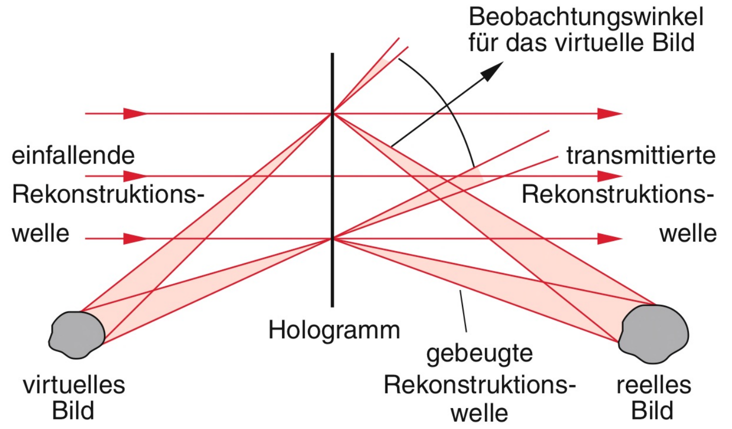


Abbildung 12.18 Rekonstruktion des Hologramms

Besonderheit:

Interferenzmuster des Objekts ist gleichmäßig über das ganze Hologramm verteilt.

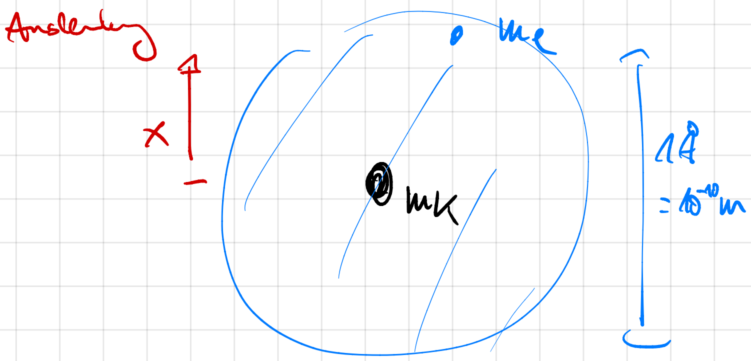
⇒ kleineres Stück des Hologramms zeigt auch die gesamte Szene, nur mit kleinerem Blickfeld.

Demtröder

8.2 Nicht-lineare Optik

Was passiert, wenn wir den linearen Zusammenhang zwischen $\vec{P}$ und $\vec{E}$ aufgeben?

Sonnenlicht $\approx 400\,V/m$ für das $\vec{E}$ Feld



$\vec{E} \parallel \vec{x}$

$\vec{F}_{el} = -e\vec{E}$

$\vec{F}_{Hooke} = -kx$

linear!

Bei üblichen Intensitäten ist das E-Feld sehr klein im Vergleich zu den Feldern im Atom, d.h. des Oszillators.

Gepulste LASER

200 MW sind im Laser recht einfach zu erreichen

⇒ Flussdichten 20×10^{16} W/cm²

⇒ E-Feld von 10^8 V/cm

Durchschlagfeld in Luft $E_{krit} = 3 \cdot 10^6$ V/m

Feld im Wasserstoffatom $\approx 5 \cdot 10^{11}$ V/m

Heute gibt es LASER mit $E \approx 10^{12}$ V/m

$$P = \varepsilon_0 \chi E \qquad \text{lineare Näherung}$$

Bei hohen Feldstärken

$$P = \varepsilon_0 \left(\chi E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots \right)$$

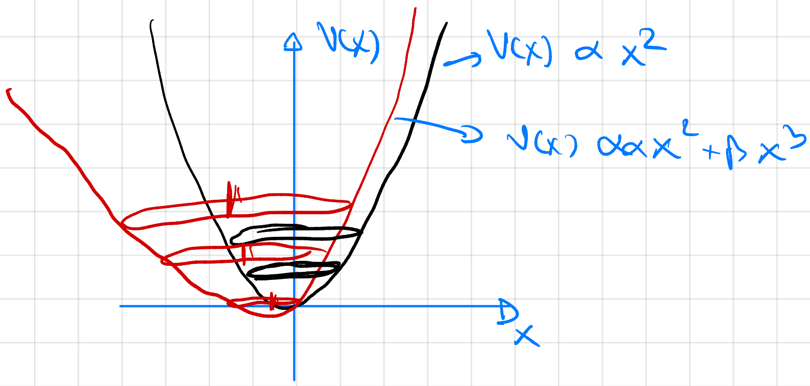
Einlaufende Welle $E = E_0 \sin\omega t$

$$P = \varepsilon_0 \chi E_0 \sin\omega t + \varepsilon_0 \chi_2 E_0^2 \sin^2\omega t + \varepsilon_0 \chi_3 E_0^3 \sin^3\omega t + \dots$$

$$= \varepsilon_0 \chi E_0 \sin\omega t + \underbrace{\frac{\varepsilon_0 \chi_2}{2} E_0^2}_{*} (1 - \underbrace{\cos 2\omega t}_{*}) + \frac{\varepsilon_0 \chi_3}{4} E_0^3 (3 \sin\omega t - \underbrace{\sin 3\omega t}_{\text{Verdreifachung der Frequenz}})$$

*: Optische Gleichrichtung

Konstante Untergrundpolarisation $\propto E_0^2$



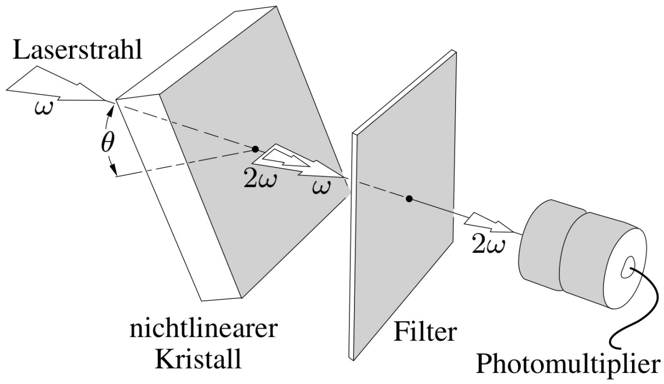
$\chi_2 \equiv 0$ für inversionssymmetrische Situationen

Ist $\chi_2 \neq 0$ $\Rightarrow$ Das System zeigt keine Inversionssymmetrie.

Piezoelektrische Kristalle

Beispiele Quarz, Kalium dihydrogen phosphat KDP

✗ : Frequenzverdopplung



Hecht

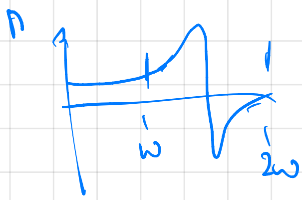
Für eine große Intensität des 2ω Lichts, müssen die Partialwellen eines jeden Oszillators konstruktiv überlagert werden.

Für Welle mit Frequenz ω: $v_{phase}|_{\omega} = v_{\omega}$

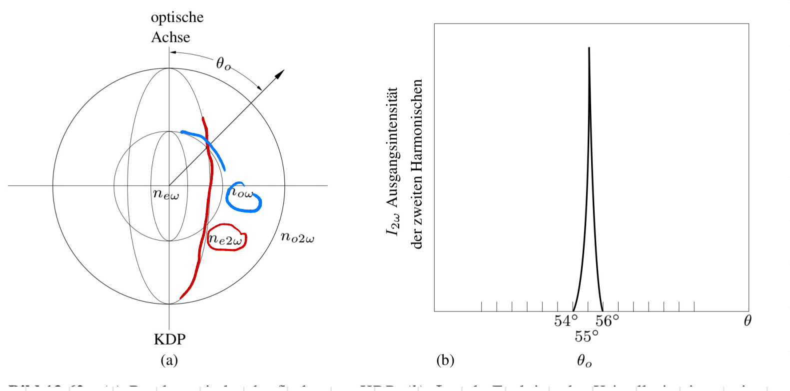
Für " " " 2ω: $v_{phase}|_{2\omega} = v_{2\omega}$

konstruktive Interferenz : $v_{\omega} = v_{2\omega}$

Die normale Abhängigkeit des Brechungsindex n von ω wird dies nicht auftreten.



$v_{\omega} \neq v_{2\omega}$



Hecht

$v_\omega = v_{2\omega}$ kann in doppelbrechenden Kristallen für verschiedene Frequenzen ω durch Wahl des Einfallswinkel erreicht werden.

$n = 1$

← Oberfläche

$n > 1$ isotrop $\chi_2 \equiv 0$

An Oberfläche von isotropen Medien ist $\chi_2 \neq 0$!

Allgemein für : $\underline{E} = E_{01} \sin \omega_1 t + E_{02} \sin \omega_2 t$

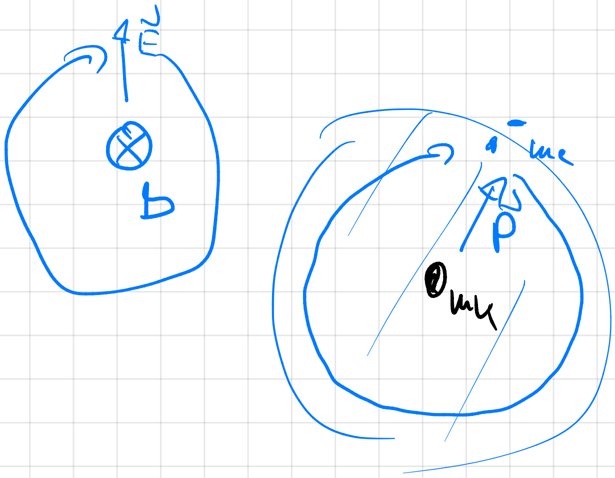
mit $\omega_1 \neq \omega_2$ erhalten wir für $\chi_2 \neq 0$

$$\varepsilon_0 \chi_2 \left(E_{01}^2 \sin^2 \omega_1 t + E_{02}^2 \sin^2 \omega_2 t + 2 E_{01} E_{02} \sin \omega_1 t \sin \omega_2 t \right)$$

Frequenzen: $2\omega_1$, 0 ; $2\omega_2$, 0 ; $\omega_1 + \omega_2$, $\omega_1 - \omega_2$

Es können auch Summen- und Differenzfrequenzen erzeugt werden. → Modulation

8.3 Magnetooptik



Zirkular polarisierte Welle regt eine zirkulierende Polarisation der Oszillatoren an.

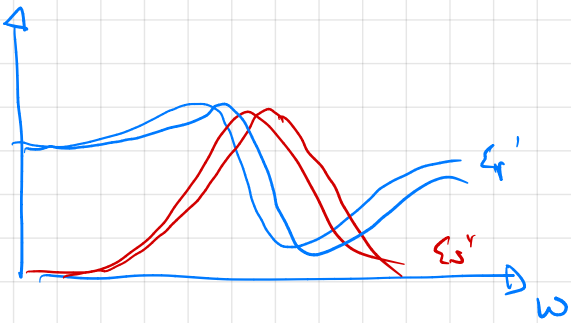
$\Rightarrow$ elektrische Ladung auf einer Kreisbahn und im magnetischen Feld B.

$\Rightarrow$ Eigenfrequenz für σ^+ und σ^- Licht unterschiedlich sind.

$\omega^+ \neq \omega^-$

$\Rightarrow$ $n^+ \neq n^-$

Absorption für σ^+ und σ^- Licht unterscheiden sich



$\Rightarrow$ Verhalten ähnlich wie bei optisch aktiven Medien

Rotation der Polarisationsachse von linear polarisiertem Licht aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindices.

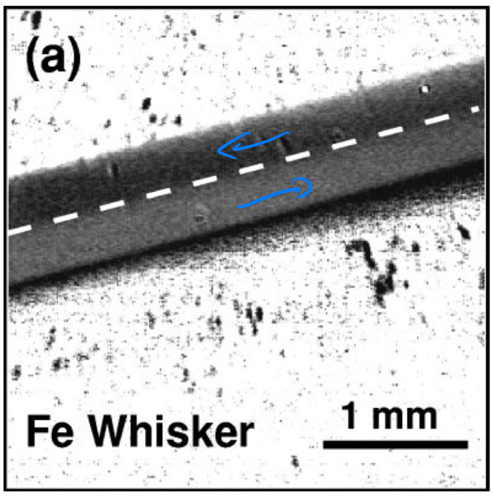
Faraday Effekt

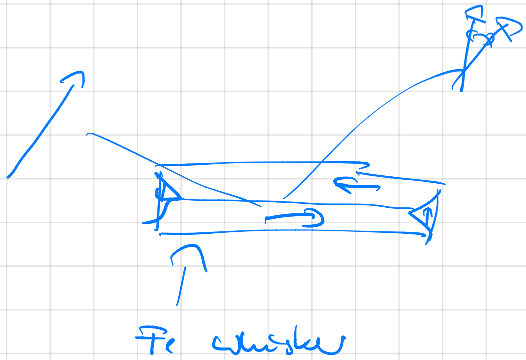
Der Effekt tritt auch auf in ferromagnetischen Substanzen ohne äußeres Magnetfeld.

Die verschiedene Absorption führt zu einer elliptischen Polarisation.

Die Effekte treten auch auf in Reflexion an metallischen Oberflächen z.B. an ferromagnetischem Eisen.

Dies nennt man den magneto-optischen Kerr Effekt.

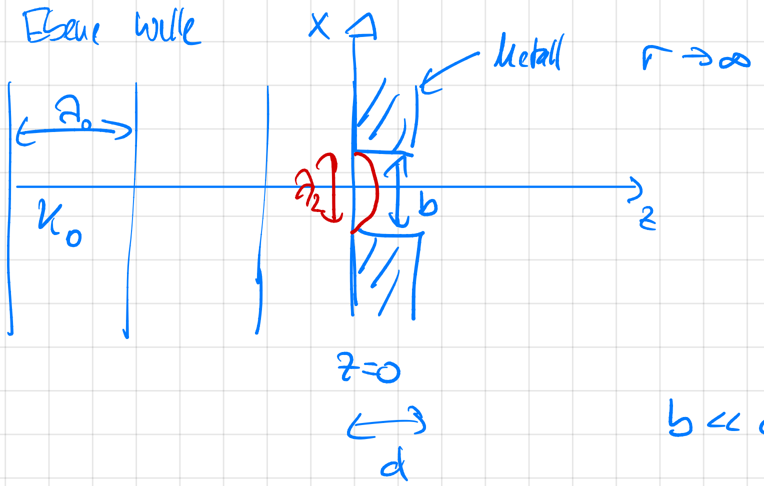




J. Appl. Phys. 95, 7025 (2004)

8.4 Nahfeldoptik

Frage: Was passiert, wenn wir einen Spalt sehr klein machen?



$b \ll d \qquad d \to \infty$

Feldverteilung ?

Randbedingung $(\sigma \to \infty)$

$$E(x=-b/2) = E(x=+b/2) = 0$$

Ansatz im Spalt

$$E = \underbrace{E_0 e^{i(k_y y + k_z z - \omega t)}}_{\text{ebene Welle}} \underbrace{\cos\left(\frac{x}{b}\cdot\pi\right)}_{\text{stehende Welle}} = E_0 e^{i(k_z z - \omega t)} \cdot \cos\left(\frac{x}{b}\pi\right)$$

wähle $k_y = 0$

$\vec{k} \parallel z$-Achse

Wir setzen den Ansatz in die Wellengleichung ein

$$\Delta E - \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} E = 0$$

$$\Rightarrow \quad k_z^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2}$$

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k_z} = \frac{\omega}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_0^2} - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2}} \quad : \frac{\omega}{c_0}$$

$$= \frac{c_0}{\sqrt{1-\frac{c_0^2}{\omega^2}\left(\frac{\pi}{b}\right)^2}}$$

mit $\frac{c_0}{\omega} = \frac{1}{k_0}$

$$\Rightarrow \quad = \frac{c_0}{\sqrt{1-k_0^{-2}\left(\frac{\pi}{b}\right)^2}} = \frac{c_0}{\sqrt{1-\frac{\lambda^2}{(2\pi)^2}\left(\frac{\pi}{b}\right)^2}}$$

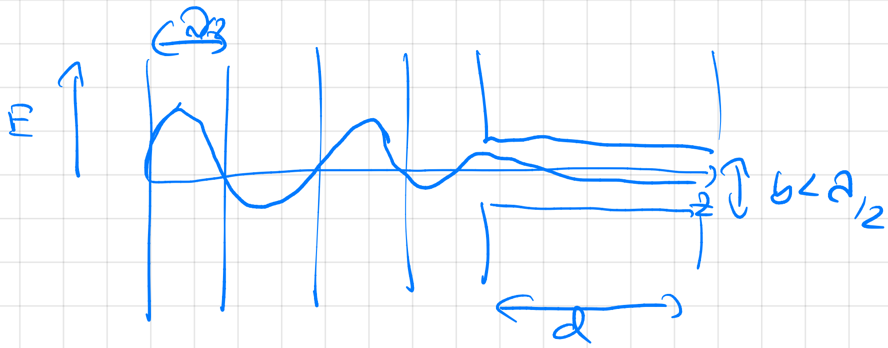
$$= \frac{c_0}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_0}{2b}\right)^2}} \geq c_0$$

für $\frac{\lambda_0}{2b} = 1$ also für $b = \frac{\lambda_0}{2}$ $\quad v_{ph} \to \infty$

für $b < \frac{\lambda_0}{2}$ wird v_{ph} imaginär!

Dies entspricht einem imaginären Wellenvektor (k_z)

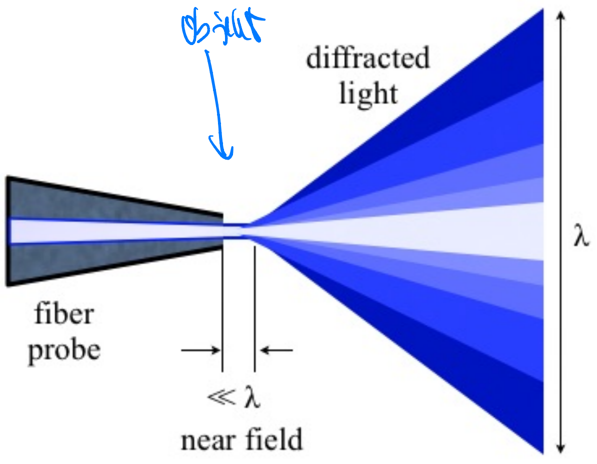
$\Rightarrow$ keine oszillierende Welle, sondern exponentiell abfallendes elektrisches Feld!



Keine Transmission durch einen Spalt mit $b < \lambda/2$.
Wenn wir d klein wählen, so tritt auf der Rückseite etwas Licht aus.

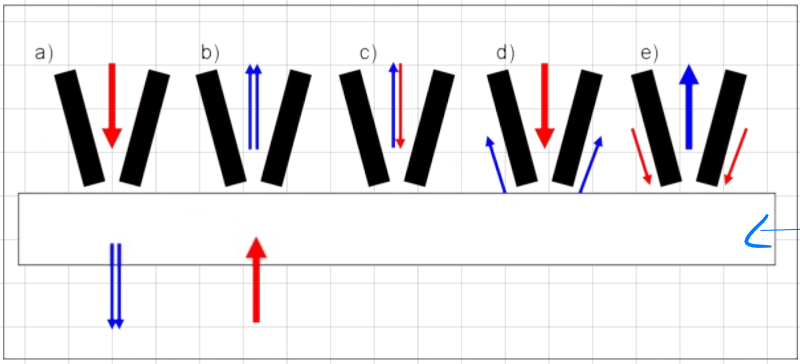
Scanning near field optical microscopy SNOM

Objekt



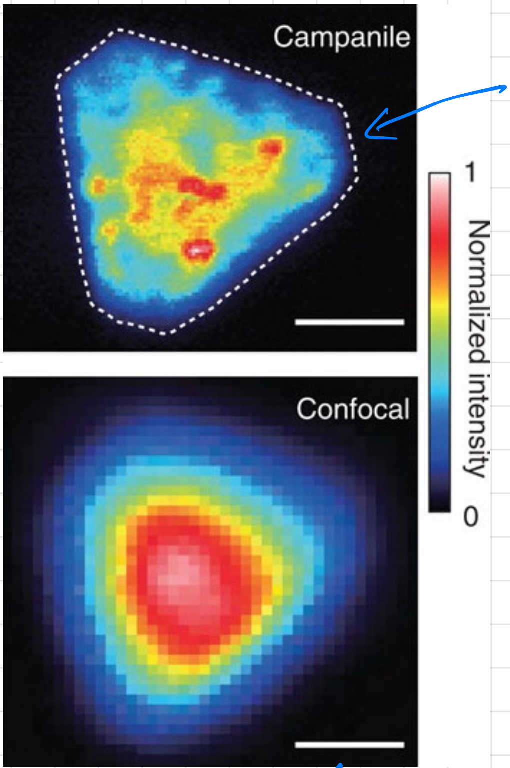
Abrastern der kleinen Öffnung über die Probe und integrale Lichtmessung

Wiki



Objekt

Wiki



MoS_2 Flocke

Erreichbare Auflösungen sind viel besser als die Beugungsgrenze.

1 μm

Wiki