

Zur dritten und vierten Klasse endlich gehören die farbigen Sterne, deren Spektrum Absorptionsbanden besitzt, ausserdem zum Teil einige helle Linien, namentlich von Wasserstoff.

Die Kometen zeigen stets das Spektrum der Kohlebanden, daneben hat man vereinzelt andere Linien, z. B. die von Na gesehen.

Die Nebelflecke endlich zeigen nur eine Anzahl heller Linien, sie sind also wohl glühende Gasmassen. Der chemische Ursprung der Linien ist unbekannt, nur Wasserstoff ist sicher nachgewiesen.

H. Interferenz des Lichtes.

§ 393. Wir kommen nun zu denjenigen Erscheinungen, welche beweisen, dass das Licht durch eine Schwingungsbewegung¹⁾ zu stande kommt, und welche uns auch die Mittel an die Hand geben, die Schwingungszahlen oder die Wellenlängen zu bestimmen. Wir haben schon besprochen, dass die im nächsten Abschnitt zu behandelnden Erscheinungen der Polarisation uns zwingen, transversale Schwingungen anzunehmen, und so gehen wir gleich von diesen aus.

Ein Strahl, bei welchem die Schwingungen dauernd in derselben Ebene durch den Strahl stattfinden, heisst ein linear polarisierter Strahl; solche Strahlen setzen wir zunächst voraus, obgleich natürliches Licht nicht so beschaffen ist, sondern die Schwingungen bei ihm nach allen Richtungen senkrecht zum Strahl erfolgen.

Die Gleichung für einen linear polarisierten Strahl ist (§ 177)

$$y = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right).$$

Sei in gleicher Richtung noch ein zweiter Strahl vorhanden, dessen Gleichung: $y_1 = B \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x+\delta}{\lambda} \right)$,

der also die gleiche Wellenlänge, aber andere Amplitude und Phase hat. Der Phasenunterschied ist $2\pi \frac{x+\delta}{\lambda} - 2\pi \frac{x}{\lambda} = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$. δ wird

der Gangunterschied der Wellen genannt.

Nach dem Prinzip von der Koexistenz kleiner Bewegungen (§ 182) erhalten wir die Gesamtbewegung durch Addition beider Bewegungen, also

¹⁾ Vgl. Verdet-Exner, Wellentheorie der Lichtes, Braunschweig.

$$\begin{aligned}
 Y = y + y_1 &= A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) + B \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \\
 &\quad + B \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \sin 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = \\
 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) &\left[A + B \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \right] + B \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \sin 2\pi \frac{\delta}{\lambda}.
 \end{aligned}$$

Setzen wir:

$$\begin{aligned}
 \left[A + B \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \right] &= M \cos 2\pi \frac{N}{\lambda} \quad \text{und} \quad B \sin 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = M \sin 2\pi \frac{N}{\lambda}, \\
 \text{so wird } Y &= M \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \cos 2\pi \frac{N}{\lambda} \\
 &\quad + M \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \sin 2\pi \frac{N}{\lambda} = M \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x - N}{\lambda} \right).
 \end{aligned}$$

Wir erhalten also als Resultante wieder eine linear polarisierte Welle von derselben Wellenlänge, aber anderer Amplitude und Phase. Die Amplitude ergibt sich aus den Substitutionsgleichungen durch Quadrieren und Addieren derselben zu:

$$M^2 = A^2 + B^2 + 2AB \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda};$$

sie ist also abhängig von dem Gangunterschied δ . Ist derselbe ein Vielfaches der ganzen Wellenlänge, $\delta = m\lambda$, so wird $\cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 1$, also $M = A + B$, die neue Amplitude ist die Summe der alten. Ist dagegen δ ein ungerades Vielfaches der halben Wellenlänge, $\delta = \frac{2m+1}{2}\lambda$, so wird $\cos 3\pi \frac{\delta}{\lambda} = -1$, $M = A - B$, die neue Amplitude ist gleich der Differenz der alten. Für andere Werte von δ liegt M zwischen diesen Grenzen.

Besonders interessant ist der Fall $A = B$; dann kann je nach dem Phasenunterschied die neue Amplitude zwischen 0 und $2A$ liegen, es kann also der eine Strahl den anderen vollständig vernichten.

Das gleiche Resultat haben wir graphisch in § 184 für akustische Wellen erhalten.

§ 394. Damit die Interferenzerscheinung der gegenseitigen Aufhebung zweier Wellen deutlich erscheine, müssen die beiden Strahlen genau gleiche Wellenlänge besitzen, in einer Ebene

schwingen und nahezu gleiche Intensität haben. Das ist bei natürlichem Lichte aber nur zu erreichen, wenn beide von einem und demselben leuchtenden Punkte herkommen; denn dann werden die nicht zu vermeidenden fortwährenden Aenderungen der Intensität und Schwingungsebene der Lichtquelle ohne Einfluss bleiben, da beide Strahlen sie immer gleichzeitig erfahren.

Wir wollen einige Fälle, in denen Interferenz eintritt, besprechen. E sei zuerst der sog. Fresnelsche Spiegelversuch erwähnt.

Zwei Spiegel S_1D und S_2D (Fig. 275) stoßen unter einem Winkel, der sehr nahe zwei Rechte bildet, an einander. Vor ihnen befindet sich ein leuchtender Punkt S ; von demselben entstehen zwei Bilder A und B , und alle Strahlen vor den Spiegeln bewegen sich so, als kämen sie von diesen Bildern her. Ziehen wir AB und senkrecht zu ihrer Mitte CDO , denken uns in O einen Schirm $EF \parallel AB$ aufgestellt. In O treffen sich zwei Strahlen, AO und

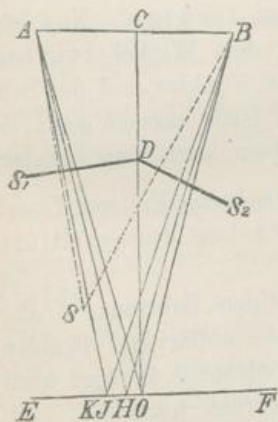


Fig. 275.

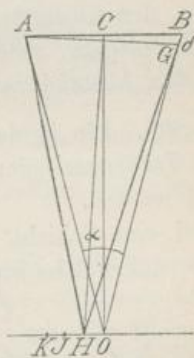


Fig. 276.

BO , die gleich weite Wege durchlaufen haben, also gleiche Phase besitzen. Gehen wir aber auf EF seitwärts, z. B. nach E , so wird der Weg von A immer kürzer, der von B immer länger, es entsteht also ein Gangunterschied. Für den Punkt H sei gerade AH um $\frac{\lambda}{2}$ kleiner als BH , so vernichten sich die Strahlen, es ist Dunkelheit vorhanden. Noch weiter, in J ist der Gangunterschied λ geworden, die Strahlen addieren sich, in K ist er $\frac{3\lambda}{2}$, sie ver-

nichten sich u. s. w. Auf der anderen Hälfte des Schirmes ist es genau ebenso. Dient daher als Lichtquelle ein mit einfarbigem Licht hell beleuchteter Spalt, der parallel der Berührungslinie der Spiegel steht, so erhält man auf dem Schirm eine Reihe heller und dunkler Streifen. Aus ihrem Abstand kann man die Wellenlänge des benutzten Lichtes bestimmen in folgender Weise: Es sei (Fig. 276) $AH = GH$, so ist $GB = \delta$ der Gangunterschied der sich in H treffenden Strahlen. Es heisse $OH = x$, $\sphericalangle AOB = \alpha$. Es ist wegen der Kleinheit der Längen δ , AB und x : $\triangle BAG \sim \triangle HCO$, da beide als gleichschenkelig zu betrachten sind und ihre Seiten senkrecht auf einander stehen, also $\delta : AB = x : CO$ oder $\delta = x \frac{AB}{CO}$.

Nun ist $\frac{AC}{CO} = \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}$, also $\frac{AB}{CO} = 2 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \operatorname{tg} \alpha$, da α sehr klein ist, also $\delta = x \operatorname{tg} \alpha$.

Für den benachbarten dunklen Streifen, dessen Abstand $OK = x + z$ ist, ist der Gangunterschied $\delta + \lambda$, also $\delta + \lambda = (x + z) \operatorname{tg} \alpha$. Aus beiden Gleichungen zusammen folgt $\lambda = z \operatorname{tg} \alpha$. Nun hängt α in leicht ersichtlicher Weise ab von dem Winkel zwischen den Spiegeln, den Abständen des leuchtenden Punktes und des Schirmes von den Spiegeln, welche Grössen man leicht messen kann, ebenso wie z , den Abstand zweier Streifen; dann kann man λ berechnen.

§ 395. Ein in der Natur oft beobachteter Fall von Interferenz erzeugt Farbenercheinungen, welche Farben dünner Blättchen genannt werden.

Sei eine Schicht einer durchsichtigen Substanz, z. B. Glas, gegeben, auf welche ein Bündel paralleler einfarbiger Strahlen auf-

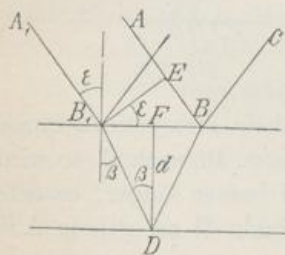


Fig. 277.

falle. Ein Strahl AB wird zum Teil reflektiert werden nach BC . Es wird sich ein anderer Strahl A_1B_1 derselben Lichtquelle finden lassen, von dem der gebrochene Anteil B_1D nach Reflexion an der unteren Grenzfläche gerade nach B gelangt, um dann auch in Richtung BC auszutreten. Diese Strahlen können interferieren. Ist $B_1E \perp A_1B_1$, so ist es eine Wellenebene; in B_1 und E haben also die beiden Strahlen gleiche Phase, von da legt bis zum Punkt B der eine den Weg EB in Luft, der andere den B_1DB in Glas zurück.

falle. Ein Strahl AB wird zum Teil reflektiert werden nach BC . Es wird sich ein anderer Strahl A_1B_1 derselben Lichtquelle finden lassen, von dem der gebrochene Anteil B_1D nach Reflexion an der unteren Grenzfläche gerade nach B gelangt, um dann auch in Richtung BC auszutreten. Diese Strahlen können interferieren. Ist $B_1E \perp A_1B_1$, so ist es eine Wellenebene; in B_1 und E haben

Ist d die Dicke der Platte, $= DF$, so ist $B_1DB = 2B_1D = \frac{2d}{\cos \beta}$;
 $EB = B_1B \sin \varepsilon = 2B_1F \sin \varepsilon = 2d \operatorname{tg} \beta \sin \varepsilon$.

Um den Gangunterschied zu finden, haben wir den Weg im Glas auf Luft zu reduzieren (§ 347) durch Multiplikation mit dem Brechungsexponenten n des Glases. Also ist der Gangunterschied

$$\delta = n \frac{2d}{\cos \beta} - 2d \operatorname{tg} \beta \sin \varepsilon$$

oder da

$$n = \frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta} \text{ ist: } \delta = \frac{2d \sin \varepsilon}{\cos \beta} \left(\frac{1}{\sin \beta} - \sin \beta \right) = \frac{2d \sin \varepsilon}{\operatorname{tg} \beta}.$$

Man erwartet, dass, wenn $\delta = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$, die Strahlen sich vernichten. Das ist aber nicht der Fall. Der eine Strahl ABC wird an der dichteren Substanz reflektiert, der andere B_1DB an der dünneren Luft. Es tritt hier dieselbe Erscheinung ein, die wir bei akustischer Reflexion gefunden haben (§ 193), dass bei Reflexion an dichtem Medium die Bewegung umgekehrt wird, d. h. dass diese Reflexion einen Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ hervorbringt. Die beiden in der Richtung BC fortgehenden Strahlen haben also einen Gangunterschied $\frac{\lambda}{2} + \delta$, so dass δ ein Vielfaches einer ganzen Welle sein muss, damit die Strahlen sich vernichten (vgl. § 416).

Fällt weisses Licht auf, so werden alle die Farben vernichtet, für welche $\delta = n\lambda$ ist, die anderen nicht; das reflektierte Licht ist daher nicht weiss, sondern farbig und je nach der Dicke d der Schicht ändert sich die Farbe, da δ von d abhängt, und von δ die Wellenlänge der vernichteten Farben. Die Farben dünner Blättchen treten z. B. bei Seifenblasen auf, bei dünnen Oelschichten auf Wasser, dünnen Metalloxydschichten, wie sie z. B. auf elektrolytischem Wege unter dem Namen der Nobilischen Farbringen erzeugt werden können.

Ist die Platte sehr dick, so verschwinden die Farben; es werden dann nämlich gleichmässig aus allen Teilen des Spektrums Farben vernichtet, und das übrig bleibende Licht macht dann wieder den Eindruck von Weiss, welches man Weiss höherer Ordnung nennt.

Sei z. B. die Platte aus Luft gebildet, die Strahlen sollen senkrecht auffallen. Ist die Dicke $d = 250 \mu\mu$, so würde der Gangunterschied $500 \mu\mu$ betragen, die Strahlen von dieser Wellenlänge würden vernichtet werden, ausserdem solche von der halben Wellenlänge $250 \mu\mu$ (da für sie der Gangunterschied 2λ würde), und noch kürzere, die alle unsichtbar sind. Wäre die Dicke $d = 500 \mu\mu$, so würden die Strahlen, deren Wellenlänge $= 1000 \mu\mu$, $500 \mu\mu$, $333 \mu\mu$ u. s. w., vernichtet, von den sichtbaren also auch nur die von $500 \mu\mu$. Bei einer Platte von $d = 1000 \mu\mu$ würden schon die sichtbaren Wellen $666, 500, 400 \mu\mu$ vernichtet, bei $d = 4000 \mu\mu$ schon die $727, 666, 615, 571, 533, 500, 470, 444, 433, 400 \mu\mu$ u. s. w.

Mit dieser Erscheinung verwandt sind die Newtonschen Ringe, welche die erste beobachtete Interferenzerscheinung bilden: Legt man auf eine ebene Glasplatte eine schwach gekrümmte plan-konvexe Linse, so sieht man bei Beleuchtung mit einfarbigem Licht um den Berührungspunkt eine Unzahl heller und dunkler Ringe. Newton fand, dass die Halbmesser der dunklen Ringe sich verhalten wie die Wurzeln aus den geraden Zahlen, die der hellen wie die Wurzeln aus den ungeraden Zahlen. Die Entstehung der dunklen Ringe ist folgende: Zwischen Linse und Glas liegt eine dünne Luftschicht von zunehmender Dicke bei wachsendem Abstand von der mittleren Berührungsstelle, übrigens rings um diese symmetrisch. Von dem auffallenden Licht wird ein Teil an der gekrümmten Linsenfläche reflektiert; mit jedem solchen Strahl vereinigt sich aber ein anderer, der an der unteren Platte reflektiert, also durch die Luftschicht hin und her gegangen ist, und beide interferieren. Die dunklen Ringe liegen da, wo ein Gangunterschied δ von $\lambda, 2\lambda, 3\lambda \dots$ zwischen beiden Strahlen vorhanden ist. Ist der Krümmungsradius der Linse R , der Radius eines dunklen Kreises r , die Dicke der Luftschicht an der Stelle d , so ergibt die

Fig. 278: $r^2 = R^2 - (R - d)^2 = 2Rd - d^2$ oder $d = \frac{r^2}{2R} - \frac{d^2}{2R}$.

Da d sehr klein gegen R , so ist das zweite Glied zu vernachlässigen, dann ist $d = \frac{r^2}{2R}$ oder $r = a \sqrt{2d} = b \sqrt{\delta}$ nach vorigem

Paragrafen. Dunkelheit herrscht, wo $\delta = 0 \frac{\lambda}{2}, 2 \frac{\lambda}{2}, 4 \frac{\lambda}{2} \dots$, Helligkeit, wo $\delta = 1 \frac{\lambda}{2}, 3 \frac{\lambda}{2}, 5 \frac{\lambda}{2} \dots$, also ergeben sich die Newtonschen Beobachtungen.

Fällt weisses Licht auf, so sind die Ringe farbig; am nächsten der Mitte, wo d noch sehr klein, werden die kürzesten Wellen vernichtet, also blau, das reflektierte Licht ist also rötlich, weiterhin wird grün vernichtet, endlich rot, noch weiter wieder blau u. s. w.

Auch im durchgehenden Licht erscheinen Ringe, aber viel schwächer, weil von den beiden interferierenden Strahlen der eine 0mal, der andere 2mal reflektiert ist, ihre Intensität also sehr verschieden ist.

§ 396. Hält man vor die Hälfte des Auges eine dünne Glasplatte und betrachtet ein Spektrum, so erscheint dasselbe von

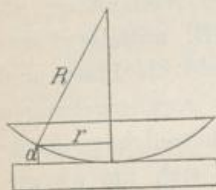


Fig. 278.

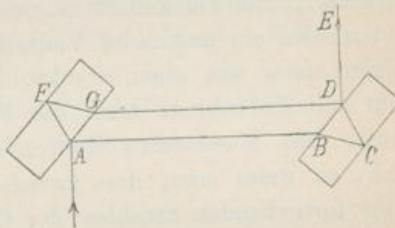


Fig. 279.

schwarzen Streifen, wie breite Fraunhofersche Linien, durchzogen, die man Talbotsche Streifen nennt. Die Streifen entstehen, indem einzelne Farben durch Interferenz vernichtet werden. Die Strahlen, welche im Auge vereinigt werden, gehen teils durch die Glasplatte von der Dicke d , teils durch die ebenso dicke Luftschicht; die Zahl der Wellenlängen in beiden Fällen ist $\frac{d}{\lambda}$ und $\frac{d}{\lambda_1}$, wenn λ_1 die Wellenlänge in Glas bedeutet, oder wenn wir dies auf Luft reduzieren, $n \frac{d}{\lambda}$, also $\delta = n \frac{d}{\lambda} - \frac{d}{\lambda} = (n - 1) \frac{d}{\lambda}$. Die Farben, für welche $\delta = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2} \dots$, werden vernichtet, an ihrer Stelle findet man im Spektrum dunkle Streifen.

§ 397. Praktisch von besonderer Wichtigkeit ist der Jamin'sche Interferenzrefraktor: Zwei planparallele, gleich dicke Glasplatten sind wie in der Fig. 279 einander parallel aufgestellt. Ein unter 45° in A auffallender Strahl homogenen Lichtes wird teils nach B reflektiert, hier zum Teil gebrochen, wieder reflektiert und tritt in D nach E zum Teil aus. Ein anderer Teil des Strahles

wird aber in A gebrochen und durchläuft den Weg AFGDE. Die Wege beider Strahlen sind genau identisch, es tritt also keine Interferenz auf, wenn die Platten genau parallel sind. Sobald aber die eine Platte gedreht wird, was sich durch eine Mikrometerschraube machen lässt, legt der eine Strahl einen längeren Weg in Glas, einen kürzeren in Luft zurück, es tritt Gangunterschied und Interferenz ein. Fällt ein Strahlenbündel auf, so ist je nach dem Einfallswinkel der Gangunterschied verschieden; auf die zweite Platte sehend erblickt man daher eine grosse Anzahl von Interferenzstreifen. Dreht man die eine Platte, so verschieben sich die Streifen, weil der Gangunterschied an jeder Stelle wächst oder abnimmt, und Dunkelheit immer vorhanden ist, wenn der Gangunterschied ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge ist. Fixiert man nun einen Punkt, indem man z. B. mittelst Fernrohr mit Fadenkreuz nach der Platte sieht, dreht die Platte und zählt, dass p schwarze Streifen am Fadenkreuz vorübergegangen sind, so weiss man, dass zwischen den in der betreffenden Richtung fortgehenden Strahlen der Gangunterschied sich um $p\lambda$ geändert hat.

Dies Instrument ist von grosser Wichtigkeit geworden, weil es gestattet, sehr kleine Gangunterschiede zu beobachten, relative Wellenlängen-Bestimmungen zu machen und daher Brechungsexponenten, z. B. der Gase, zu bestimmen. Denken wir uns z. B. die Glasplatten parallel, in den Weg des einen Strahles ein dünnes Glasplättchen von der Dicke a gehalten, so treten Interferenzstreifen auf, weil der Strahl im Glas verzögert wird. Wir drehen nun die eine Platte so, dass der Weg des anderen Strahles länger wird; dann können wir offenbar die Wirkung des Plättchens neutralisieren, die Interferenzen verschwinden lassen. Zählen wir, wieviel Streifen am Fadenkreuz beim Drehen vorbeigehen, bis sie verschwinden; es seien p , so wissen wir, dass auf die Dicke a im Glase p Wellenlängen mehr kommen als in Luft. Macht daher in der Luftschicht a das Licht m Schwingungen und ist die Wellenlänge λ , so ist $m\lambda = a$,

$$\text{im Glase aber } (m + p)\lambda_1 = a, \text{ also } \lambda_1 = \frac{a}{\frac{a}{\lambda} + p}.$$

Wir können also die Wellenlänge im Glas bestimmen aus der in Luft, daher auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und den Brechungsexponent (vgl. § 349). Ebenso kann man den einen Strahl durch eine Röhre mit einem Gase gehen lassen, dessen

Brechungsexponent, Einfluss der Dichte und der Temperatur u. s. w. untersuchen.

§ 398. Wir haben in der Akustik ausführlich besprochen (§ 195), dass durch Reflexion einer Wellenbewegung am dichteren Medium und Interferenz der ankommenden und reflektierten Wellen stehende Schwingungen gebildet werden, die dadurch charakterisiert sind, dass in Abständen von je $\frac{\lambda}{2}$ Bäuche vorhanden sind, in denen die Bewegung der Teilchen ein Maximum ist, dazwischen liegen Knoten, in denen die Bewegung 0 ist. Es gelang zuerst Wiener, auch beim Licht solche stehende Schwingungen nachzuweisen, und zwar auf photographischem Wege. Nur in den Bäuchen wird das Silbersalz reduziert, so dass die in den Gang der stehenden Schwingungen gebrachte Platte von Kollodium mit Silbersalz von Schichten reduzierten Silbers durchsetzt wird, deren Abstand $\frac{\lambda}{2}$ ist.

Auf dem gleichen Vorgang beruhen die zuerst von E. Becquerel zufällig beobachteten, von Lippmann 1891 absichtlich hergestellten farbigen Photographien. Lassen wir z. B. ein Spektrum auf eine Platte von Kollodium mit Silbersalz fallen, deren Rückseite stark reflektiert (Lippmann bringt dazu hier Quecksilberher), so entstehen in der Platte stehende Schwingungen, in deren Bäuchen das Silber reduziert wird. Diese ausserordentlich dünnen Silberschichten liegen überall im Abstand der halben Wellenlänge des Lichtes, das gerade auf die betreffende Stelle fiel, sie liegen also z. B. viel dichter am blauen Ende des Spektrums, als am roten.

Fällt nun auf eine solche Platte weisses Licht, so dringt es zum Teil durch die Platte durch, ein Teil aber wird an jeder Silberschicht reflektiert, und in der Farbe der Summe aller reflektierten Strahlen sehen wir jede Stelle der Platte. Im auffallenden Licht sind nun alle Farben vorhanden; für jede Farbe haben die von den einzelnen Schichten reflektierten Teile verschiedene Phasen, sie vernichten sich daher grösstenteils. Nur für die Farbe, deren halbe Wellenlänge gleich dem Abstand der Schichten ist, haben alle reflektierten Teile die gleiche Phase, weil der bis zu einer weiteren Schicht eindringende Teil bis zu ihr $\frac{\lambda}{2}$, für den Rück-

weg wieder $\frac{\lambda}{2}$ zu durchlaufen hat. So wird von jeder Stelle gerade nur die Farbe stark reflektiert, welche auf diese Stelle gewirkt und die Silberschichten hervorgebracht hatte, d. h. die photographische Aufnahme des Spektrums zeigt uns im reflektierten Licht die natürlichen Spektralfarben.

§ 399. Eine weitere Reihe von Interferenzerscheinungen entsteht bei der Beugung oder Diffraktion des Lichts. Wir haben das Huygenssche Prinzip besprochen, welches aussagt, dass man die Wirkung eines leuchtenden Punktes A (Fig. 280) auf einen anderen B ersetzen kann durch die Wirkung aller Punkte einer

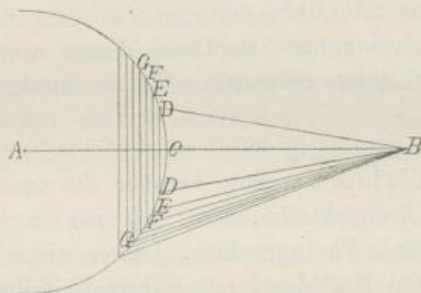


Fig. 280.

Wellenfläche von A. Dies scheint nun der Erfahrung zu widersprechen, dass das Licht sich geradlinig fortpflanzt, dass also von A nur ein Strahl nach B gelangt. Aber der Widerspruch löst sich sehr leicht durch Berücksichtigung der Interferenz.

Auf der Wellenfläche haben alle Punkte gleiche Phase. C liege auf dem Centralstrahl, sei also B am nächsten. Bewegen wir uns auf der Wellenfläche, einer Kugel, von C fort, so wächst der Abstand von B, die Strahlen, die von den verschiedenen Punkten der Wellenfläche nach B gelangen, kommen also dort mit Gangunterschied an.

Es sei D so gelegen, dass DB um $\frac{\lambda}{2}$ länger als CB ist; wir ziehen auf der Kugel um C einen Kreis mit dem Radius CD. Von dieser ganzen Kalotte kommen Strahlen nach B mit Gangunterschieden zwischen 0 und $\frac{\lambda}{2}$ gegen den Centralstrahl. Sei

weiter $BE = BD + \frac{\lambda}{2}$; ziehen wir einen Kreis mit CE um C , so kommen von diesem ringförmigen Stück Strahlen nach B mit den Gangunterschieden $\frac{\lambda}{2}$ bis λ gegen den Centralstrahl, also mit einem Gangunterschied einer halben Wellenlänge gegen die Strahlen der Kalotte. Ziehen wir ebenso BF, BG u. s. w. so, dass sie je um $\frac{\lambda}{2}$ grösser sind, so zerfällt die Wellenfläche in ringförmige Abschnitte, die Huygensschen Zonen, die so beschaffen sind, dass die von jeder Zone nach B gelangenden Strahlen um $\frac{\lambda}{2}$ verschiedenen Gangunterschied haben gegen die Strahlen der benachbarten Zonen, also mit diesen interferieren.

Nennen wir die Lichtmengen, die von den einzelnen Zonen nach B kommen: m_1, m_2, m_3, \dots , so ist die ganze Helligkeit in B : $M = m_1 - m_2 + m_3 - m_4 + \dots$

Die abwechselnden Vorzeichen bedeuten die entgegengesetzten Phasen, durch welche die Wirkung der Zonen sich teilweise aufhebt. M ist also eine Reihe, deren Glieder abwechselndes Vorzeichen haben und, wie die Figur und die Ueberlegung zeigt, immer kleiner werden, weil der für die Helligkeit in Betracht kommende Querschnitt der Strahlenbündel immer kleiner wird. Eine einfache Rechnung über die Grösse der Querschnitte der Zonen zeigt ferner,

dass $m_2 = \frac{m_1 + m_3}{2}$, $m_4 = \frac{m_3 + m_5}{2}$ u. s. w., also wird

$$M = m_1 - \frac{m_1 + m_3}{2} + m_3 - \frac{m_3 + m_5}{2} + m_5 - \dots = \frac{m_1}{2},$$

d. h. von dem gesamten von der Wellenfläche ausgehenden Lichte hebt sich alles durch Interferenz auf bis auf die Hälfte des von der ersten Zone ausgehenden Lichtes. Da die Wellenlänge ausserordentlich klein ist, ist es auch der Durchmesser der ersten Zone, es kommt also auch nach dem Huygensschen Prinzip nach B nur Licht von dem Punkte C , der dem direkten Strahle AB entspricht.

§ 400. Die angestellte Betrachtung zeigt aber zugleich, dass zum Zustandekommen obigen Resultates die Mitwirkung aller Zonen nötig ist, dass aber, wenn wir etwa durch Schirme die Strahlen einzelner Zonen abblenden können, die Reihe für M ganz verschiedene Werte annehmen muss. Wir wollen für einzelne Fälle

sehen, welches Resultat zu stande kommt, soweit sich das ohne umständliche Rechnungen machen lässt. Für die Zeichnung ergeben sich die Grössen der Zonen nach willkürlicher Einheit gemessen zu

$$m_1 = 81, m_2 = -70, m_3 = 59, m_4 = -49, m_5 = 38, m_6 = -28, \\ m_7 = 19, m_8 = -11 \text{ u. s. w.}; \Sigma m = M \text{ wird} = 41.$$

Setzen wir nun z. B. in den Gang der Strahlen einen kleinen kreisförmigen Schirm S , der gerade m_1 aufhebt, so kommt nach B : $M_1 = M - m_1 = -40$. Wir haben also in B dieselbe Helligkeit wie ohne Schirm, nur entgegengesetzte Phase, trotzdem der direkte Strahl abgeblendet ist; das Licht ist also scheinbar um den Schirm herumgegangen, gebeugt worden, woher der Name dieser Erscheinungen rührt. Für die Punkte rings um B aber ist der Schirm von Einfluss. Wie man aus der Fig. 281 leicht ersieht, wird z. B. nach C noch Licht von der ersten Zone kommen, also

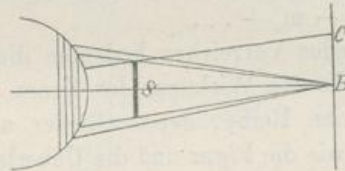


Fig. 281.

zu M_1 eine positive Grösse gefügt werden, die Helligkeit wird abnehmen; der helle Punkt B ist also von einem dunklen Ringe umgeben. Weitere Ueberlegung zeigt leicht, dass eine ganze Anzahl abwechselnd heller und dunkler Ringe entstehen, deren Intensitätsunterschied immer kleiner wird, je mehr wir uns von B entfernen, bis schliesslich gleichförmige Beleuchtung eintritt, wie ohne Schirm. Benutzen wir nicht homogenes, sondern weisses Licht, so entstehen farbige Ringe.

Setzen wir andererseits einen Schirm in den Gang der Strahlen, der durch ein kleines Loch nur die Strahlen m_1 und m_2 durchlässt, alles übrige abblendet, so haben wir in B : $M_2 = m_1 - m_2 = 11$, also sehr geringe Helligkeit, trotzdem der direkte Strahl nicht gehindert wäre. Auch hier ergibt sich leicht, dass abwechselnd helle und dunkle Ringe um die Mitte entstehen, bis in einiger Entfernung volle Dunkelheit eintritt.

Ebenso ergibt sich, dass, wenn wir einen Schirm verschieben, der die Hälfte aller Zonen deckt, vom Rande seines Schattens aus

nach der hellen Seite abwechselnd Maxima und Minima folgen, bis schliesslich volle Helligkeit erreicht ist, während andererseits der Schatten nicht mit voller Dunkelheit einsetzt, sondern erst allmählich dieselbe erreicht.

Wie man leicht einsieht, können alle diese und ähnliche Beugungserscheinungen nur eintreten, wenn wir einzelne der Huygensschen Zonen an der Mitwirkung hindern, d. h. wenn die Schirme und Oeffnungen in ihnen sehr klein sind. Dann aber treten sie auch immer ein, und wir sehen z. B. bei dem ersten betrachteten Falle von B aus nicht ein klares Bild der kleinen kreisrunden Oeffnung, sondern ein Beugungsbild. — Dies ist der Grund, weshalb man bei Mikroskopen nicht beliebige Vergrösserung erreichen kann; denn mit solcher ist Verkleinerung der Objektivlinsen verbunden, deren sehr kleine Oeffnung schliesslich Beugung hervorruft, so dass sich Beugungsbilder über das Bild des Gegenstandes legen und letzteres fälschen.

§ 401. Die angedeuteten Beugungserscheinungen, welche durch kugelförmige Wellen hervorgebracht werden, nennt man Fresnelsche Beugung. Erheblich lichtstärker und praktisch wichtiger sind die sog. Fraunhoferschen Beugungserscheinungen, welche bei parallelen Strahlenbündeln auftreten. Sie werden beobachtet, indem man parallele Strahlen auf die beugende Oeffnung fallen lässt und hinter letztere eine Linse setzt; diese vereinigt jedes Strahlenbündel, welches parallel einer Richtung auf sie fällt, in einem Punkte, welcher da liegt, wo eine durch den Mittelpunkt der Linse jener Richtung parallel gezogene Linie, eine sog. Nebenaxe, die Brennebene trifft. Die Strahlen werden hier vereinigt mit den Phasenunterschieden, die sie in einer zur Nebenaxe senkrechten Ebene vor der Linse hatten, da die Linse keine Gangunterschiede hervorbringt. Die Strahlen, welche durch den Rand der Linse gehen, haben zwar längere Wege in der Luft, dafür kürzere im Glase zu durchlaufen, und beides kompensiert sich gerade, wie sich zeigen lässt.

Es falle also paralleles einfarbiges Licht senkrecht auf einen Spalt, dessen Querschnitt AB (Fig. 282) ist. Nach Huygens' Prinzip betrachten wir jeden Punkt der Oeffnung AB, welche ja ein Stück der Wellenebene ist, als neues Centrum, von welchem Strahlen nach allen Seiten gehen mit gleicher Phase in A. B. Die Strahlen, die senkrecht zum Spalt weiter gehen, erhalten keinen

Phasenunterschied, werden also durch die Linse L im Brennpunkt F vereinigt, wobei sie sich einfach summieren, also ein helles Spaltbild erzeugen. Betrachten wir aber ein Bündel, welches den $\sphericalangle \alpha$ mit der Normalen bildet, so werden die Strahlen vereinigt in G mit dem Phasenunterschied, den sie in der zu ihrer Richtung senkrechten Ebene AC haben. Die Gangunterschiede entstehen, indem die verschiedenen Strahlen von der Wellenebene AB verschieden lange Wege bis AC zurückzulegen haben. Sei die Richtung α eine solche, dass $BC = \lambda$, der Gangunterschied zwischen den äussersten Randstrahlen also eine Wellenlänge ist, dann können wir das Bündel in zwei gleiche Hälften teilen, AD bis HJ und HJ bis BE:

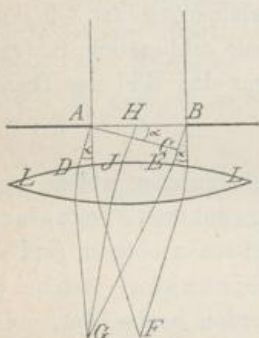


Fig. 282.

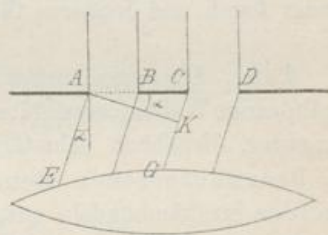


Fig. 283.

in der ersten Hälfte sind gegen den ersten Strahl gerechnet die Gangunterschiede 0 bis $\frac{\lambda}{2}$ vorhanden, in der zweiten solche von $\frac{\lambda}{2}$ bis λ . Zu jedem Strahl der ersten Hälfte findet sich also in der zweiten Hälfte ein anderer, der eine halbe Wellenlänge Phasendifferenz hat, beide Hälften vernichten sich daher bei ihrer Vereinigung durch die Linse, im Punkte G herrscht Dunkelheit.

Nehmen wir eine andere Richtung, die noch grösserem α entspricht, so wird $BC = \frac{3\lambda}{2}$; dann können wir das Strahlenbündel in drei Teile teilen mit den Gangunterschieden 0 bis $\frac{\lambda}{2}$, $\frac{\lambda}{2}$ bis λ , λ bis $\frac{3\lambda}{2}$. Hiervon vernichten sich die beiden ersten, das letzte bleibt bestehen. In dieser Richtung bekommen wir also auf einem

Schirm in der Brennebene wieder Helligkeit, aber viel kleinere als in F, da nur $\frac{1}{3}$ der Strahlen wirkt. Wächst α noch mehr, so wird $BC = \frac{4\lambda}{2}$. Dann können wir uns das Bündel in vier Teile geteilt denken, von welchen sich das erste gegen das zweite, das dritte gegen das vierte bei Vereinigung durch die Linse aufheben. Auf dem Schirme erhalten wir also in dieser Richtung völlige Dunkelheit. Noch weiter wird $BC = \frac{5\lambda}{2}$; dann bleibt $\frac{1}{5}$ der Strahlen, die anderen $\frac{4}{5}$ vernichten sich, wir haben wieder Helligkeit, aber noch geringere u. s. w.

Nennen wir die Breite des Spaltes $AB = a$, so ergibt die Figur: $BC = a \sin \alpha$. Wir haben also Lichtmaxima, wenn $a \sin \alpha = \frac{0\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2} \dots$, Lichtminima, wenn $a \sin \alpha = \frac{2\lambda}{2}, \frac{4\lambda}{2}, \frac{6\lambda}{2} \dots$

Auf dem Schirm bekommen wir ganz schwarze Streifen in Richtungen, die gegeben durch $\sin \alpha = \frac{2n}{a} \cdot \frac{\lambda}{2}$ ($n = 1, 2, 3 \dots$), dazwischen hellste Stellen, die aber an Helligkeit abnehmen, je weiter wir von der Mitte fortgehen. Zwischen den dunklen und den hellsten Stellen nimmt die Intensität allmählich ab und zu, die Maxima liegen in den Richtungen

$$\sin \alpha = \frac{2n+1}{a} \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (n = 0, 1, 2, 3 \dots).$$

Nun seien zwei Spalte von der gleichen Breite a mit dem undurchsichtigen Zwischenraum, dem Balken, von der Breite b gegeben. In der Richtung α , wo ein Spalt Dunkelheit gab, werden auch zwei Spalte Dunkelheit geben, da jeder Spalt für sich Dunkelheit gibt; aber es treten noch neue Minima auf, indem die Bündel der beiden Spalten sich durch Interferenz vernichten können, wo jeder Spalt allein Licht gibt; das ist offenbar der Fall, wenn zwischen den symmetrisch gelegenen Randstrahlen (Fig. 283) AE und CG ein Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2} \dots$ vorhanden ist, d. h. wenn $CK = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2} \dots$. Es ist aber $CK = (a + b) \sin \alpha$.

Also treten neue Minima auf in der Richtung: $\sin \alpha = \frac{2n+1}{a+b} \cdot \frac{\lambda}{2}$,
für $n = 0, 1, 2, 3 \dots$

Haben wir vier gleiche Spalten von der gleichen Breite a mit den Zwischenräumen b , so bleiben die Minima, wo 1 Spalt solche hat und wo 2 Spalte sie geben, aber es treten noch neue hinzu in den Richtungen, wo der erste und dritte Spalt ihre Wir-

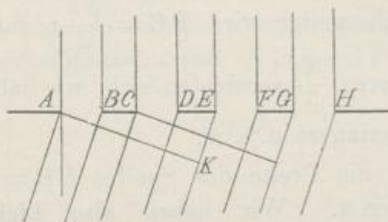


Fig. 284.

kung aufheben, weil dann auch der zweite und vierte sich vernichten. Das ist der Fall, wenn (Fig. 284) $EK = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2} \dots$. Da aber $EK = EA \sin \alpha = 2(a+b) \sin \alpha$ ist, sind neue Minima in den Richtungen $\sin \alpha = \frac{2n+1}{2(a+b)} \cdot \frac{\lambda}{2}$.

Es ist leicht zu übersehen, dass bei 8, 16... Spalten immer neue Minima auftreten in Richtungen

$$\sin \alpha = \frac{(2n+1)\lambda}{8(a+b)}, \quad \sin \alpha = \frac{(2n+1)\lambda}{16(a+b)} \dots$$

Die Intensität des Lichtes auf einem Schirme in der Brennebene lässt sich am anschaulichsten graphisch darstellen. Wir wollen annehmen $a = b$. Dann liegen

bei 1 Spalt: Maxima in Richtungen	$\sin \alpha = 0,$	$\frac{3\lambda}{2a},$	$\frac{5\lambda}{2a},$	$\frac{7\lambda}{2a} \dots$
Minima " "	$\sin \alpha =$	$\frac{2\lambda}{2a},$	$\frac{4\lambda}{2a},$	$\frac{6\lambda}{2a} \dots$
bei 2 Spalten: neue Minima in Richtungen	$\sin \alpha =$	$\frac{1\lambda}{4a},$	$\frac{3\lambda}{4a},$	$\frac{5\lambda}{4a} \dots$
" 4 " " " "	$\sin \alpha =$	$\frac{1\lambda}{8a},$	$\frac{3\lambda}{8a},$	$\frac{5\lambda}{8a} \dots$
" 8 " " " "	$\sin \alpha =$	$\frac{1\lambda}{16a},$	$\frac{3\lambda}{16a},$	$\frac{5\lambda}{16a} \dots$

In der Fig. 285 sind auf der x-Axe die wachsenden α aufgetragen, indem für $\frac{\lambda}{a}$ eine beliebige Längeneinheit genommen wurde, als Ordinaten die Intensitäten, und zwar weit gestrichelt für einen Spalt, fein gestrichelt für 2 Spalte, punktiert für 4 Spalte, ausgezogen für 8 Spalte. Man erkennt, wie die wachsende Zahl der Spalte einige Lichtmaxima beseitigt, die übrigen immer enger begrenzt, dazwischen allmählich alles Licht vernichtet; die übrig bleibenden Maxima aber werden immer heller, da immer mehr

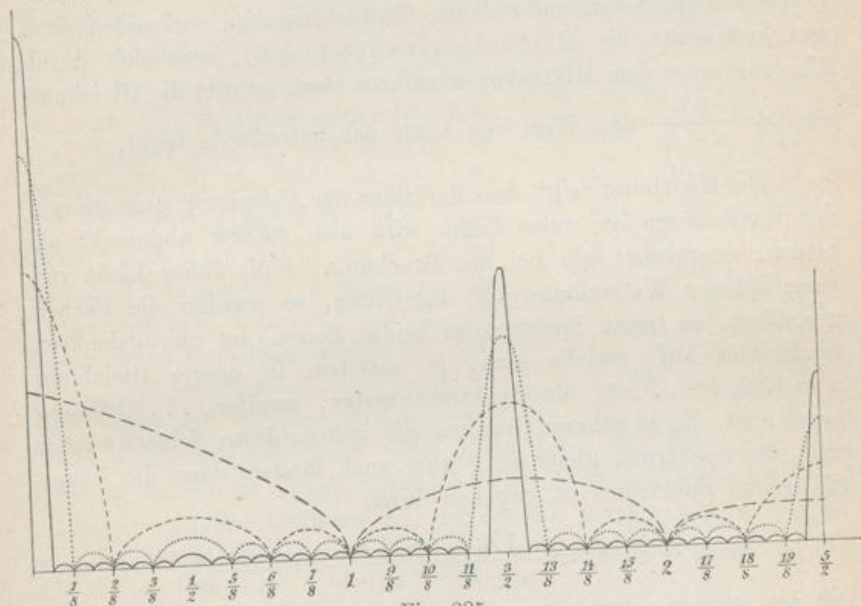


Fig. 285.

Spalte ihr Licht zufügen. In der Figur ist die Intensitätszunahme nur angedeutet, bei 8 Spalten sollte das erste Maximum 64mal so hoch sein, als bei einem Spalt.

Sind sehr viel Spalte vorhanden, Hunderte oder Tausende, so ergibt sich, dass ganz scharf begrenzte Maxima nur übrig bleiben in den Richtungen $\sin \alpha = \frac{n\lambda}{a+b}$ für $n = 1, 2, 3 \dots$, dazwischen herrscht völlige Dunkelheit. Die Maxima nehmen allmählich an Helligkeit ab, und zwar ist, wie die Theorie zeigt, die Helligkeit des m -ten Bildes $\frac{1}{m^2 \pi^2}$, wenn die Helligkeit des auf die Spalte fallenden Lichtes $= 1$ gesetzt ist.

§ 402. Eine Reihe von Spalten mit dazwischen liegenden undurchsichtigen Balken nennt man ein optisches Gitter oder Diffraktionsgitter. Dies Instrument ist von der grössten Wichtigkeit für die Bestimmung der Wellenlängen. Setzt man es auf das Tischchen des Goniometers (§ 379) an die Stelle des Prisma, so fällt durch den Kollimator paralleles Licht auf. Durch das Objektiv des Fernrohres wird in der Ebene seines Brennpunktes das Interferenzbild entworfen, welches durch das Okular als Lupe vergrössert betrachtet wird. Messen wir durch Drehen des Fernrohres die Winkel α , unter denen die Lichtmaxima vorhanden sind, und bestimmen die Gitterkonstante $(a + b)$, was sich durch Messung unter dem Mikroskop ausführen lässt, so gibt die Gleichung $\sin \alpha = \frac{n\lambda}{a + b}$ den Wert von λ für das betreffende Licht.

Die Gleichung zeigt, dass der Sinus der Ablenkung proportional der Wellenlänge ist; rotes Licht wird also stärker abgelenkt als blaues, umgekehrt wie bei der Brechung. Fällt daher Licht von verschiedener Wellenlänge auf das Gitter, so werden die Farben gesondert, es treten Spektren zu beiden Seiten des unabgelenkten Spaltbildes auf, welche man, je nachdem in obiger Gleichung $n = 1, 2, 3 \dots$ ist, als Spektrum erster, zweiter, \dots Ordnung bezeichnet. Zu je höherer Ordnung wir gehen, desto lichtschwächer wird das Spektrum, gleichzeitig aber auch länger; denn die Länge des ersten Spektrums ist gegeben durch

$$\sin \alpha_r - \sin \alpha_v = \frac{1 \lambda_r}{a + b} - \frac{1 \lambda_v}{a + b} = \frac{\lambda_r - \lambda_v}{a + b},$$

die des zweiten durch

$$\sin \alpha_r - \sin \alpha_v = \frac{2 \lambda_r}{a + b} - \frac{2 \lambda_v}{a + b} = \frac{2(\lambda_r - \lambda_v)}{a + b}.$$

Das Spektrum zweiter, dritter Ordnung ist also annähernd 2, 3 \dots mal so lang, als das erster Ordnung. Daher fallen in den höheren Ordnungen die Spektren über einander; denn es kann werden $\sin \alpha = \frac{n \lambda_1}{a + b} = \frac{m \lambda_2}{a + b}$; also die Wellenlängen λ_1 des n -ten und λ_2 des m -ten Spektrums fallen zusammen. Z. B. mit $\lambda = 760 \mu\mu$. der ersten Ordnung fällt $\lambda = \frac{1}{2} \times 760 = 380 \mu\mu$. der zweiten, $\lambda = \frac{1}{3} \times 760 = 253 \mu\mu$. der dritten zusammen.

Nennen wir die Gitterkonstante $a + b = \varepsilon$, so können wir unsere obige Formel schreiben $\sin \alpha = \frac{n\lambda}{\varepsilon}$. Sie gilt nur, wenn das Licht senkrecht auf das Gitter fällt. Wir wollen die Gleichung auf anderem Wege für den allgemeineren Fall ableiten, wo das Licht schräg auffällt. Sei in Fig. 286 AC ein Stück der Gitterfläche, A, B, C entsprechende Punkte der Spalte, also $AB = BC = \varepsilon$. Das einfallende parallele Licht bilde mit dem Einfallslot den Winkel α , das gebeugte den Winkel β . Die gebeugten Strahlen geben maximale Helligkeit in solchen Richtungen, für welche der Gangunterschied der Strahlenbündel benachbarter Strahlen ein ganzes Vielfache einer Wellenlänge ist. Der Gangunterschied zwischen den Strahlen A_1A_2 und B_1B_2 ist aber, wenn wir die Wellenebenen AD und AF ziehen, gleich $DB + BF$. Nun ist $DB = AB \sin BAD = \varepsilon \sin \alpha$ und ebenso $BF = \varepsilon \sin \beta$. Folglich ist der Gangunterschied $\varepsilon (\sin \alpha + \sin \beta)$. Ist dieser Gangunterschied gleich $1\lambda, 2\lambda, 3\lambda \dots$, so wächst er von Spalt zu Spalt um die gleiche Grösse, wir haben maximale Helligkeit. Wir haben also das Bild in erster Ordnung da, wo der Gangunterschied zwischen benachbarten Bündeln 1λ ist, in zweiter Ordnung da, wo er 2λ beträgt u. s. w. Allgemein können wir also die Gittergleichung schreiben

$$\sin \alpha + \sin \beta = \frac{n}{\varepsilon} \lambda.$$

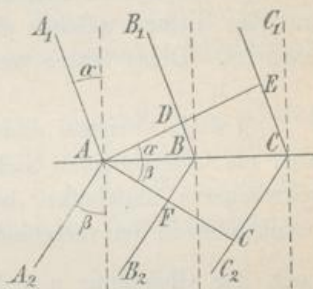


Fig. 286.

§ 403. Gitter sind zuerst von Fraunhofer hergestellt, indem er Drähte neben einander aufspannte oder eine Glasplatte mit Russ überzog und mittelst der Teilmaschine Striche in den Russ zog. Später versilberte man das Glas und zog mit Diamant Ritzen in das Silber; dann wurde direkt die Glasfläche geteilt; dabei sind zwar die Balken nicht undurchsichtig, sondern nur dicker im Glase, aber wie der Versuch und die von Quincke zuerst entwickelte Theorie zeigt, bleiben die Erscheinungen dieselben. Ebenso treten die gleichen Erscheinungen auf, wenn das Licht von einer geritzten Fläche reflektiert wird. In neuerer Zeit benutzt man namentlich solche Reflexionsgitter, bei denen die Teilung in Spiegelmetall

ausgeführt wird. Die vorzüglichsten Gitter derart wurden von Prof. Rowland in Baltimore hergestellt, bei welchen bis zu 800 Linien per Millimeter neben einander gezogen werden. Je grösser diese Linienzahl, desto kleiner ist die Gitterkonstante, desto grösser also die Länge der Spektren, die Dispersion.

Rowland hat noch in anderer Hinsicht die Gitter ausserordentlich vervollkommenet; er bringt die Teilung nicht auf einer ebenen, sondern einer sphärisch gekrümmten Spiegelmetallplatte an, auf einem Hohlspiegel. Hier vereinigt sich die Wirkung des Gitters mit der Fähigkeit der Hohlspiegel, Bilder zu entwerfen. Es werden dadurch die Linsen entbehrlich gemacht: vom Spalt fällt das Licht auf das Gitter, welches direkt scharfe Spektren auf einen Schirm entwirft. Diese Gitter werden Konkavgitter genannt.

§ 404. Prisma und Gitter zerlegen das Licht in Spektren; aber sie unterscheiden sich wesentlich; beim Prisma wird rot am schwächsten abgelenkt, beim Gitter blau. Der Hauptunterschied beruht aber in der verschiedenen Art der Dispersion, die bei Prismen nach der Gleichung $n = A + \frac{B}{\lambda^2}$, bei Gittern nach $\sin \alpha = c\lambda$ eintritt. Beim Prisma wächst also die Ablenkung umgekehrt proportional dem Quadrat der Wellenlänge, beim Gitter proportional der Wellenlänge; daraus folgt, dass beim Prisma die langen Wellen sehr stark zusammengedrängt sind.

Die Fig. 287 zeigt in dem oberen und unteren Streifen ein gleich langes Sonnenspektrum mit den wichtigsten Fraunhoferschen Linien entworfen durch Gitter und Prisma. Weiter sind alle prismatischen Spektren unähnlich, da ja A und B von Substanz zu

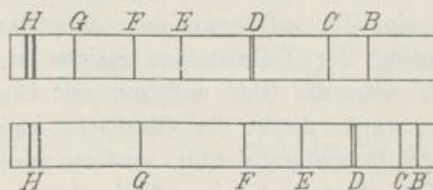


Fig. 287.

Substanz variieren; die Gitterspektren sind sich ähnlich. Man nennt das Gitterspektrum normales Spektrum; bei einem solchen sind

also die Abstände der Linien proportional der Differenz der Wellenlängen.

§ 405. Aehnliche Beugungserscheinungen, wie durch einen oder mehrere Spalte, erhält man auch durch anders geformte Oeffnungen. Namentlich Schwersch hat solche Fälle theoretisch und experimentell untersucht und durchweg Uebereinstimmung mit der Theorie gefunden.

Hierher gehören auch zahlreiche Fälle von Farbenercheinungen, die wir in der Natur beobachten, z. B. an Perlmutter und ähnlichen Stoffen; dieselben bestehen aus dünnen Schichten, welche quer durchschnitten ein Reflexionsgitter bilden. Ebenso sind die Farben vieler Insekten nur Interferenzfarben, von der Struktur ihrer Flügel herrührend.

Es sei hier noch ausdrücklich bemerkt, dass alle besprochenen Interferenzerscheinungen in ganz gleicher Weise bei den sichtbaren, wie bei den ultravioletten und ultraroten, d. h. den Wärmestrahlen beobachtet werden, wodurch die Identität der Wärmestrahlen mit Aetherschwingungen bewiesen wird.

§ 406. Es sind noch einige atmosphärische Erscheinungen zu erwähnen, die allerdings nur teilweise auf Interferenz beruhen, der Regenbogen und die Höfe.

Einen Regenbogen sehen wir, wenn wir im Rücken die Sonne, vor uns Wassertropfen haben. Eine Linie von der Sonne durch das Auge des Beobachters trifft das Centrum des Regenbogens, welcher innen violett, aussen rot ist. Oft ist er umgeben von einem zweiten schwächeren Bogen, der innen rot, aussen violett ist. Der Innenraum des ersten Bogens ist ziemlich hell, der Zwischenraum zwischen beiden Bogen dunkel. Die Erscheinung erklärt sich so: sei SA die Richtung, in welcher die Sonnenstrahlen auf den Tropfen fallen. Der Strahl wird gebrochen, gleichzeitig dispergiert, in B reflektiert, in D abermals gebrochen, so dass er nach DE austritt; er ist dabei um den Winkel $360 - \alpha$ abgelenkt. Zeichnet man nun verschiedene Strahlen, die näher oder weiter entfernt von dem mittleren Strahl S_1C auffallen, so findet man, dass sie je nach dieser Entfernung verschieden stark abgelenkt werden. Das parallele, den Tropfen treffende Lichtbündel wird also zerstreut und daher geschwächt. Es lässt sich aber zeigen, dass Strahlen, die in einer bestimmten Entfernung vom Strahle S_1C (Fig. 288) den Tropfen

treffen, am schwächsten abgelenkt werden, so dass α am grössten. Die dieser Richtung benachbarten Strahlen bleiben also nahezu parallel, in ihrer Richtung sehen wir daher grössere Helligkeit. Der Winkel α dieser Strahlen beträgt für rotes Licht $42,5^\circ$, für violettes Licht 40° . In diesen Richtungen gegen die einfallenden Sonnenstrahlen, d. h. auch gegen die Verbindungslinie von Auge und Mittelpunkt des Regenbogens, sehen wir also den roten und violetten Kreis, deren Breite gleich dem scheinbaren Durchmesser der Sonne, $30'$ ist. Dazwischen liegen die Ringe mit allen anderen Farben, der Bogen stellt also ein unreines Spektrum dar. Innerhalb des Bogens sehen wir alle stärker abgelenkten Strahlen, die sich zu

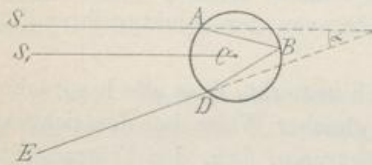


Fig. 288.



Fig. 288a.

Weiss mischen, ausserhalb aber kann kein Licht hingelangen, da sich dort nur weniger abgelenktes Licht befinden könnte, als das den Bogen bildende, und dieser dem Minimum der vorkommenden Ablenkung entspricht.

Der zweite Bogen entsteht in ähnlicher Weise durch Strahlen, welche zweimal im Innern reflektiert sind (Fig. 288a), daher ist er sehr viel lichtschwächer; er erscheint unter einem Winkel von ungefähr $51,5^\circ$.

Bisweilen sieht man innerhalb des Hauptbogens und ausserhalb des Nebenbogens noch dicht anliegende überzählige Bogen; sie entstehen durch Interferenz.

Was endlich die Höfe anbetrifft, die häufig um Sonne und Mond sichtbar sind, so entstehen sie meist durch Reflexion und Brechung an den Eiskristallen, sechsseitigen Pyramiden und Nadeln, aus denen die hohen Cirruswolken bestehen. Je nach deren Stellung zur Lichtquelle sind die Höfe Ringe, welche ihre konkave oder konvexe Seite der Lichtquelle zuwenden; am häufigsten sieht man einen weissen, innen rot gefärbten Ring. Die Erscheinungen sind zu verwickelt, als dass wir näher darauf eingehen könnten.