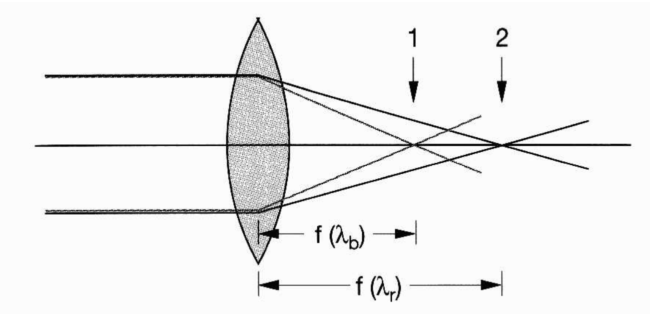
Wiederholung vom 29.11.2004

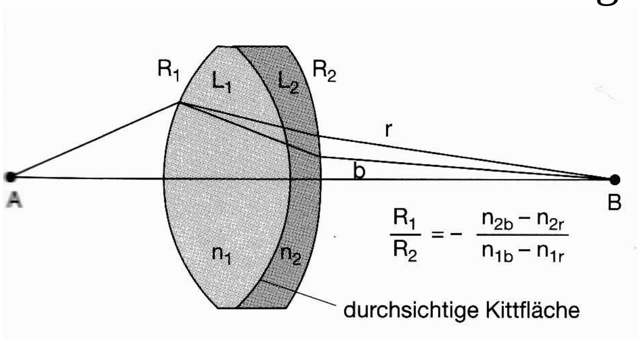
Linsenfehler

Chromatische Aberration

$n = n(\lambda) \Rightarrow$ Brennweite abhängig von der Wellenlänge

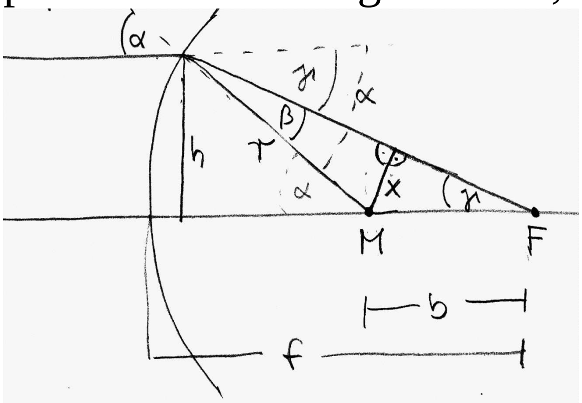


Abhilfe beim Achromat: Einfügen einer weiteren Linse



Sphärische Aberration

Mit zunehmendem Abstand der Strahlen von der Achse wird die paraxiale Näherung schlecht, die Brennweite wandert



Beispiel brechende Kugelfläche:

$$x = r\sin\beta = b\sin\gamma \qquad \sin\alpha = \frac{h}{r} \qquad \alpha = \beta + \gamma$$

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n = \frac{h}{r}\frac{r}{b\sin\gamma}$$

$$f = r + b = r + \frac{h}{n\sin\gamma} = r(1 + \frac{h}{r}\frac{1}{n\sin\gamma}) = r(1 + \frac{\sin\alpha}{n\sin\gamma})$$

$$f = r\left(1+\frac{\sin\alpha}{n\sin(\alpha-\beta)}\right) = r\left(1+\frac{\sin\alpha}{n(\sin\alpha\cos\beta-\cos\alpha\sin\beta)}\right)$$

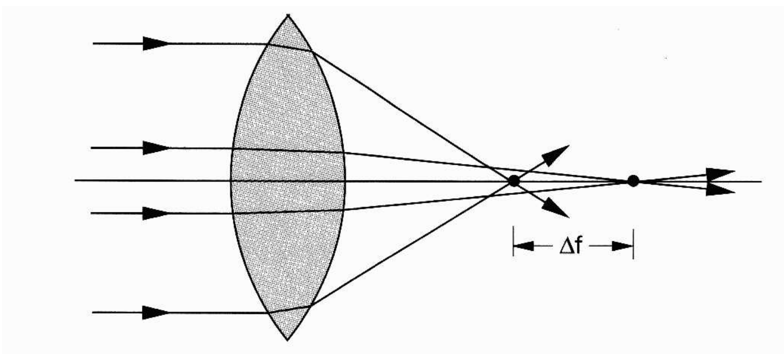
$$= r\left(1+\frac{1}{n\sqrt{1-\frac{h^2}{n^2r^2}}-\sqrt{1-\frac{h^2}{r^2}}}\right)$$

vernachlässigt man Terme mit $\frac{h^2}{r^2}$, so erhält man wieder die paraxiale Näherung:

$$f = r\frac{n}{n-1}$$

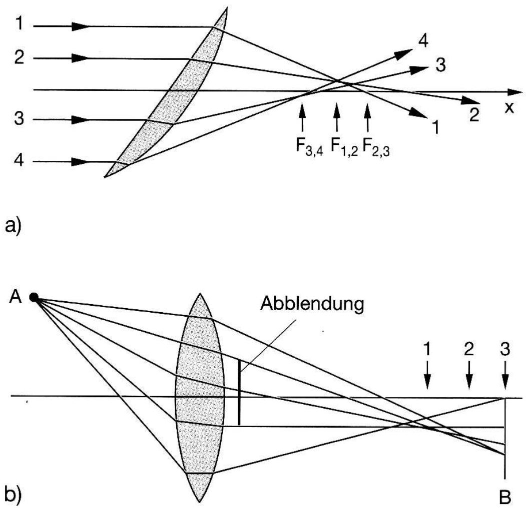
nähert man : $\sqrt{1-x} \approx 1-x/2 \qquad \frac{1}{1+x} \approx 1-x$

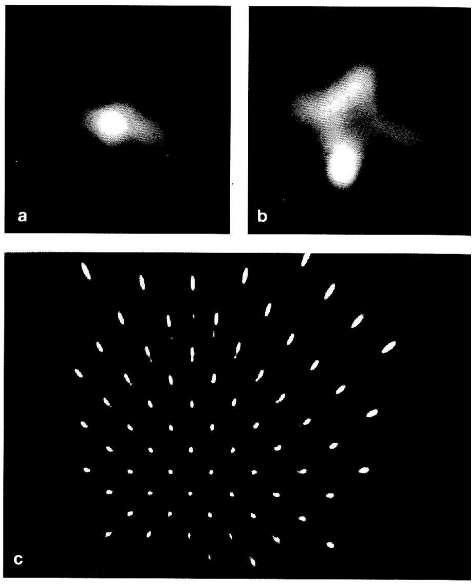
dann folgt: $$f \approx r\left(\frac{n}{n-1}-\frac{h^2}{2n(n-1)r^2}\right) = f_0 - \Delta f(h)$$



Komafehler

Schräg einfallende parallele Strahlen treffen sich nicht mehr in einem Punkt

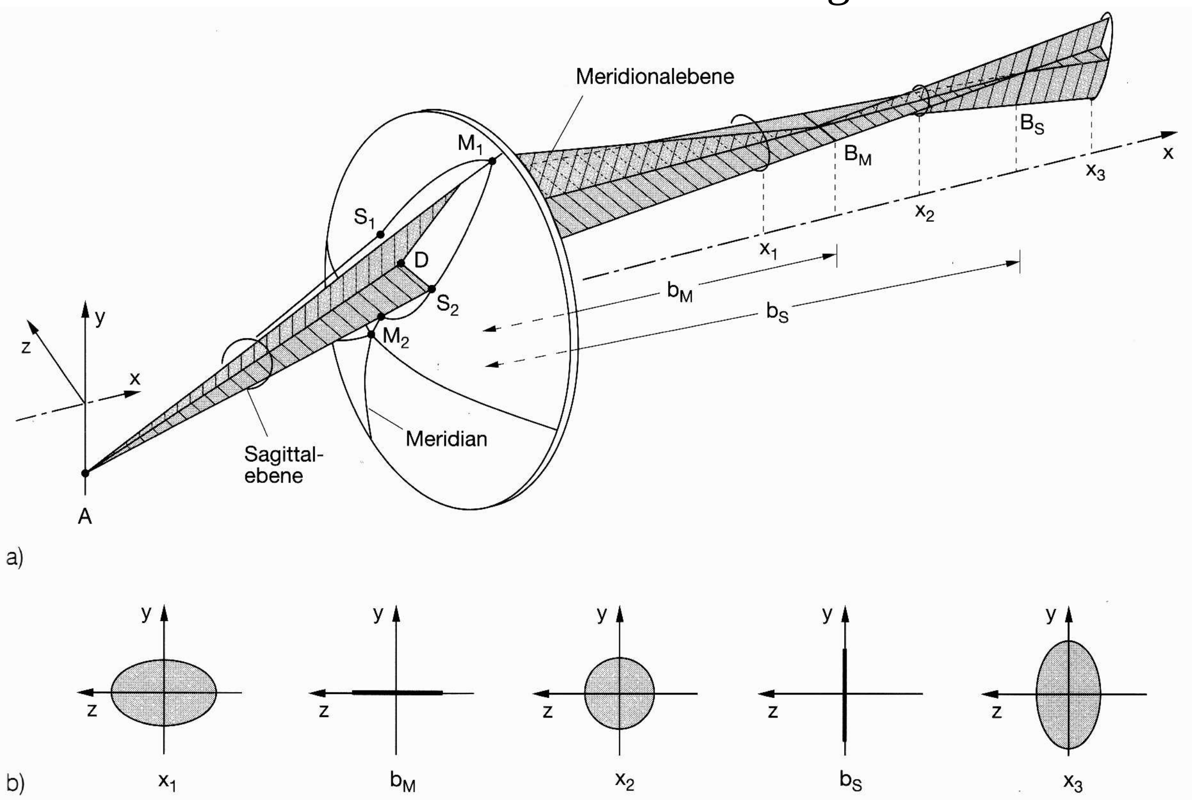




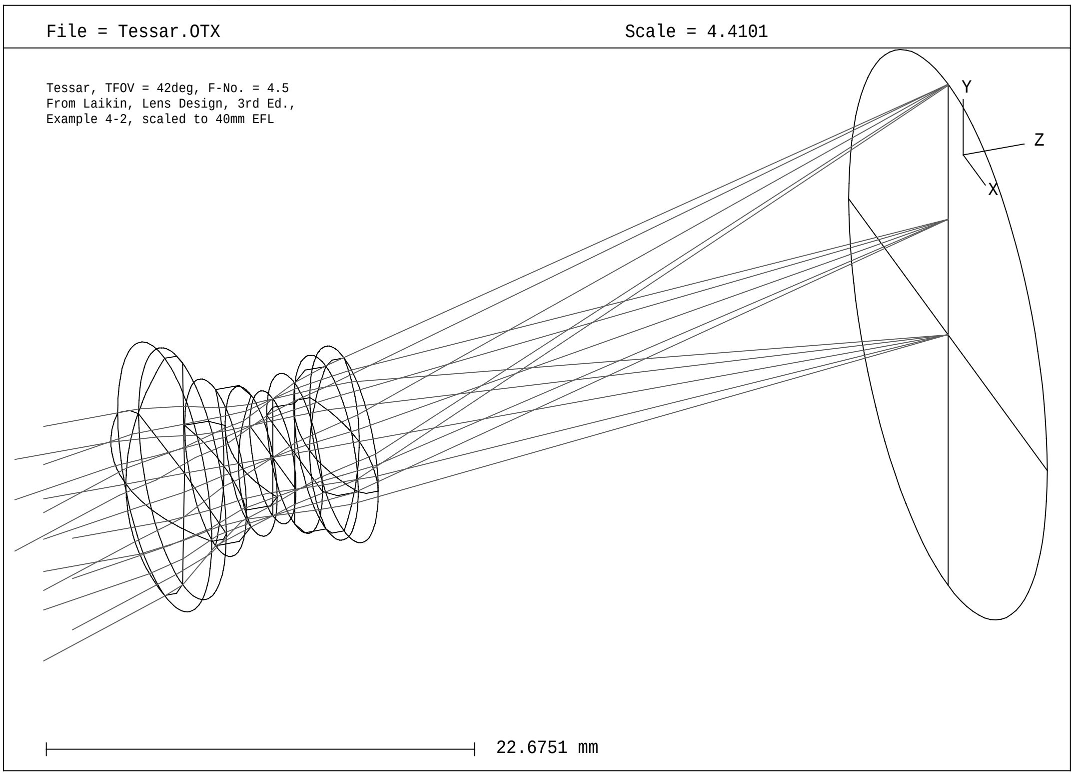
Beispiel: Abbildung eines Lochrasters. Komafehler besonders deutlich bei Ausblendung der zentralen Strahlen (b)

Astigmatismus

Strahlen auf der Meridionalebene und auf der Sagittalebene sehen unterschiedliche Linsenradien und haben damit unterschiedliche Brennweiten. Punkte werden auf Linien abgebildet.



Berechnung komplexer Linsensysteme: Ray Tracing
Berechnung der Wege einer großen Zahl individueller Strahlen



Beispiel von http://www.optenso.de

Interferenz und Beugung
Überlagerung zweier monochromatischer Wellen

$$E_1(x,t) = E_{01} e^{i(kx-\omega t)} \qquad E_2(x,t) = E_{02} e^{i(kx-\omega t)} e^{i\varphi(x,t)}$$

$$I(x,t) = |E(x,t)|^2 = |E_1(x,t) + E_2(x,t)|^2 = \left|(E_{01} + E_{02} e^{i\varphi(x,t)}) e^{i(kx-\omega t)}\right|^2$$

$$= E_{01}{}^2 + E_{02}{}^2 + \underbrace{2E_{01}E_{02}\cos\varphi(x,t)}_{\text{Interferenzterm}}$$

Messung mittelt über die Zeit (da *E* sehr schnell oszilliert)

$$I(x) = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau I(x,t)dt = E_{01}{}^2 + E_{02}{}^2 + \frac{2E_{01}E_{02}}{\tau}\int_0^\tau \cos\varphi(x,t)dt$$

Interferenz tritt nur auf, wenn φ zeitlich nicht variiert (kohärente Überlagerung)

Beispiel: Wellen mit leicht unterschiedlicher Frequenz

$$E_2(x,t) = E_{02} e^{i(kx-\omega t-\Delta\omega t)} e^{i\varphi(x)} \Rightarrow \varphi(x,t) = \varphi(x) - \Delta\omega t$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\tau}\int_0^\tau \cos\big(\varphi(x) - \Delta\omega t\big)dt \to 0$$

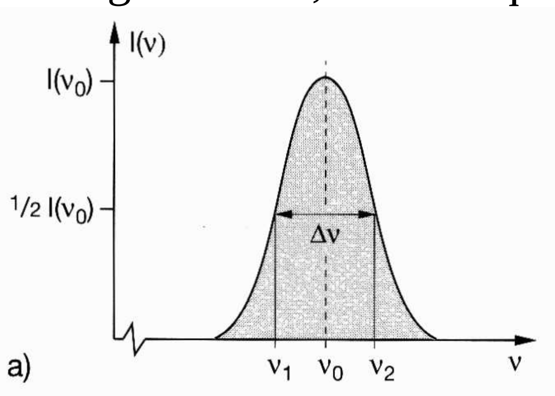
Für lange Zeiten der Mittelung bleibt nur die inkohärente Überlagerung $I(x) = E_{01}^{\;2} + E_{02}^{\;2}$

Man definiert eine Kohärenzzeit $\Delta t_C = \dfrac{2\pi}{\Delta\omega}$

Kohärenzeigenschaften von Lichtquellen

zeitliche (longitudinale) Kohärenz

Überlagerung zweier Wellenzüge einer Lichtquelle sind nur beding kohärent, da Lichtquelle niemals völlig monochromatisch



Kohärenzzeit einer Lichtquelle $\Delta t_C = \dfrac{2\pi}{\Delta\omega}$ impliziert eine Kohärenzlänge:

$$\Delta l_C = c\Delta t_C = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$