Wie wir später sehen werden, variiert n mit der Wellenlänge des Lichts etwas (außer im Vakuum), so dass bei der Angabe eine bestimmte Wellenlänge spezifiziert werden muss. Die Angaben in Tabelle 22.1 beziehen sich auf gelbes Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 589$ nm.

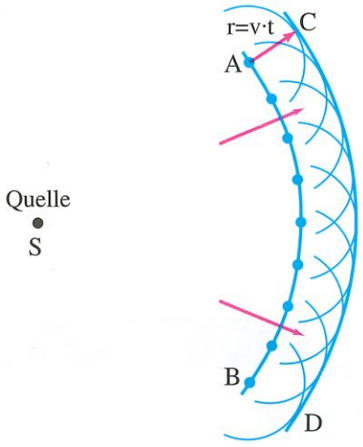


Abbildung 22.2 Bestimmung der Wellenfront CD bei gegebener Wellenfront AB mithilfe des Huygens-Prinzips.

22.2 Huygens-Prinzip und Beugung

Der niederländische Forscher Christiaan Huygens (1629–1695) war ein Zeitgenosse Newtons. Er schlug eine Theorie des Lichts vor, die große Vorzüge hatte. Auch heute noch nützlich ist eine von ihm entwickelte Methode, mit deren Hilfe sich die zukünftige Position einer Wellenfront vorhersagen lässt, wenn die Position zu einem früheren Zeitpunkt bekannt ist. Diese Methode wird als das **Huygens-Prinzip** bezeichnet und kann folgendermaßen formuliert werden: *Jeder Punkt einer Wellenfront kann als Quelle winziger Wellen angesehen werden, die sich in Vorwärtsrichtung mit der Geschwindigkeit der Welle ausbreiten. Die neue Wellenfront ist die Einhüllende der kleinen Wellen, d. h. die an diese angelegte Tangente.*

Als einfaches Beispiel für die Anwendung des Huygens-Prinzips betrachten wir die Wellenfront AB in ▸ Abbildung 22.2, die sich von der Quelle S ausbreitet. Wir nehmen an, dass es sich um ein *isotropes* Medium handelt, d. h. die Geschwindigkeit v der Wellen ist in allen Richtungen die gleiche. Um die Lage der Wellenfront eine kurze Zeit später zu bestimmen, zeichnen wir kleine Kreise vom Radius $r = vt$. Die Mittelpunkte der Kreise liegen auf der Wellenfront AB, und die Kreise repräsentieren die Huygens'schen (gedachten) Wellen. Die Tangente an all diese kleinen Wellen, die Kurve CD, ist die neue Position der Wellenfront.

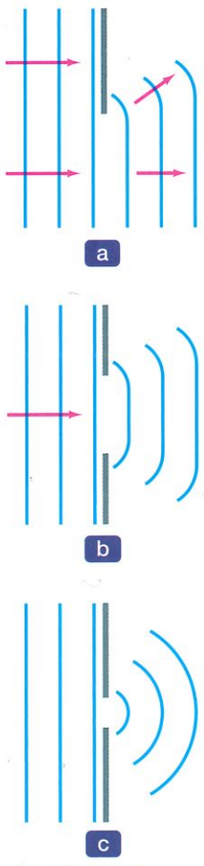


Abbildung 22.3 Das Huygens-Prinzip ist konsistent mit der Beugung (a) an der Kante eines Hindernisses, (b) an einem großen Loch und (c) an einem kleinen Loch, dessen Durchmesser die Größenordnung der Wellenlänge des Lichts hat.

Das Huygens-Prinzip ist besonders nützlich, wenn Wellen gegen ein Hindernis treffen und die Wellenfronten teilweise unterbrochen werden. Es sagt in diesem Fall vorher, dass die Wellen hinter dem Hindernis abgelenkt werden (siehe ▸ Abbildung 22.3). Dies entspricht genau dem Verhalten von Wasserwellen, das wir in Kapitel 10 kennen gelernt haben (siehe die Abbildungen 10.37 und 10.38). Die Ablenkung von Wellen in den „Schatten" von Hindernissen wird als **Beugung** bezeichnet. Da Beugung für Wellen auftritt, nicht aber für Teilchen, kann sie als Hinweis auf den Wellencharakter des Lichts angesehen werden.

Kann man im Falle von Licht tatsächlich Beugung beobachten? Mitte des 17. Jahrhunderts hatte der Jesuitenpriester und Naturforscher Francesco Grimaldi (1618–1663) beobachtet, dass Sonnenlicht, das durch ein winziges Loch in einen verdunkelten Raum fiel, auf der gegenüberliegenden Wand einen Fleck erzeugte, der größer war, als man aufgrund der Strahlenoptik erwarten sollte. Außerdem stellte er fest, dass die Begrenzung des Bildes nicht scharf, sondern von farbigen Streifen umgeben war. Grimaldi führte dies auf die Beugung des Lichts zurück.

Mithilfe des Strahlenmodells kann die Beugung nicht erklärt werden, was dessen Grenzen zeigt. Die geometrische Optik mit ihrem Strahlenmodell ist innerhalb ihres eingeschränkten Geltungsbereichs so erfolgreich, weil normale Öffnungen und Hindernisse sehr viel größer sind als die Wellenlänge des Lichts, so dass die Beugung kaum eine Rolle spielt.

22.3 Sichtbares Spektrum und Dispersion

Eine offensichtliche Eigenschaft des sichtbaren Lichts ist seine Farbe. Die Farbe steht im Zusammenhang mit den Wellenlängen bzw. den Frequenzen des Lichts. Sichtbares Licht – also das, was unsere Augen wahrnehmen können – hat Wellenlängen zwischen 400 nm und 750 nm. Dieser Bereich, in dem die unterschiedlichen Farben von Violett bis Rot liegen, wird als das **sichtbare Spektrum** bezeichnet (siehe ▶ Abbildung 22.4). Licht mit kleineren Wellenlängen als 400 nm wird als **ultraviolett** (UV) bezeichnet, Licht mit größeren Wellenlängen als 750 nm als **infrarot** (IR).[2] Während das menschliche Auge UV- bzw. IR-Licht nicht wahrnehmen kann, reagieren bestimmte Typen von Tieraugen, CCDs oder fotografischen Filmen empfindlich auf diese Wellenlängen.

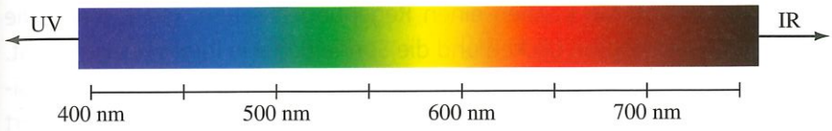


Abbildung 22.4 Das Spektrum des sichtbaren Lichts mit Angabe des Wellenlängenbereichs für die verschiedenen Farben.

Ein Prisma spaltet weißes Licht in die Farben des Regenbogens (siehe ▶ Abbildung 22.5). Der Grund hierfür ist die Abhängigkeit des Brechungsindex eines gegebenen Mediums von der Wellenlänge. In ▶ Abbildung 22.6 ist diese Beziehung für verschiedene Materialien dargestellt. Weißes Licht ist aus allen Wellenlängen des sichtbaren Bereichs zusammengesetzt. Wenn es in ein Prisma einfällt (siehe ▶ Abbildung 22.7), werden die einzelnen Wellenlängen unterschiedlich stark gebrochen. Da der Brechungsindex für kleinere Wellenlängen größer ist, wird violettes Licht am stärksten gebrochen und rotes Licht am wenigsten. Die Abhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit von der Wellenlänge in einem Medium wird als **Dispersion** bezeichnet.

2 Das vollständige elektromagnetische Spektrum ist in Abbildung 21.10 dargestellt.

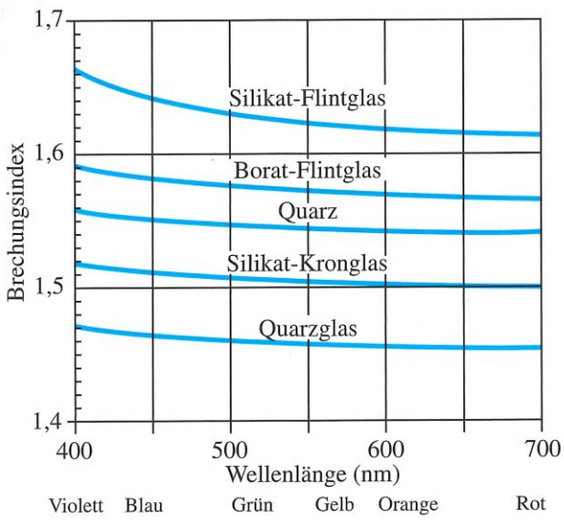


Abbildung 22.6 Der Brechungsindex als Funktion der Wellenlänge für verschiedene transparente Festkörper.

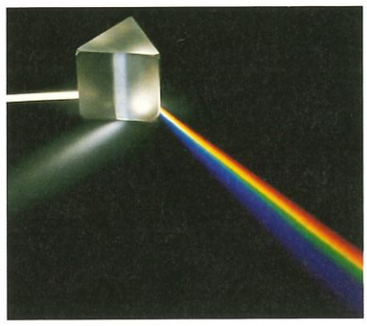


Abbildung 22.5 Weißes Licht wird an einem Prisma in seine einzelnen Farben aufgespalten.

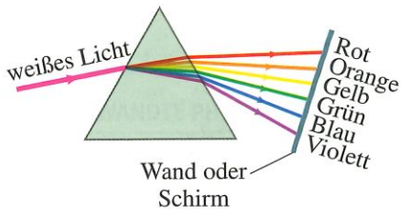


Abbildung 22.7 Weißes Licht wird an einem Prisma in das sichtbare Spektrum aufgespalten (Dispersion).

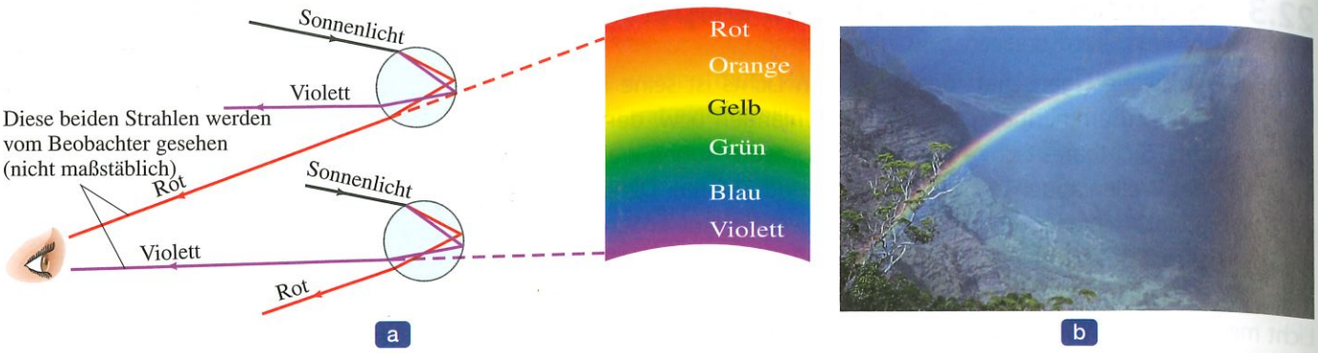


Abbildung 22.8 Das Strahlendiagramm (a) erläutert, wie sich ein Regenbogen (b) bildet.

ANGEWANDTE PHYSIK

Regenbogen

Regenbögen sind ein spektakuläres Beispiel für die Dispersion. In diesem Falle wird das Sonnenlicht an Wassertropfen gebrochen und in die Spektralfarben zerlegt. Sie können einen Regenbogen sehen, wenn Sie in die fallenden Regentropfen blicken und die Sonne dabei in Ihrem Rücken steht. ▸ Abbildung 22.8 zeigt, wie rote und violette Strahlen durch die kugelförmigen Wassertröpfchen gebrochen und an der Rückseite der Tropfen reflektiert werden. Rot wird am wenigsten stark gebrochen und erreicht deshalb die Augen des Betrachters von höher gelegenen Tröpfchen. Die oberste Farbe des Regenbogens ist daher Rot.

22.4 Huygens-Prinzip und Brechungsgesetz

Die Gesetzmäßigkeiten von Reflexion und Brechung sind seit der Zeit Newtons gut bekannt. Das Reflexionsgesetz kann zwischen Wellen- und Teilchentheorie nicht unterscheiden: Wenn Wellen an einem Hindernis reflektiert werden, dann ist der Einfallswinkel gleich dem Ausfalls- bzw. Reflexionswinkel (siehe Abbildung 10.18) – das Gleiche gilt aber auch für Teilchen, z. B. für einen Tennisball, der nicht angeschnitten, d. h. ohne eigenen Drehimpuls, auf eine ebene Fläche trifft.

Mit dem **Brechungsgesetz** verhält es sich etwas anders. Angenommen, Licht tritt in ein Medium ein, in dem es in Richtung der Normalen abgelenkt wird, etwa wenn es von Luft in Wasser übergeht. Wie in ▸ Abbildung 22.9 dargestellt, kann dieser Effekt mit dem Huygens-Prinzip konstruktiv erklärt werden, wenn wir annehmen, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts im zweiten Medium kleiner ist ($v_2 < v_1$). Während der Zeit t legt der Punkt B auf der Wellenfront AB die Entfernung $v_1 t$ zurück und erreicht den Punkt D. Punkt A legt in dieser Zeit die Entfernung $v_2 t$ zurück und erreicht den Punkt C; dabei gilt $v_2 t < v_1 t$. Indem wir das Huygens-Prinzip auf A und B anwenden, erhalten wir die in C und D dargestellten Wellen. Die Wellenfront verläuft tangential zu diesen; die neue Wellenfront ist also die Linie CD. Folglich werden die Strahlen, die senkrecht zu den Wellenfronten verlaufen, in Richtung der Normalen abgelenkt, wenn $v_2 < v_1$ gilt. Newton dagegen favorisierte die Teilchentheorie des Lichts („Korpuskeltheorie"), die das Gegenteil vorhersagte, nämlich, dass die Geschwindigkeit des Lichts im zweiten Medium größer sein muss ($v_2 > v_1$). Die Wellentheorie sagt also

beispielsweise, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts in Wasser kleiner ist als in Luft, und Newtons Teilchentheorie behauptet gerade das Gegenteil. Der französische Physiker Jean Foucault führte 1850 tatsächlich ein Experiment zur Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit in Wasser durch und fand die Vorhersage der Wellentheorie bestätigt. Zu diesem Zeitpunkt war die Wellentheorie allerdings bereits allgemein anerkannt, wie wir im nächsten Abschnitt sehen werden.

Man kann leicht zeigen, dass das Snellius'sche Brechungsgesetz unmittelbar aus dem Huygens-Prinzip folgt, wenn man berücksichtigt, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit v des Lichts in einem beliebigen Medium mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c und dem Brechungsindex n über die Beziehung $v = c/n$ (Gleichung 22.1) zusammenhängt. Nach der Huygens'schen Konstruktion von ▶ Abbildung 22.9 ist der Winkel $\sphericalangle$ADC gleich θ_2, und der Winkel $\sphericalangle$BAD ist gleich θ_1. Für die beiden Dreiecke mit der gemeinsamen Seite AD gilt

$$\sin\theta_1 = \frac{v_1 t}{\mathrm{AD}}, \quad \sin\theta_2 = \frac{v_2 t}{\mathrm{AD}}.$$

Wir dividieren diese beiden Gleichungen und erhalten

$$\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} = \frac{v_1}{v_2}.$$

Wegen $v_1 = c/n_1$ und $v_2 = c/n_2$ gilt damit

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2.$$

Dies ist das **Snellius'sche Brechungsgesetz**. Auf ähnliche Weise kann das Reflexionsgesetz aus dem Huygens-Prinzip abgeleitet werden, was als Aufgabe 1 am Ende des Kapitels gestellt ist.

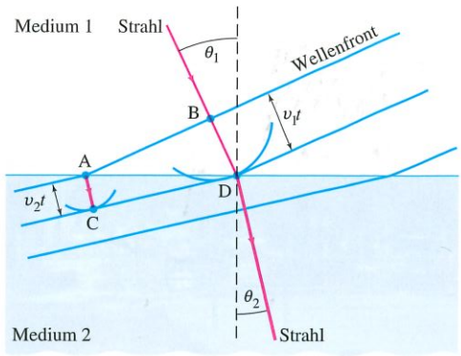


Abbildung 22.9 Erklärung der Brechung mithilfe des Huygens-Prinzips.

Die Wellenlänge hängt von *n* ab

Wenn sich eine Lichtwelle von einem Medium in ein anderes fortpflanzt, dann ändert sich dabei ihre Wellenlänge, nicht aber ihre Frequenz. Dies ist aus Abbildung 22.9 ersichtlich, in der jede Wellenfront, dargestellt durch die blauen Linien, einem Wellenberg entspricht. Dann gilt

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{v_2 t}{v_1 t} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{n_1}{n_2},$$

wobei wir im letzten Schritt $v = c/n$ (Gleichung 22.1) benutzt haben. Wenn das erste Medium Vakuum (oder Luft) ist, dann ist $n_1 = 1$, $v_1 = c$, und wir bezeichnen λ_1 einfach mit λ. Die Wellenlänge im zweiten Medium (Brechungsindex $n = n_2$) ist dann durch

$$\lambda_n = \frac{\lambda}{n} \tag{22.2}$$

gegeben. Wegen $c = f\lambda$ ist dieses Ergebnis konsistent damit, dass f unverändert bleibt. Zusammen mit $v = f\lambda_n$ ergibt sich $\lambda_n = v/f = c/nf = f\lambda/nf = \lambda/n$ für ein Medium mit $v = c/n$.

Durch Wellenfronten lässt sich auch die Entstehung einer Fata Morgana erklären. Beispielsweise kann man als Autofahrer an heißen Tagen vor sich auf der Fahrbahn das Trugbild von Wasser sehen, in dem sich andere Autos spiegeln (siehe ▶ Abbildung 22.10a). An solchen Tagen entsteht infolge der Sonneneinstrahlung dicht über der Fahrbahn eine Schicht warmer Luft. Da warme Luft eine geringere Dichte hat als kühle, ist der Brechungsindex in der warmen Luft etwas kleiner. ▶ Abbildung 22.10b zeigt, wie Licht, das

ANGEWANDTE PHYSIK

Luftspiegelung

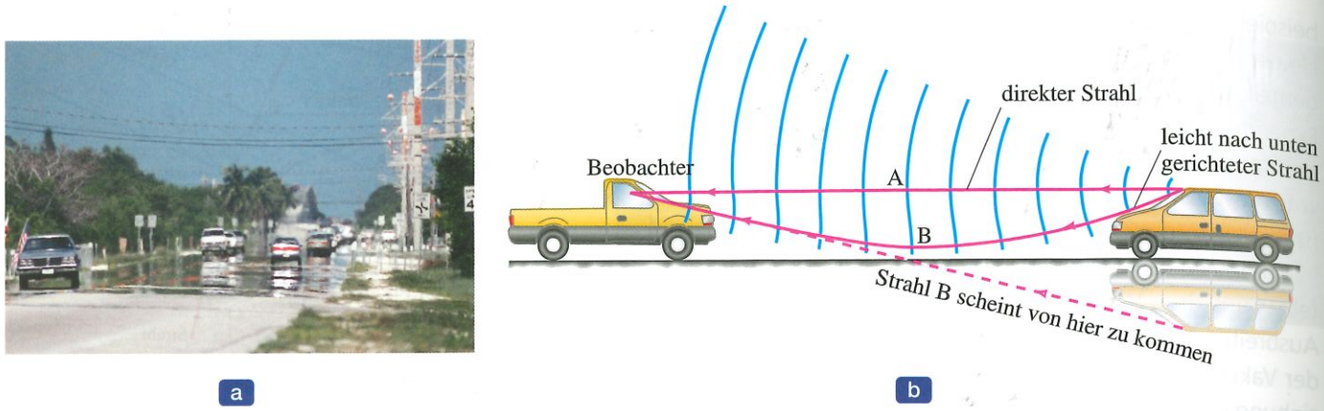


Abbildung 22.10 (a) Luftspiegelung auf einer Fahrbahn. (b) Stark übertriebene Skizze zur Erklärung von Luftspiegelungen; die Wellenfronten bewegen sich in Bodennähe schneller und sind daher bereits etwas weiter auseinander gezogen.

von einem weit entfernten Auto (rechts) einfällt, sich nach links in Richtung des Beobachters ausbreitet. Dargestellt sind die Wellenfronten und zwei Strahlen. Strahl A ist direkt zum Beobachter gerichtet und folgt einem geradlinigen Weg. Dieser Strahl repräsentiert die normale Blickrichtung vom Auto aus. Strahl B ist anfangs etwas nach unten gerichtet. Er berührt jedoch den Boden nicht. Stattdessen wird er leicht nach oben abgelenkt und bewegt sich durch die Luftschichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes. Die Wellenfronten (in Abbildung 22.10b blau dargestellt) bewegen sich in den bodennäheren Schichten etwas schneller (siehe Abbildung 22.9). Daher verläuft der Strahl B gekrümmt und scheint für den Beobachter von unten zu kommen (gestrichelte Linie), als würde er am Boden reflektiert. Bei einer Fata Morgana finden solche Luftspiegelungen in den oberen Luftschichten statt.

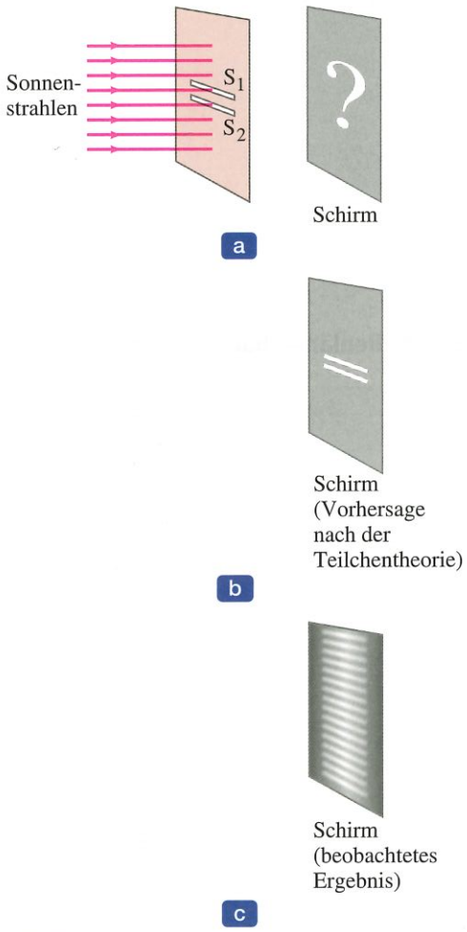


Abbildung 22.11 (a) Das Young'sche Doppelspaltexperiment. (b) Wenn man davon ausgeht, dass Licht aus Teilchen besteht, dann sind auf dem hinter den Spalten liegenden Schirm zwei helle, scharfe Linien zu erwarten. (c) Young beobachtete jedoch viele unscharfe Linien.

22.5 Interferenz – Das Young'sche Doppelspaltexperiment

Im Jahre 1801 fand der englische Augenarzt und Physiker Thomas Young (1773–1829) überzeugende Hinweise auf die Wellennatur des Lichts, wobei es ihm sogar gelang, die Wellenlängen des sichtbaren Lichts zu messen. In ▸ Abbildung 22.11a ist sein berühmtes Doppelspaltexperiment schematisch dargestellt. Aus einer einzelnen Quelle stammendes Licht (Young verwendete die Sonne) fällt auf einen Schirm mit zwei dicht benachbarten Spalten S_1 und S_2. Wenn man davon ausgeht, dass Licht aus winzigen Partikeln besteht, dann sind auf einem hinter den Spalten platzierten Schirm (Teil (b)) zwei helle Linien zu erwarten. Young beobachtete aber etwas anderes, nämlich eine Reihe heller Linien wie in Teil (c). Young konnte dieses Muster als **Interferenzerscheinung** erklären. Dazu stellen wir uns ebene Lichtwellen einer einzigen Wellenlänge vor (sogenanntes **monochromatisches Licht**, da es nur aus einer einzigen Farbe besteht), das auf den Doppelspalt in ▸ Abbildung 22.13 fällt. Wegen der Beugung breiten sich die Wellen hinter den Spalten wie dargestellt aus. Dies ist äquivalent mit dem Interferenz-

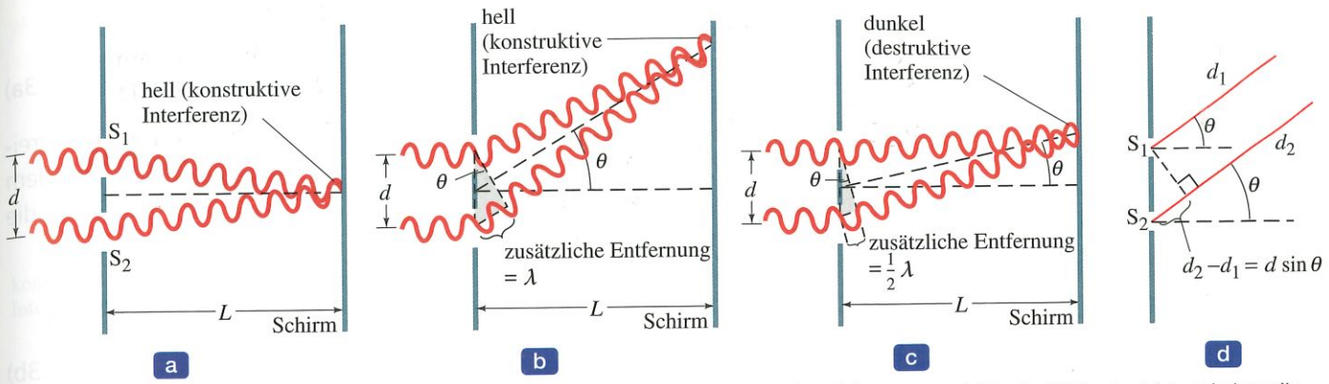


Abbildung 22.12 Erklärung des beim Doppelspaltexperiment auf dem Schirm entstehenden Linienmusters. (a) In der Mitte des Schirms haben die Wellen aus beiden Spalten die gleiche Entfernung zurückgelegt und sind in Phase. (b) Bei diesem Winkel θ hat die untere Welle eine ganze Wellenlänge zusätzlich zurückgelegt, die Wellen sind ebenfalls in Phase. Aus dem grau unterlegten Dreieck kann man ablesen, dass der zusätzlich zurückgelegte Weg gleich $d \sin\theta$ ist. (c) Für diesen Winkel θ legt die untere Welle eine zusätzliche Entfernung von einer halben Wellenlänge zurück, so dass die beiden Wellen auf dem Schirm maximal phasenverschoben sind. (d) Detailliertere Darstellung, die die Geometrie der beiden Teile (b) und (c) zeigt.

muster, das durch zwei ins Wasser geworfene Steine entsteht (siehe Abbildung 10.20), oder auch mit der Interferenz zweier Schallwellen, die von zwei Lautsprechern ausgehen (siehe Abbildung 10.22).

Um zu sehen, wie das Interferenzmuster auf dem Schirm entsteht, verwenden wir ▶ Abbildung 22.12. Dargestellt sind Wellen der Wellenlänge λ und die Spalte S_1 und S_2 mit dem Abstand d. Nachdem sie die Spalte passiert haben, breiten sich die Wellen in alle Richtungen aus, dargestellt sind sie jedoch nur für drei verschiedene Winkel θ. Abbildung 22.12a zeigt Wellen bei ihrer Ankunft in der Mitte des Schirms ($\theta = 0$). Beide Wellen haben die gleiche Entfernung zurückgelegt, so dass sie in Phase sind, ein Berg (Kamm) der einen Welle erreicht den Schirm zur gleichen Zeit wie ein Berg der anderen Welle. Folglich addieren sich die Amplituden beider Wellen zu einer größeren Amplitude (siehe ▶ Abbildung 22.14a). In diesem als **konstruktive Interferenz** bezeichneten Fall ist in der Mitte des Schirms ein heller Fleck zu sehen. Konstruktive Interferenz entsteht auch, wenn sich die Wege der beiden Strahlen um ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge unterscheiden (siehe Abbildung 22.12b). Unterscheiden sich die Wege dagegen um eine halbe Wellenlänge (oder $\frac{3}{2}\lambda$, $\frac{5}{2}\lambda$ usw.), dann sind die Wellen maximal phasenverschoben, wenn sie den Schirm erreichen: Die Wellenberge der einen Welle kommen gleichzeitig mit den Wellentälern der anderen an, so dass sie sich zur Amplitude null addieren (siehe ▶ Abbildung 22.14b). Dies ist der Fall **destruktiver Interferenz**, in dem auf dem Schirm eine dunkle Stelle entsteht (Abbildung 22.12c). Auf diese Weise entsteht auf dem Schirm eine Reihe heller und dunkler Linien oder Streifen.

Um die Lage der hellen Linien exakt zu bestimmen, bemerken wir zunächst, dass Abbildung 22.12 etwas übertrieben gezeichnet ist. In Wirklichkeit ist der Abstand d zwischen den Spalten sehr klein gegenüber dem Abstand L zum Schirm. In jedem der drei Fälle sind die Strahlen durch die Spalte daher nahezu parallel, und θ ist der Winkel, den sie mit der Horizontalen bilden (siehe Abbildung 22.12d). Aus dem rechten Dreieck in Abbildung 22.12 sehen wir, dass der zusätzliche Weg, den der untere Strahl zurücklegt, $d \sin\theta$ ist. Es liegt konstruktive Interferenz vor, und auf dem Schirm erscheint ein heller Streifen. Dies ist immer dann der Fall, wenn die Differenz $d \sin\theta$ der

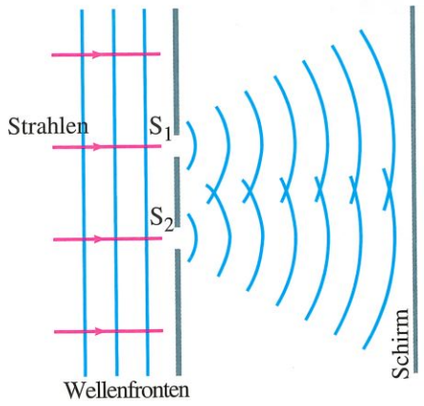


Abbildung 22.13 Wenn man davon ausgeht, dass Licht eine Welle ist, dann sollte das durch den ersten Spalt gehende Licht mit dem durch den zweiten Spalt gehenden interferieren.

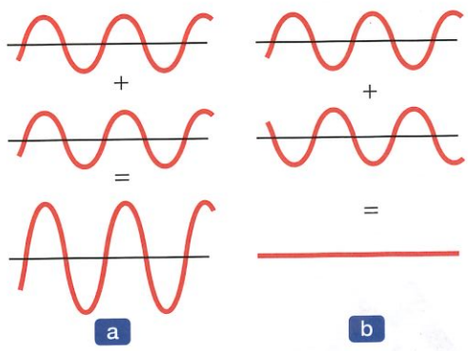


Abbildung 22.14 (a) Konstruktive Interferenz, (b) destruktive Interferenz (siehe auch Abschnitt 10.7).

zurückgelegten Wege ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist:

$$d \sin\theta = m\lambda\,, \quad m = 0, 1, 2, \ldots \qquad \text{(konstruktive Interferenz)} \qquad (22.3a)$$

Die Zahl m wird als **Ordnung** des Interferenzstreifens bezeichnet. Die Streifen erster Ordnung z. B. sind die beiden Streifen links und rechts neben dem mittleren Streifen (bei $\theta = 0$). Destruktive Interferenz tritt auf, wenn die Differenz $d \sin\theta$ der zurückgelegten Wege gleich $\frac{1}{2}\lambda$, $\frac{3}{2}\lambda$ usw. ist:

$$d \sin\theta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda\,, \quad m = 0, 1, 2, \ldots \qquad \text{(destruktive Interferenz)} \qquad (22.3b)$$

Die Intensität der hellen Streifen ist für den mittleren Streifen am größten ($m = 0$) und fällt mit steigender Ordnung (siehe ▶ Abbildung 22.15).

Beispiel 22.1 · Begriffsbildung **Interferenzlinien**

(a) Gibt es eine unendliche Anzahl von Punkten, in denen konstruktive Interferenz auftritt, oder nur eine endliche? (b) Haben die Punkte konstruktiver Interferenz jeweils den gleichen Abstand voneinander?

Lösung

a Wenn Sie die Gleichungen 22.3 betrachten (insbesondere die Variablenwerte $m = 0, 1, 2, \ldots$), sind Sie vielleicht versucht zu sagen, dass an unendlich vielen Stellen konstruktive und destruktive Interferenz auftritt. Bedenken Sie jedoch, dass $\sin\theta$ den Wert 1 nicht überschreiten kann. Daher gibt es eine obere Grenze für die Werte von m, die in die Gleichungen eingesetzt werden dürfen. Für Gleichung 22.3a ist der maximale Wert von m die kleinste ganze Zahl, die kleiner ist als d/λ. Es gibt daher nur endlich viele Stellen mit konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz.

b Die Abstände zwischen benachbarten Streifen sind nicht konstant, sondern wachsen mit dem Winkel θ, was Sie mathematisch überprüfen können. Für kleine Werte von θ sind die Abstände allerdings nahezu konstant, wie Sie in Beispiel 22.2 feststellen werden.

Beispiel 22.2 **Linienabstand für das Doppelspaltexperiment**

Zwei Spalte im Abstand von 0,1 mm sind 1,20 m vom Schirm entfernt. Von einer weit entfernten Quelle fällt Licht der Wellenlänge $\lambda = 500$ nm durch die Spalte. Wie weit sind die Interferenzstreifen auf dem Schirm näherungsweise voneinander entfernt?

Lösung

Für $d = 0{,}1\,\text{mm} = 1 \cdot 10^{-4}\,\text{m}$, $\lambda = 500 \cdot 10^{-9}\,\text{m}$ und $L = 1{,}2\,\text{m}$ entsteht der Streifen erster Ordnung ($m = 1$) bei einem Winkel θ, der durch

$$\sin\theta_1 = \frac{m\lambda}{d} = \frac{1 \cdot 500 \cdot 10^{-9}\,\text{m}}{1 \cdot 10^{-4}\,\text{m}} = 5 \cdot 10^{-3}\,.$$

gegeben ist. Dies ist ein sehr kleiner Winkel, so dass wir $\sin\theta \approx \theta$ annehmen können. Der Streifen erster Ordnung erscheint im Abstand x_1 oberhalb der Mitte des Schirms (siehe ▶ Abbildung 22.16). Dieser Abstand ist durch $x_1/L = \tan\theta_1 \approx \theta_1$ festgelegt, also

$$x_1 = L\theta_1 = 1{,}2\,\text{m} \cdot 5 \cdot 10^{-3} = 6\,\text{mm}\,.$$

Der Streifen zweiter Ordnung ($m = 2$) entsteht bei

$$x_2 = L\theta_2 = L\frac{2\lambda}{d} = 12\,\text{mm}$$

oberhalb der Mitte usw. Die Streifen niedriger Ordnung sind also jeweils 6 mm voneinander entfernt.

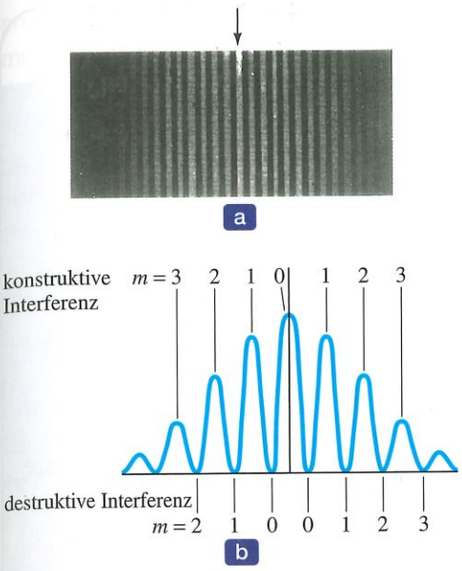


Abbildung 22.15 (a) Interferenzstreifen, die durch ein Doppelspaltexperiment erzeugt und auf einem fotografischen Film festgehalten wurden. Der Pfeil markiert den mittleren Streifen. (b) Lichtintensität in einem Interferenzmuster. Die Werte m geben die Ordnung der Streifen an (siehe Gleichungen 22.3).

Beispiel 22.3 · Begriffsbildung **Änderung der Wellenlänge**

(a) Was passiert mit dem in Abbildung 22.16 dargestellten Interferenzmuster (siehe Beispiel 22.2), wenn die Wellenlänge des einfallenden Lichts von 500 nm auf 700 nm geändert wird? (b) Was passiert, wenn der Abstand zwischen den Spalten vergrößert wird?

Lösung

a Wenn λ in Gleichung 22.3a erhöht wird, der Abstand d aber konstant bleibt, dann wächst der Winkel θ für die Maxima und das Interferenzmuster verbreitert sich.

b Bei größer werdendem Abstand d wird der Winkel θ für jede Ordnung kleiner, so dass die Linien enger zusammenrücken.

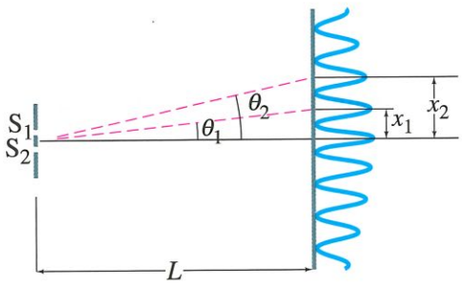


Abbildung 22.16 Für kleine Winkel treten die Interferenzstreifen im Abstand $x = \theta L$ vom Streifen in der Mitte ($m = 0$) auf; θ_1 und x_1 sind die Werte für den Streifen erster Ordnung ($m = 1$), θ_2 und x_2 für den Streifen zweiter Ordnung.

Aus den Gleichungen 22.3 sehen wir, dass die Lage der Interferenzstreifen von der Wellenlänge abhängt (außer für den Streifen nullter Ordnung). Wenn weißes Licht auf den Doppelspalt fällt, ist demnach, wie Young in seinen Experimenten beobachtete, der Streifen nullter Ordnung weiß, während die Streifen höherer Ordnung ein Spektrum von Farben enthalten. Der Winkel θ ist am kleinsten für violettes Licht und am größten für rotes. Young bestimmte als Erster die Wellenlängen des sichtbaren Lichts, indem er die Lage dieser Streifen maß und den durch die Gleichungen 22.3 gegebenen Zusammenhang ausnutzte. Damit zeigte er, dass der physikalische Unterschied zwischen den einzelnen Farben durch ihre Wellenlängen gegeben ist – eine Idee, die bereits 1665 von Grimaldi vorgeschlagen worden war.