^2$$


2. harmonická

optické usměrnění



<https://www.youtube.com/watch?v=BdmlfSYkus4>

## GENERATION OF OPTICAL HARMONICS\*

P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich

The Harrison M. Randall Laboratory of Physics, The University of Michigan, Ann Arbor, Michigan

(Received July 21, 1961)



FIG. 1. A direct reproduction of the first plate in which there was an indication of second harmonic. The wavelength scale is in units of 100 Å. The arrow at 3472 Å indicates the small but dense image produced by the second harmonic. The image of the primary beam at 6943 Å is very large due to halation.

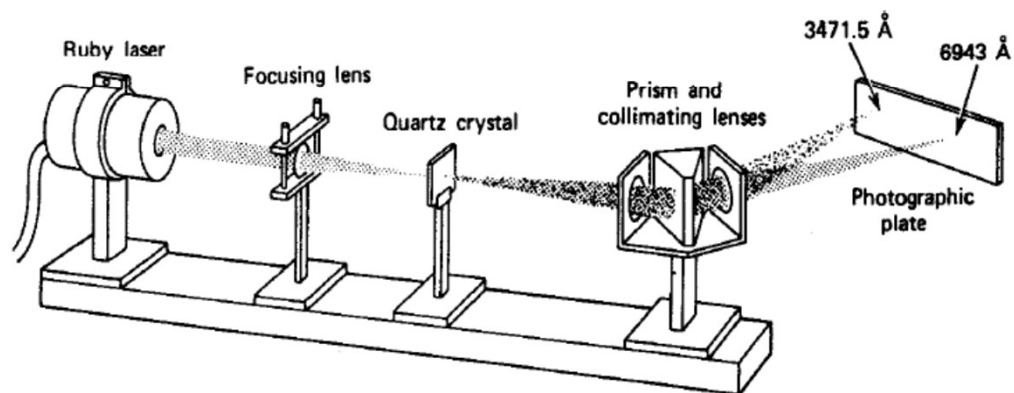
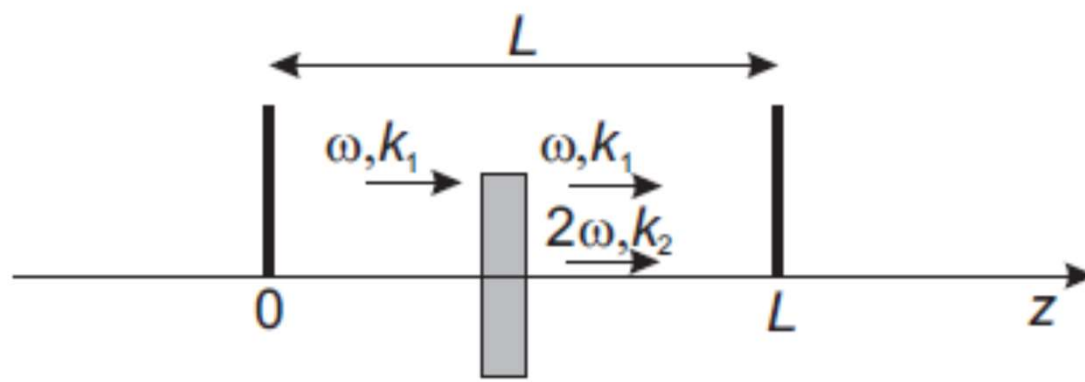


Fig: Frequency doubling of a Ruby laser:  $\lambda = 694.3 \text{ nm} \rightarrow \lambda = 347.1 \text{ nm}$  as shown by Franken et al.<sup>13</sup>



Obr. 16.1 K odvození podmínky sfázování

$$E(z,t) = \frac{1}{2} E_0 \{ \exp[-i(\omega t - k_1 z)] + \exp[i(\omega t - k_1 z)] \}$$

$$\Delta E^{(2)} \propto P^{(2)} \propto E_0^2 \exp[-i 2(\omega t - k_1 z)] + c.c.$$

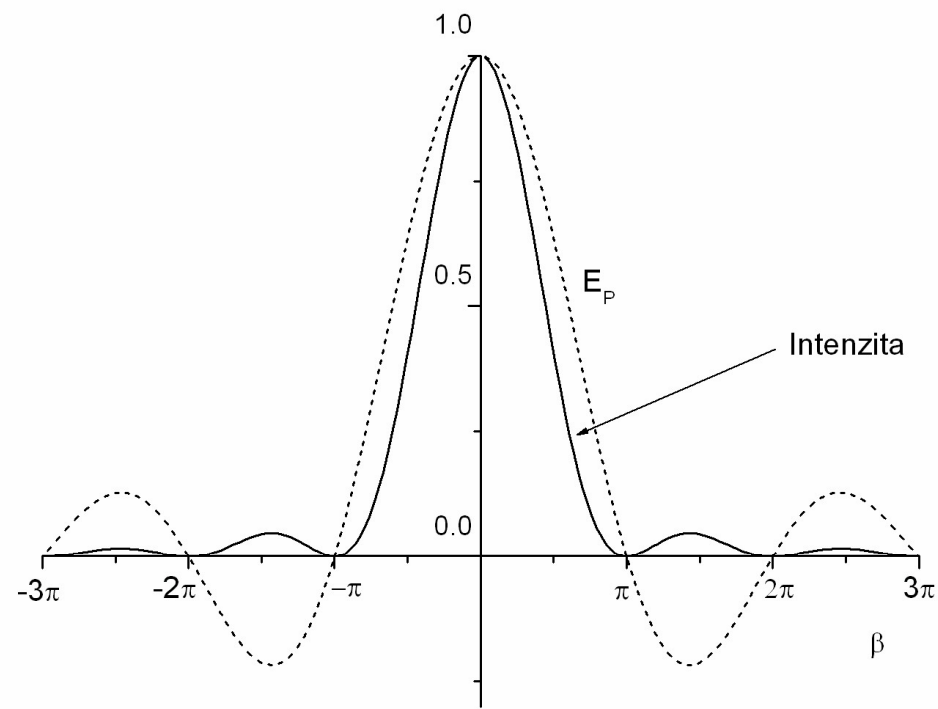
$$\Delta E^{(2)}(L) \propto E_0^2 \exp[-i 2(\omega t - k_1 L)] \exp[i k_2 (L - z)] + c.c.$$

$$E^{(2)}(L) \propto E_0^2 \exp(-i 2 \omega t) \exp(i k_2 L) \int_0^L \exp[i(2 k_1 - k_2) z] dz + c.c.$$

$$\int_0^L \exp(i \Delta k z) dz = \frac{1}{i \Delta k} (\exp(i \Delta k L) - 1) = 2 \exp(i \frac{\Delta k L}{2}) \frac{\sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\Delta k}$$

$$E^{(2)}(L) \propto E_0^2 L \frac{\sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\frac{\Delta k L}{2}} \quad I^{(2)} = B I^2 L^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2}$$

$$I^{(2)} = B I^2 L^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2}$$





## Podmínka sfázování

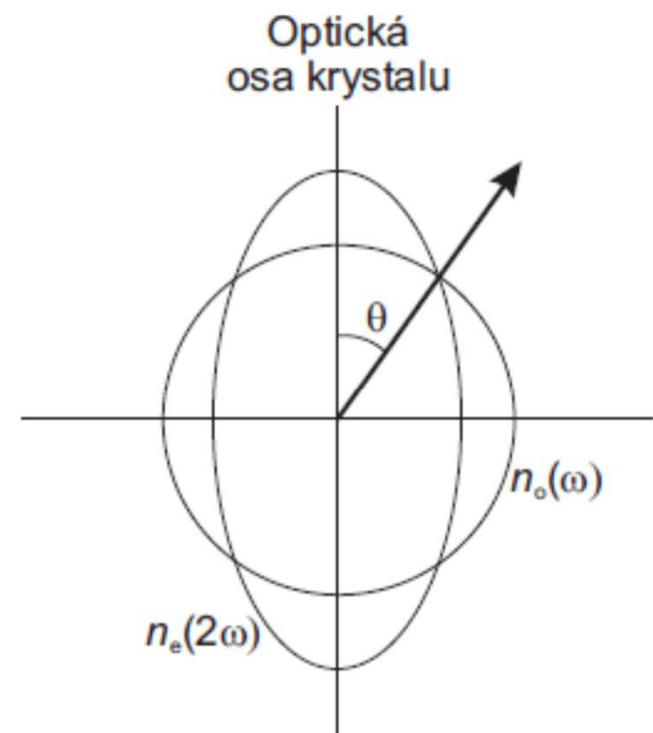
$$\Delta k = 0.$$

$$k_2 = 2k_1.$$

$$\frac{2\omega}{c_0} n^{(2\omega)} = 2 \frac{\omega}{c_0} n^{(\omega)}$$

$$n^{(2\omega)} = n^{(\omega)}$$

**Obr. 16.2** Grafické nalezení směru sfázování pro generaci druhé harmonické v jednoosém nelineárním krystalu pomocí polárního grafu indexů lomu řádné a mimořádné vlny.



**Tabulka 16.1** Často používané nelineární krystaly pro generaci druhé harmonické frekvence laserového záření. Jedná se o jednoosé krystaly (negativní,  $n_o > n_e$ ), hodnoty susceptibilit jsou uvedeny pro vlnovou délku  $1,06 \mu\text{m}$  (vlnová délka neodýmového laseru).

Krystal	Název	Přibližná hodnota $ \chi_{ijk}^{(2)} $ [ $\text{Vm}^{-1}$ ]
$\text{KH}_2\text{PO}_4$	KDP	$ \chi_{xy}  \approx 8 \times 10^{-13}$
$\text{LiIO}_3$		$ \chi_{xxz}  \approx 1 \times 10^{-11} \approx  \chi_{zzz} $
$\text{LiNbO}_3$		$ \chi_{xxz}  \approx 1 \times 10^{-11} \approx 1,7  \chi_{yyy} $
$\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$	BBO	$ \chi_{xxz}  \approx 4 \times 10^{-12} \approx 0,07  \chi_{yyy} $