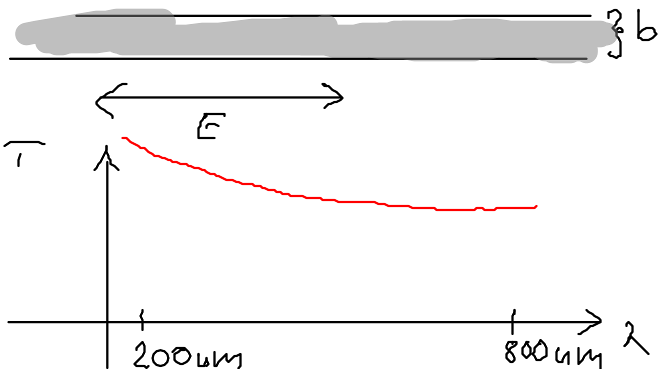
Kolloidale Teilchen

- Dispersionsfarbe — transparente Teilchen
  ⇒ durch Streuung ⇒ Farbe
- Milchteilchen
- Metallische Teilchen

Streuung an Leiterbahn

a)

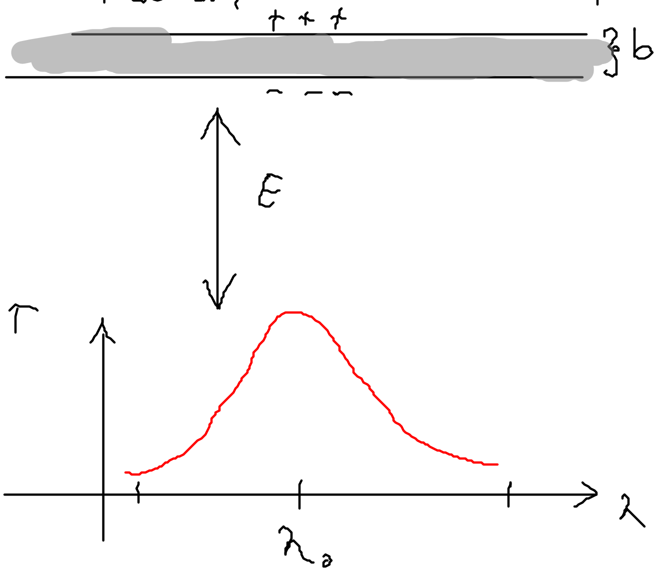


Breite des Films

⇒ 1D Streuung

T: Transmission

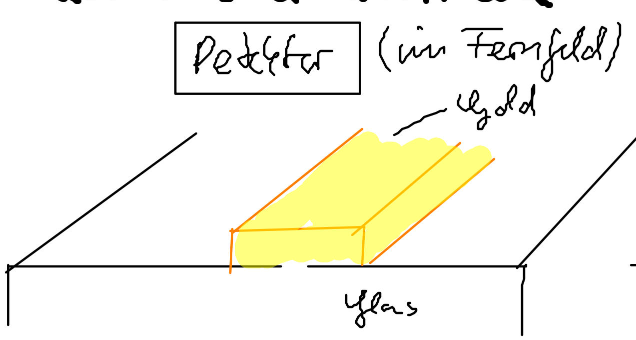
b)

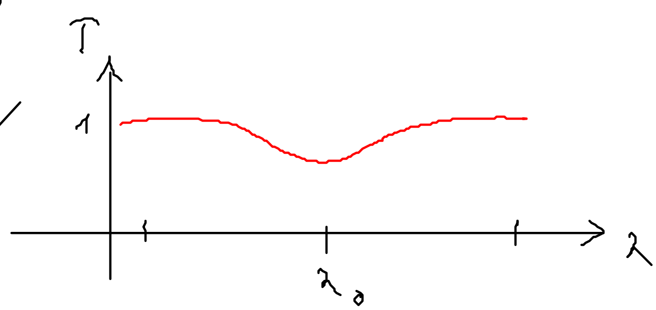


induzierter Dipol

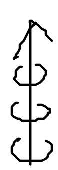
Resonanz bei λ_0

Plasmonische Kristalle

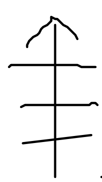




Polarisation



$\vec{E}$ ∥ Goldstreif.

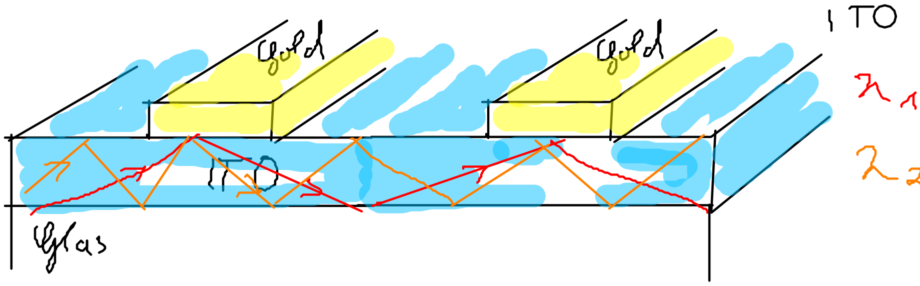


$\vec{E}$ ⊥ Goldstreifen

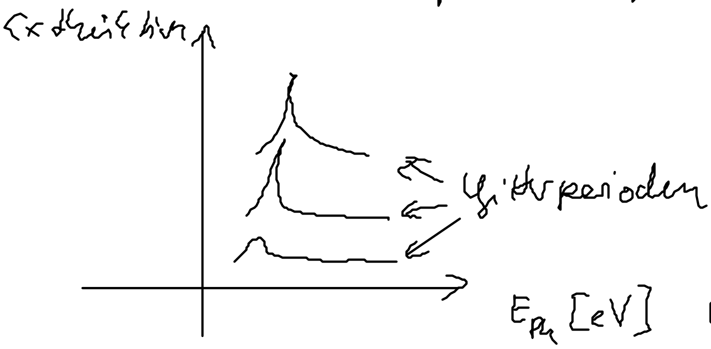
TE (transversal elektr.)

TM (transversal magnetisch)

ITO als Wellenleiter



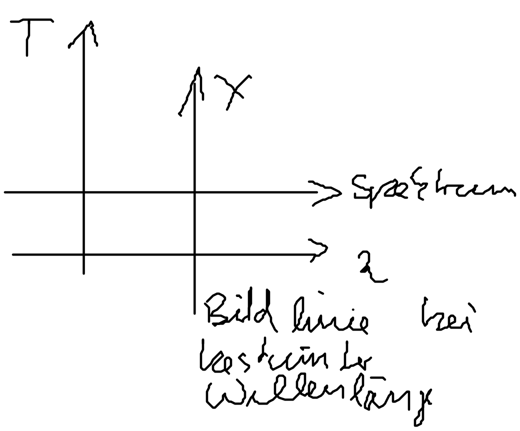
- Fernfeldeigenschaften: (λ = fest, Gitterperiode variiert, weißlicht Quelle)
  Abstand der Goldstreifen ⇒ unterschiedl. Absorptionskurven
  Extinktion: alles was im Detektor nicht erkannt wird
  Absorption, Reflexion, Streuung



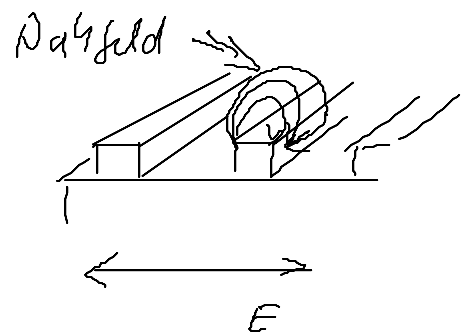
Wellenlagen darstellen

- Nahfeld

TE-Polarisation	TM-Polarisation
- keine Resonanz bei Gitterperiode 550 nm	- Resonanz

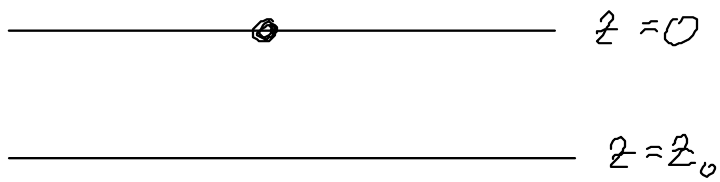


- Resonanz bei Gitterperiode 400 nm



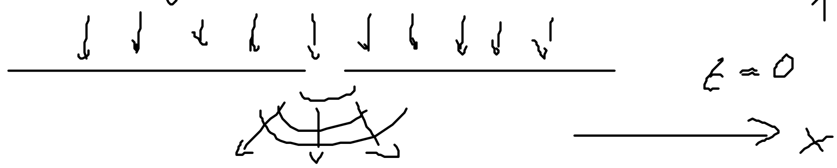
⇒ Bessere Auflösung als in Fourier Ebene

Auflösungsvermögen

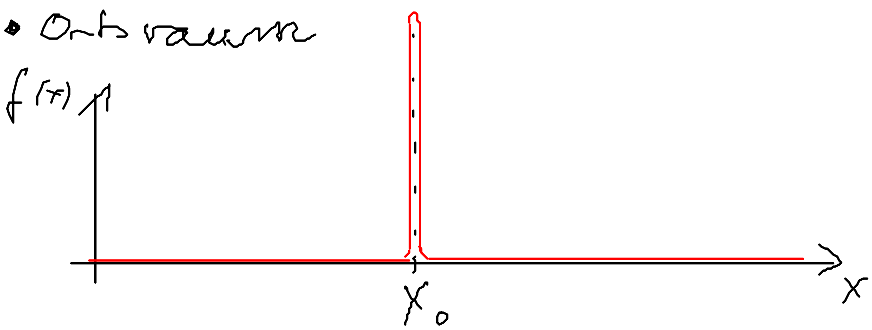


Beispiel:

- Metallstreifen mit Loch als Punktlichtquelle

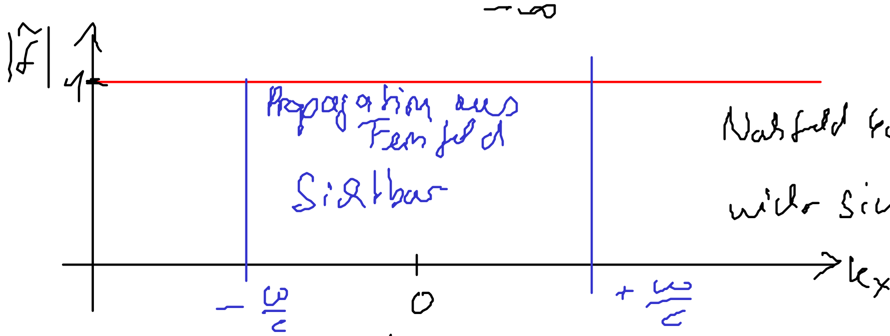


- Ortsraum



Intensität: $f(x) = \delta(x - x_0)$

Fouriertrafo: $\tilde{f}(k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - x_0)\, e^{i k_x x}\, dx = e^{i k_x x_0}$

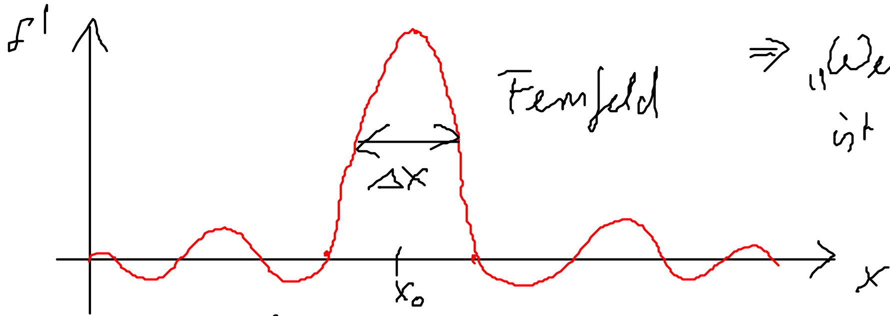


- maximale Auflösung beschränkt durch Dispersionsrelation des Lichtes: $\boxed{|k| = \frac{\omega}{c}}$

Klassisches Mikroskop $\quad k_x = |k| \sin\theta$

$$\delta'(x) = \int_{-\frac{\omega}{c}}^{\frac{\omega}{c}} e^{i k_x x_0}\, e^{-i k_x x}\, dx \qquad \text{(Rücktransformation)}$$

$$= 2 \cdot \frac{\sin\left(\frac{\omega \sin\theta (x - x_0)}{c}\right)}{x - x_0}$$



⇒ „Wellenleiter" Vakuum ist ein Frequenzfilter

$\Delta x = \frac{\lambda}{2\sin\theta}$ ⇒ maximale Auflösung (Rayleigh limit)

• je kleiner das Loch desto größer Δx

Detektion evaneszenter Wellen

• $E_1(x, z=0) = E_0(x_0, z=0) \cdot \underbrace{C(x,-L,+L)}_{\text{Rechteckfunktion}}$

↳ eingestrahlte Welle

• Fourierzerlegung in ebene Wellen

$$\tilde{E}_1(k_x, z=0) = \int_{-\infty}^{\infty} dx\, C(x,-L,+L)\cdot E_0(x_0, z=0)\, e^{ik_x x}$$

$$= \int_{-L}^{L} dx\, E_0\, e^{ik_x x} \sim E_0 \frac{\sin k_x L}{k_x L}$$

• Rücktransformation

$$E_1(x, z=0) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x\, e^{-ik_x x}\, \tilde{E}_1(k_x, z=0)$$

Im Abstand $z=z_0$ ist dann

$$E_d(x, z=z_0) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x\, e^{-ik_x x}\, \tilde{E}_1(k_x, z=0)\, e^{-ik_z z_0}$$

mit $|k|^2 = k_x^2 + k_z^2$ $\quad k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ $\quad k = \frac{\omega}{c}$

nur propagierende Wellen

• im Fernfeld

$$E_d(x, z=z_0) = \int_{-\frac{\omega}{c}}^{\frac{\omega}{c}} dk_x\, e^{-ik_x x}\, e^{-i\sqrt{k^2-k_x^2}\, z_0}\, \frac{\sin(k_x L)}{k_x L}$$

Annahme: bei $z=\varepsilon$ ist Apertur gegeben durch $C(x,-l,+l)$

$$E_2(x, z=\varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x\, e^{-ik_x x}\, \tilde{E}_1(k_x, z=0)\, e^{-i\sqrt{k^2-k_x^2}\,\varepsilon}$$

• Direkt hinter der Apertur ist

$$E_3(x, z=\varepsilon) = E_2(x, z=\varepsilon)\cdot C(x,-l,+l)$$

- Das Fernfeld bei $z = z_0$ hinter der 2. Apertur wird daher

$$E_{el}(x, z = z_0) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \; e^{-ik_x x} \; e^{-i\sqrt{k^2 - k_x^2}(z_0 - \varepsilon)} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dk_x' \; \tilde{E}_1(k_x', z=0) \, e^{-i\sqrt{k^2 - k_x'^2}\,\varepsilon}$$

$$\cdot \, 2 \, \frac{\sin((k_x - k_x')\,l)}{(k_x - k_x')\,l}$$