Notizen

Messen von Distanzen mit Licht

Wege in die Nanowelt

Othmar Marti
Rudolf Lehn

Othmar Marti
Institut für Experimentelle Physik
Universität Ulm

8. Juli 2010

«Auskünfte aus erster Hand gibt nur die Natur selbst. Sie ist also zu befragen, will man nicht zeitlebends am Krückstock von Autoritäten humpelnd lernen.»

Roger Bacon, Mönch zu Oxford, 13. Jh.

Inhaltsverzeichnis

1 Licht **7**

1.1 Geometrische Optik . . . 7

1.1.1 Brechung und Linsen . . . 7

1.1.2 Bildkonstruktion bei Linsen . . . 8

1.1.3 Ideen . . . 10

1.2 Wellen . . . 10

1.3 *Reflexion* . . . 11

1.4 Brechung . . . 13

1.4.1 Totalreflexion . . . 14

1.5 Phasendifferenz und Kohärenz . . . 16

1.5.1 Stehende Wellen . . . 17

1.5.2 Das Michelson-Interferometer . . . 17

2 Messaufgaben **19**

2.1 Distanzmessung mit der Gabellichtschranke . . . 19

2.2 Distanzmessung mit dem Reflexionssensor . . . 20

2.3 Distanzmessung mit dem Michelson-Interferometer . . . 21

2.4 Distanzmessung mit der Fokus-Methode . . . 21

2.5 Distanzmessung mit dem AFM-Kraftmessbalken und dem Lichtzeiger 22

Abbildungsverzeichnis **23**

Tabellenverzeichnis **24**

Stichwortverzeichnis **28**

1 Licht

Um Distanzen messen zu können müssen wir wissen, wie Licht sich verhält. Wenn nur die Richtung des Lichtes wichtig ist, dann sprechen wir von geometrischer Optik. Ist die Wellennatur des Lichtes wichtig, dann sprechen wir von Wellenoptik. Der Abschnitt über die geometrische Optik (1.1) (mit Ausnahme des Brechungsgesetzes) sowie die Messaufgaben Gabellichtschranke (2.1) und Lichtzeiger (2.5) sind für alle Klassenstufen ab 7 geeignet. Die Messaufgaben Reflexionslichtschranke (2.2) und Autofokussensor (2.4) sind nur unwesentlich schwieriger.
Die Abschnitte über das Brechungsgesetz und über die Wellenoptik (1.2) und das Michelsoninterferometer (2.3) können nur mit Kenntnis der trigonometrischen Funktionen sin und cos verstanden werden.

1.1 Geometrische Optik

- Licht bewegt sich in homogenen Medien geradlinig aus.
- Licht wird durch *Lichtstrahlen* dargestellt.
- Licht hat nur eine Farbe.
- Licht wird an Oberflächen reflektiert. Dabei gilt das Reflexionsgesetz.

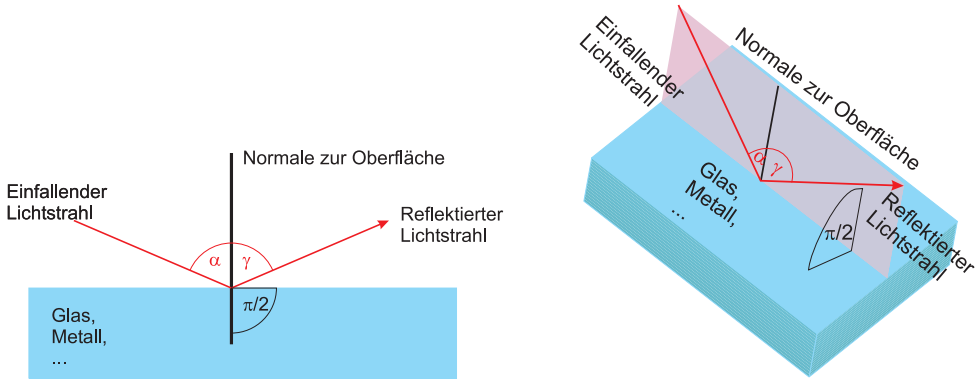

Abbildung 1.1: *Reflexionsgesetz*: links die Querschnittsansicht und rechts eine dreidimensionale Skizze.

Der einfallende Strahl und der reflektierte Strahl liegen in einer Ebene. Diese ist senkrecht zum Spiegel. Der Einfallswinkel ist gleich dem Ausfallswinkel.

$$\alpha = \gamma \tag{1.1}$$

1.1.1 Brechung und Linsen

Tritt ein Lichtstrahl von einem transparenten Medium mit der Lichtgeschwindigkeit c_1 in ein zweites transparentes Medium mit der Lichtgeschwindigkeit c_2 ein,

so wird er gebrochen.

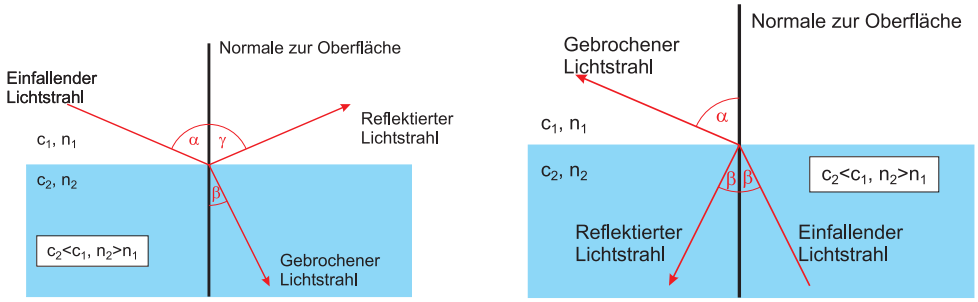

Abbildung 1.2: Strahlengang bei *Brechung*. Links ist der Strahlengang gezeigt, wenn Licht aus dem optisch dünneren Medium mit c_1 in das optisch dichtere Medium mit $c_2 < c_1$ eintritt. Die rechte Zeichnung zeigt den umgekehrten Verlauf der Strahlung, aus dem optisch dichteren Medium in das optisch dünnere Medium.

Das *Brechungsgesetz* oder das *Gesetz von Snellius* lautet

$$\frac{\sin\alpha}{c_1} = \frac{\sin\beta}{c_2} \tag{1.2}$$

Mit dem *Brechungsindex*, der definiert ist als das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c und der Lichtgeschwindigkeit im Medium i, c_i

$$n_i = \frac{c}{c_i} \tag{1.3}$$

lautet das Brechungsgesetz

$$n_1 \sin\alpha = n_2 \sin\beta \tag{1.4}$$

1.1.2 Bildkonstruktion bei Linsen

(Siehe Hecht, Optik [Hec, pp. 250]) (Siehe Pérez, Optik [Pér96, pp. 107]) (Siehe Tipler, Physik [TM04, pp. 1075])
Bei einer *Linse* gelten die folgenden Regeln zur Konstruktion der Bilder:

- Achsparallele Strahlen werden in den Fokus fokussiert. Bei Konkavlinsen scheinen die aus achsparallelen Strahlen hervorgegangenen Strahlen aus dem *Brennpunkt* zu kommen.

- Strahlen, die Die *Linse* auf ihrer optischen Achse treffen, werden nicht abgelenkt.

 ©2009 Ulm University, Othmar Marti

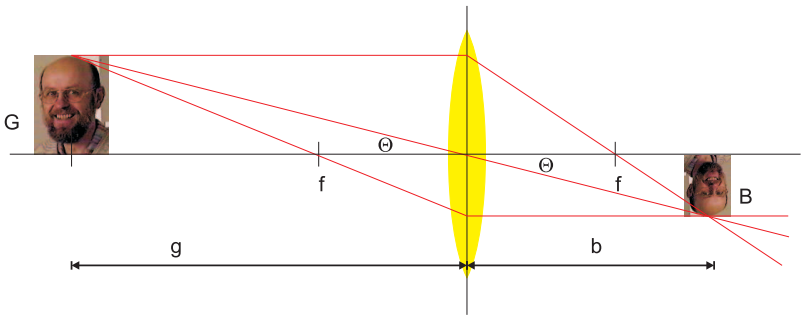

Abbildung 1.3: Abbildung bei einer Konvexlinse

Abbildungsgleichung

$$\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \tag{1.5}$$

- Strahlen, die die *Linse* auf der optischen Achse schneiden, werden nicht abgelenkt.
- Achsenparallele Strahlen werden im *Brennpunkt* fokussiert
- Strahlen aus dem *Brennpunkt* werden zu achsenparallelen Strahlen.

Die Konstruktion der Abbildung bei einer Konvexlinse ist in der obigen Abbildung gezeigt. g ist die Gegenstandsweite, b die *Bildweite* und f die *Brennweite*. Die *Vergrösserung* ist:

$$V = \frac{B}{G} = -\frac{b}{g} \tag{1.6}$$

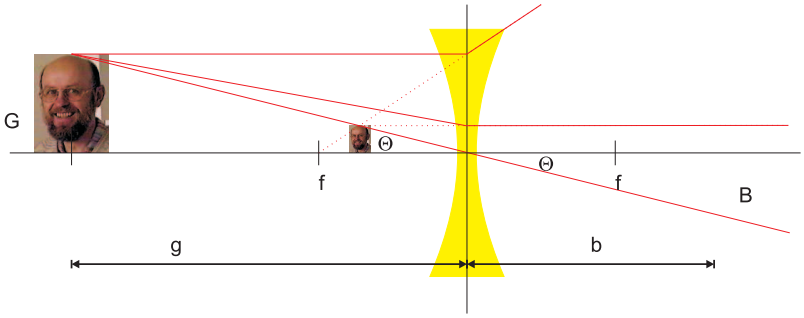

Abbildung 1.4: Abbildung bei einer Konkavlinse

Die Bildkonstruktion bei einer *Konkavlinse* verläuft analog zu der bei einer *Konvexlinse*.

1.1.3 Ideen

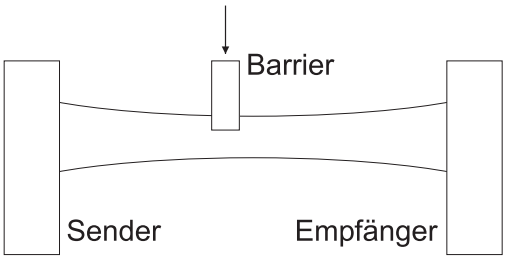

Abbildung 1.5: Skizze der Distanzmessung mit einer Lichtschranke

Die Barriere schiebt sich in den Lichtstrahl zwischen Sender und Empfänger. Dadurch wird der Empfänger abgedunkelt und der Photostrom sinkt.

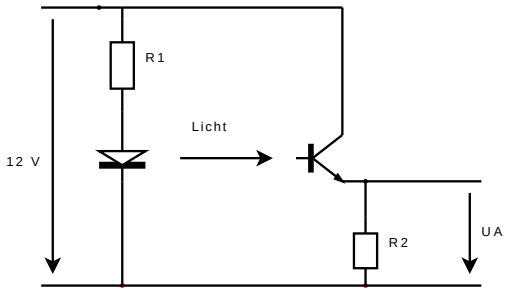

Abbildung 1.6: Schaltung der Lichtschranke

1.2 Wellen

In diesem Abschnitt sollen die Eigenschaften von Licht, die auf der Wellennatur beruhen, diskutiert werden.

Licht ist eine elektromagnetische Welle, bei der das elektrische Feld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steht.

Wir betrachten ein dreidimensionales kartesisches Koordinatensystem xyz. Das Licht soll sich mit der Geschwindigkeit c in die z-Richtung ausbreiten, das elektrische Feld E zeige in die x-Richtung (wir nennen diese Komponente E_x. Die Wellenlänge sei λ, die Frequenz $\nu = c/\lambda$.

Dann haben wir

$$E_x(x,y,z,t) = E_{x,0} \cdot \cos\left(2\pi\left(\frac{x}{\lambda} - \nu \cdot t\right)\right) \quad = E_{x,0} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(x - c \cdot t)\right) \tag{1.7}$$

$$E_y(x,y,z,t) = 0 \tag{1.8}$$

$$E_z(x,y,z,t) = 0 \tag{1.9}$$

 ©2009 Ulm University, Othmar Marti

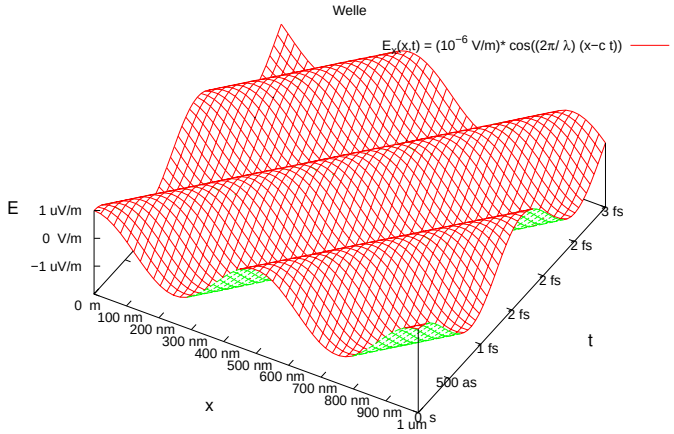

Abbildung 1.7: Welle dargestellt in Raum und Zeit, die sich in die x-Richtung ausbreitet.

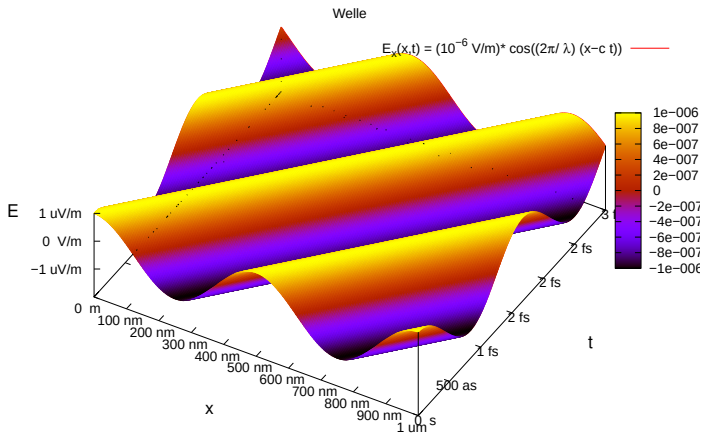

Abbildung 1.8: Welle dargestellt in Raum und Zeit, die sich in die x-Richtung ausbreitet.

1.3 *Reflexion*

(Siehe Hecht, Optik [Hec, pp. 153]) (Siehe Pérez, Optik [Pér96, pp. 20]) (Siehe Tipler, Physik [TM04, pp. 1030])

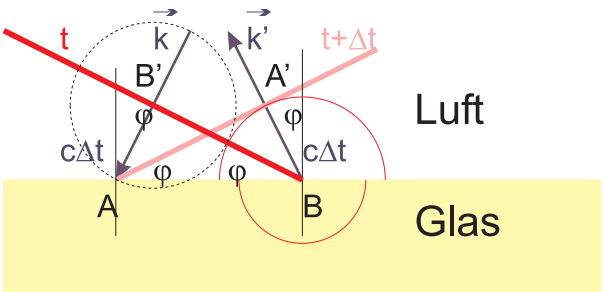

Abbildung 1.9: Geometrie der *Reflexion*

Wir betrachten eine Welle, die sich mit dem *Wellenvektor* $\boldsymbol{k}$ sich auf die Grenzfläche Luft-Glas hin bewegt. Eingezeichnet ist rot der Wellenberg, der durch B' zur Zeit t geht. Dieser Wellenberg berührt die Grenzfläche in B. An beiden orten wird eine Huygenssche Elementarwelle ausgelöst. nach der Zeit Δt hat der Wellenberg, der zur Zeit t durch B' ging, A erreicht. Nach dem Huygensschen Prinzip hat auch die in B' startende *Elementarwelle* A erreicht. Die *Elementarwelle* aus B ist nun bei A'. Da wir keine Annahme über Zeiten und Abstände gemacht haben, muss diese *Elementarwelle* Teil eines konstruktiv überlagernden Systems von Elementarwellen sein, die eine zweite ebene Welle mit dem *Wellenvektor* $\boldsymbol{k}'$ erzeugen. Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit für die beiden Elementarwellen gleich ist, da die Verbindungsstrecken $\overline{B'A}$ und $\overline{BA'}$ gleich lang sind und beide Teile eines rechtwinkligen Dreiecks sind, müssen alle Winkel gleich sein. Deshalb ist der Neigungswinkel von $\boldsymbol{k}'$ zur Senkrechten gleich dem Neigungswinkel von $\boldsymbol{k}$ zur Senkrechten. Es folgt das Reflexionsgesetz

Bei der *Reflexion* gilt:
Einfallswinkel=Ausfallswinkel

In einem Medium bewegt sich Licht langsamer: die Lichtwelle regt die gebundenen Elektronen zum Schwingen an. Diese erzeugen Elementarwellen, aber mit einer Phasenverschiebung oder, in anderen Worten, einer Zeitverzögerung. Dies bedeutet, dass Licht sich langsamer ausbreitet. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht im Medium ist

$$c_m = \frac{c}{n} \tag{1.10}$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n der *Brechungsindex* des Mediums ist Die Brechzahl n gibt an, um wieviel langsamer Licht in einem Medium ist als im Vakuum.

Bei zwei Medien mit unterschiedlichen Brechzahlen heisst dasjenige das **optisch dichtere Medium**, dessen Brechzahl grösser ist.

 ©2009 Ulm University, Othmar Marti

1.4 Brechung

(Siehe Hecht, Optik [Hec, pp. 166]) (Siehe Pérez, Optik [Pér96, pp. 20]) (Siehe Tipler, Physik [TM04, pp. 1032])
Da jede *Huygenssche Elementarwelle* eine periodische Schwingung mit einer gegebenen Frequenz ν darstellt, ändert sich die Frequenz beim Übergang von einem Medium in das zweite nicht. Da die Ausbreitungsgeschwindigkeit $c_m = c/n$ kleiner ist, gilt für die *Wellenlänge*

$$\lambda_m = \frac{c_m}{\nu} = \frac{c/n}{\nu} = \frac{\lambda}{n} \tag{1.11}$$

In einem Medium mit einer *Brechzahl* $n > 1$ ist die Wellenlänge kleiner. So hat rotes Licht $\lambda = 600nm$ in Glas die Wellenlänge $\lambda_m = 400nm$.

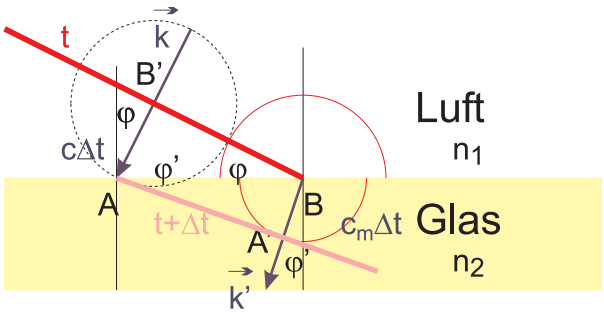

Abbildung 1.10: Geometrie der Brechung

Wir betrachten nun den Weg, den das Licht im Inneren eines Mediums zurücklegt. Wir berücksichtigen, dass die Geschwindigkeit im Medium um den *Brechungsindex* n kleiner ist. Aus dem rechtwinkligen Dreieck wissen wir, dass

$$\begin{aligned} \overline{AB}\sin\phi &= \overline{AB'} \\ \overline{AB}\sin\phi' &= \overline{BA'} \end{aligned} \tag{1.12}$$

Weiter ist

$$\begin{aligned} \overline{AB'} &= \frac{c\Delta t}{n_1} \\ \overline{BA'} &= \frac{c\Delta t}{n_2} \end{aligned} \tag{1.13}$$

Also gilt

$$\frac{c\Delta t}{n_1 \sin\phi} = \frac{c\Delta t}{n_2 \sin\phi'} \tag{1.14}$$

Wir kürzen mit $c\Delta t$ und setzen $\phi = \phi_1$ und $\phi' = \phi_2$ und erhalten das Snelliussche Brechungsgesetz.

Brechungsgesetz

$$n_1 \sin\phi_1 = n_2 \sin\phi_2 \tag{1.15}$$

Bei diesem Gesetz gibt es nur dann immer eine Lösung, wenn $n_1 \leq n_2$ ist. Sonst gibt es den Winkel der *Totalreflexion*. Wenn der vom optisch dichteren Medium einfallende Lichtstrahl gegen die Grenzflächennormale den Winkel ϕ_{tot} hat und der Winkel des resultierenden Lichtstrahls gegen die Grenzflächennormale im optisch dünneren Medium $\pi/2$ ist, hat das Brechungsgesetz gerade noch eine reelle Lösung.

$$\phi_{tot} = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2}\right) \qquad \text{mit } n_1 < n_2 \tag{1.16}$$

Für Winkel, die grösser als ϕ_{tot} sind, wird Licht aus dem optisch dünneren Medium total reflektiert. Die *Reflexion* geschieht in einer Tiefe von etwa $100nm$ innerhalb des optisch dünneren Mediums.

1.4.1 Totalreflexion

(Siehe Hecht, Optik [Hec, pp. 191]) (Siehe Pérez, Optik [Pér96, pp. 21]) (Siehe Tipler, Physik [TM04, pp. 1035]) (Siehe Gerthsen, Physik [Mes06, pp. 485])

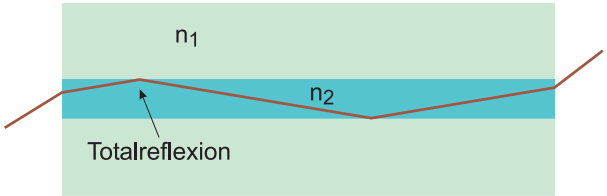

Abbildung 1.11: Transport von Licht in einer Stufenindexfaser

Wenn Licht mit einem Winkel nahe der Achse der optischen Faser in diese eingekoppelt wird, dann wird das Licht mit *Totalreflexion* transportiert. Nur Licht, das innerhalb des Akzeptanzwinkels den Faserkern trifft, wird weiter transportiert. Wenn die Faser gekrümmt wird, dann verlässt ein Teil des Lichtes die Faser: Krümmungen in der Faser erhöhen die Verluste.
Wenn der Faserkern den Durchmesser d hat, ist der effektive Weg vom Winkel α gegen die Achse abhängig. Die Hypothenuse ist $\ell_H = d/\sin\alpha$ lang, der direkte Weg wäre $\ell = d/\tan\alpha$. Die relative Längenänderung ist

$$\frac{\ell_H}{\ell} = \frac{d}{\sin\alpha}\frac{\tan\alpha}{d} = \frac{\sin\alpha}{\tan\alpha} = \frac{1}{\cos\alpha} \approx 1 + \frac{1}{2}\alpha^2 \tag{1.17}$$

Die Laufzeit hängt also davon ab, wie das Licht durch eine Glasfaser läuft. Zusätzlich tritt Dispersion (Siehe Abschnitt **??**) auf. bei allen Gläsern ist

$$n_{blau} > n_{grün} > n_{gelb} > n_{rot} \tag{1.18}$$

Deshalb ist die Laufzeit für die verschiedenen Farben auch unterschiedlich. Da $c_{Medium} = c/n_{Medium}$ ist ist auch

$$c_{blau} < c_{grün} < c_{gelb} < c_{rot} \tag{1.19}$$

 ©2009 Ulm University, Othmar Marti

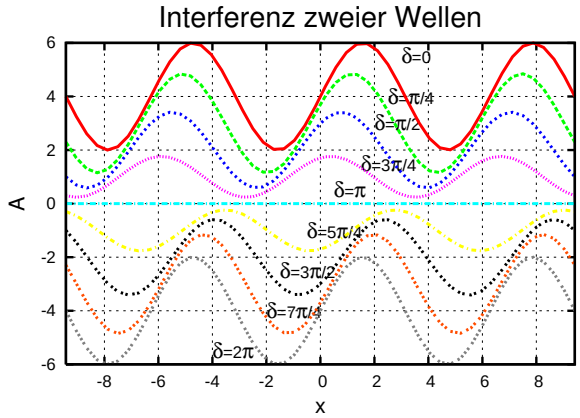

Abbildung 1.12: Interferenz zweier Wellen mit der gleichen *Amplitude* und der gleichen Frequenz und einer Phase, die von $0 \ldots 2\pi$ variiert.

Mathematisch setzen wir zwei Wellen an

$$\begin{aligned} y_1(x,t) &= A \sin(kx - \omega t) \\ y_2(x,t) &= A \sin(kx - \omega t + \delta) \end{aligned} \tag{1.20}$$

An einem bestimmten Ort ist die Differenz der Phasen durch

$$(kx - \omega t_1) - (kx - \omega t_2 + \delta) = \omega(t_1 - t_2) - \delta = \omega \Delta t - \delta \tag{1.21}$$

gegeben und unabhängig vom Ort. Zu einer bestimmten Zeit ist die Differenz der Phasen durch

$$(kx_1 - \omega t) - (kx_2 - \omega t + \delta) = k(x_1 - x_2) - \delta = k\Delta x - \delta \tag{1.22}$$

gegeben, unabhängig von der Zeit.
Wir wenden die Additionstheoreme für die Winkelfunktionen an. Wir verwenden

$$\sin(\alpha) + \sin(\beta) = 2\cos\left(\frac{\alpha - \beta}{2}\right) \sin\left(\frac{\alpha + \beta}{2}\right) \tag{1.23}$$

und erhalten

$$\begin{aligned} y(x,t) &= y_1(x,t) + y_2(x,t) \\ &= A \sin(kx - \omega t) + A \sin(kx - \omega t + \delta) \\ &= 2A \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin\left(kx - \omega t + \frac{\delta}{2}\right) \end{aligned} \tag{1.24}$$

Aus dieser Gleichung kann die folgende Tabelle abgeleitet werden.

Phase	**resultierende *Amplitude***	**Interferenz**
0	$2A$	konstruktiv
$\pi/2$	$\sqrt{2}A$	
π	0	destruktiv
$3\pi/2$	$\sqrt{2}A$	
2π	$2A$	konstruktiv

Tabelle 1.1: Interferenz und Phasendifferenz

1.5 Phasendifferenz und Kohärenz

(Siehe Hecht, Optik [Hec, pp. 570]) (Siehe Pérez, Optik [Pér96, pp. 367]) (Siehe Tipler, Physik [TM04, pp. 1109]) (Siehe Gerthsen, Physik [Mes06, pp. 514])
Wir betrachten Wellen, die sich auf verschiedenen Wegen ausbreiten.

Zwei Wellen heissen kohärent, wenn sie, bis auf eine Phase die gleiche Zeitabhängigkeit haben.

Die Kohärenz von Wellen ist nur im Idealfall überall und zu jeder Zeit gegeben.

Kohärenzzeit Jede Quelle hat ein beschränktes Phasengedächtnis. Dies bedeutet, dass die Wellenzüge, die vor einer Zeit grösser als die Kohärenzzeit τ emittiert wurden, keine definierte Phasenbeziehung mehr haben. Der Phasenunterschied wird eine stochastische Grösse.

Kohärenzlänge Die Kohärenzzeit τ kann in eine Kohärenzlänge L umgerechnet werden. Ist der Weglängenunterschied grösser als L, gibt es keine Kohärenz mehr.

Hat eine Quelle (ein gedämpfter harmonischer Oszillator) eine Bandbreite $\Delta\omega$, dann ist die Kohärenzzeit $\tau \approx \omega^{-1}$ und $L \approx c\tau \approx \frac{c}{\omega}$.
Ist die Lichtquelle ausgedehnt (Breite b), dann gibt es nur im Winkelbereich $\sigma < \frac{\lambda}{4b}$ eine kohärente Überlagerung.
Die *Intensität* muss verschieden berechnet werden, je nachdem ob die beiden Wellenzüge mit den Amplituden E_1 und E_2 kohärent oder nicht sind.

bei kohärenten Wellenzügen $I(x,t) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}}\left(E_1(x,t) + E_2(x,t)\right)^2$

bei inkohärenten Wellenzügen $I(x,t) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}}\left[E_1(x,t)^2 + E_2(x,t)^2\right]$

Bei kohärenten Wellen mit dem Phasenunterschied ϕ und den Amplituden E_1 und E_2 ist die resultierende *Amplitude*

$$\begin{aligned} E(x,t) &= E_1 e^{i(kx-\omega t)} + E_2 e^{i(kx-\omega t-\phi(x))} \\ &= E_1\left(e^{i(kx-\omega t)} + e^{i(kx-\omega t-\phi(x))}\right) + (E_2 - E_1)e^{i(kx-\omega t-\phi(x))} \\ &= E_1 e^{i(kx-\omega t)}\left(1 + e^{i\phi(x)}\right) + (E_2 - E_1)e^{i(kx-\omega t-\phi(x))} \end{aligned} \tag{1.25}$$

 ©2009 Ulm University, Othmar Marti

1.5.1 Stehende Wellen

(Siehe Hecht, Optik [Hec, pp. 431]) (Siehe Pérez, Optik [Pér96, pp. 293]) (Siehe Tipler, Physik [TM04, pp. 435]) (Siehe Gerthsen, Physik [Mes06, pp. 513])

Wenn wir eine nach links laufende Welle $y_1(x,t) = E\sin(kx+\omega t)$ und eine nach rechts laufende Welle $y_2 = E\sin(kx-\omega t+\delta)$ zur Interferenz kommen lassen, erhalten wir

$$\begin{aligned} y(x,t) &= y_1(x,t) + y_2(x,t) \\ &= E\sin(kx+\omega t) + E\sin(kx-\omega t+\delta) \\ &= 2E\cos\left(\omega t - \frac{\delta}{2}\right)\sin\left(kx+\frac{\delta}{2}\right) \end{aligned} \tag{1.26}$$

Die Summe der beiden Wellenfunktionen ist das Produkt zweier Terme

- ein zeitabhängiger Teil,der für alle Orte gleich ist: $\cos\left(\omega t - \frac{\delta}{2}\right)$
- ein ortsabhängiger Teil, der für alle Zeiten gleich ist: $\sin\left(kx + \frac{\delta}{2}\right)$

Damit bilden sich räumlich stehende Knotenlinien aus, wir haben eine **stehende Welle**.

Wenn die Amplituden der beiden Wellen nicht gleich gross ist, dann interferieren von der Welle mit der grösseren *Amplitude* nur die Amplitudenteile, die gleich gross wie die *Amplitude* der schwächeren Welle sind.

Stehende Wellen als Resultat zweier gegenläufiger Wellen gibt es in jedem Resonator, insbesondere in Laserresonatoren.

1.5.2 Das Michelson-Interferometer

(Siehe Hecht, Optik [Hec, pp. 596]) (Siehe Pérez, Optik [Pér96, pp. 360]) (Siehe Tipler, Physik [TM04, pp. 1114])

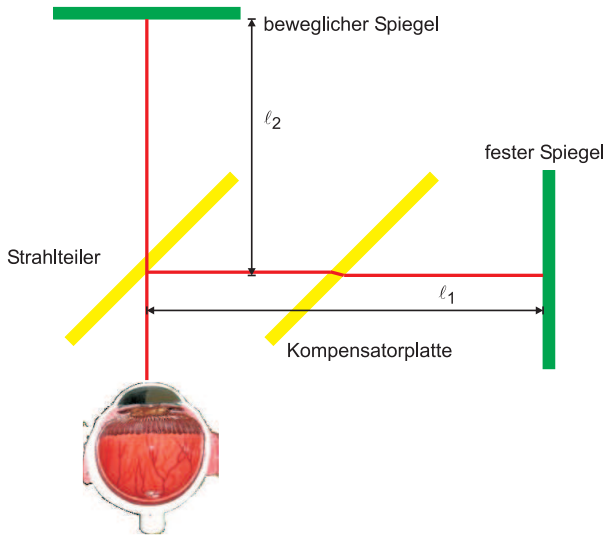

Abbildung 1.13: Aufbau des Michelson-Interferometers.

Beim Michelson-Interferometer wird Licht durch einen Strahlteiler in zwei Lichtwege aufgespalten. Der Weg vom Strahlteiler zum festen Spiegel sei ℓ_1, der zum beweglichen ℓ_2. Deshalb ist der gesamte Weglängenunterschied $\Delta\ell = 2(\ell_2 - \ell_1)$. Immer wenn $\Delta\ell$ ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ ist, tritt konstruktive Interferenz auf. Wird der bewegliche Spiegel um $\lambda/4$ verschoben, ändert sich $\Delta\ell$ um $\lambda/2$, dann haben wir destruktive Interferenz.
Wenn wir das Interferometer mit einer *Intensität* von I_0 betreiben und wenn wir eine Intensitätsänderung von ΔI noch messen können, dann können wir die mögliche Distanzauflösung in nichtmagnetischen Medien wie folgt berechnen:

$$I(x) = n\frac{\epsilon_0 c}{2}E^2\cos^2\left(2\pi\frac{x}{\lambda}\right) = I_0\cos^2\left(2\pi\frac{x}{\lambda}\right) \tag{1.27}$$

oder umgeschrieben

$$I(x) = \frac{I_0}{2}\left[1 + \cos\left(4\pi\frac{x}{\lambda}\right)\right] \tag{1.28}$$

Die Ableitung dieser Gleichung ist

$$\frac{dI(x)}{dx} = -\frac{2\pi I_0}{\lambda}\sin\left(4\pi\frac{x}{\lambda}\right) \tag{1.29}$$

Die maximale Steigung, also die höchste Empfindlichkeit ist

$$\left|\left(\left.\frac{dI(x)}{dx}\right|_{max}\right)\right| = \frac{2\pi I_0}{\lambda} \tag{1.30}$$

Wir können also die Distanz

$$\Delta x = \frac{\Delta I}{\left.\frac{dI(x)}{dx}\right|_{max}} = \frac{\Delta I}{2\pi I_0}\lambda \tag{1.31}$$

Wenn zum Beispiel $\lambda = 500nm$ ist und $\Delta I/I_0 = 0.01$ ist, ist $\Delta x = 2.75nm$

 ©2009 Ulm University, Othmar Marti

2 Messaufgaben

2.1 Distanzmessung mit der Gabellichtschranke

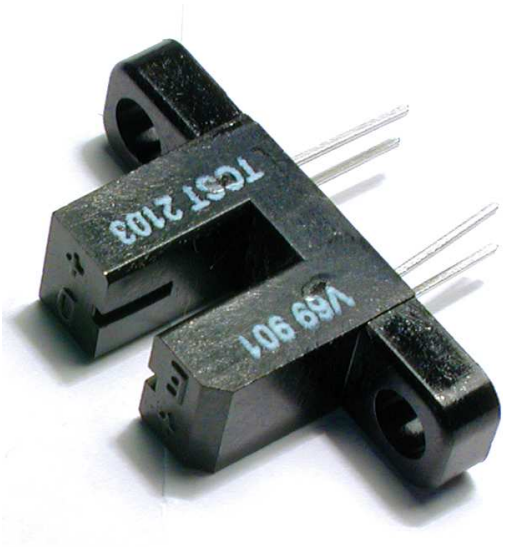

Abbildung 2.1: Bild einer Gabellichtschranke

1. ´Für die Diskussionsrunde:
   a) Wie könnte man mit einer Gabellichtschranke Distanzen messen?
   b) Wie muss die elektrische Schaltung aussehen?
   c) Wie muss der mechanische Aufbau aussehen?
   d) Was braucht man noch dazu?
2. Experimentieraufgaben
   a) Baue eine Messanordnung auf.
   b) Teste mit einem Blatt Papier, ob die Lichtschranke sich wie erwartet verhält.
   c) Messen Sie das Ausgangssignal Ihres Aufbaus als Funktion der Position.
   d) Tragen Sie die Messpunkte in ein Protokoll ein.
3. Auswerteaufgaben
   a) Zeichnen Sie das Diagramm Spannung gegen Weg.
   b) Wie gross ist der Messbereich (welche Längenänderungen können gemessen werden?)?

c) Wie empfindlich (Spannungsänderung pro Längenänderung) ist ihr Aufbau?

d) Wo könnte Ihr Aufbau eingesetzt werden?

2.2 Distanzmessung mit dem Reflexionssensor

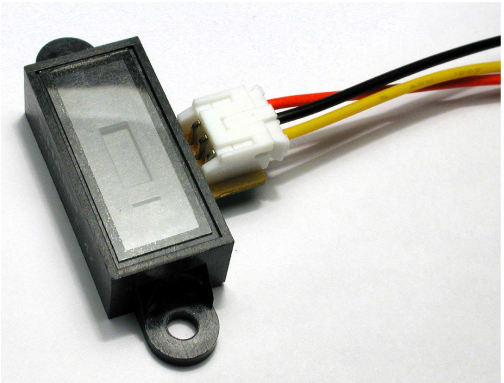

Abbildung 2.2: Bild eines Triangulationssensors

1. ´Für die Diskussionsrunde:
   a) Wie könnte man mit einem Triangulationssensor Distanzen messen?
   b) Wie muss die elektrische Schaltung aussehen?
   c) Wie muss der mechanische Aufbau aussehen?
   d) Was braucht man noch dazu?
2. Experimentieraufgaben
   a) Baue eine Messanordnung auf.
   b) Teste mit einem Blatt Papier, ob der Triangulationssensor funktioniert.
   c) Messen Sie das Ausgangssignal Ihres Aufbaus als Funktion der Position.
   d) Tragen Sie die Messpunkte in ein Protokoll ein.
3. Auswerteaufgaben
   a) Zeichnen Sie das Diagramm Spannung gegen Weg.
   b) Wie gross ist der Messbereich (welche Längenänderungen können gemessen werden?)?
   c) Wie empfindlich (Spannungsänderung pro Längenänderung) ist ihr Aufbau?
   d) Wo könnte Ihr Aufbau eingesetzt werden?

 ©2009 Ulm University, Othmar Marti

2.3 Distanzmessung mit dem Michelson-Interferometer

1. ´Für die Diskussionsrunde:
   a) Wie könnte man mit einem Michelson-Interferometer Distanzen messen?
   b) Wie muss die elektrische Schaltung aussehen?
   c) Wie muss der mechanische Aufbau aussehen?
   d) Was braucht man noch dazu?
2. Experimentieraufgaben
   a) Baue eine Messanordnung auf.
   b) Teste mit einem Blatt Papier, ob das Michelson-Interferometer funktioniert.
   c) Messen Sie das Ausgangssignal Ihres Aufbaus als Funktion der Position.
   d) Tragen Sie die Messpunkte in ein Protokoll ein.
3. Auswerteaufgaben
   a) Zeichnen Sie das Diagramm Spannung gegen Weg.
   b) Wie gross ist der Messbereich (welche Längenänderungen können gemessen werden?)?
   c) Wie empfindlich (Spannungsänderung pro Längenänderung) ist ihr Aufbau?
   d) Wo könnte Ihr Aufbau eingesetzt werden?

2.4 Distanzmessung mit der Fokus-Methode

Abbildung 2.3: Bild dreier Photodioden

1. ´Für die Diskussionsrunde:
   a) Wie könnte man mit der Fokus-Methode Distanzen messen?
   b) Wie muss der mechanische Aufbau aussehen?
   c) Wie muss die elektrische Schaltung aussehen?

   d) Was braucht man noch dazu?

2. Experimentieraufgaben
   a) Baue eine Messanordnung auf.
   b) Teste mit einem Blatt Papier, ob die Fokus-Methode funktioniert.
   c) Messen Sie das Ausgangssignal Ihres Aufbaus als Funktion der Position.
   d) Tragen Sie die Messpunkte in ein Protokoll ein.

3. Auswerteaufgaben
   a) Zeichnen Sie das Diagramm Spannung gegen Weg.
   b) Wie gross ist der Messbereich (welche Längenänderungen können gemessen werden?)?
   c) Wie empfindlich (Spannungsänderung pro Längenänderung) ist ihr Aufbau?
   d) Wo könnte Ihr Aufbau eingesetzt werden?

2.5 Distanzmessung mit dem AFM-Kraftmessbalken und dem Lichtzeiger

1. ´Für die Diskussionsrunde:
   a) Wie könnte man mit einem AFM-Kraftmessbalken und einem Lichtzeiger Distanzen messen?
   b) Wie muss der mechanische Aufbau aussehen?
   c) Wie muss die elektrische Schaltung aussehen?
   d) Was braucht man noch dazu?

2. Experimentieraufgaben
   a) Baue eine Messanordnung auf.
   b) Teste mit einem Blatt Papier, ob der AFM-Kraftmessbalken und der Lichtzeiger funktioniert.
   c) Messen Sie das Ausgangssignal Ihres Aufbaus als Funktion der Position.
   d) Tragen Sie die Messpunkte in ein Protokoll ein.

3. Auswerteaufgaben
   a) Zeichnen Sie das Diagramm Spannung gegen Weg.
   b) Wie gross ist der Messbereich (welche Längenänderungen können gemessen werden?)?
   c) Wie empfindlich (Spannungsänderung pro Längenänderung) ist ihr Aufbau?
   d) Wo könnte Ihr Aufbau eingesetzt werden?

 ©2009 Ulm University, Othmar Marti

Abbildungsverzeichnis

1.1 Reflexionsgesetz 7
1.2 Strahlengang bei Brechung 8
1.3 Abbildung bei einer Konvexlinse 9
1.4 Abbildung bei einer Konkavlinse 9
1.5 Skizze der Distanzmessung mit einer Lichtschranke 10
1.6 Schaltung der Lichtschranke 10
1.7 Welle dargestellt in Raum und Zeit, die sich in die x-Richtung ausbreitet. 11
1.8 Welle dargestellt in Raum und Zeit, die sich in die x-Richtung ausbreitet. 11
1.9 Geometrie der *Reflexion* 12
1.10 Geometrie der Brechung 13
1.11 Transport von Licht in einer Stufenindexfaser 14
1.12 Interferenz 15
1.13 Aufbau des Michelson-Interferometers. 18

2.1 Bild einer Gabellichtschranke 19
2.2 Bild eines Triangulationssensors 20
2.3 Bild dreier Photodioden 21

Tabellenverzeichnis

1.1 Interferenz und Phasendifferenz 15

Literaturverzeichnis

[Hec] E. Hecht. *Optik*. Oldenbourg, 3rd edition.

[Mes06] Dieter Meschede. *Gerthsen Physik*. Springer Verlag, 23rd edition, 2006. QC 21/2006 G-1 Ex.2.

[Pér96] J.-Ph. Pérez. *Optik*. Spektrum, 1996.

[TM04] Paul A. Tipler and Gene Mosca. *Physik*. Spektrum Verlag, 2nd edition edition, 2004. ISBN-13: 978-3827411648.

Stichwortverzeichnis

Amplitude, 15–17

Bildweite, 9
Brechung, 8
Brechungsgesetz, 8
Brechungsindex, 8, 12, 13
Brechzahl, 13
Brennpunkt, 8, 9
Brennweite, 9

Elementarwelle, 12

Gesetz von Snellius, 8

Huygenssche Elementarwelle, 13

Intensität, 16, 18

Kohärenzlänge, 16
Kohärenzzeit, 16
Konkavlinse, 9
Konvexlinse, 9

Lichtstrahl, 7
Linse, 8, 9

Reflexion, 11, 12, 14
Reflexionsgesetz, 7

Totalreflexion, 14

Vergrösserung, 9

Wellenlänge, 13
Wellenvektor, 12