

Erzeugung kohärenter Lichtwellen für die Beobachtung in Experiment

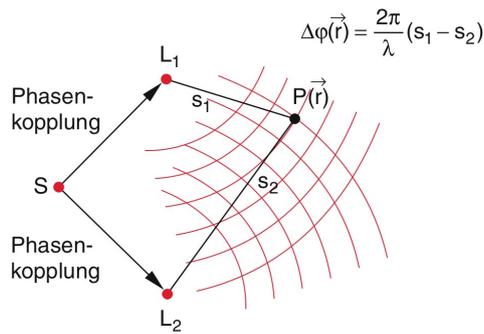


Abbildung 10.3 Phasensatte Kopplung zweier Quellen L_1 und L_2 an einen Sender S zur Erzeugung kohärenter Teilwellen, die sich im Interferenzgebiet mit zeitlich konstanten, aber ortsabhängigen Phasendifferenzen $\Delta\varphi(\vec{r})$ überlagern

Gesetzlosdyskonne oder
 flüchtige Zusp
 unkorrelierte Emission
 von ihm entstehen
 Händer (unregelmäßige Oszillationen)

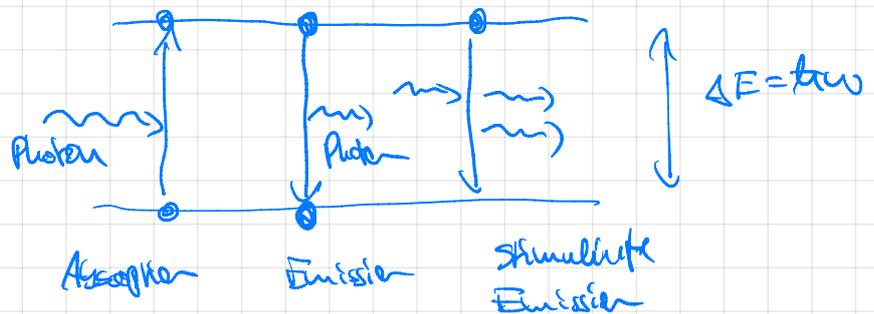
Quantität

Der Laser Light amplification by stimulated emission of radiation

Kurzzeit Anfang in der Quantenmechanik

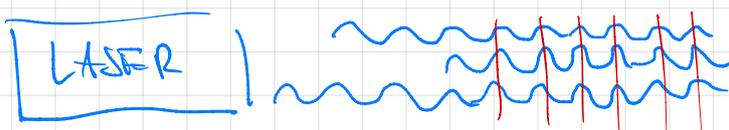
angeregter Zustand

Grundzustand

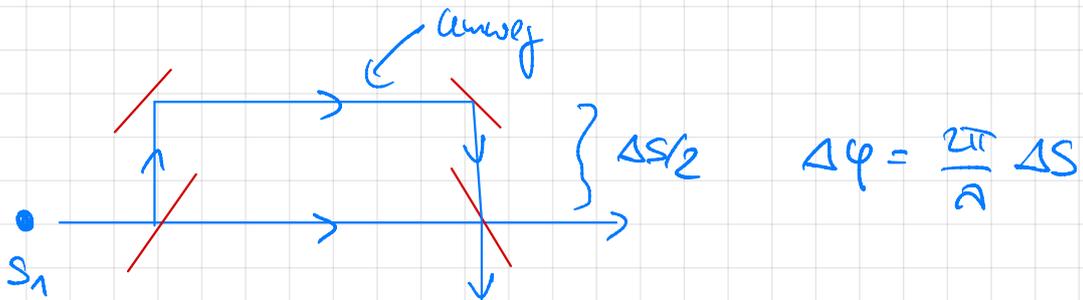


Die stimulierten Emission ist kohärent, d.h. beide Photonen haben die selbe Phase.

Das ist eine Folge der Quantisierung in Photonen



⇒ extreme Kohärenz -
 tut und Länge



6.2 Interferenz zweier Strahlen

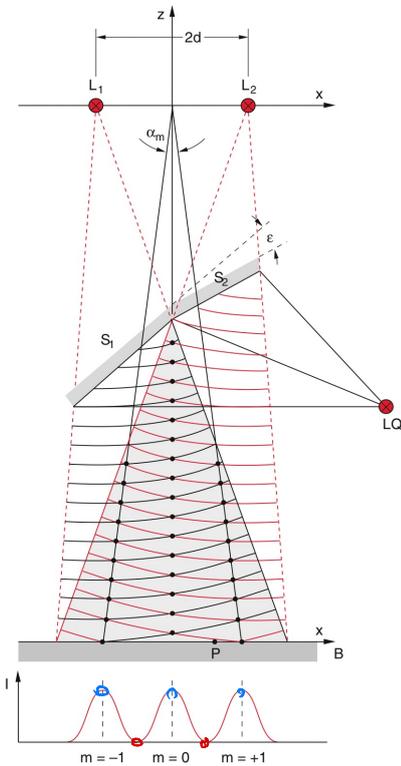


Abbildung 10.5 Fresnel'scher Spiegelversuch

Deutlich

Fresnel'scher Spiegelversuch
 beide gekrümmten Spiegel
 äquivalent mit zwei Lichtquellen
 (Virtuell) mit Abstand $2d$,
 die das in Wirklichkeit
 beide virtuellen Bilder der selben
 Lichtquelle LQ sind, d.h.
 "synchronisiert" sind.

Weglänge $LQ - S_1 - P$ bzw.
 $LQ - S_2 - P$ entsprechen den
 Wegen $L_1 P$ bzw. $L_2 P$.

$$\Delta s = \sqrt{(x+d)^2 + y^2 + z^2} - \sqrt{(x-d)^2 + y^2 + z^2}$$

Punkte mit konstantem Δs liegen auf Hyperbeln
 in der xy -Ebene

$$\Delta s = m \cdot \lambda \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (\Delta s < r_c)$$

$$I_{\max} = \frac{1}{2} c \epsilon_0 \left(\overset{\vee}{E_1} + \overset{\vee}{E_2} \right)^2 \quad E_1 = E_2$$

$$m = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$$

4 fach höhere Intensität!

$$I_{\text{neu}} = \frac{1}{2} c E_0 \left(\vec{E}_1 + \vec{E}_2 \right)$$

$$= 0$$

$$\text{für } |\vec{E}_1| = |\vec{E}_2|$$

In Mittel ist die Intensität auf dem
 Schirm $\vec{E}_1 + \vec{E}_2$ da beide Teilwellen,
 verschiebt sich um 0 um $4 I_1$.
 ($I_1 = I_2$)

$$l_c = c/\Delta\nu > \Delta s$$

→ Experiment

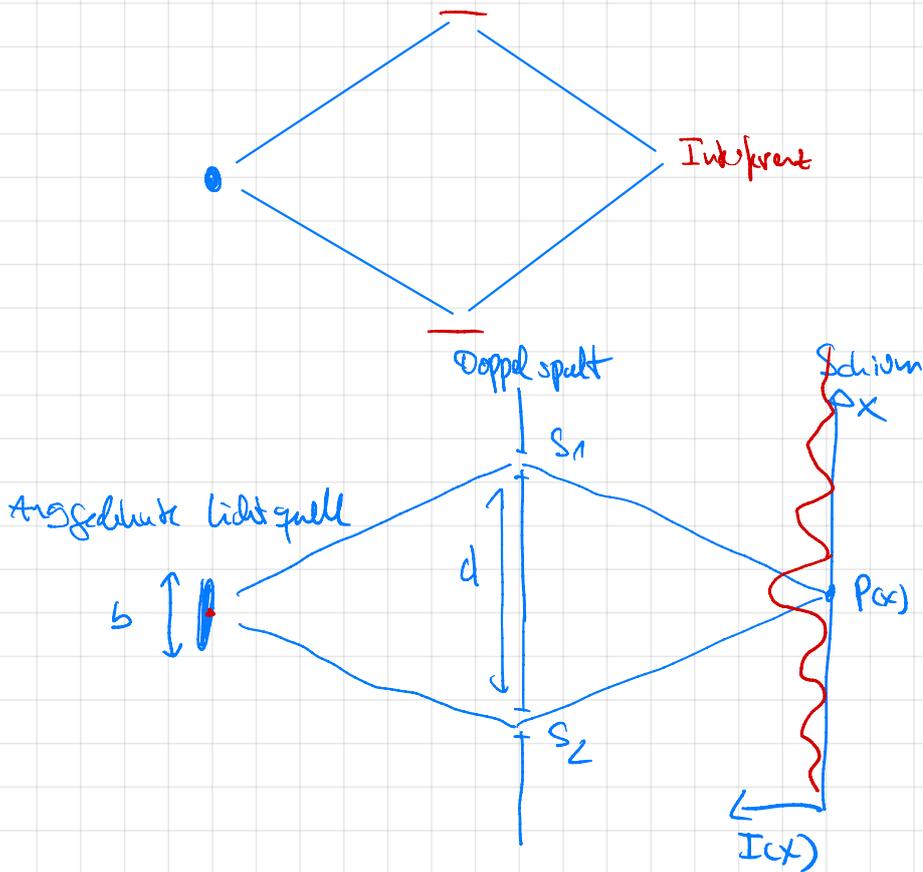
Experiment zuerst von Augustin Jean Fresnel 1821



1788 - 1827

Young'sche Doppelspaltexperiment

1803



Huygensches Prinzip in diese Fall Kupfeller am Austritt des Spalt vorhersagen.

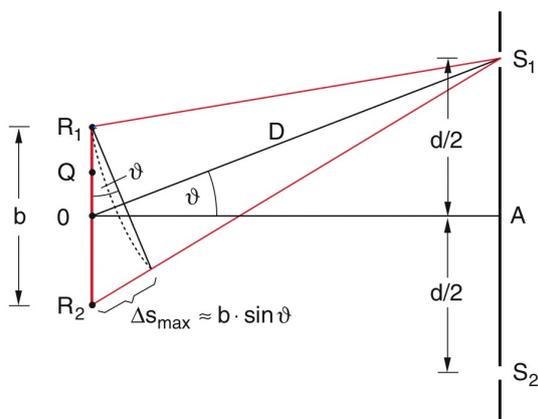


Abbildung 10.7 Zum Einfluss der Quellgröße auf die Kohärenz der Wellen am Ort der Spalte S_1 und S_2

$$\Delta s_{\max} = b \sin \vartheta$$

$$\approx \frac{b \cdot d}{2D} < \frac{\lambda}{2}$$

⇒ Interferenz auf dem Schirm sichtbar

$$\Rightarrow \frac{\lambda}{2} < \frac{D}{b}$$

$$\Rightarrow \frac{\lambda^2}{4} < \frac{D^2}{b^2} = \frac{1}{\Delta \Omega}$$

Überhödes

Für eine ausgedehnte Lichtquelle

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

Dann sehen wir Interferenz

- Glühbirne $b = 1 \text{ cm}$, $D = 0,5 \text{ m}$, $\lambda = 500 \text{ nm}$
 $\Rightarrow d \leq 25 \mu\text{m}$

- Licht des Sterns Proxima Centauri

$$b \approx 10^{10} \text{ m} \quad D = 4 \cdot b \cdot \lambda f = 4 \cdot 10^{16} \text{ m}$$

$$\lambda = 500 \text{ nm} \quad \Rightarrow d \leq 2 \text{ m}$$

\rightarrow Sterninterferometrie und Distanzbestimmung.

\rightarrow Experiment

Das Michelson Interferometer

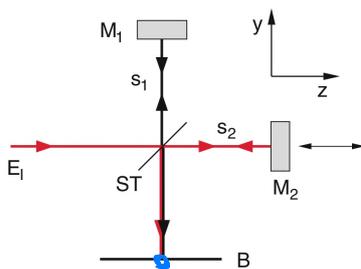


Abbildung 10.10 Schematische Darstellung des Michelson-Interferometers

$$\vec{\Pi}_i = \vec{A}_i \cos(\omega t - k z)$$

monochromatisches Licht

Erste Teilwelle $|\vec{E}_1| = \sqrt{RT} A_i \cos(\omega t + \varphi_1)$

Zweite Teilwelle $|\vec{E}_2| = \sqrt{TR} A_i \cos(\omega t + \varphi_2)$

Alles an Sensor B

Rechenweg

Auf der Detektorfläche B: $S = \epsilon_0 (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2$

$$= \epsilon_0 RT A_i^2 [\cos(\omega t + \varphi_1) + \cos(\omega t + \varphi_2)]^2$$

$$I = \langle S(t) \rangle = 2RTI_0 (1 + \cos \Delta\varphi) \quad \Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta S$$

$$\langle \cos^2(\omega t) \rangle = \frac{1}{2} \quad \langle \cos(\omega t) \rangle = 0$$

$$\cos \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} (\cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta))$$

$$R=T=0.5$$

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

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

$$\Delta s = 0 \Rightarrow I = I_e$$

Licht geht in volle
Intensität auf der Seite

$$\Delta s = \frac{\lambda}{2}, \dots \Rightarrow I = 0$$

Licht geht in volle
Intensität zurück in
die Lichtquelle

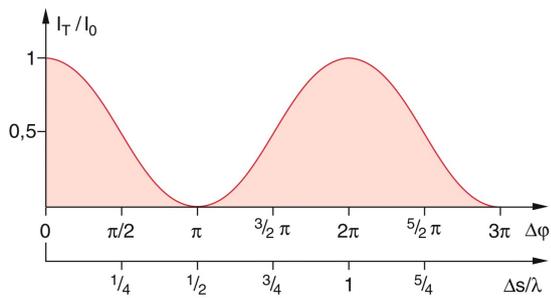


Abbildung 10.11 Transmission des Michelson-Interferometers als Funktion des Wegunterschiedes $\Delta s/\lambda$ in Einheiten der Wellenlänge λ bei monochromatischer einfallender ebener Welle

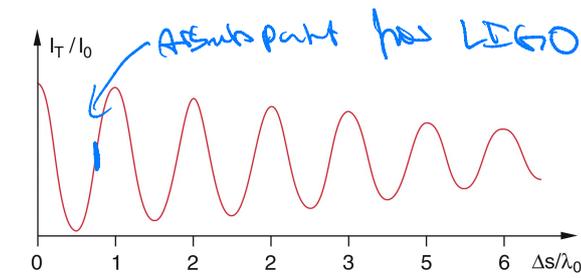
Das ist die extreme

Genauigkeit der Messung

$$\text{von } \lambda \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 10^{-8}$$

Denk dir

Das ganze klappt nur für $\Delta s < l_c$



a)

Denk dir

Gravitationswellen

Notelmas 2017

Weiss, Barish, Thorne

LIGO Experiment

2x 4km Arme im Vakuum

Licht macht jeweils 280

Weg hin und her

Genauigkeit der Änderung der

Länge $\frac{\Delta L}{L} = 10^{-21}$

das Licht entspricht dies

100kW LASER



Wiki

Auf gesamte Weg

1 fm

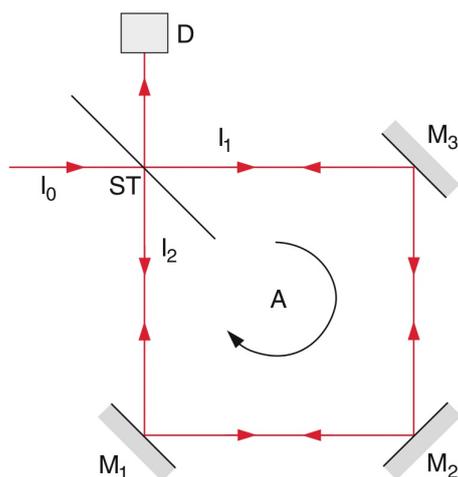


Abbildung 10.18 Sagnac-Interferometer

Demhinder

Sagnac Interferometer

Weglänge zweier Teilwellen

ist gleich

→ konstruktive Interferenz

in Detektor

Wird das Interferometer

gedreht, so verschiebt sich

die $\Delta S \neq 0 \propto \omega$

Zwei Strahl Interferenz an einer planparallelen Platte

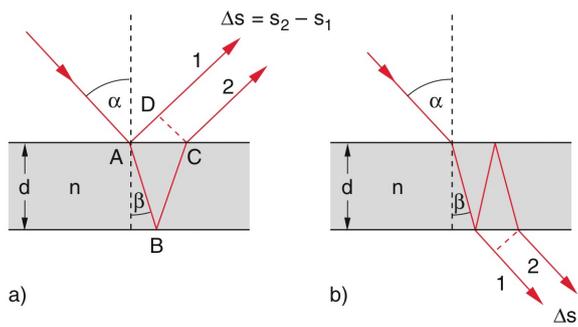


Abbildung 10.8 Zur Berechnung des Gangunterschiedes bei der Interferenz an einer planparallelen durchsichtigen Platte **a** im reflektierten Licht; **b** im transmittierten Licht

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta s - \pi \quad \uparrow \text{Reflexion}$$

Farbe dünne Schichte

Oberfläche