

VI. Interferenz

- Kohärenz
- Zweistrahl Interferenz
- Vielstrahl Interferenz

Wellenüberlagerung

- Die Wellengleichung $\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \vec{E} = 0$ ist linear
sind \vec{E}_1 und \vec{E}_2 Lösungen, so ist auch $\vec{E} = a\vec{E}_1 + b\vec{E}_2$ eine Lösung

- Gesamtwelle resultiert als Überlagerung aller Partialwellen

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_m \vec{A}_m(\vec{r}, t) e^{i\phi_m}$$

Prinzip der Superposition
Überlagerung = Interferenz

- hängt von Amplituden \vec{A}_m und Phasen ϕ_m ab
- Gesamtintensität $I(\vec{r}, t) \sim |\vec{E}(\vec{r}, t)|^2$
- Räumliche Begrenzungen unterdrücken einen Teil der interferierenden Wellen
→ **unvollständige Interferenz – Beugung**
- **stationäre Interferenzmuster** gibt es nur falls Teilwellen **kohärent** sind

Zeitliche und räumliche Kohärenz

- Zwei Teilwellen \vec{E}_j, \vec{E}_k heißen **zeitlich kohärent**, wenn sich ihre Phasendifferenz $\Delta\phi = \phi_j - \phi_k$ am Ort \vec{r} während einer Beobachtungszeit Δt um weniger als 2π ändert
- maximale Zeitspanne Δt_c für die $\Delta\phi < 2\pi$ heißt **Kohärenzzeit**
- Ursachen für $\Delta\phi$: Differenzen und Fluktuationen in ω, ϕ, \vec{k}

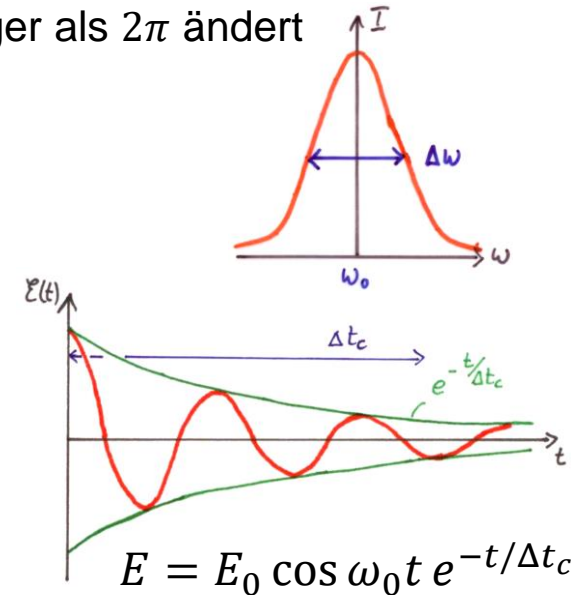
Bsp: Lorentz Linie

- Überlagerung vieler Partialwellen
- Phasenverschiebung zwischen Welle bei $\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}$ und $\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}$

$$\Delta\phi(t) = \left[\left(\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2} \right) - \left(\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2} \right) \right] t = \Delta\omega t \sim t$$

- Kohärenzzeit:

$$\Delta\phi(\Delta t_c) = 2\pi = \Delta\omega \cdot \Delta t_c \rightarrow \Delta t_c = \frac{2\pi}{\Delta\omega}$$



Fourier Transformierte der Lorentz Linie

Zeitliche und räumliche Kohärenz

- In ausgedehnter Fläche: räumlich variierende Phasendifferenz
- ändert sich die räumliche Differenz der Phase $\phi_i(\vec{r}_1) - \phi_i(\vec{r}_2)$ einer beliebigen Teilwelle \vec{E}_i während der Beobachtungszeit um weniger als 2π , dann heißt die Welle räumlich kohärent

- **Kohärenzlänge:** Strecke, die das Licht in der Kohärenzzeit zurücklegt

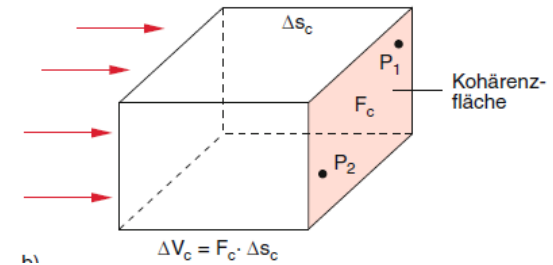
$$l_c = c\Delta t_c$$

- **Kohärenzfläche:** Fläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung für die gilt

$$\Delta\phi(\vec{r}) < 2\pi$$

- **Kohärenzvolumen** = Kohärenzfläche x Kohärenzlänge

- Nur innerhalb des Kohärenzvolumens können Interferenzmuster beobachtet werden



Zeitliche und räumliche Kohärenz

Beispiele

- Spektrallinie im Sichtbaren

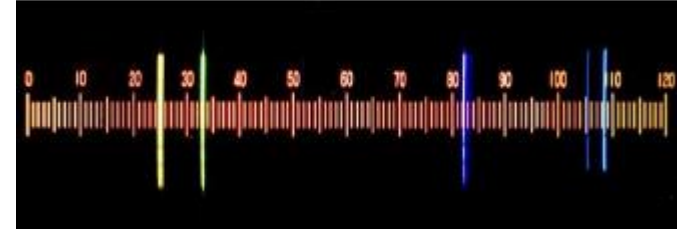
$$\Delta\nu = 2 \text{ GHz}$$

$$\Delta t_c = \frac{1}{\Delta\nu} = 500 \text{ ps}$$

$$l_c = c \Delta t_c = 15 \text{ cm}$$

Vergleiche mit Glühlampe $l_c \sim \text{wenige } \mu\text{m}$

Laser: $l_c \sim \text{km}$



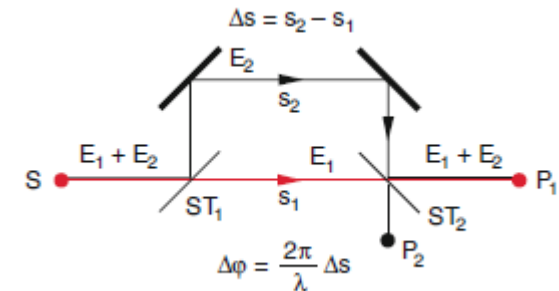
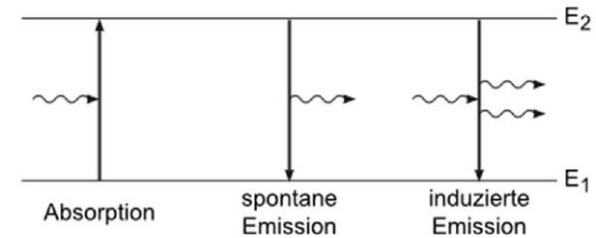
- Ebene Welle: räumlich kohärent über gesamte Phasenebene; zeitlich kohärent gemäß

$$\Delta t_c = \frac{1}{\Delta\nu}, \text{ also } l_c = \infty \text{ für monochromatische Welle}$$

- Sphärische Welle: räumlich kohärent im gesamten Raum

Erzeugung kohärenter Lichtwellen

- Natürliches Licht: üblicherweise inkohärent
Lichtemission von unabhängigen Lichtquellen die zufällig emittieren
- Phasengekoppelte Emission: Laser
- Aufspaltung einer Lichtquelle in zwei oder mehr Teilwellen. Diese durchlaufen unterschiedliche Wegstrecken und werden dann wieder überlagert



Zweistrahlinterferenz

Young'scher Doppelspaltversuch

- Licht einer Punktquelle trifft auf zwei Spalte
- Optische Weglängen:

$$L_1 = \overline{OS_1P(x)}, \quad L_2 = \overline{OS_2P(x)}$$

- Weglängenunterschied

$$\Delta s = L_1 - L_2$$

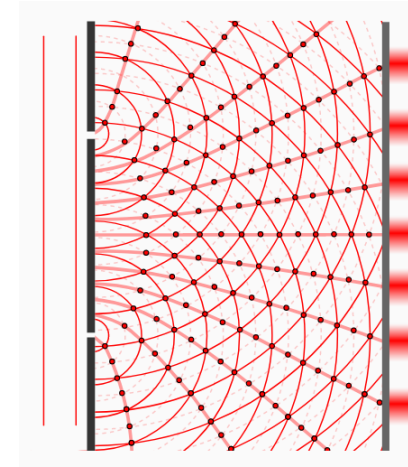
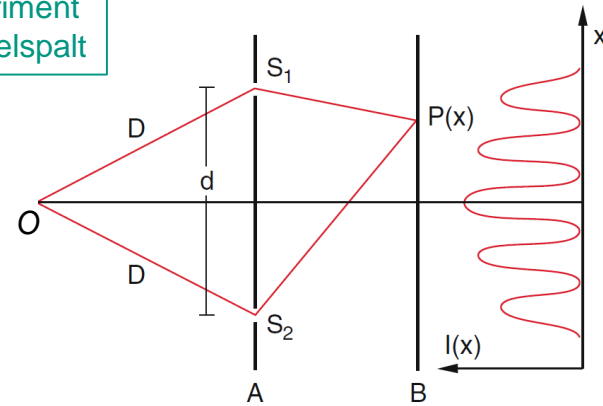
- Falls $\Delta s = m \cdot \lambda$ sind beide Teilwellen in Phase
→ konstruktive Interferenz

$$\text{maximale Intensität} \quad I_m = c\epsilon_0(E_1 + E_2)^2$$

- Falls $\Delta s = (2m + 1)\lambda/2$ sind beide Teilwellen außer Phase
→ destruktive Interferenz

$$\text{minimale Intensität} \quad I_m = c\epsilon_0(E_1 - E_2)^2$$

Experiment
Doppelspalt



Linien mit konstantem Δs sind Hyperbeln

Korrelationsfunktionen

- Mathematischer Zugang zu Kohärenz: Korrelationsfunktionen

Überlagerung zweier Teilwellen E_1, E_2

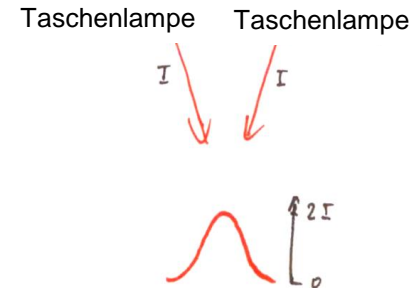
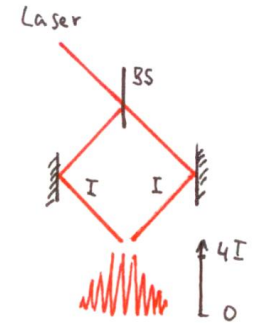
- Kohärent:

$$\begin{aligned}
 I_{koh}(r, t) &= \frac{1}{2} \epsilon_0 c |E_1(r, t) + E_2(r, t)|^2 \\
 &= I_1(r, t) + I_2(r, t) + c \epsilon_0 \text{Re}\{E_1(r, t)E_2^*(r, t)\}
 \end{aligned}$$

- Inkohärent:

$$I_{in}(r, t) = \frac{1}{2} \epsilon_0 c |E_1(r, t)|^2 + |E_2(r, t)|^2 = I_1(r, t) + I_2(r, t)$$

- Superpositionsterm beschreibt Unterschied



Korrelationsfunktionen

- Statistische Betrachtung: Zeitliche Fluktuationen, betrachte Mittelwerte über Beobachtungszeit T_0
- Um Interferenz zu sehen muss Phasenbeziehung über T_0 konstant sein

Korrelationsfunktion erster Ordnung $\Gamma_{12} = (\vec{r}_1, \vec{r}_2, t_1, t_2) = \frac{1}{2} c \epsilon_0 \langle E_1(\vec{r}_1, t_1) E_2^*(\vec{r}_2, t_2) \rangle$

- Betrachte als Spezialfall nur einen Ort \vec{r} , Zeitabstand $\tau = t_1 - t_2$

$$\begin{aligned} \Gamma_{12} = (\vec{r}, t, \tau) &= \frac{1}{2} c \epsilon_0 \langle E_1(\vec{r}, t + \tau) E_2^*(\vec{r}, t) \rangle \\ &= \lim_{T_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_1(\vec{r}, t' + \tau) E_2^*(\vec{r}, t') dt' \end{aligned}$$

- Nach Mittelung bleibt nur die Abhängigkeit von τ

Korrelationsfunktionen

- Quantitatives Maß für Interferenzkontrast: Normierte Korrelationsfunktion

$$g_{12}(\vec{r}, \tau) = \frac{\frac{1}{2}c\epsilon_0 \langle E_1(\vec{r}, t+\tau) E_2^*(\vec{r}, t) \rangle}{\sqrt{I_1(\vec{r}) I_2(\vec{r})}} \quad 0 \leq |g_{12}(\vec{r}, \tau)| \leq 1$$

- Spezialfall: Autokorrelationsfunktion $g_{11}(\vec{r}, \tau)$

$$g_{11}(\vec{r}, \tau) = \frac{\langle E_1(\vec{r}, t+\tau) E_1^*(\vec{r}, t) \rangle}{\langle |E(\vec{r}, t+\tau)|^2 \rangle}$$

„Selbstähnlichkeit“

Korrelationsfunktionen

- Betrachte quasi-monochromatische Welle mit Mittenfrequenz ω_0

$$E(t) = E_0 e^{-i\omega_0 t} e^{i\phi(t)}$$

$$\rightarrow g_{11}(\vec{r}, \tau) = e^{-i\omega_0 \tau} \langle e^{i\phi(t+\tau)} e^{-i\phi(t)} \rangle$$

- Realteil $\text{Re}\{g_{11}(\vec{r}, \tau)\}$ ist oszillatorische Funktion von τ mit Periode $2\pi/\omega_0$
 → ergibt Interferenzmuster

- $|g_{11}(\tau = 0)| = 1$ in allen Fällen

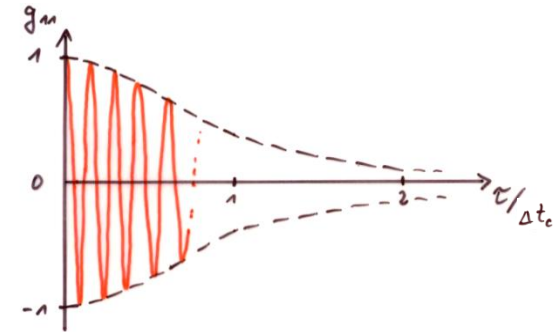
- g_{11} geht gegen 0 für Zeiten $\tau \gg \Delta t_c$ (Kohärenzzeit)

- Z.B. Lorentz Spektrum: $g_{11}(\tau) = e^{-i\omega_0 \tau} e^{-|\tau|/\Delta t_c}$

- Zeitlich gemittelte Intensität:

$$I(\vec{r}) = I_1(\vec{r}) + I_2(\vec{r}) + 2\sqrt{I_1(\vec{r})I_2(\vec{r})} \text{Re}\{g_{12}(\vec{r}, \tau)\}$$

$$0 \leq I(r) \leq 4I \text{ für } I_1 = I_2 = I$$



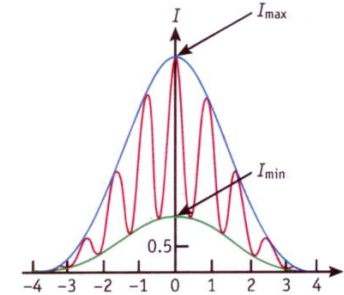
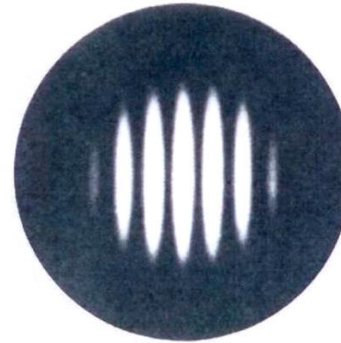
Korrelationsfunktionen

- Sichtbarkeit oder „Visibility“ V von Interferenz

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad 0 \leq V \leq 1$$

- Sichtbarkeit für Partialwellen einer Quelle mit $I_1 = I_2$

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |g_{12}| = |g_{11}|$$



→ Sichtbarkeit des Interferenzmusters ergibt direkt Kohärenzgrad

Kohärenz einer ausgedehnten Quelle

- Überlagerung aller Partialwellen von Flächenelementen dF_i
- S_1 und S_2 sind Ausgangspunkt neuer Punktquellen
- unabhängige Emission von $dF_i \rightarrow$ Phasen in S_1, S_2 fluktuieren

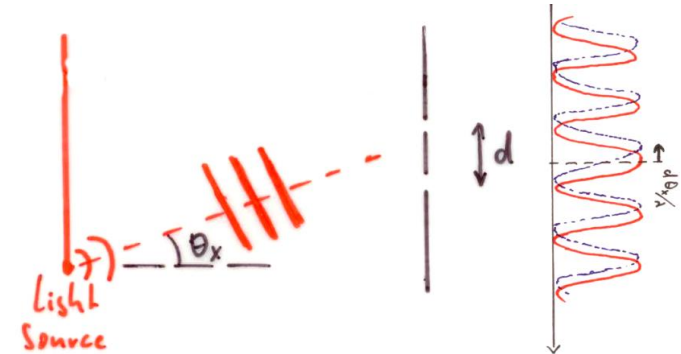
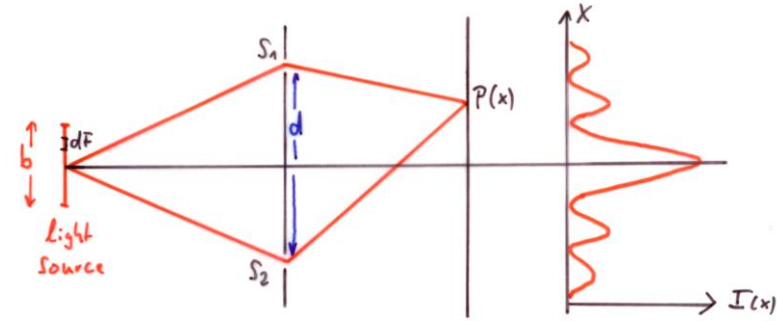
- Doppelspalt mit verkippter Welle

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - (kz + k\theta_x x))}$$

- Ergibt Phasenverschiebung in Spaltebene

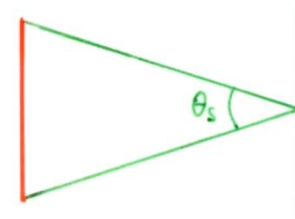
$$\phi = -k\theta_x d = -2\pi\theta_x d/\lambda$$

\rightarrow verschiebt Interferenzmuster um Bruchteil $d\theta_x/\lambda$



Kohärenz einer ausgedehnten Quelle

- Quelle beleuchtet Spalt unter Öffnungswinkel θ_s
- Phase im Winkelbereich $\pm 2\pi \left(\frac{\theta_s}{2}\right) \frac{d}{\lambda} = \pm \pi \theta_s d / \lambda$
- Interferenz wäscht aus falls Phase ϕ im Bereich $\pm \pi$
 $\rightarrow \theta_s = \lambda / d$
- Für Interferenzsichtbarkeit muss Spaltabstand
 $d \leq \lambda / \theta_s$
- Kohärenzfläche einer ausgedehnten Quelle



$$F_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\Omega}$$

$\Delta\Omega$ Raumwinkel unter dem die
Quelle erscheint

Kohärenz ausgedehnter Lichtquellen

Beispiele

■ Glühwendel

Größe $b = 1\text{cm}$, $\lambda = 500\text{ nm}$, Abstand $0,5\text{ m}$

$$d = 25\mu\text{m}$$

■ Stern Proxima Centauri

Größe $b = 10^{10}\text{m}$, $\lambda = 500\text{ nm}$, Abstand $4\text{ LJ} = 4 \cdot 10^{16}\text{m}$

$$d = 2\text{ m}$$

→ Lichtquelle darf umso ausgedehnter sein je weiter sie entfernt ist

Sterninterferometrie

z.B. Proxima Centauri, $\lambda = 10\mu\text{m}$ $d = 40\text{m}$

Very Large Telescope VLT, Cerro Paranal, Chile

4 x 8m Hauptspiegel



Zweistrahlinterferenz – Michelson Interferometer

Einfallende Welle wird am Strahlteiler (ST) in zwei aufgespalten

- Einfallende Welle

$$\vec{E}_e = \vec{A}_e \cos(\omega t - kz)$$

- Reflexions- und Transmissionsvermögen des Strahlteilers R, T

- Erste Teilwelle in Ebene B

$$|\vec{E}_1| = \sqrt{RT} A_1 \cos(\omega t + \phi_1)$$

- Zweite Teilwelle in Ebene B

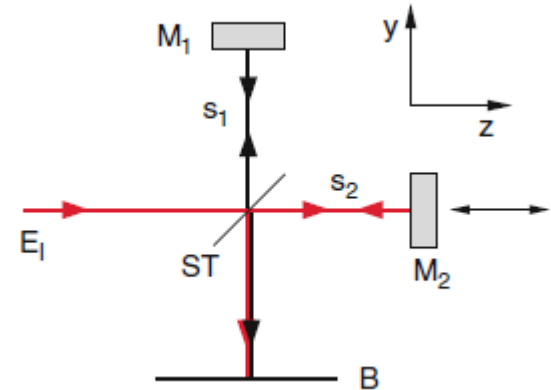
$$|\vec{E}_2| = \sqrt{RT} A_1 \cos(\omega t + \phi_2)$$

- Beide Teilwellen haben gleiche Intensität

- Intensität am Detektor

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c (E_1 + E_2)^2 = 2RTI_e (1 + \cos \Delta\phi)$$

$$\text{mit } \Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta s$$



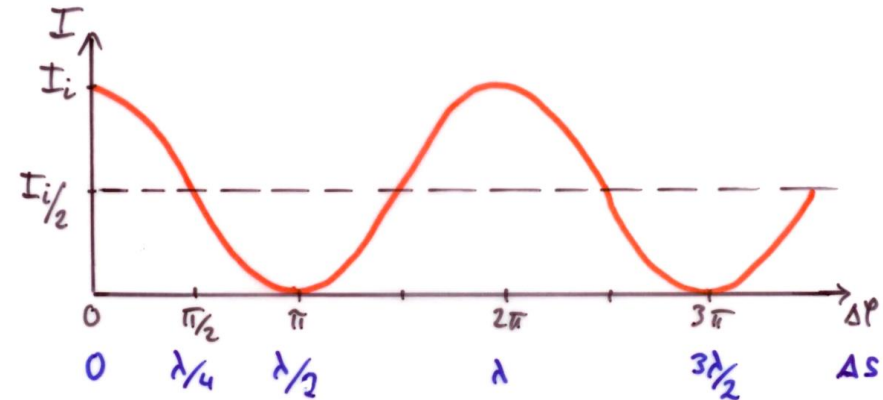
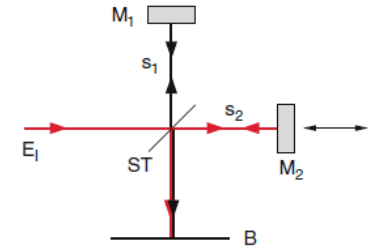
Michelson Interferometer

- Für $R = T = 1/2$

$$I = \frac{1}{2} I_e (1 + \cos \Delta\phi)$$

$$= \frac{1}{2} I_e \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta s \right) \right)$$

- Intensität oszilliert zwischen I_e und 0
- Für $I(\Delta s) = 0$ wird alles Licht in Quelle zurückreflektiert



Michelson Interferometer: Anwendungen

Sehr genaue **Messung der Wellenlänge von Licht**

- Maximale Intensität am Detektor für Wellenlängen

$$\lambda_m = \frac{\Delta s}{m}, \quad m = 0, 1, 2 \dots$$

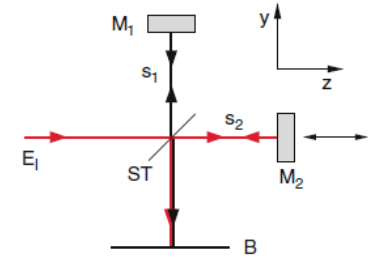
- Bestimmung der Wellenlänge: Verschiebe Spiegel M2, Zählen der Interferenzmaxima
- Relative Genauigkeit von 10^{-8}

Gravitationswellen Detektion

- 2km Armlänge, Resonatoren für Mehrfachumläufe

Nobelpreis 2017

Weiss, Barish, Thorne

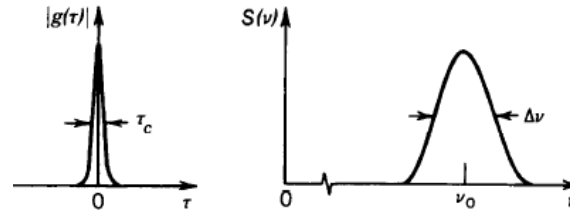
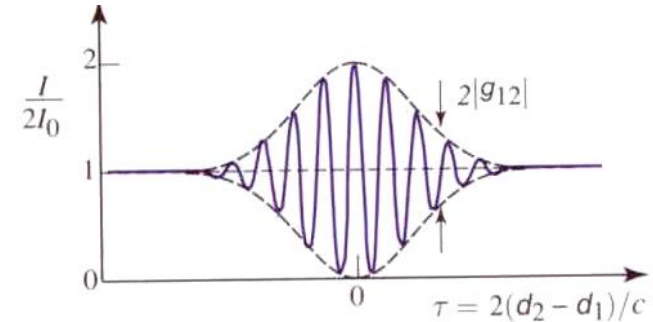
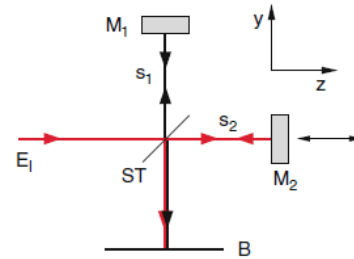


Michelson Interferometer: Anwendungen

Fourierspektroskopie

- Spektrale Leistungsdichte ist Fourier Transformation der Autokorrelationsfunktion Γ_{11}

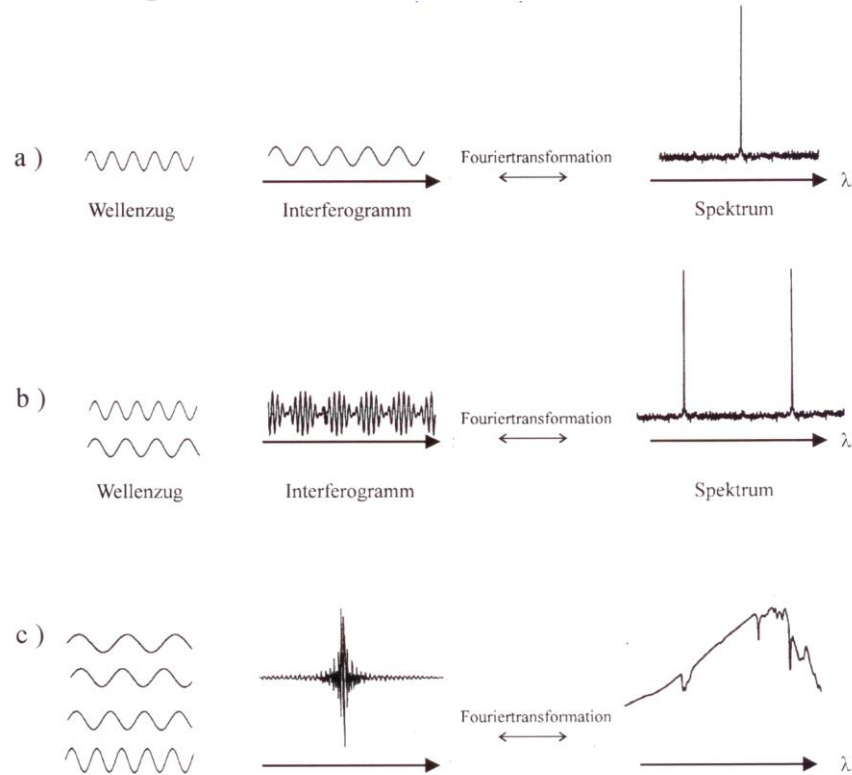
Wiener-Khinchin Theorem



$$I = \int_0^{\infty} S(\omega) d\omega$$

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_{11}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau$$

Fourier Spektroskopie



Mach-Zehnder Interferometer

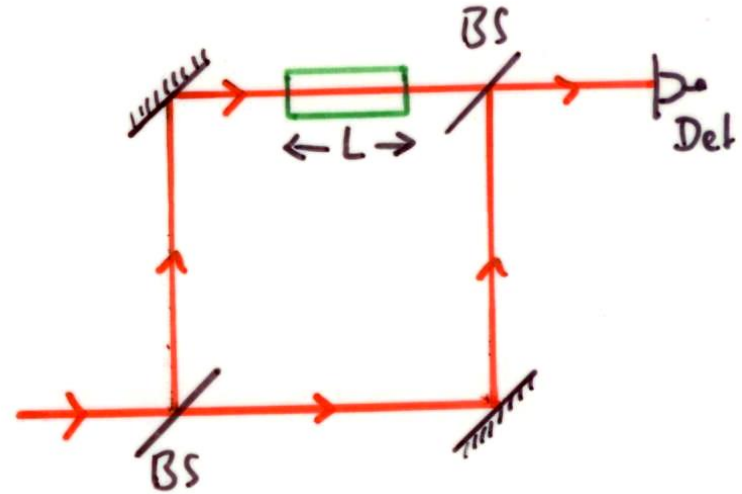
- Ein Teilstrahl durchläuft Medium (z.B. Gas) mit Brechzahl n und Länge L .

Phasenunterschied

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L$$

Anwendung

- Gasdruck bestimmt n . Interferometer ermöglicht Überwachung von Gasstrom



Sagnac Interferometer

Detektion von Rotation

- In Ruhe: Beide Wellen (in und gegen Uhrzeigersinn) haben gleiche optische Weglänge, konstruktive Interferenz am Detektor

- Während Rotation $I = I_1 + I_2 \cos \Delta\phi = \frac{1}{2}I_i(1 + \cos \Delta\phi)$

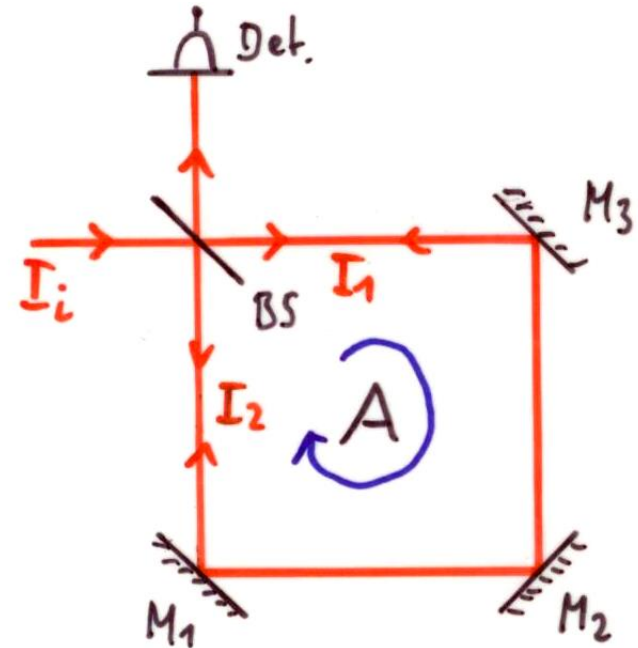
$$\Delta\phi = \frac{8\pi A}{c \lambda} \Omega \cos \Theta \quad \Omega \text{ Rotationsfrequenz, } A \text{ Fläche}$$

Θ Winkel zwischen Rotationsachse und Flächennormale

- Michelson and Gale (1925): Messung der Erdrotation

$$A = 20105 \text{ m}^2 \rightarrow \Delta\phi = 0.23\pi$$

- Anwendung: Laser Gyroskop, z.B. zur Navigation von Flugzeugen (3 senkrecht angeordnete Sagnac Interferometer)



Zweistrahlinterferenz – Planparallele Platte

- Betrachte niedrige Reflektivität → nur zwei Teilstrahlen relevant
- Reflektierte Wellen: Optischer Pfadunterschied Δs

$$\Delta s = n(\overline{AB} + \overline{BC}) - \overline{AD}$$

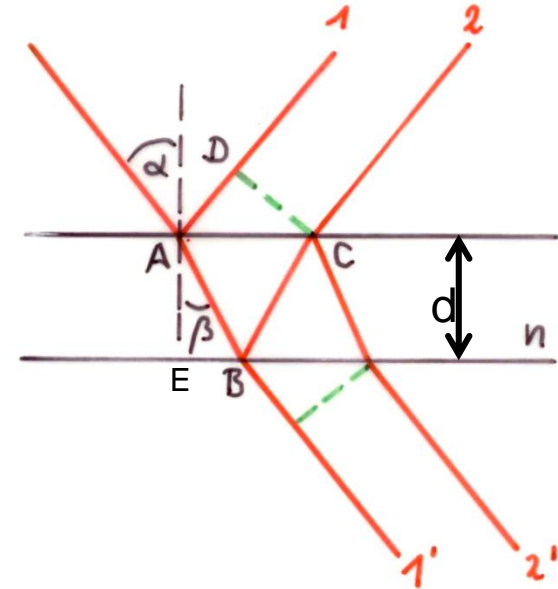
$$\overline{AB} = \overline{BC} = d / \cos \beta$$

$$\overline{AD} = \overline{AC} \sin \alpha, \overline{AC} = 2 \times \overline{EB} = 2d \tan \beta$$

$$\rightarrow \Delta s = \frac{2nd}{\cos \beta} - 2d \tan \beta \sin \alpha$$

mit $\sin \alpha = n \sin \beta$ und $\sin^2 \beta + \cos^2 \beta = 1$

$$\Delta s = \frac{2nd}{\cos \beta} - \frac{2nd \sin^2 \beta}{\cos \beta} = 2nd \cos \beta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$$



Zweistrahlinterferenz – Planparallele Platte

- Phasendifferenz: Beachte Phasensprung von π bei Reflexion am dichteren Medium

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta s - \pi$$

- Konstruktive Interferenz: $\Delta\phi = m \cdot 2\pi$
- Destruktive Interferenz: $\Delta\phi = (2m + 1) \cdot \pi$
- Maximale Intensität in Reflexion:

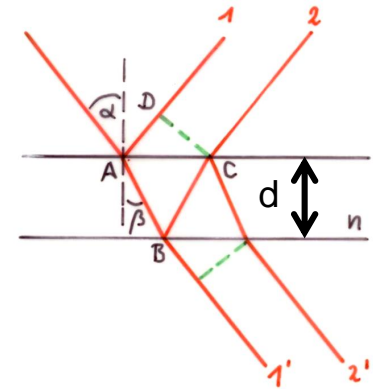
$$\Delta s = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda$$

- Transmission: kein Phasensprung an Grenzflächen

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta s$$

- Maximale Intensität in Transmission:

$$\Delta s = m \cdot \lambda$$



Transmission und Reflexion
sind komplementär!

Vielstrahlinterferenz

- Überlagerung vieler Teilwellen, z.B. bei Vielfachreflexion an planparalleler Platte mit hochreflektierender Beschichtung

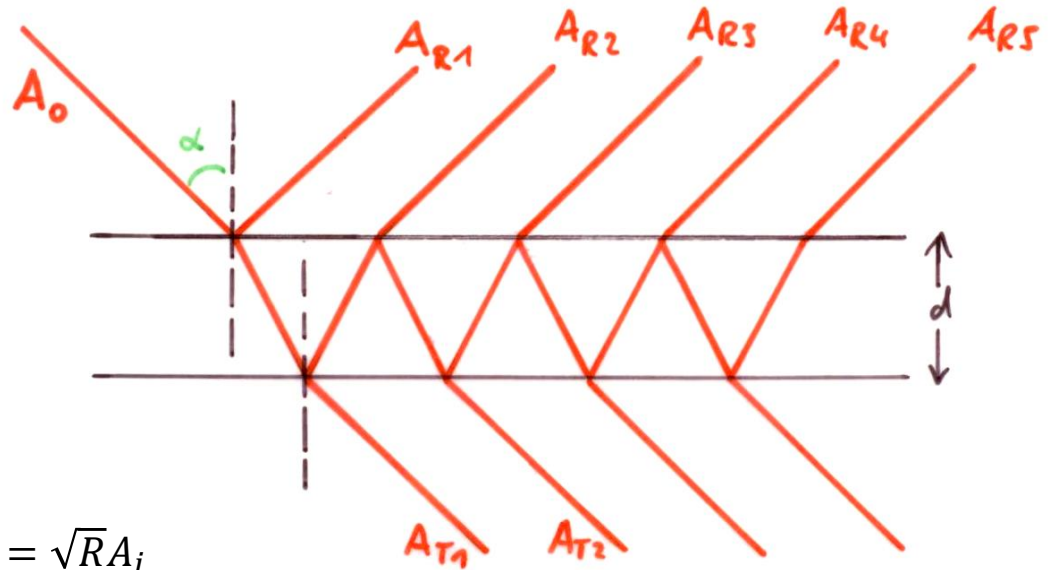
- einfallende Welle

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}$$

- an jeder Grenzfläche wird eine Teilwelle A_i aufgespalten in reflektierten und transmittierten Anteil

$$A_{Ri} = \sqrt{R} A_i$$

$$A_{Ti} = \sqrt{1 - R} A_i$$



Vielstrahlinterferenz

- Gesamtamplitude der reflektierten Welle

$$A_R = A_{R_1} + \sum_{m=2}^k A_{R_m} e^{i(m-1)\Delta\phi} \quad \text{mit } \Delta\phi = 2\pi\Delta s/\lambda$$

$$A_R = A_0\sqrt{R}\left[1 - (1 - R)e^{i\Delta\phi} \sum_{m=0}^{k-2} R^m e^{im\Delta\phi}\right]$$

- Summe ist geometrische Reihe und liefert für $k \rightarrow \infty$

$$A_R = A_0\sqrt{R} \frac{(1 - e^{i\Delta\phi})}{1 - Re^{i\Delta\phi}}$$

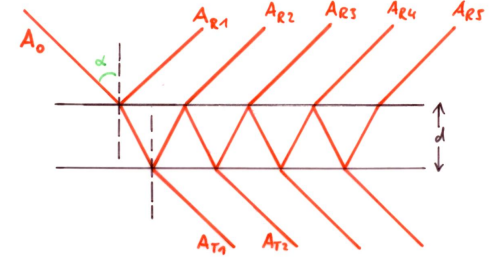
- Intensität

$$I_R = \frac{1}{2} c \epsilon_0 A_R A_R^* = I_0 \frac{4R \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)}{(1-R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)}$$

- Analog für transmittierte Intensität

$$I_T = I_0 \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)}$$

$$I_R + I_T = I_0$$



Vielstrahlinterferenz

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

$$I_R = I_0 \frac{F \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)}{1 + F \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)}$$

$$I_T = I_0 \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)}$$

Airy Funktionen

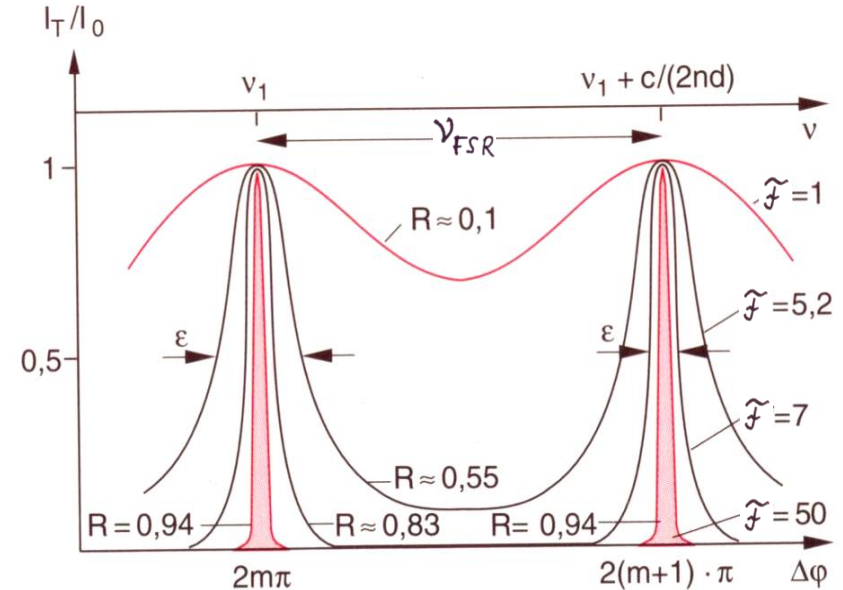
- Maximum von I_T für $\Delta\phi = 2m\pi$, also

$$\lambda = \frac{\Delta s}{m} = \frac{2d}{m} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$$

- Linienbreite bei halbem Maximum (FWHM)

$$\epsilon = \Delta\phi_1 - \Delta\phi_2$$

$$\epsilon \approx \frac{4}{\sqrt{F}} = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}} \quad \text{wird mit größerem R kleiner}$$



Vielstrahlinterferenz

Planparallele Platte wirkt als Spektralfilter

- Bei senkrechtem Lichteinfall werden nur Wellenlängen

$$\lambda_m = 2nd/m$$

effizient transmittiert

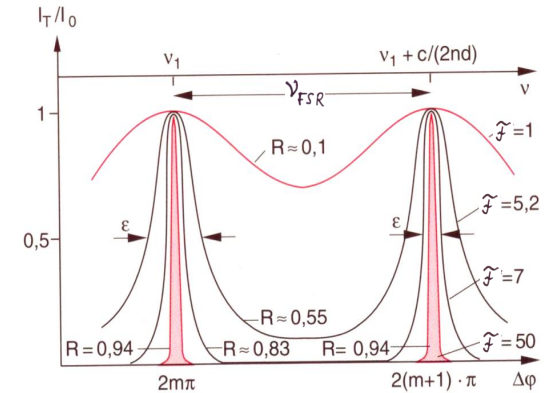
- Relative Halbwertsbreite des Filters

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{1-R}{m\pi\sqrt{R}} \quad \text{aus } \epsilon = \Delta(\Delta\phi) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta(\Delta s) = \frac{2\pi}{\lambda} m\Delta\lambda$$

- Resonanzabstand $\Delta\lambda, \Delta\nu$

$$\Delta\lambda = \lambda_m - \lambda_{m+1} = \frac{2nd}{m} - \frac{2nd}{m+1} = \frac{2nd}{m(m+1)} = \frac{\lambda_m}{m+1}$$

$$\Delta\nu = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2nd}$$



freier Spektralbereich

Vielstrahlinterferenz

Linienbreite

- mit der relativen Linienbreite $\frac{\delta\nu}{\nu_m} = \frac{1-R}{m\pi\sqrt{R}}$

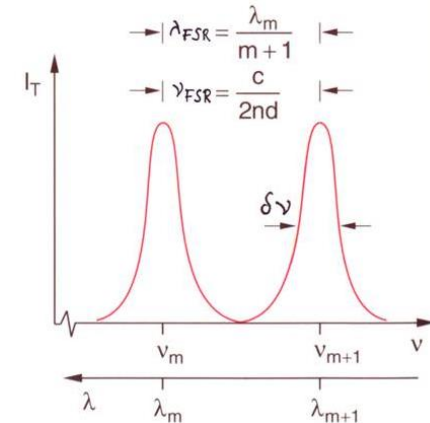
und $\nu_m = \frac{mc}{2nd}$

$$\rightarrow \delta\nu = \frac{c}{2nd} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}} = \frac{2}{\pi} \frac{\nu_{FSR}}{\sqrt{F}}$$

Definiere die Größe **Finesse**

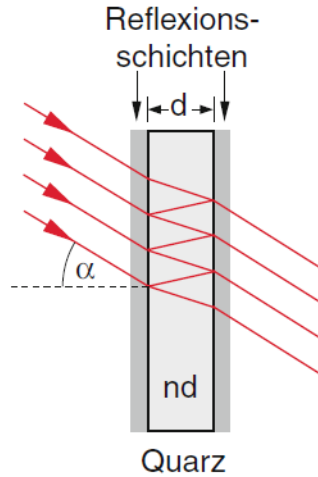
$$F^* = \frac{\nu_{FSR}}{\delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$$

- Gibt die effektive Anzahl p an Lichtumläufen oder an interferierenden Strahlbündeln an, $F^* \approx p$

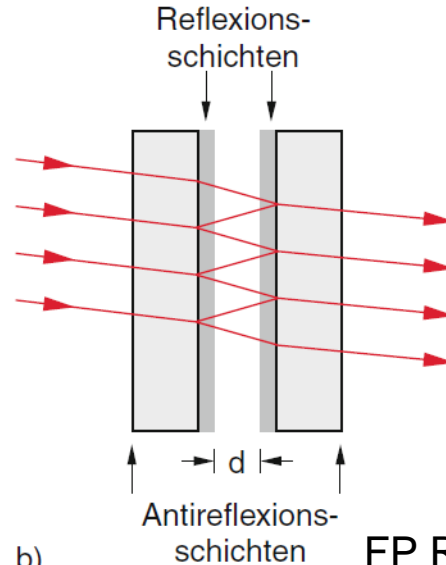


Fabry-Pérot Interferometer

- Das Fabry-Pérot Interferometer (FPI) ist ein wichtiges Instrument der hochauflösenden Spektroskopie und modernen Optik (Charles Fabry, Alfred Pérot, 1897)

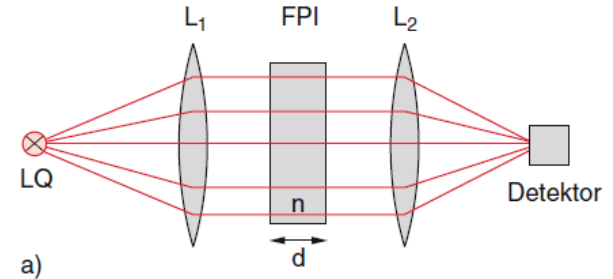


FP Etalon



b) FP Resonator

Aufbau: Punktquelle im Brennpunkt einer Linse erzeugt paralleles Strahlenbündel



a)

Fabry-Pérot Interferometer

Experiment: Feinstrukturaufspaltung der Natrium D Linien:
589,0nm und 589,6nm

- Ausgedehnte Lichtquelle → verschiedene Punkte in der Quelle durchlaufen FPI unter verschiedenen Winkeln α
- Transmission für Winkel α_m für die gilt

$$\Delta s = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_m} = 2d \cos \alpha_m = m \lambda$$

- führt zu Ringdurchmesser $D_m^2 \sim 4\lambda m/d$
- Schärfe der Ringe hängt von Finesse F^* ab

- Bemerkungen: Resonator Transmission kann nahe 100% sein
- Lichtleistung im Resonator ist größer als Eingangsleistung

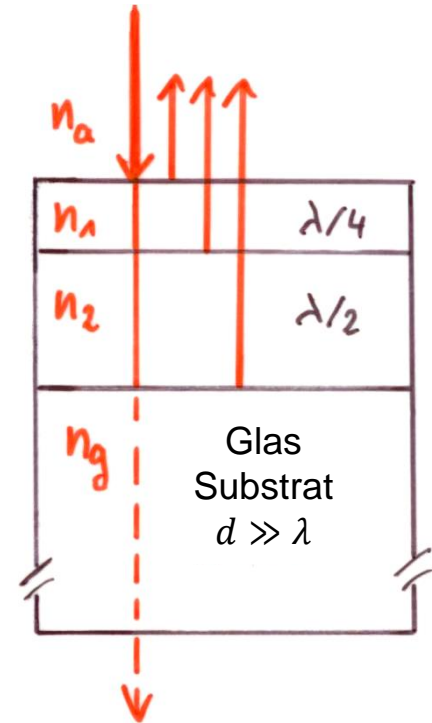


Dielektrische Spiegel und Schichtsysteme

- Metallspiegel: $R < 0.95$ im sichtbaren Spektralbereich
- Besser: phasenrichtige Überlagerung vieler Teilwellen nach Reflexion an einem Stapel dünner Schichten
- **Beispiel:** Dünnsfilm Reflektor mit zwei Schichten

$$n_{Luft} < n_1 > n_2 > n_g$$

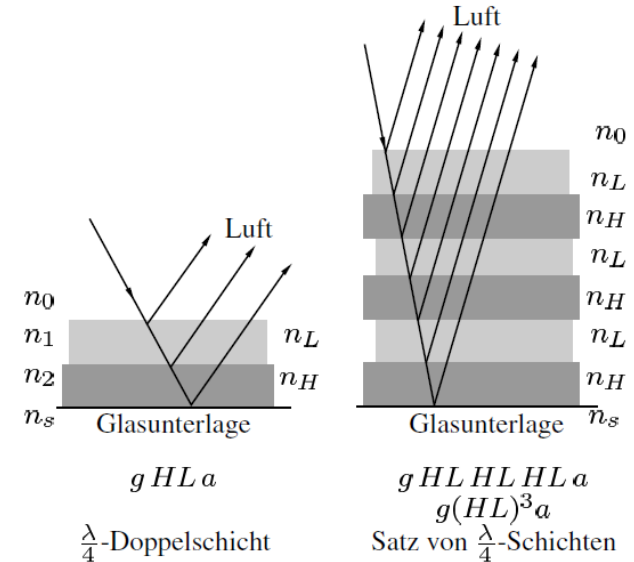
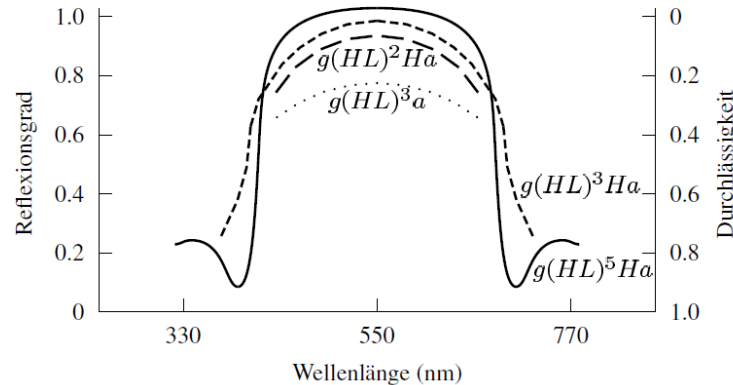
- Phasensprung nur bei erster Grenzfläche
- Konstruktive Interferenz für Schichtdicken $\frac{\lambda}{4}$ und $\frac{\lambda}{2}$



Dielektrische Spiegel und Schichtsysteme

- Besser: Periodische $\lambda/4$ Schichtsysteme
- $g(HL)^mHa$
- Beispiel: Antireflexschicht: $g(HL)a$
- Stopband: Spektraler Bereich hoher Reflektivität

G Glas
 H hochbrechend
 L niedrigbrechend
 a Luft



Aus Hecht, Optik