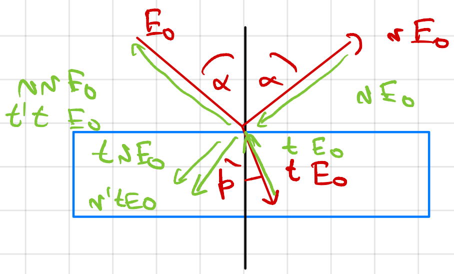
6.3 Vielstrahlinterferenz



Wir verwenden r und t wie in Kapitel zu Grenzflächen

Wir verwenden die Zeitumkehrinvarianz

Auch die Situation der rückwärts laufenden Strahlen erfüllen die Maxwell Gleichungen mit den selben Koeffizienten r und t.

Die beiden Situationen sind nicht unterscheidbar bezüglich der Richtigkeit der Gleichungen.

$$\Rightarrow \qquad t(\alpha)\, r(\alpha)\, E_0 + r'(\beta)\, t(\alpha)\, E_0 = 0$$

$$E_0 = r(\alpha)\, r(\alpha)\, E_0 + t'(\beta)\, t(\alpha)\, E_0$$

r, t Reflexions- und Transmissionskoeffizienten des E-Vektors für den Eintritt / Reflexion in / an dem optisch dichteren Medium

r', t' analog für den Austritt / Reflexion an optisch dünnerem Medium

$$\boxed{\begin{aligned} t(\alpha)\, t'(\beta) &= 1 - r^2(\alpha) \\ r'(\beta) &= -r(\alpha) \end{aligned}}$$

Stokes Relationen

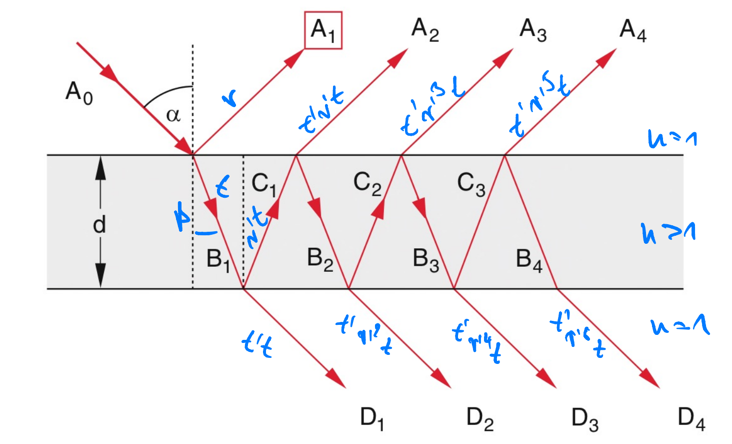


Abbildung 10.20 Vielstrahlinterferenz an zwei planparallelen Grenzflächen mit dem Reflexionsvermögen *R* und dem Abstand *d*

Demnach

Für die Amplitude der reflektierten Welle

$$E_r = E_{r1} + E_{r2} + E_{r3} + \dots$$

$$= rE_0 + t'r't\,E_0\,e^{i\Delta\varphi} \quad t'r'^3t\,E_0\,e^{2i\Delta\varphi} + \dots$$

$$= rE_0 + tr't\,E_0\,e^{i\Delta\varphi} + t'r'r'^2t\,E_0\,e^{2i\Delta\varphi} + \dots$$

$$= E_0\left(r + r'tt'\,e^{i\Delta\varphi}\underbrace{\left[1 + r'^2 e^{i\Delta\varphi} + \left(r'^2 e^{i\Delta\varphi}\right)^2 \dots\right]}_{\text{geometrische Reihe}}\right) \qquad |r'^2 e^{i\Delta\varphi}| < 1$$

$$= E_0\left(r + r'tt'\,e^{i\Delta\varphi}\,\frac{1}{1 - r'^2 e^{i\Delta\varphi}}\right)$$

Stokes $\quad tt' = 1 - r^2 \;,\; r' = -r$

$$= E_0\left(r + \frac{(-r)(1-r^2)\,e^{i\Delta\varphi}}{1 - r^2 e^{i\Delta\varphi}}\right)$$

$$= E_0\,\frac{r(1 - e^{i\Delta\varphi})}{1 - r^2 e^{i\Delta\varphi}}$$

Intensität $I_R = \frac{1}{2} c\, \varepsilon_0 E_R E_R^* = I_0 R \, \frac{2 - 2\cos\Delta\varphi}{1 + R^2 - 2R\cos\Delta\varphi}$

$R = r^2$

$1 - \cos x = 2\sin^2(x/2)$

$$I_R = I_0 \frac{4R\sin^2(\Delta\varphi/2)}{(1-R^2) + 4R\sin^2(\Delta\varphi/2)}$$

analog für $I_T = I_0 \frac{(1-R)^2}{(1-R^2) + 4R\sin^2(\Delta\varphi/2)}$

$$I_R + I_T = I_0$$

Finesse $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$

$$\boxed{I_R = I_0 \frac{F\sin^2(\Delta\varphi/2)}{1 + F\sin^2(\Delta\varphi/2)} \qquad I_T = I_0 \frac{1}{1 + F\sin^2(\Delta\varphi/2)}}$$

Airy Formeln

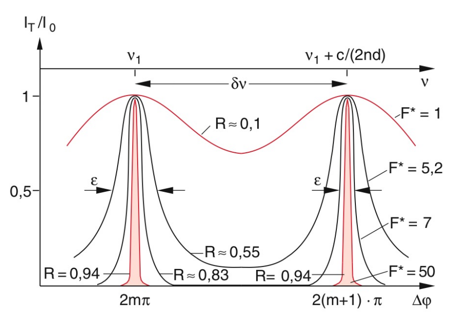
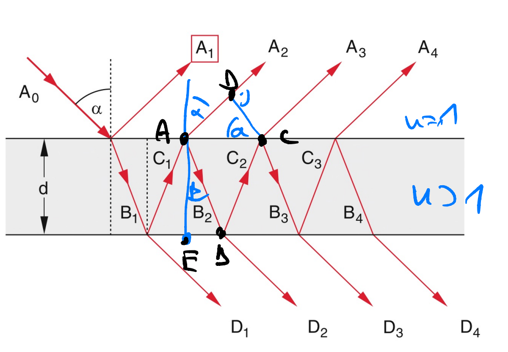


Abbildung 10.22 Transmission $T = I_T/I_0$ einer planparallelen Platte bei senkrechtem Lichteinfall als Funktion der Phasendifferenz $\Delta\varphi$ für verschiedene Werte des Reflexionsvermögens R. Zur Definition der Finesse F^* siehe (10.30)



Demtröder

optische Wegdifferenz $\Delta S = n(\overline{AB} + \overline{BC}) - \overline{AD}$

$$\overline{AB} = \overline{BC} = d / \cos\beta$$

$$\overline{AD} = \overline{AC} \sin\alpha$$

$$\overline{AC} \quad 2\overline{EB} = 2d \tan\beta$$

$$\Delta S = \frac{2nd}{\cos\beta} - 2d \tan\beta \sin\alpha \qquad \sin\alpha = n \sin\beta$$

$$\Delta S = \frac{2nd}{\cos\beta} - \frac{2nd \sin^2\beta}{\cos\beta} = 2nd \cos\beta$$

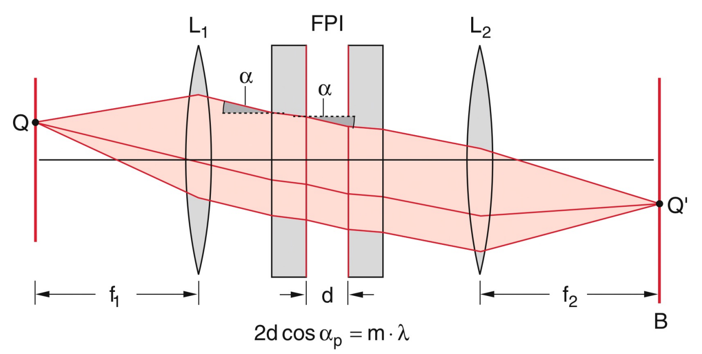
$$= 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta S$$

Experiment 1 : Vielstrahlinterferenz an Glimmer in Reflexion $F \simeq 2\text{-}3$

Experiment 2 : Vielstrahlinterferenz in sog. Fabri Perot Interferometer in Transmission mit hoher Finesse

und Streuung



Natriumdampflampe

Doppellinie

588,99 nm

589,59 nm

$\Delta\lambda = 0.6$ nm

Demnächst