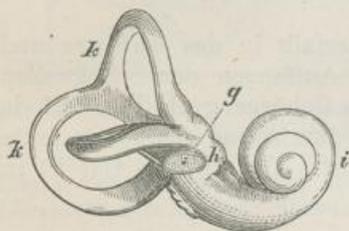


ovale Fenster *g* verschließt. Das Labyrinth (in Fig. 123 ist ein Abgufs seiner Höhlung dargestellt) besteht aus dem Vorhof *h*, der Schnecke *i* und den drei halbkreisförmigen Kanälen *k*. Dasselbe ist mit der Gehörfeuchtigkeit angefüllt und mit den Membranen des häutigen Labyrinths ausgekleidet, auf welchen sich die Fasern des Gehörnerven ausbreiten, namentlich zahlreich auf den sogenannten Ampullen der halbkreisförmigen Kanäle und in der spiralförmigen Scheidewand, welche das Innere der Schnecke in eine obere und eine untere Windung teilt. Erstere mündet an der Basis der Schnecke in den Vorhof, letztere endet in dem runden Fenster, welches durch eine Membran, das kleine Trommelfell, verschlossen ist und nebst dem ovalen Fenster des Vor-

Fig. 123.



hofs die Verbindung mit der Trommelhöhle herstellt. Die spiralförmige Scheidewand der Schnecke zeigt einen sehr zusammengesetzten Bau und die in derselben enthaltenen, erst in neuerer Zeit vom Marchese Corti entdeckten und nach ihm benannten Cortischen Fasern scheinen insbesondere zur Wahrnehmung der musikalischen Töne zu dienen. Die Schallwellen werden durch die Ohrmuschel und den äußeren Gehörgang bis nach dem Trommelfell geleitet, welches durch dieselben in Schwingungen versetzt wird. Diese pflanzen sich teils durch die Reihe der Gehörknöchelchen, teils durch die in der Trommelhöhle enthaltene Luft nach dem Labyrinth fort, wo sie in den Fasern des Hörnerven die Schallempfindung verursachen. Die Enden des Hörnerven sind überall mit besonderen, teils elastischen, teils festen Hilfsapparaten verbunden, welche unter dem Einfluß äußerer Schwingungen in Mitschwingung versetzt werden können und dann wahrscheinlich die Nervenmasse erschüttern und erregen. Die Leitung des Schalles bis zum Labyrinth kann auch mit Ausschluß des äußeren Ohres durch die Schädelknochen stattfinden.

Fünfter Abschnitt.

Optik oder Lehre vom Licht.

Vom Ursprung und der Ausbreitung des Lichtes.

§ 129. Die Eindrücke, welche wir durch das Auge von der Außenwelt empfangen, nennen wir Lichtempfindungen. Jeder Körper, welchen wir durch das Auge wahrnehmen, sendet Licht aus, ist also ein leuchtender. Die meisten Körper vermögen aber nicht selbständig Licht hervorzubringen, sondern werfen nur das Licht zurück, welches sie von anderen leuchtenden Körpern empfangen. Man hat danach selbstleuchtende und nichtselbstleuchtende Körper zu unterscheiden. Zu den selbstleuchtenden Körpern gehören:

1. Die Sonne, unsere hauptsächlichste Lichtquelle, und die Fixsterne. Weiter unten (§§ 150 u. 239) zu erörternde Erscheinungen machen es in hohem

Grade wahrscheinlich, daß die Sonne ein glühender Körper ist, dessen Temperatur die aller irdischen Licht- und Wärmequellen bei weitem übertrifft. Dasselbe gilt von den anderen Fixsternen.

2. Verbrennende und glühende Körper. Die Flammen verbrennender Körper sind infolge der, durch den Verbrennungsprozeß (§ 243) erzeugten, hohen Temperatur leuchtend, namentlich wenn in der Flamme Kohlenstoff in festem Aggregatzustand ausgeschieden wird, wie es in den Flammen der meisten kohlenwasserstoffhaltigen Verbindungen (Öl, Leuchtgas) der Fall ist, oder wenn das Verbrennungsprodukt ein fester Körper ist (Phosphor- oder Magnesiumflamme). Glühende Gase besitzen nur ein schwaches Leuchtvermögen — schwach leuchtende Flamme des Wasserstoffgases, des mit atmosphärischer Luft gemischten Leuchtgases im Bunsenschen Gasbrenner. — Siderallicht des glühenden Kalkes im Knallgasgebläse. — Lichterscheinungen beim Schleifen harter Steine (Mitteilungen von Noeggerath aus den Achatschleifereien zu Oberstein und Idar im Fürstentum Birkenfeld). Es entwickelt sich zwischen dem zu schleifenden Stein und dem Schleifstein ein starkes, rotes Licht, welches viele Funken von sich ausgehen läßt. Durchscheinende und durchsichtige Steine leuchten dabei prachtvoll rot, mit einem Stich ins Gelbliche: sie sehen meist wie rotglühendes Eisen aus, und es hat das Ansehen, als müsse der Schleifer, der sie in den Händen hält, sich die Finger verbrennen. Nach dem Gefühl in der Hand glaubte Noeggerath jedoch die Zunahme der Temperatur nur auf 12 bis 15° C. schätzen zu können. — Hierher gehört auch das elektrische Kohlenlicht (§ 336) und das Licht des elektrischen Funkens (§ 274). Das Rotglühen des Platins beginnt nach Foucault bei 525° C., wird deutlich wahrnehmbar bei 700°, blendendes Weißglühen tritt ein bei 1500°. (Vergl. § 238.)

3. Phosphoreszierende Körper, welche schon bei gewöhnlicher Temperatur leuchten. Bei manchen Körpern, wie beim Phosphor und gewissen wesenenden, mineralischen und vegetabilischen Stoffen, hängt die Phosphorescenz mit einem langsamen Oxydationsprozeß zusammen, bei anderen wird dieselbe durch Insolation, d. h. durch vorhergegangenes Bestrahlen mit Sonnenlicht, hervorgerufen. Zu den letzteren Körpern, den sogenannten Lichtsaugern, gehören gewisse Varietäten des Diamants und andere Edelsteine, ferner Schwefelcalcium, Schwefelbarium und Schwefelstrontium (Cantonscher und Bologneser Leuchtstein). Der Chlorophan, eine Varietät des Flußspats, beginnt bei einer Temperatur, die weit unter der Glühhitze liegt, mit grünem Licht zu phosphorescieren (vergl. § 153).

4. Leuchtende Organismen. Bei den Leuchtkäfern aus der Gattung *Lampyris* besteht das Leuchtorgan des Männchens aus leuchtenden Punkten auf der Unterseite der letzten Hinterleibsringe, während beim flügellosen Weibchen die Hinterleibsringe in größerer Ausdehnung leuchtend sind. Bei den in Brasilien und Mexiko als Haarschmuck gebrauchten *Cucuyos* (Gattung *Pyrophorus*) liegt das Leuchtorgan am Halsschild (§ 149). — Das Meeresleuchten wird hauptsächlich durch Millionen kleiner, leuchtender Infusorien (*Noctiluca miliaris*) verursacht. Auch gewisse Quallen (*Pelagia noctiluca*) und Mollusken aus der Ordnung der *Tunicata* (*Pyrosoma*) sind leuchtend.

§ 130. Ausbreitung des Lichtes. Das von einem leuchtenden Körper ausgehende Licht verbreitet sich nach allen Richtungen in geraden Linien, welche man Lichtstrahlen nennt. Nach ihrem Verhalten gegen auffallende Lichtstrahlen zerfallen die Körper in durchsichtige und undurchsichtige, je nachdem sie den Lichtstrahlen den Durchgang gestatten oder nicht. Ein Mittelglied zwischen beiden bilden die durchscheinenden Körper.

Die geradlinige Verbreitung des Lichtes ist uns durch so viele alltägliche Erfahrungen bekannt, daß jede durch ungleichförmige Beschaffenheit der Luftschichten oder andere Ursachen veranlaßte Abweichung von derselben zu Täuschungen Anlaß giebt (Luftspiegelungen, atmosphärische Strahlenbrechung § 141).

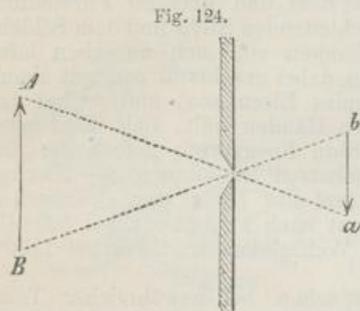
Undurchsichtige Körper werden in sehr dünnen Schichten in der Regel durchscheinend. Gold und Silber, zu sehr dünnen Blättchen ausgeschlagen, oder in sehr dünner Schicht auf Glas niedergeschlagen, sind mit grünlichem oder bläulichem Licht durchscheinend oder selbst durchsichtig.

§ 131. Schatten. Wenn die Verbreitung der Lichtstrahlen durch einen undurchsichtigen Körper gehindert wird, so entsteht hinter demselben ein Schatten, d. h. ein unerleuchteter Raum. Besitzt der leuchtende Körper eine sehr geringe Ausdehnung, so daß man denselben als geometrischen Punkt betrachten kann, so sind die erleuchteten Teile des Raumes von den nicht erleuchteten durch eine scharfe Grenze geschieden. Ist dagegen der leuchtende Körper von merklicher Ausdehnung, so findet an den Grenzen des Schattens ein allmählicher Übergang vom Licht zur Finsternis statt, indem die in dem sogenannten Halbschatten gelegenen Teile des Raumes noch von einem Teil der Oberfläche des leuchtenden

Körpers Strahlen empfangen, während die in dem Kernschatten liegenden Punkte ganz verfinstert sind.

Als Beispiel der Erläuterung dienen die Mond- und Sonnenfinsternisse. Partiale, totale und ringförmige Sonnenfinsternisse. (§§ 383 und 384.)

Befindet sich im geschlossenen Fensterladen eines verfinsterten Zimmers eine enge Öffnung, so sieht man auf einem der Öffnung gegenüberstehenden Schirm ein umgekehrtes Bild der vor dem Fenster befindlichen Gegenstände, dessen Entstehung sich aus der geradlinigen Verbreitung des Lichtes leicht erklärt,



weil (Fig. 124) die von einem jeden Punkte des Gegenstandes ausgehenden Lichtstrahlen sich für das Auge nahezu in einem entsprechenden Punkt des Bildes vereinigen. Das Bild ist um so heller, je mehr Licht jeder Punkt A seinem Bildpunkt a zusendet und um so schärfer, je kleiner die Öffnung, je näher der Schirm und je entfernter der Gegenstand ist. Die entsprechenden Ausdehnungen (Länge und Breite) von Bild und Gegenstand verhalten sich wie deren Entfernungen von der Öffnung. Bei kleiner Öffnung und entferntem Schirm hat die Gestalt der ersteren auf die Größe des Bildes geringeren Einfluß als auf seine Schärfe. Runde Sonnenbildchen im Schatten des Laubes der Bäume. Über die Unterscheidung wirklicher und scheinbarer Bilder vergl. § 135.

§ 132. Lichtstärke, Photometrie. Die Stärke der Erleuchtung oder die Lichtintensität nimmt mit wachsender Entfernung von der Lichtquelle ab und zwar im umgekehrten Verhältnis des Quadrats der Entfernung. Es wird also eine Fläche durch eine Kerze in der Entfernung von 1 Meter ebenso stark erleuchtet, wie durch 4 gleiche Kerzen in der doppelten, oder durch 9 gleiche Kerzen in der dreifachen Entfernung. — Denkt man sich um einen leuchtenden Punkt Kugelflächen mit den Halbmessern 1, 2, 3, u. s. w. beschrieben, so verhalten sich die Oberflächen wie die Quadrate ihrer Halbmesser. Dieselbe Lichtmenge muß sich also bei n mal größerer Entfernung über eine n^2 mal größere Fläche ausbreiten. Infolgedessen nimmt die Stärke der Beleuchtung in demselben Verhältnis ab.

Zur Bestätigung dieses Gesetzes und zur Vergleichung der Intensität verschiedener Lichtquellen dienen die Photometer (Lichtmesser). Unter diesen ist das gebräuchlichste das von Bunsen (1847) angegebene. Dasselbe besteht im wesentlichen aus einem Papierschirm, welcher an einer Stelle durch einen Stearinleck durchscheinend gemacht ist. Wird dieser Schirm von beiden Seiten her ungleich stark erleuchtet, so erscheint der Fleck, von der stärker beleuchteten Seite gesehen, dunkel auf hellem Grunde, von der schwächer beleuchteten Seite gesehen, hell auf dunklem Grunde, da derselbe mehr Licht hindurchläßt und weniger zurückwirft, als der übrige Teil des Papiers. Der Fleck verschwindet scheinbar, wenn

der Schirm von beiden Seiten her gleich stark erleuchtet ist, weil dann der Fleck ebenso hell erscheint, als der umgebende Teil des Papiers. Auf der einen Seite des Papierschirms sei in der Entfernung von 1 m eine Normalkerze aufgestellt. Um den Fleck verschwinden zu lassen, werden auf der anderen Seite 4 gleiche Kerzen in doppelter, oder 9 Kerzen in dreifacher Entfernung aufgestellt werden müssen. Soll die Lichtstärke einer gegebenen Flamme mit der Normalkerze verglichen werden, so ändert man ihre Entfernung vom Schirm so lange ab, bis der Stearinleck verschwindet. Das Quadrat dieser Entfernung giebt dann ein Maß für die Lichtstärke der Flamme. Nach Wollaston ist die Intensität des Sonnenlichtes gleich der von 800 000 (nach Zöllner (1865) etwa 600 000) Vollmonden, oder gleich der von 61 000 Stearinkerzen in 1 m Entfernung.

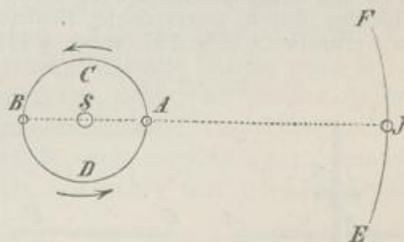
§ 133. Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes. Die Geschwindigkeit, mit welcher das Licht sich von dem leuchtenden Punkt aus verbreitet, ist so groß, daß die gewöhnlichen Mittel der Zeitmessung nicht hinreichen, um die zu seiner Fortpflanzung auf irdische Entfernungen erforderliche Zeitdauer zu messen. Aus astronomischen Beobachtungen über die Verfinsterungen der Jupitertrabanten leitete zuerst Olaf Römer (1675) für die Geschwindigkeit des Lichtes den Wert von etwa 297 000 km (40 000 geogr. Meilen) in der Sekunde ab. Zu dem gleichen Resultat führte die im Jahre 1728 von Bradley gemachte Entdeckung der Aberration des Lichtes der Fixsterne. In neuerer Zeit endlich (1849) ist es Fizeau und Foucault gelungen, durch sinnreiche Apparate die Fortpflanzungsdauer des Lichtes auch für irdische Entfernungen zu messen.

Die regelmäÙig wiederkehrenden Verfinsterungen der Jupitermonde durch ihren Hauptplaneten (§ 386) können durch Fernrohre beobachtet, und aus denselben kann die Umlaufzeit dieser Monde um den Jupiter mit großer Genauigkeit ermittelt werden.

Stellt S (Fig. 125) die Sonne, der Kreis AB die Erdbahn und EF einen Teil der Bahn des Jupiter dar, so ist die Entfernung der Erde vom Jupiter in der Stellung A , oder der sogenannten Opposition des Jupiter, am kleinsten, in der Stellung B , oder zur Zeit der Konjunktion, am größten. Der Unterschied beider Entfernungen AB ist gleich dem Durchmesser der Erdbahn, oder gleich 40 Millionen Meilen. Man hatte nun beobachtet, daß während sich die Erde von A über C nach B bewegt, also sich vom Jupiter entfernt, die Umlaufzeit der Jupitermonde verzögert erschien, dagegen beschleunigt, während sich die Erde auf der Bahnstrecke BDA dem Jupiter näherte, so daß die Verfinsterungen zur Zeit der Opposition etwa um $8\frac{1}{4}$ Minuten früher, in der Nähe der Konjunktion um $8\frac{1}{4}$ Minuten später beobachtet wurden, als die Berechnung aus der mittleren Umlaufzeit ergab. Olaf Römer erklärte diese Erscheinung durch die Annahme, daß das Licht zur Zeit der Opposition eine kleinere Zeit brauche, um vom Jupitermond bis zur Erde zu gelangen, als zur Zeit der Konjunktion. Da der Unterschied der Entfernungen 40 Millionen Meilen, der Zeitunterschied aber etwas mehr als $16\frac{1}{2}$ Minuten oder fast genau 1000 Sekunden beträgt, so ergibt sich daraus die Geschwindigkeit des Lichtes gleich 40 000 geogr. Meilen (297 000 km) in der Sekunde.

Die von Bradley entdeckte Erscheinung der Aberration des Lichtes der Fixsterne besteht darin, daß die Fixsterne ihren scheinbaren Ort an der Himmelskugel nicht unveränderlich beibehalten, sondern im Laufe eines Jahres einen kleinen Kreis, oder eine kleine Ellipse um ihren mittleren Ort zu beschreiben scheinen, deren große Axe für alle Fixsterne gleich ist und 40,9 Bogensekunden beträgt. Die kleine Axe der Ellipse (§ 57a) ist gleich Null für die Fixsterne, welche in der Ebene der Erdbahn oder Ekliptik stehen, dagegen wird dieselbe der großen Axe

Fig. 125.



gleich, oder die Ellipse wird zum Kreise für die in der Nähe des Poles der Ekliptik stehenden Fixsterne. Zu jeder Zeit des Jahres erscheinen die Fixsterne von ihrem wahren oder mittleren Ort im Sinne der augenblicklichen Bewegungsrichtung der Erde in ihrer Bahn verschoben. Bradley erklärte diese

Fig. 126.



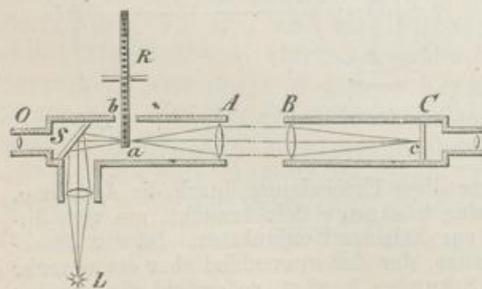
Erscheinung aus dem Verhältnis zwischen der Bewegungsgeschwindigkeit der Erde und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes. Dieser Einfluss der Bewegung der Erde kann durch analoge irdische Erscheinungen erläutert werden. Senkrecht herabfallende Regentropfen scheinen gegen die Fensterscheiben eines in Bewegung begriffenen Eisenbahnzuges in schräger Richtung zu schlagen. Ein solcher Regentropfen würde durch ein mit dem Zuge bewegtes, vertikales Rohr nicht hindurchfallen, sondern gegen die hintere Wand desselben schlagen. Soll der Regentropfen das Rohr in der Richtung seiner Axe durchlaufen, so muß man dasselbe im Sinne der Bewegung des Zuges vorwärts neigen, und der Neigungswinkel wird von dem Verhältnis zwischen der vertikalen Geschwindigkeit der Regentropfen und der horizontalen Geschwindigkeit des Rohres abhängen. — Ist SAB die wahre Richtung eines Lichtstrahls, welcher von einem Fixstern S in das Fernrohr AB gelangt, und hat sich das Fernrohr, während der Lichtstrahl die Strecke AB durchläuft, um die Strecke BC in der Richtung des Pfeiles vorwärts bewegt, so ist AC der scheinbare Weg des Lichtstrahls, relativ gegen das Fernrohr. Man wird also den Stern in der Richtung CAS , zu erblicken glauben, oder man wird das Fernrohr um den Aberrationswinkel $SAS_1 = BAC$ im Sinne der Bewegung der Erde vorwärts neigen müssen, um den Stern in der Richtung der Axe des Fernrohres zu erblicken. Ist der Aberrations-

winkel α , so ist $\tan \alpha = \frac{BC}{AB}$. Diese beiden Linien stehen aber in

demselben Verhältnis, wie die Bahngeschwindigkeit der Erde zur Geschwindigkeit des Lichtes. Die große Axe der kleinen Ellipse, welche jeder Fixstern im Laufe eines Jahres zu beschreiben scheint, stellt die doppelte Größe der Verschiebung von seiner wahren mittleren Lage dar, der Aberrationswinkel ist also gleich 20,45 Bogensekunden und $\tan \alpha$ fast genau gleich 0,0001. Die Geschwindigkeit des Lichtes ist demnach 10 000mal größer als die Geschwindigkeit, mit welcher die Erde in ihrer Bahn um die Sonne fortschreitet. Da diese Geschwindigkeit 29,5 km in der Sekunde beträgt, so ergibt sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes gleich 295 000 km.

Der von Fizeau hergestellte Apparat zur Bestimmung der Geschwindigkeit des Lichtes durch terrestrische Beobachtungen hatte folgende Einrichtung. In einem Fernrohr A (Fig. 127, vergl. § 173) ist bei S eine unter einem Winkel von

Fig. 127.



45° gegen die Axe des Rohres geneigte unbelegte Spiegelglasplatte angebracht. Die von einer kräftigen Lichtquelle L ausgehenden Strahlen fallen durch ein Seitenrohr, in welchem eine Sammellinse angebracht ist, auf den Spiegel, welcher sie so zurückstrahlt, daß bei a , im Hauptbrennpunkt des Fernrohres, ein reelles Bild des leuchtenden Punktes L entsteht (§ 158). Die Strahlen gehen dann durch die Objektivlinse A des Fernrohres, von welcher sie so gebrochen werden, daß sie der Axe parallel austreten. Dem Fernrohr A steht in einer Entfernung von mehr

als 8 Kilometer ein zweites Fernrohr B gegenüber, in dessen Brennweite bei C ein Planspiegel genau senkrecht zur Axe des Fernrohres aufgestellt ist. Durch jedes Fernrohr sieht man deutlich das Objektiv des anderen. Die durch das Objektiv B in paralleler Richtung eintretenden Strahlen werden im Brennpunkt O gesammelt und dort von dem ebenen Spiegel so zurückgeworfen, daß sie genau auf demselben Weg, auf welchem sie gekommen sind, durch B und A nach a zurückkehren. Ein Teil derselben wird von der Spiegelglasplatte S nach L zurückgeworfen, ein anderer Teil aber geht durch die Glasplatte hindurch und

gelangt durch das Okular O in das Auge des Beobachters, welcher daher im Fernrohr ein Bild der Lichtquelle L erblickt. Das Rohr hat bei b einen seitlichen Einschnitt, durch welchen der Kranz eines mit 720 Zähnen und 720 ebenso breiten Lücken versehenen Rades R in dasselbe hineinragt. Dieses Rad kann durch ein Uhrwerk mit großer Geschwindigkeit um eine der Axe des Fernrohres parallele Axe gedreht werden. Fällt das Bild a in die Lücke zwischen zwei Zähnen des Rades, so können die Lichtstrahlen ungehindert hindurchgehen; dieselben werden aber abgeblendet, so oft bei der Umdrehung des Rades ein Zahn anstelle der Lücke tritt. Wird das Rad mit solcher Geschwindigkeit gedreht, daß es gerade um die Breite eines Zahnes fortgerückt ist, während ein von a ausgehender Lichtstrahl den 17 km langen Weg von A bis B und zurück durchlaufen hat, so wird der auf dem Weg von S nach A durch eine Zahnücke gelangte Lichtstrahl jedesmal auf dem Rückweg durch den nächsten Zahn des Rades, der inzwischen anstelle der Lücke getreten ist, aufgehalten werden, und das Bild der Lichtquelle verschwindet für den Beobachter. Bei doppelter Drehungsgeschwindigkeit des Rades erscheint dasselbe wieder, indem jetzt der durch eine Zahnücke hingegangene Strahl durch die nächstfolgende zurückkehrt u. s. f., bei weiter gesteigerter Drehungsgeschwindigkeit. Bei den Versuchen von Fizeau betrug die Entfernung AB 8633 m, und das Verschwinden des Bildes trat zuerst bei 12,6 Umdrehungen des Rades in der Sekunde ein. Da das Rad 720 Zähne hatte, so waren zur Drehung um die Breite eines Zahnes $\frac{1}{2 \cdot 720 \cdot 12,6}$ Sekunden erforderlich, und in dieser Zeit

durchlief der Lichtstrahl einen Weg von 2.8633 m, woraus sich die Geschwindigkeit des Lichtes gleich 313 274 300 m oder 42 119 geogr. Meilen ergibt. — Dagegen erhielt Cornu (1874) aus einer großen Anzahl (mehr als tausend) Einzelbeobachtungen mittelst des Fizeauschen Zahnrades für die Geschwindigkeit des Lichtes 300 400 km; ebenso ergab sich aus Versuchen, die nach einer anderen Methode (vergl. unten § 177) von Foucault angestellt wurden, der Wert von 298 000 km oder 40 170 geogr. Meilen. Newcomb hat durch sehr sorgfältige Untersuchungen nach der Foucaultschen Methode (1882) als die Geschwindigkeit des Lichtes im Vacuum 299 860 km gefunden, mit einem wahrscheinlichen Fehler von ± 30 km.

§ 134. Absorption, Reflexion, Refraktion. Die Lichtstrahlen, welche die Oberfläche eines Körpers treffen, werden von demselben teilweise ausgelöscht oder absorbiert, teilweise dringen sie, wenn der Körper ein durchsichtiger ist, in denselben ein und werden dabei von ihrer geraden Richtung abgelenkt oder gebrochen, teilweise endlich werden sie von der Oberfläche des Körpers zurückgeworfen. Die zurückgeworfenen Lichtstrahlen werden entweder, wenn die zurückstrahlende Fläche rauh ist, nach allen Richtungen unregelmäßig zerstreut oder, an glatten, polierten Oberflächen, regelmäßig in einer bestimmten Richtung reflektiert oder gespiegelt. Die Lehre von den Gesetzen der regelmäßigen Spiegelung (Reflexion) des Lichtes heißt Katoptrik, die Lehre von der Lichtbrechung (Refraktion) Dioptrik.

Gesetze der regelmäßigen Spiegelung (Reflexion) des Lichtes.

§ 135. Reflexion an ebenen Spiegeln. In einem ebenen Spiegel erblicken wir die Bilder der vor demselben befindlichen Gegenstände in scheinbar symmetrischer Lage, so daß uns das Bild jedes vor der spiegelnden Ebene befindlichen, leuchtenden Punktes ebenso weit hinter dem Spiegel zu liegen scheint, wie der leuchtende Punkt selbst vor dem Spiegel. Es stelle AB (Fig. 128) die Spiegelebene, CD einen vor derselben befindlichen Gegenstand vor. Das in O befindliche Auge erblickt das Spiegelbild des Punktes C in der Richtung OC_1 . Der von C ausgehende Lichtstrahl CF ist also in der Richtung FO reflektiert nach dem Auge gelangt. Die Linie CC_1 , welche den Punkt C mit seinem Spiegelbild verbindet, steht senkrecht auf der Ebene AB , und es ist $CE = C_1E$. Aus der Kongruenz

der Dreiecke CFE und C_1FE folgt, daß $\angle CFE = \angle C_1FE$ oder auch $\angle CFE = \angle OFA$. Errichtet man ferner im Punkt F auf der Spiegelebene das Lot FG , welches das Einfallslot genannt wird, so ist $\angle CFG = \angle GFO$. Der Winkel CFG , welchen die

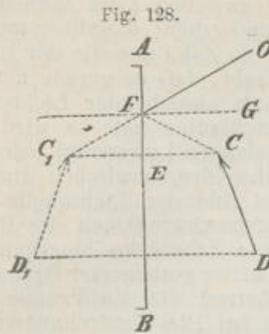


Fig. 128.

Richtung des einfallenden Strahls mit dem Einfallslot einschließt, heißt der Einfallswinkel, die durch CF und FG gelegte, mithin auf dem Spiegel AB senkrechte Ebene, welche gleichzeitig den reflektierten Strahl FO enthält, heißt Einfallsebene. Die Richtung des zurückgeworfenen Strahls ist mithin vollständig durch die beiden Grundgesetze der Spiegelung bestimmt: 1) Der zurückgeworfene Strahl liegt in der durch den einfallenden Strahl und das Einfallslot gelegten Ebene. 2) Der Reflexionswinkel

ist gleich dem Einfallswinkel.

Wie diese schon von Hero v. Alexandrien um 100 v. Chr. erwähnten Gesetze der Spiegelung aus der durch die Erfahrung bekannten Lage des Spiegelbildes hergeleitet worden, so kann natürlich, wenn die Richtigkeit dieser Gesetze vorausgesetzt wird, auf umgekehrtem Wege bewiesen werden, daß alle von einem Punkt C (Fig. 129) ausgehenden Lichtstrahlen von einem Spiegel zurückgeworfen werden, als ob sie von dem ebenso weit hinter dem Spiegel auf der Verlängerung des von C auf den Spiegel gefällten Lotes gelegenen Punkt C_1 ausgingen. Dieser Punkt ist daher das optische Bild des Punktes C (§ 131), und zwar ist dasselbe, da eine wirkliche Durchkreuzung der zurückgeworfenen Lichtstrahlen in C_1 nicht stattfindet, sondern nur ihre verlängerten Richtungen sich im Punkt C_1 durchschneiden, ein scheinbares (virtuelles) Bild, im Gegensatz zu wirklichen (reellen) Bildern, bei welchen eine wirkliche Durchkreuzung der zurückgeworfenen Strahlen in einem Punkt stattfindet (§ 137). In betreff der Herleitung der Reflexionsgesetze aus der Undulationstheorie vergl. § 176.

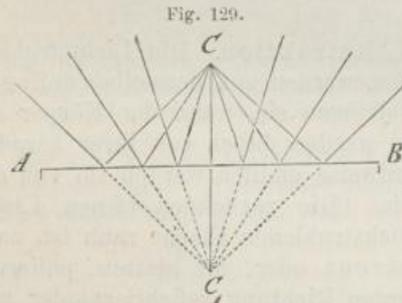
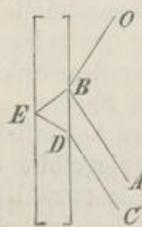


Fig. 129.

Im vorhergehenden ist zunächst vorausgesetzt worden, daß nur eine einzige spiegelnde Ebene vorhanden ist, wie dies bei ebenen Metallspiegeln, Spiegeln aus schwarzem Glase u. s. w. der Fall ist. Die gewöhnlichen Glasspiegel bestehen aus einer von zwei parallelen Ebenen begrenzten Glasplatte, welche auf ihrer hinteren Seite mit Spiegelfolie (einem Amalgam aus Zinn und Quecksilber) belegt ist. Die Reflexion findet in diesem Fall zum Teil an der vorderen Glasfläche, vorzugsweise aber an der hinteren, mit Metall belegten Fläche statt, indem der Lichtstrahl CD (Fig. 130) in das Glas eindringt und durch zweimalige Brechung (§ 141) an der vorderen und einmalige Reflexion an der hinteren Glasfläche auf dem Wege $CDEBO$ ins Auge gelangt. Man sieht daher, namentlich, wenn man schräg gegen den Spiegel blickt, zwei Bilder des Gegenstandes, ein stärkeres, welches von der Reflexion an der hinteren, und ein schwächeres, welches von der Reflexion an der vorderen Fläche des Glases herrührt. Letzteres übt wegen seiner geringeren Lichtstärke in der Regel keinen störenden Einfluß aus. Betrachtet man in schräger Richtung das Bild einer vor den Spiegel gehaltenen Lichtflamme, so kann man auch mehrere

Fig. 130.

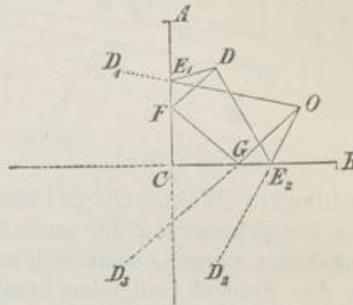


(Fig. kugel angeh Kugel Berüh Einfa trifft. spiege den S wert, strah samm liebige

Bilder wahrnehmen, welche durch wiederholte Reflexion an beiden Glasflächen erzeugt sind. Die Gesetze der Reflexion des Lichtes an ebenen Spiegeln erfahren vielfache praktische und wissenschaftliche Anwendungen. Letztere z. B. bei der Benutzung des Quecksilberhorizonts zur Messung von Höhenwinkeln, beim Heliostat und Heliotrop, bei der von Poggendorf angegebenen Spiegelablesung der Magnetometer (vergl. § 302), beim Spiegelsextanten (§ 353) u. s. w.

Werden zwei ebene Spiegel einander parallel gegenübergestellt, so erblickt man das Bild eines zwischen beiden befindlichen, leuchtenden Punktes durch wiederholte Reflexion an beiden Spiegeln vervielfacht. Auch von einem Gegenstand, welcher zwischen zwei unter einem Winkel gegen einander geneigte Spiegel gebracht wird, erblickt man mehrere Bilder, deren Anzahl von dem Neigungswinkel beider Spiegelebenen abhängt und besonders leicht zu bestimmen ist, wenn derselbe ein einfacher Bruchteil von 4 Rechten ist. Schließen z. B. die Ebenen der beiden Spiegel AC und BC (Fig. 131) einen rechten Winkel ein, so erblickt das Auge O , aufser dem leuchtenden Punkt D und den durch einmalige Spiegelung erzeugten Bildern D_1 und D_2 , noch das Bild D_3 , welches durch doppelte Reflexion an beiden Spiegelebenen erzeugt wird, indem der Lichtstrahl auf dem Weg $DFGO$ ins Auge gelangt. Bei einem Neigungswinkel von 60° erblickt man, mit Einschluss des leuchtenden Punktes selbst, 6 Bilder u. s. f. Auf der Anwendung solcher Winkelspiegel beruht das sogenannte Kaleidoskop, welches von Brewster (1817) erfunden ist.

Fig. 131.

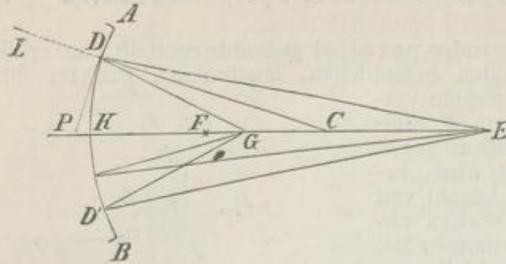


§ 136. Reflexion an Kugelspiegeln. Konkav- und Konvexspiegel. Das für ebene Spiegel geltende Reflexionsgesetz findet auch für die Reflexion an beliebig gekrümmten Oberflächen Anwendung, nur muß man sich zur Bestimmung des Einfallslotes in dem Punkt, wo die Spiegelung stattfindet, die Berührungsebene an die spiegelnde, krumme Oberfläche gelegt denken, oder das Einfallslot selbst ist die auf der spiegelnden Oberfläche errichtete Normale. Von besonderer Wichtigkeit ist die Reflexion an kugelförmig oder sphärisch gekrümmten Spiegeln. Je nachdem die Spiegelung an der äußeren, erhabenen Fläche eines Kugelsegments, oder an der inneren, hohlen Fläche des Abschnitts einer Hohlkugel stattfindet, unterscheidet man Konvexspiegel und Konkav- oder Hohlspiegel.

§ 137. Sphärische Hohlspiegel. Es stelle der Kreisbogen AB (Fig. 132) den an seiner Innenfläche spiegelnden Abschnitt einer Hohlkugel vor. C sei der Mittelpunkt der Kugelfläche, welcher das Segment angehört, oder der Krümmungsmittelpunkt des Hohlspiegels. Da jeder Kugelhalbmesser auf der in seinem Endpunkt an die Kugelfläche gelegten Berührungsebene senkrecht steht, so bildet der Kugelhalbmesser CD das Einfallslot für einen Lichtstrahl, welcher im Punkt D die Kugelfläche trifft. Es sei E ein leuchtender Punkt, dessen Entfernung vom Hohlspiegel größer ist, als der Krümmungshalbmesser. Unter den von E aus den Spiegel treffenden Strahlen ist der Strahl EK besonders bemerkenswert, welcher durch den Mittelpunkt C geht. Derselbe soll der Axenstrahl genannt werden. Da seine Richtung mit dem Einfallslot CK zusammenfällt, so wird er in der Richtung KC zurückgestrahlt. Ein beliebiger zweiter Strahl ED wird in der Richtung DG zurückgeworfen, so daß

$\angle GDC = EDC$ ist (§ 135). Denkt man sich die Figur um EK als Axe gedreht, so ist ersichtlich, daß alle Strahlen, welche von E ausgehen und mit dem

Fig. 132.



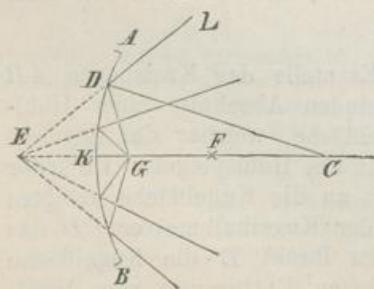
Axenstrahl gleiche Winkel einschließen, nach der Spiegelung die Axe in demselben Punkt G durchschneiden müssen. Es wird unten gezeigt werden, daß dasselbe Gesetz annäherungsweise für alle Strahlen gilt, die von dem Punkt E ausgehen und mit dem Axenstrahl EK nicht zu große Winkel einschließen. Der Punkt G ist also das optische Bild des

leuchtenden Punktes E (§ 135) und zwar ein reelles Bild, da eine wirkliche Durchkreuzung der zurückgeworfenen Strahlen im Punkt G stattfindet. Umgekehrt werden, wenn sich in G ein leuchtender Punkt befindet, alle von G aus den Spiegel treffenden Strahlen nach der Reflexion in E vereinigt, oder wenn G das Bild von E ist, so ist umgekehrt E das Bild von G .

Fällt der leuchtende Punkt mit dem Krümmungsmittelpunkt C zusammen, so treffen alle Strahlen den Spiegel lotrecht, werden also sämtlich nach C zurückgeworfen, oder der Krümmungsmittelpunkt des Spiegels ist sein eigenes Bild.

Je weiter sich der leuchtende Punkt E vom Spiegel entfernt, desto mehr nähert sich demselben das Bild G . Entfernt sich der leuchtende Punkt ins Unendliche, so werden sämtliche einfallenden Strahlen dem Axenstrahl CK parallel. Es werden in diesem Fall sämtliche der Axe CK parallel einfallenden Strahlen annähernd in einem Punkt F vereinigt, welcher der Hauptbrennpunkt des Spiegels genannt wird. Die Entfernung des Hauptbrennpunktes vom Spiegel, FK , heißt die Hauptbrennweite und ist gleich dem halben Krümmungshalbmesser des Spiegels. Wie alle parallel einfallenden Strahlen im Hauptbrennpunkt gesammelt werden,

Fig. 133.

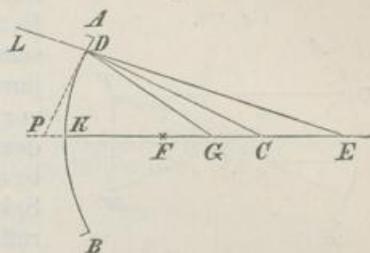


so werden umgekehrt alle von diesem Punkt ausgehenden Strahlen in paralleler Richtung zurückgeworfen, oder das optische Bild des Hauptbrennpunktes liegt im Unendlichen. Rückt endlich der leuchtende Punkt G (Fig. 133) dem Spiegel noch näher als der Hauptbrennpunkt, so vermag die Reflexion am Hohlspiegel die von G aus divergierenden Strahlen nicht mehr konvergent zu machen, sondern dieselben divergieren auch nach der Spiegelung, als ob sie von einem Punkt E ausgingen, welcher

hinter dem Spiegel liegt und das scheinbare Bild (§ 135) des Punktes G ist. Die Entfernung des scheinbaren Bildes vom Spiegel ist stets größer als die des leuchtenden Punktes. Je mehr sich aber letzterer dem Spiegel nähert, desto näher rückt auch das Bild an den Spiegel heran, bis beide im Punkt K zusammenfallen.

Die vor dem Spiegel liegenden wirklichen Bilder leuchtender Punkte können mittelst eines vor den Spiegel gehaltenen Papierschirmes sichtbar gemacht werden, wobei nur dafür gesorgt sein muß, daß nicht die Mehrzahl der einfallenden Strahlen durch den Schirm vom Spiegel abgehalten wird. Um wirkliche oder scheinbare Bilder ohne Hilfe eines Schirmes zu beobachten, muß das Auge in solcher Richtung gegen den Spiegel blicken, daß die durch das Auge und den Ort des zu beobachtenden Bildes gezogene Gerade die Spiegeloberfläche trifft. Mittelst einer geringen Seitenbewegung des Auges ist dann die Lage des Bildes, ob vor oder hinter dem Spiegel, leicht zu beurteilen, indem sich ein vor dem Spiegel liegendes Bild in entgegengesetzter, dagegen ein hinter demselben liegendes Bild in gleicher Richtung mit dem Auge zu bewegen scheint. Im ersteren Fall kann der Ort des Bildes genau bestimmt werden mittelst einer Nadelspitze, welche man leicht in eine solche Lage vor dem Spiegel bringt, daß sie bei jeder Stellung des Auges mit dem Bild zusammenfällt.

Fig. 134.



Zur Begründung der angegebenen Gesetze der Spiegelung an Hohlspiegeln dienen folgende Betrachtungen. Im Dreieck GDE (Fig. 134) halbiert die Linie DC den Winkel an der Spitze, da nach dem Reflexionsgesetz $\angle GDC = CDE$ ist. Nach einem bekannten geometrischen Satz ist also $GC : CE = GD : DE$. Die Tangente DP halbiert ferner den Außenwinkel GDL , mithin ist $GP : PE = GD : DE$ (*). Aus der Verbindung beider Proportionen folgt $GC : CE = GP : PE$. Der Punkt P rückt um so näher an K heran, je kleiner der Bogen DK ist. Für kleine Öffnungswinkel des Spiegels kann die Entfernung PK ohne merklichen Fehler vernachlässigt und anstelle des Verhältnisses $GP : PE$ das Verhältnis $GK : KE$ gesetzt werden. Die Lage des Punktes G wird dann von der Richtung des einfallenden Strahls unabhängig, oder alle einfallenden Strahlen werden nach der Spiegelung in demselben Punkt vereinigt. Bezeichnet man den Krümmungshalbmesser des Spiegels CK mit r , die Entfernung des leuchtenden Punktes KE mit a , die Bildweite KG mit b , so geht die Proportion $GC : CE = GK : KE$ über in $r - b : a - r = b : a$, woraus folgt $\frac{r-b}{b} = \frac{a-r}{a}$, $\frac{r}{b} - 1 = 1 - \frac{r}{a}$, oder endlich:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{r}.$$

Aus der Betrachtung dieser Formel, welche den Zusammenhang zwischen den Entfernungen des leuchtenden Punktes und des Bildes vom Spiegel ausdrückt, lassen sich mit Leichtigkeit die oben angeführten Gesetze ableiten. Da die Summe der umgekehrten Werte von a und b immer denselben Wert $\frac{2}{r}$ haben muß, so muß b wachsen, wenn a abnimmt, und umgekehrt. Für $a = r$ wird auch $b = r$. Für $a = \infty$ wird $b = \frac{1}{2} r$, oder wenn die Hauptbrennweite mit f bezeichnet wird, ist $f = \frac{1}{2} r$. Mit Benutzung dieses Wertes kann die obige Gleichung auch in der Form geschrieben werden:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

Für $a = f$ wird $b = \infty$, d. h. die vom Brennpunkt ausgehenden Strahlen werden der Axe parallel zurückgeworfen; für $a < f$ wird $\frac{1}{a} > \frac{1}{f}$, mithin $\frac{1}{b}$ negativ; es

*) Die beiden Geraden DP und DC halbieren die von GD und EDL eingeschlossenen Nebenwinkel. Die vier Geraden bilden also ein harmonisches Strahlenbüschel und die Punkte G und E sind konjugiert harmonische Punkte in Beziehung auf C und P .

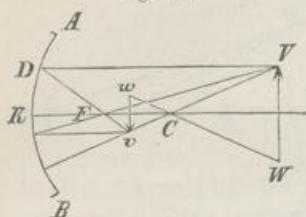
mufs also auch b negativ sein, d. h. das Bild liegt hinter dem Spiegel und ist ein scheinbares.

Eine andere leicht zu erweisende Beziehung wird durch die Gleichung ausgedrückt

$$GF \cdot EF = f^2.$$

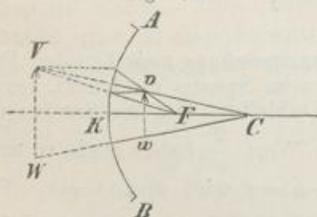
§ 138. Konstruktion der durch Hohlspiegel erzeugten Bilder von Gegenständen. Die im vorhergehenden gewonnenen Resultate können dazu dienen, die durch Hohlspiegel erzeugten Bilder der vor ihnen befindlichen Gegenstände durch eine einfache geometrische Konstruktion ihrer Lage und Gröfse nach zu bestimmen.

Fig. 135.



Es stelle AB (Fig. 135) den Hohlspiegel, C seinen Krümmungsmittelpunkt, K den Mittelpunkt der kreisförmig begrenzten Kugelschale vor; die Gerade KC heisst die Hauptaxe des Spiegels, ihr Mittelpunkt F sein Hauptbrennpunkt. Jeder parallel mit CK den Spiegel treffende Strahl wird dann nach F reflektiert, jeder von F ausgehende Strahl wird parallel der Hauptaxe, jeder von C ausgehende Strahl nach C zurückgeworfen. Um das Bild einer vor dem Spiegel befindlichen Geraden zu finden, suche man zunächst das Bild von V , indem man die drei von V ausgehenden Strahlen VD , VF , VC (oder auch nur zwei von ihnen) in ihrem Gange verfolgt. Die zurückgeworfenen Strahlen durchschneiden sich im Bildpunkt v ; ebenso findet man w als Bild von W . Liegt VW jenseits des Krümmungsmittelpunktes, so ist das Bild vw ein wirkliches, umgekehrtes und verkleinertes. Betrachtet man die zwischen F und C gelegene Gerade vw als Gegenstand, so ist das Bild VW ein wirkliches, umgekehrtes und vergrößertes. Das Gröfsenverhältnis zwischen Bild und Gegenstand ergibt sich aus der

Fig. 136.



Betrachtung der ähnlichen Dreiecke vCw und VCW . Es ist nämlich $vw : VW = wC : WC$, oder wenn man die Schnittpunkte von VW und vw mit der Axe durch E und G bezeichnet, $vw : VW = GC : EC = GK : EK$ (§ 137). Es verhalten sich also der Gröfse nach Bild und Gegenstand, wie ihre Entfernungen vom Spiegel. Der Lage nach sind wirkliche Bilder immer umgekehrt.

Durch eine ganz entsprechende Konstruktion (Fig. 136) ergibt sich, dafs von der innerhalb der Hauptbrennweite liegenden Geraden vw ein scheinbares, aufrechtes und stets vergrößertes Bild erzeugt wird.

Es ist übrigens zu bemerken, dafs das Bild einer geraden Linie, selbst bei Spiegeln mit kleiner Öffnung, nicht genau wieder eine gerade Linie ist, dafs also die eben angegebene Konstruktion des durch einen Hohlspiegel erzeugten Bildes eines Gegenstandes nur annähernd richtig ist (§ 140).

§ 139. Kugelförmige Konkavspiegel. Die Gesetze der Reflexion an Konkavspiegeln können unmittelbar aus den für Hohlspiegel geltenden abgeleitet werden. Es bilde (Fig. 137) der durch die Umdrehung

des Bogens AB um die Axe CK entstandene Abschnitt einer Kugeloberfläche einen Konvexspiegel; E sei ein vor demselben befindlicher leuchtender Punkt. Der Axenstrahl EC wird im Punkt K in der Richtung KE zurückgeworfen. Ein zweiter Strahl ED wird in der Richtung DR reflektiert, so daß $\angle RDH = EDH$ ist. Der Strahl DR schneide, rückwärts verlängert, den Axenstrahl in dem hinter dem Spiegel gelegenen Punkt G , so ist G das stets scheinbare Bild des Punktes E . Würde umgekehrt G als leuchtender Punkt und AB als Hohlspiegel betrachtet, so wäre E das scheinbare Bild von G (da $\angle JDC = CDG$ ist).

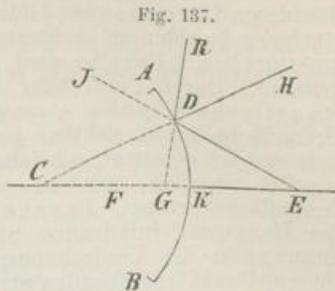


Fig. 137.

Es gelten demnach für den Konvexspiegel dieselben Beziehungen zwischen der Entfernung des leuchtenden Punktes und des Bildes vom Spiegel, wie beim Hohlspiegel. Nur ist zu beachten,

daß die Entfernung $GK = b$ als negativ in Rechnung gebracht werden muß, weil das Bild ein scheinbares ist, und daß ebenso der Krümmungshalbmesser KC negativ ist, weil der Mittelpunkt C hinter dem Spiegel liegt. Die Formel für die Bildweite bei Konvexspiegeln geht dadurch über in:

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = \frac{2}{r}$$

Für $a = \infty$ wird $b = \frac{1}{2}r$, oder die parallel der Axe auffallenden Strahlen werden so gespiegelt, daß sie von

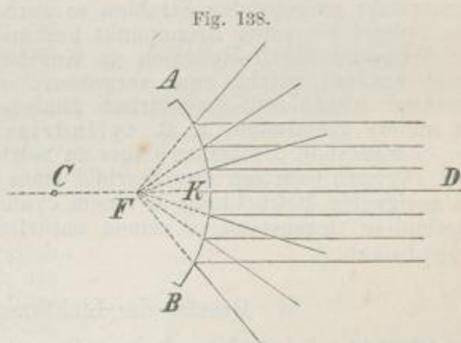


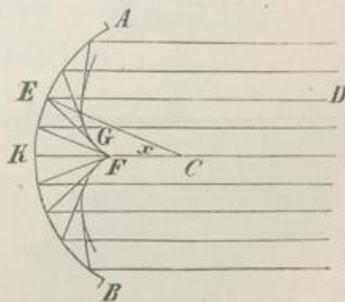
Fig. 138.

einem hinter dem Spiegel in der Entfernung $\frac{1}{2}r$ gelegenen scheinbaren Hauptbrennpunkt F auszugehen scheinen. (Fig. 138.)

Es ergibt sich daraus die Konstruktion der Bilder vor dem Konvexspiegel befindlicher Gegenstände (vergl. Fig. 136.) Diese Bilder sind stets scheinbare, aufrechte und verkleinerte.

§ 140. Brennlinien und Brennflächen; elliptische und parabolische Spiegel. Wie oben gezeigt worden, gelten die für die Reflexion an Kugelspiegeln entwickelten Gesetze nur annäherungsweise und unter gewissen beschränkenden Voraussetzungen. In der That werden die von einem leuchtenden Punkt ausgehenden Strahlen nicht genau in einem Punkt vereinigt, und die Abweichung tritt um so mehr hervor, je größer die Öffnung des Spiegels ist. Die Betrachtung soll der Einfachheit wegen auf den Fall der Spiegelung parallel einfallender Strahlen an einem Hohlspiegel beschränkt werden. Ist DE ein einfallender Strahl und G der Durchschnittspunkt des zurückgeworfenen Strahls mit der Axe KC , so ist $DE \parallel CG$, mithin $\angle GCE = CED = CEG$ und $\triangle CGE$ gleichschenkelig; daraus folgt, wenn der Winkel GCE , welchen das Einfallslot CE mit dem Axenstrahl einschließt, mit α bezeichnet wird, $CG = \frac{r}{2 \cos \alpha}$. Solange der Winkel α nur wenige Grade beträgt, ist $\cos \alpha$ nur sehr wenig von 1 verschieden. Es werden daher die nahe der Axe einfallenden Strahlen annähernd im Hauptbrennpunkt F vereinigt. Je größer aber α wird, desto schneller nimmt der Nenner des für

Fig. 139.



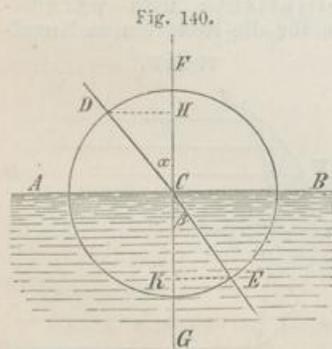
flexion
gelten-
nehmung

CG gefundenen Ausdruckes ab, und desto mehr entfernt sich der Durchschnittspunkt G von C . Durch die Durchschneidung der auf einander folgenden zurückgeworfenen Strahlen entsteht eine krumme Linie, welche von allen diesen Strahlen berührt oder umhüllt wird und die Grenzkurve des von denselben erleuchteten Flächenraumes bildet. In der Nähe dieser Grenzkurve sind die zurückgeworfenen Strahlen am dichtesten zusammengedrängt, und ist daher die Erleuchtung am stärksten. Dieselbe wird die Brennlinie (kaustische Kurve) des Spiegels genannt. Durch Umdrehung der Figur um die Axe CK wird eine Brennfläche (kaustische Fläche) erzeugt. Bei Hohlspiegeln mit großer Öffnung kann die Brennfläche leicht sichtbar gemacht werden. Konkavspiegel besitzen eine hinter dem Spiegel gelegene, scheinbare Brennfläche. Auch durch Strahlen, welche nicht parallel einfallen, sondern von einem leuchtenden Punkt ausgehen, wird eine Brennfläche erzeugt. Parabolische Spiegel besitzen die Eigenschaft, alle parallel der Hauptaxe einfallenden Strahlen geometrisch genau in einem Punkt, dem Brennpunkt des Umdrehungsparaboloids, zu vereinigen und umgekehrt alle von diesem Punkt ausgehenden Strahlen parallel der Axe zurückzuwerfen. Parabolische Reflektoren werden daher z. B. auf Leuchttürmen angewendet. Ein Spiegel in Form eines verlängerten Umdrehungsellipsoids vereinigt alle von einem Brennpunkt ausgehenden Strahlen genau im anderen Brennpunkt, und eine Schale eines zweifächrigen Umdrehungshyperboloids wirft alle von dem innerhalb derselben liegenden Brennpunkt ausgehenden Strahlen so zurück, als ob sie von dem anderen hinter dem Spiegel liegenden Brennpunkt herkämen (§ 57a).

Während durch Reflexion an Kugelspiegeln von geringer Öffnung Bilder erzeugt werden, welche zwar vergrößert oder verkleinert, aber den gespiegelten Objekten (annähernd) geometrisch ähnlich sind, so ist dies nicht mehr der Fall bei anders gestalteten, z. B. cylindrischen oder kegelförmigen Spiegeln. Die Gegenstände erscheinen daher in solchen Spiegeln verzerrt. Umgekehrt kann nach gewissen Gesetzen das Zerrbild eines Gegenstandes so gezeichnet werden, daß bei geeigneter Betrachtung in einem cylindrischen oder kegelförmigen Spiegel der abgebildete Gegenstand in seinen natürlichen Dimensionen erblickt wird. Anamorphosen.

Gesetze der Lichtbrechung (Refraktion).

§ 141. Lichtbrechung, Brechungsverhältnis. Trifft ein Lichtstrahl auf die Grenzfläche zweier durchsichtigen Körper, z. B. Luft und Glas, so wird derselbe teilweise nach den im vorigen Kapitel besprochenen Gesetzen zurückgeworfen, teilweise aber dringt er aus dem ersten in das zweite Medium ein und wird dabei von seiner geradlinigen Richtung abgelenkt oder gebrochen. Es stelle AB (Fig. 140) die ebene Trennungsfäche beider Medien vor, DC sei die Richtung des einfallenden, CE die des gebrochenen Strahles, FG das im Punkt C errichtete Einfallslot (§ 135), so ist $\angle DCF = \alpha$ der Einfallswinkel, $\angle ECK = \beta$ der Brechungswinkel. Mit wachsendem Einfallswinkel wächst auch der Brechungswinkel; genauer wird ihre gegenseitige Beziehung bestimmt durch die beiden Brechungsgesetze, welche von Snellius († 1626) und Descartes († 1650), unabhängig von einander, nach 1621 gefunden und aufgestellt worden sind, nämlich:



- 1) der gebrochene Strahl liegt mit dem einfallenden Strahl und dem Einfallslot in derselben Ebene,
- 2) der Sinus des Einfallswinkels steht zum Sinus des Brechungswinkels ($DH:EK$) in einem unabänderlichen Verhältnis.

Also, wenn durch n dieses Verhältnis dargestellt wird, so ist

$$\sin \alpha = n \sin \beta.$$

Je nachdem das Brechungsverhältnis n , der Brechungsexponent, größer oder kleiner als 1 ist, ist der Brechungswinkel kleiner oder größer als der Einfallswinkel. Im ersten Fall wird der Strahl dem Einfallslot zugebrochen, und das zweite Medium heißt optisch dichter oder stärker lichtbrechend als das erste; im letzteren Fall wird der Strahl vom Einfallslot weggebrochen, oder das zweite Medium ist das optisch dünnere oder schwächer lichtbrechende.

Letzteres würde z. B. der Fall sein, wenn in Fig. 140 der Strahl EC auf dem umgekehrten Wege aus Glas in Luft überginge. Es wäre dann CD der gebrochene Strahl und

$$\sin \beta = \frac{1}{n} \sin \alpha,$$

wo $\frac{1}{n} < 1$. Ist also n das Brechungsverhältnis für den Übergang aus Luft in Glas, so ist $\frac{1}{n}$ das Brechungsverhältnis für den umgekehrten Übergang aus Glas in Luft.

Die Konstruktion des gebrochenen Strahles CE , wenn der einfallende Strahl CD gegeben ist, und umgekehrt, ergibt sich unmittelbar aus Fig. 140a. Die Radien der beiden Kreise $CP = r$ und $CO = \rho$ sind so gewählt, daß

$$r = n\rho,$$

so ergibt sich:

$$CQ = \rho \sin \alpha = r \sin \beta,$$

folglich:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{r}{\rho} = n.$$

Ein schräg ins Wasser getauchter Stab erscheint infolge der Lichtbrechung an der Flüssigkeitsoberfläche unter stumpfem Winkel nach aufwärts geknickt. Der Boden eines mit Flüssigkeit gefüllten Gefäßes und überhaupt die unter der Flüssigkeitsoberfläche befindlichen Gegenstände scheinen durch die Lichtbrechung gehoben, indem ein von A (Fig. 141) ausgehender Lichtstrahl auf dem Wege ABO in das bei O befindliche Auge gelangt, daher von A' zu kommen scheint. — Ein Glaswürfel erscheint in der Richtung, in welcher man hindurchsieht, verkürzt.

Das Snelliussche Brechungsgesetz kann mittelst des folgenden, einfachen Apparates bestätigt werden. Ein flaches, halbcylindrisches Gefäß ist zur Hälfte mit Wasser gefüllt. Der Boden und die halbcylindrische Gefäßwand ADB (Fig. 142) sind von Blech, die ebene Wand AB dagegen von einer Glasplatte gebildet, welche bis auf einen schmalen Spalt bei C mit Stanniol beklebt ist. Ein durch den Spalt eintretendes Bündel paralleler Lichtstrahlen EC geht im oberen Teil des Gefäßes durch die Luft in der Richtung CF , im unteren Teil dagegen dringen die Strahlen in das Wasser ein und werden nach G gebrochen. (Über den Einfluß der Glasplatte s. unten § 142.) An der gekrümmten Wand ADB ist eine von D aus beginnende Gradteilung angebracht, an welcher die zusammengehörigen Werte des Einfallswinkels $DCF = ECK$ und des Brechungswinkels DCG abgelesen werden können. Mit Hilfe der trigonometrischen Tafeln überzeugt man sich, daß wenn man den Einfallswinkel von 0° bis 90° wachsen läßt, die Sinus der beiden Winkel in einem unveränderlichen Verhältnis stehen. Beim Übergang aus Luft in Wasser ist dieses Verhältnis annähernd wie 4:3, beim Übergang aus Luft in Glas wie 3:2. Folgende Tabelle enthält

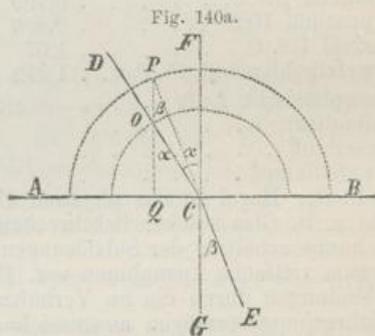


Fig. 141.

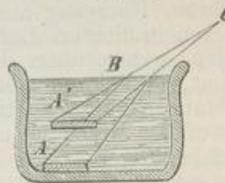
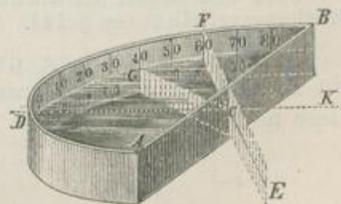


Fig. 142.



die Brechungsverhältnisse einiger der wichtigsten Substanzen. Da, wie unten (§ 145) gezeigt werden wird, das weiße Licht aus Strahlen von verschiedener Brechbarkeit zusammengesetzt ist, so kann genau genommen, immer nur das Brechungsverhältnis für eine bestimmte Gattung von Lichtstrahlen angegeben werden. Die Tabelle enthält die Brechungsverhältnisse für Strahlen, deren Brechbarkeit den Fraunhoferschen Linien *B*, *D* und *H* (§ 149) entspricht. Die Linie *D* kann als Maß für die Strahlen mittlerer Brechbarkeit gelten.

Brechungsverhältnis für die Fraunhoferschen Linien

Substanz.	Dichtigkeit.	<i>B</i>	<i>D</i>	<i>H</i>	$\frac{n_h - n_b}{n_d - 1}$
Crownglas	2,535	1,526	1,530	1,547	0,040
Flintglas von Fraunhofer	3,723	1,628	1,635	1,671	0,068
Desgl. von Merz	—	1,722	1,732	1,789	0,093
Phosphor	1,8	—	2,144	2,310	—
Diamant	3,52	—	2,487	—	—
Wasser 15° C.	1,00	1,3300	1,3324	1,3431	0,040
Äther 15° C.	0,720	1,3545	1,3566	1,3683	0,039
Weingeist 15° C.	0,795	1,3612	1,3638	1,3751	0,038
Terpentinöl 10,6° C.	0,886	1,470	1,474	1,494	0,051
Kassiaöl 10° C.	1,07	1,596	1,610	1,704	0,177
Schwefelkohlenstoff 15,6° C.	1,272	1,618	1,631	1,702	0,133
Atmosphärische Luft	—	1,000293	1,000295	1,000300	—
Kohlensäure	—	1,000447	1,000449	1,000458	—
Wasserstoff	—	1,000142	1,000143	1,000147	—
Schwefeldampf	—	—	1,001629	—	—

In der Regel ist das physisch dichtere Medium auch das optisch dichtere; so wirkt z. B. Glas stärker lichtbrechend als Wasser, Wasser stärker als Luft; das Brechungsverhältnis der Salzlösungen wächst mit ihrem Konzentrationsgrade. Doch kommen vielfache Ausnahmen vor. Besonders sind viele kohlenstoffhaltige, flüssige Verbindungen durch ein im Verhältnis zu ihrem spezifischen Gewicht sehr hohes Lichtbrechungsvermögen ausgezeichnet; so namentlich Alkohol, Terpentinöl, Kassiaöl, Schwefelkohlenstoff. Die Größe des Brechungsverhältnisses ist abhängig von der Temperatur; Jamin machte zuerst die interessante Beobachtung, daß das Brechungsverhältnis des Wassers nicht, wie die Dichtigkeit, bei 4° C. den größten Wert hat, sondern bei der Erwärmung von 0° an stetig abnimmt. Unter den festen Körpern besitzen Diamant und Phosphor ein sehr hohes Lichtbrechungsvermögen.

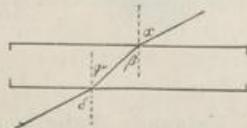
Auch gasförmige Körper wirken lichtbrechend, so daß z. B. die Lichtstrahlen bei ihrem Übergang aus dem leeren Weltraum in die Erdatmosphäre, oder aus dünneren in dichtere Luftschichten eine Ablenkung von ihrer geradlinigen Richtung erleiden, welche unter dem Namen der atmosphärischen Strahlenbrechung bekannt, und deren störender Einfluß bei astronomischen und geodätischen Beobachtungen berücksichtigt werden muß.

Auf der Brechung und Spiegelung der Lichtstrahlen durch Luftschichten von ungleichmäßiger Dichte beruhen ferner die Erscheinungen der Luftspiegelung (*Fata morgana*), das Zittern der Gegenstände, welche durch den aus einem Schornstein, oder über einer Weingeistflamme aufsteigenden, heißen Luftstrom betrachtet werden, das Funkeln der Sterne, u. s. w. Auch für Metalle sind von Kundt (1888) die Brechungsverhältnisse bestimmt worden (vergl. § 178).

Über den Grund der Lichtbrechung s. unten § 176, über die Bestimmung des Brechungsverhältnisses § 144.

§ 142. Brechung durch planparallele Platten. Durchdringt ein Lichtstrahl eine von zwei parallelen Ebenen begrenzte Platte, und ist diese auf beiden Seiten von demselben Medium z. B. Luft, umgeben, so ist

Fig. 143.



die Richtung des austretenden Strahles der des ursprünglichen parallel. Es ist nämlich (Fig. 143), wenn *n* das Brechungsverhältnis der Platte bezeichnet, $\sin \alpha = n \sin \beta$, $\sin \delta = n \sin \gamma$ (§ 141) und da $\beta = \gamma$, so ist auch $\delta = \alpha$.

Ist dagegen das dritte lichtbrechende Medium von dem ersten verschieden, so erleidet der Lichtstrahl nach dem Durchgang durch die Platte dieselbe Ablenkung, als ob er unmittelbar aus dem ersten in das dritte Medium übergegangen wäre. Bezeichnet n_1 das Brechungsverhältnis für den Übergang aus Luft in Wasser, n_2 für den Übergang aus Luft in Glas, endlich n_3 für den Übergang aus Wasser in Glas, so ist (Fig. 144) $\sin \alpha = n_1 \sin \beta$, oder da $\angle \beta = \gamma$ ist,

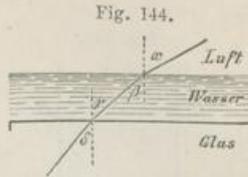


Fig. 144.

ferner ist
folglich:

$$\begin{aligned} \sin \alpha &= n_1 \sin \gamma, \\ \sin \gamma &= n_3 \sin \delta, \end{aligned}$$

geht aber der Lichtstrahl unmittelbar aus Luft in Glas über, so ist

$$\sin \alpha = n_2 \sin \delta,$$

mithin $n_2 = n_1 \cdot n_3$ oder:

$$n_3 = \frac{n_2}{n_1}.$$

Ist also n_1 das Brechungsverhältnis des Wassers, n_2 das des Glases, so gilt für den Übergang aus Wasser in Glas, oder umgekehrt, die Gleichung:

$$n_1 \sin \gamma = n_2 \sin \delta.$$

§ 143. Grenzwinkel der Brechung, totale Reflexion. Ein Lichtstrahl, welcher die ebene Trennungsfläche zweier Mittel in normaler Richtung trifft, erleidet keine Ablenkung, da sowohl der Einfallswinkel als der Brechungswinkel gleich Null ist. Mit wachsendem Einfallswinkel α wächst auch der Brechungswinkel β . Ist $n > 1$, so ist $\beta < \alpha$. Für den größten möglichen Wert des Einfallswinkels $\alpha = 90^\circ$ wird $\sin \alpha = 1$,

mithin $\sin \beta = \frac{1}{n}$. Der Brechungswinkel β kann also nie über den Grenzwert hinauswachsen, welcher diesem Wert des Sinus entspricht. Für den Übergang aus Luft in Wasser ist z. B. $n = \frac{4}{3}$, mithin $\sin \beta = \frac{3}{4}$ und

$\beta = 48^\circ 35'$. Dieser Winkel wird deshalb der Grenzwinkel der Brechung genannt. Geht umgekehrt ein Lichtstrahl aus dem optisch dichteren in das optisch dünnere Medium, z. B. aus Wasser in Luft über, so erreicht bei einem Einfallswinkel von $48^\circ 35'$ der Brechungswinkel bereits den größten möglichen Wert von 90° . Für größere Werte des Einfallswinkels ergibt die Formel $\sin \alpha = n \sin \beta$ für den Sinus des Brechungswinkels Werte, die > 1 sind, und zu welchen kein Winkel gehört. Es kann daher in diesem Fall überhaupt der Austritt des Lichtstrahles aus dem dichteren in das dünnere Medium nicht mehr stattfinden; der Lichtstrahl wird vielmehr an der Grenzfläche vollständig in das Innere des dichteren Mediums zurückgeworfen oder total reflektiert. Diese Folgerung aus dem Brechungsgesetz wird in der That durch die Erfahrung bestätigt und ist von Kepler (1611) entdeckt worden.

Für Crownglas, dessen Brechungsverhältnis = 1,5 ist, ergibt sich der Grenzwinkel, bei welchem die totale Reflexion eintritt, = $41^\circ 49'$. Schleift man daher ein rechtwinklig-gleichschenkliges Glasprisma ACB (Fig. 145), so wird ein in der Richtung DE einfallender Lichtstrahl, der die Hypotenusenfläche AB unter dem Einfallswinkel von 45° trifft, vollständig nach EF reflektiert. Blickt man in der Richtung FE in das Prisma, so erscheint die Fläche AB vollkommen spiegelnd und undurchsichtig, wie mit Metall belegt. Wird die Fläche an einer Stelle mit dem nassen Finger berührt, so findet an dieser Stelle keine totale Reflexion mehr statt, und der

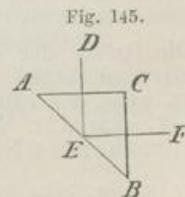


Fig. 145.

Spiegel erscheint wie von einer Öffnung durchbrochen. Man bedient sich solcher Prismen als vollkommener Spiegel häufig in optischen Instrumenten. Ähnliches beobachtet man, wenn man gegen die Oberfläche des Wassers in einem Glase (Fig. 146), in den Wasserbehältern eines Aquariums u. dergl. in schräger Richtung von unten her blickt. (Wollastons Camera lucida oder clara [1812].)

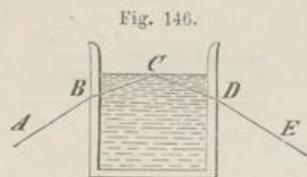


Fig. 146.

nicht parallelen, ebenen Flächen begrenzt wird, erleidet ein Lichtstrahl, sowohl beim Eintritt als beim Austritt, eine Brechung und erfährt dadurch eine bleibende Ablenkung von seiner ursprünglichen Richtung.

Es stelle ACB (Fig. 147) den Querschnitt eines dreiseitigen Glasprismas vor. DE sei ein Lichtstrahl, welcher die Fläche AC unter dem Einfallswinkel $DEX = \alpha$ trifft, nach der Richtung EF gebrochen wird und nach abermaliger Brechung FG aus dem Prisma austritt. Ein in G befindliches Auge wird den in D befindlichen Gegenstand in der Richtung GL zu sehen glauben. Die Durchschnittskante C der lichtbrechenden Flächen heißt die brechende Kante, ihr Neigungswinkel $ACB = \gamma$ der brechende Winkel des Prismas. Die durch das Prisma betrachteten Gegenstände erscheinen also durch die Lichtbrechung nach der Seite der brechenden Kante verschoben. Die gesamte Ablenkung von der ursprünglichen Richtung, welche der Lichtstrahl durch die Brechung erlitten hat, wird durch den Winkel $DKL = \delta$ angegeben. Die Größe dieser Ablenkung hängt von dem Brechungsverhältnis der Substanz des Prismas n , von der Größe des brechenden Winkels γ , endlich von dem Einfallswinkel α ab.

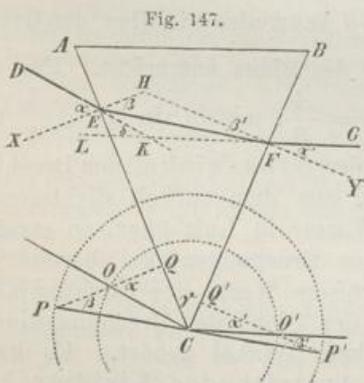


Fig. 147.

Es sei (Fig. 147) $DEFG$ der Weg des Lichtstrahles durch das Prisma (die Konstruktion dieses Weges ist am Punkt C für die Strahlen $OC \parallel DE, PP' \parallel EF, CO' \parallel FG$ nach § 141 ausgeführt). HX und HY seien die in E und F errichteten Einfallslote; der Brechungswinkel für die erste Brechung HEF werde mit β , HFE mit β' , endlich GFY mit α' bezeichnet. Da das Viereck $EHFC$ zwei rechte Winkel bei E und F enthält, so ist $\angle EHF = 180^\circ - \gamma$, mithin $\beta + \beta' = \gamma$. Ferner ist $\angle KEF = \alpha - \beta$, $\angle KFE = \alpha' - \beta'$, mithin der Ablenkungswinkel δ , als Außenwinkel des $\triangle KFE$, gleich $\alpha - \beta + \alpha' - \beta'$, d. h.

$$\delta = \alpha + \alpha' - \gamma.$$

Die Größe der Ablenkung ist im allgemeinen von dem Wert des Einfallswinkels α abhängig. Es läßt sich zeigen, daß dieselbe den kleinsten Wert besitzt, wenn der Einfallswinkel α so gewählt wird, daß $\alpha' = \alpha$ und mithin auch $\beta' = \beta$, also der Weg des Lichtstrahles im Prisma EF gegen beide lichtbrechenden Flächen gleich geneigt ist.

In Fig. 147a sei $ACB = \gamma$, der brechende Winkel, durch die Linie CD in die beiden Stücke $ACD = \beta$ und $BCD = \beta'$ geteilt, wo β und β' die Brechungswinkel für den einfallenden und den austretenden Strahl sind; ferner seien mit den Radien $AC = r$ und $EC = \rho$, wo $r = n\rho$ ist (vergl. § 141), Kreise um C geschlagen

und z
Wink

und
sin B
so sin
gleich

N
EF >
von e
beta >

d. i. L
so ist
FGE
ist, au
V

so hat

solang
auch

E
lenkur

seinen
einfall
das M
Stellun
man i
chung

worau

H
des P
verhäl
leicht
schleif
man i
grenzt
sich ei
Gasen
Gase

A
EF <

für we
Wert
wieder
ein m

und zwischen ihnen die Linien AE und BF parallel CD gezogen, so sind die Winkel EAC und FBC bezüglich als Wechselwinkel gleich β und β' , und weil $\sin AEC (= \sin ECD): \sin EAC = r : \rho = n : 1$,

und $\sin BFC (= \sin FCD): \sin FBC = r : \rho = n : 1$, so sind die Winkel ECD und FCD bezüglich gleich α und α' .

Nunmehr ergibt sich sofort, daß die Sehne $EF > AB$, solange β und β' , folglich α und α' von einander verschieden sind. Denn sei etwa $\beta > \beta'$, so ist, weil $\angle CAB = CBA$, Winkel $EAC + CAB > FBC + CBA$,

d. i. $\angle EAB > FBA$ und weil $EAB + FBA = 180^\circ$, so ist $EAB > 90^\circ$, folglich wenn man $FG \parallel BA$ zieht, $FGE > 90^\circ$ d. h. $EF > GF$, und weil $GF = AB$ ist, auch $EF > AB$.

Weil aber

$$EF = 2\rho \sin \frac{\alpha + \alpha'}{2}$$

und

$$AB = 2r \sin \frac{\gamma}{2},$$

ferner

$$r = n\rho,$$

so hat man

$$\sin \frac{\alpha + \alpha'}{2} > n \sin \frac{\gamma}{2},$$

solange α und α' verschieden von einander sind. Wenn aber $\alpha = \alpha'$ ist, folglich auch $\beta = \beta'$, so ist:

A)
$$\sin \frac{\alpha + \alpha'}{2} = n \sin \frac{\gamma}{2}.$$

Es erlangt also in diesem Fall die Summe $\alpha + \alpha'$ und mithin auch der Ablenkungswinkel

B)
$$\delta = \alpha + \alpha' - \gamma$$

seinen kleinsten Wert, w. z. b. w. Dreht man also, während die Richtung des einfallenden Strahles unverändert bleibt, das Prisma vor dem Auge so lange, bis das Minimum der Ablenkung der Lichtstrahlen erreicht ist, so ist bei dieser Stellung des Prismas die der Gleichung A entsprechende Bedingung erfüllt. Setzt man in dieser Gleichung anstelle der Summe $\alpha + \alpha'$ ihren Wert aus der Gleichung B, so erhält man:

C)
$$\sin \frac{\delta + \gamma}{2} = n \sin \frac{\gamma}{2},$$

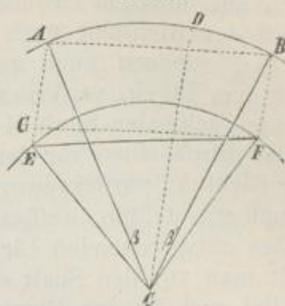
woraus sich das Brechungsverhältnis n sofort ergibt.

Hat man die kleinste Ablenkung des Lichtstrahles δ und den brechenden Winkel des Prismas γ gemessen, so kann diese Gleichung dazu dienen, das Brechungsverhältnis n für die Substanz des Prismas zu berechnen. Feste Körper kann man leicht in Form von Prismen erhalten, oder doch zwei Flächen an dieselben anschleifen, deren Neigungswinkel sich bestimmen läßt. Flüssige Körper bringt man in ein Hohlprisma, welches von zwei planparallelen Glasplatten (§ 142) begrenzt wird. Zur Bestimmung der Brechungsverhältnisse der Gase bedient man sich eines ähnlichen Hohlprismas, welches luftleer gepumpt, oder mit verschiedenen Gasen gefüllt werden kann. Wegen des geringen Lichtbrechungsvermögens der Gase muß das Prisma einen sehr großen brechenden Winkel besitzen.

Anmerkung. Ist $n < 1$, so ist $\beta > \alpha$ und $\beta' > \alpha'$; alsdann ergibt sich $EF < AB$ und demnach $\sin \frac{\alpha + \alpha'}{2} < n \sin \frac{\gamma}{2}$, außer für die Annahme $\alpha = \alpha'$,

für welche auch $\beta = \beta'$ ist. Für diese Annahme erreicht $\frac{\alpha + \alpha'}{2}$ seinen größten Wert und demnach der Ablenkungswinkel δ , der jetzt gleich $\beta + \beta' - (\alpha + \alpha')$ ist, wiederum seinen kleinsten Wert. Ein solcher Fall tritt übrigens z. B. ein, wenn ein mit Wasserstoff gefülltes Prisma in atmosphärischer Luft untersucht wird.

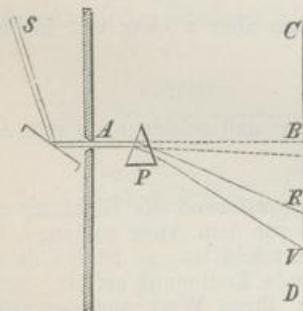
Fig. 147a.



Farbenzerstreuung (Dispersion) des Lichtes.

§ 145. Zerlegung des weißen Lichtes in Farben. Betrachtet man ein leuchtendes Objekt, z. B. eine Lichtflamme, oder einen weißen Strich auf dunklem Grunde, durch ein Prisma, so sieht man dasselbe nicht nur in der Richtung nach der brechenden Kante des Prismas verschoben (§ 144), sondern auch an seinen Rändern von Farbsäumen begrenzt. Läßt man in ein verfinstertes Zimmer durch einen im Fensterladen angebrachten schmalen Spalt *A* (Fig. 148) ein Bündel von Sonnenstrahlen fallen, welche durch einen vor dem Fensterladen angebrachten Spiegel in horizontaler Richtung zurückgeworfen werden, so erblickt man auf einem, dem Spalt gegenübergestellten, weißen Papierschirm *CD* bei *B* einen der Länge des Spaltes entsprechenden Lichtstreif von etwas größerer Breite (vergl. § 148). Stellt man vor den Spalt ein Prisma *P*, dessen brechende Kante dem Spalt parallel und in der Figur nach oben gekehrt ist, so wird das Strahlenbündel durch die Brechung im Prisma von seinem geradlinigen Wege nach *D* hin abgelenkt. Gleichzeitig erscheint aber das Bild des Spaltes beträchtlich verbreitert und das weiße Licht in eine Reihe von Farben aufgelöst, welche von *R* nach *V* hin durch unmerkliche Abstufungen in einander übergeben. Die Hauptfarben folgen von *R* nach *V* in folgender Ordnung auf einander: rot, orange, gelb, grün, blau, violett, so daß die roten Strahlen am wenigsten, die violetten am meisten von der ursprünglichen Richtung abgelenkt worden sind. Das weiße Licht ist also durch die prismatische Brechung in verschiedenfarbige Strahlen zerlegt worden, welche sich durch den verschiedenen Grad ihrer Brechbarkeit unterscheiden.

Fig. 148.



einen zweiten in dem Schirm *CD* angebrachten, schmalen Spalt gehen läßt, während alle übrigen Strahlen durch den Schirm zurückgehalten werden, so kann dieser Strahl zwar durch ein zweites Prisma abermals gebrochen, nicht aber in einfachere Farbenstrahlen zerlegt werden. Man nennt deshalb die einzelnen farbigen Strahlen des Spektrums, welche nicht weiter zerlegt werden können, einfache oder homogene Strahlen, während das weiße Sonnenlicht und die natürlichen Farben der Körper aus solchen einfachen Strahlen zusammengesetzt sind.

Die Zusammensetzung des weißen Lichtes aus den Farben des Spektrums ist zuerst von Newton (1666) nachgewiesen worden. Da das Blau im Spektrum einen beträchtlich größeren Raum einnimmt, als jede der übrigen Farben, so unterschied Newton in diesem Teil des Spektrums zwei Farbentöne, Hellblau und Indigo, wodurch die Zahl der Hauptfarben auf sieben erhöht wurde. Überhaupt ist die Begrenzung der Farben des Spektrums eine mehr oder minder willkürliche, indem genau genommen unendlich viele einfachen Strahlen vorhanden sind, die durch unmerkliche Abstufungen der Farbe und Brechbarkeit in einander übergehen. Man kann jedoch drei Grundfarben, Rot, Gelb und Blau, unterscheiden, während Orange, Grün und Violett den Übergang zwischen je zweien dieser Grundfarben vermitteln.

W
Bestan
zu we
inden
betrac
die Er
Farbe
welche
der fa
möglich
so ver
so daß
näher
oder P
sprech
darzus

S
der K
farbig
zurück
gegen
ist als
wirft

Di
Spektr
Streife
ständig
ganz o
sind.
hinter
durch
schirm

W
da sie
werden
Manche
anders
flamme
(Bei he
erschei
farbig
farbten
der K

S
Durch
dieselb
durch
giebt
Zusamm
oder K
farben.
Teile z
streifen
Mischf
zeit zu
Joel

Wie das weiße Licht durch Brechung im Prisma in seine einfachen farbigen Bestandteile zerlegt werden kann, so können umgekehrt diese Farben wieder zu weißem Licht vereinigt werden, entweder mit Hilfe einer Sammellinse, oder indem man das Spektrum durch ein in geeigneter Lage aufgestelltes, zweites Prisma betrachtet. (*Experimentum crucis* von Newton.) Weniger vollkommen gelingt die Erzeugung des weißen Lichtes aus seinen farbigen Bestandteilen mittelst des Farbenkreisels, einer kreisförmigen Pappscheibe, die in Sektoren abgeteilt ist, welche mit den Farben des Spektrums bemalt sind und zwar so, daß die Breite der farbigen Sektoren der Ausdehnung der entsprechenden Farben im Spektrum möglichst entsprechen muß. Wird die Scheibe in schnelle Umdrehung versetzt, so vereinigt sich der Eindruck der verschiedenfarbigen Sektoren im Auge (§ 165), so daß die Pappscheibe in einem mehr oder minder dem vollkommenen Weiß sich nähernden Grau erscheint. Da es nicht möglich ist, durch künstliche Farbstoffe oder Pigmente Farben zu erzeugen, welche den reinen Spektralfarben genau entsprechen, so gelingt es nicht, durch dieses Verfahren ein vollkommen reines Weiß darzustellen.

§ 146. Natürliche Farben der Körper. Die natürlichen Farben der Körper entstehen dadurch, daß von den im weißen Licht enthaltenen, farbigen Strahlen nur ein Teil an der Oberfläche der farbigen Körper zurückgeworfen oder von denselben hindurchgelassen, ein anderer Teil dagegen vernichtet oder absorbiert wird. Ein weißer oder farbloser Körper ist also ein solcher, welcher alle Farbenstrahlen in gleicher Weise zurückwirft oder hindurchläßt.

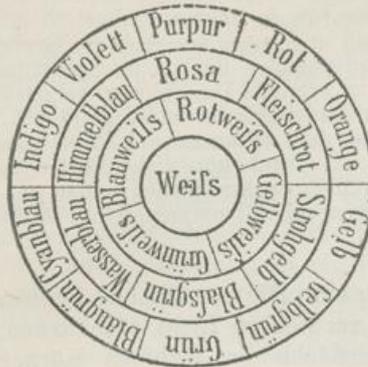
Die Art der Zusammensetzung der Mischfarben der Körper aus den reinen Spektralfarben untersucht man am besten, indem man die Pigmente in Form schmaler Streifen auf dunklem Hintergrund durch das Prisma betrachtet. Anstatt des vollständigen Spektrums erblickt man dann ein solches, in welchem die von dem Körper ganz oder teilweise absorbierten Farben fehlen, oder mehr oder minder geschwächt sind. Durchsichtige Körper, z. B. farbige Gläser oder Flüssigkeiten, stellt man hinter einen mit weißem Licht beleuchteten, schmalen Spalt und betrachtet diesen durch ein Prisma, oder fängt das Farbenbild des Spaltes durch einen Papierschirm auf.

Weisse Körper erscheinen mit rotem Licht beleuchtet rot, mit grünem grün, da sie nur diejenigen Strahlen zurückwerfen können, von welchen sie getroffen werden. Bunte Farben erscheinen je nach der Art der Beleuchtung verändert. Manche (namentlich blaue und violette) Farben erscheinen abends bei Lampenlicht anders als bei Tageslicht, da dem Lampenlicht, selbst dem hellen Licht der Gasflammen, gewisse Farbenstrahlen fehlen, die im weißen Tageslicht vorhanden sind. (Bei heller Dämmerung oder bei Mondschein, ebenso bei elektrischer Beleuchtung, erscheint deshalb das Licht der Gasflammen rötlich.) Bei vollkommen einfarbigem Licht, z. B. bei dem einfarbig-gelben Licht einer durch Kochsalz gefärbten Weingeistflamme (§ 149), verschwinden alle Farbenunterschiede der Körper, und man vermag nur hell und dunkel zu unterscheiden.

§ 147. Ergänzungsfarben, Mischfarben. (Helmholtz, 1867.) Durch die gleichzeitige Einwirkung verschiedener einfachen Farben auf dieselbe Stelle der Netzhaut können Farbenempfindungen entstehen, welche durch die einfachen Spektralfarben nicht hervorgebracht werden. So er giebt sich Purpur durch Mischung von Violett und Rot, Weiß durch Zusammensetzung gewisser Paare einfacher Farben, welche Ergänzungsfarben oder Komplementärfarben heißen. Ebenso erhält man Ergänzungsfarben, wenn man sich das Spektrum auf beliebige Weise dadurch in zwei Teile zerlegt denkt, daß man eine einzelne Farbe oder mehrere Farbestreifen aus demselben aussondert und jeden der beiden Teile zu einer Mischfarbe vereinigt, weil die so entstehenden Farbmischungen sich jederzeit zu weißem Licht ergänzen.

So sind Rot und grünlich Blau, Orange und Cyanblau, Gelb und Indigoblau, grünlich Gelb und Violett Ergänzungsfarben, ebenso auch Grün und Purpur. Die Zusammenstellung zweier Ergänzungsfarben macht auf das Auge einen wohlthuenden Eindruck (vergl. § 166). Dafs Gelb und Blau ergänzende Farben sind, also bei ihrer Mischung Weifs geben, scheint der bekannten Thatsache zu widersprechen, dafs die Mischfarbe von gelben und blauen Farbstoffen grün ist. Dieser Widerspruch findet nach Helmholtz darin seine Lösung, dafs keine natürliche Farbe rein ist. Eine blaue Flüssigkeit läfst demnach aufser dem Blau auch einen Teil des angrenzenden Grün hindurchgehen und ebenso ist eine gelbe Flüssigkeit, aufser für Gelb, auch für Grün durchsichtig. In einer Mischung beider Flüssigkeiten ist also Grün die einzige Farbe, für welche beide Grundfarben zugleich durchsichtig sind, während Gelb durch die blaue Flüssigkeit und Blau durch die gelbe ausgeschlossen werden. Wenn demnach weisses Licht auf die Mischung fällt, wird allein das Grün zum Auge zurückgeworfen.

Fig. 148a.



Um die Mischfarbe zweier einfachen Farben des Spektrums zu erhalten, denke man sich die Spektralfarben in einem geschlossenen Ringe, durch Einfügung von Purpur zwischen Violett und Rot, auf den Umfang eines Kreises verteilt (Fig. 148a), so dafs die Ergänzungsfarben einander diametral gegenüberliegen, ferner in der Mitte des Kreises Weiss und auf den Radien die Übergangsfarben zwischen Weiss und der betreffenden gesättigten Farbe an dem Umfange. Als dann ist die Mischfarbe zweier beliebigen einfachen Farben eine der Zwischenfarben, und zwar um so gesättigter, je näher auf dem Kreisumfang die Farben einander liegen, umsomehr weifslich, je weiter sie von einander abstehen. So giebt Rot mit Gelb gemischt Orange, mit Grün weifslich Gelb, mit Cyanblau Rosa (weifslich Purpurrot) als Mischfarbe u. s. w.

Zur Mischung der Farben bedient man sich entweder des Farbkreisels, indem man Scheiben mit verschiedenfarbigen Sektoren in schnelle Umdrehung versetzt, oder man blickt durch eine ebene Glastafel in schräger Richtung nach einer farbigen Fläche, während die dem Beobachter zugekehrte Seite der Glastafel gleichzeitig Licht eines andersfarbigen Objekts durch Reflexion zusendet.

§ 148. Spektralapparat. Ein vor einen Spalt gestelltes Prisma reicht allein nicht aus, ein vollkommen reines Spektrum, d. h. ein solches zu erzeugen, in welchem die einfachen Farbenstrahlen völlig von einander getrennt sind. Da nämlich die von den verschiedenen Teilen der Sonnenscheibe, oder einer anderen Lichtquelle, auf den Spalt fallenden Strahlen nicht völlig parallel sind, so erhält man auch ohne Prisma auf dem gegenüberstehenden Schirm nicht eine scharf begrenzte, schmale Lichtlinie von der Breite des Spalts, sondern einen Lichtstreif, dessen Breite mit der Entfernung des Schirmes vom Spalt wächst. Bei Anwendung des Prismas greifen die den einzelnen einfachen Strahlen des Spektrums entsprechenden Farbenstreifen mit ihren Rändern über einander, wodurch eine Vermischung der reinen Farben entsteht. Um ein völlig reines Spektrum zu erzeugen, stellt man in geeigneter Entfernung vor dem Spalt eine Sammellinse auf; durch diese wird auf dem gegenüberstehenden Schirm ein vollkommen scharf begrenztes Bild des Spaltes entworfen (§ 156), welches durch Annäherung der Ränder des Spaltes beliebig schmal gemacht werden kann. Durch das Prisma wird diese Lichtlinie in ein völlig reines Spektrum aufgelöst. Für genauere Beobachtungen ist es jedoch zweckmäfsig, das Spektrum nicht objektiv auf einem Schirm aufzufangen,

sondern dasselbe mittelst eines vor das Prisma gestellten Fernrohres subjektiv zu beobachten. Zu dieser Beobachtungsmethode dient am besten der von Kirchhoff und Bunsen hergestellte Spektralapparat, dessen wesentliche Teile in Fig. 149 im Grundriffs dargestellt sind.

Die durch einen schmalen Spalt bei *A* eintretenden Lichtstrahlen werden durch die Sammellinse *B* parallel gemacht und gelangen, nachdem sie durch das Prisma *P* gegangen sind, in das Fernrohr *DE*. Durch die Objektivlinse *D* dieses Fernrohres (vergl. § 156) wird in der Fokalebene desselben ein vollkommen reines Spektrum erzeugt, welches mittelst des vergrößernden Fernrohrökulares *E* beobachtet wird. Statt eines Prismas können deren mehrere hinter einander gestellt werden, um die Ausdehnung des Spektrums noch mehr zu vergrößern.

In Fig. 149a ist der Spektralapparat selbst dargestellt. Die vorn befindliche Glasplatte des dritten, in der Mitte der Figur sehr verkürzt gezeichneten Rohres, ist bis auf einen schmalen, wagerechten Streifen, auf welchem sich eine Millimetertheilung befindet, mit Stanniol bedeckt. Wird dieser Spalt durch eine vor ihm aufgestellte Flamme erleuchtet (Fig. 149), so entsteht durch die am anderen Ende des

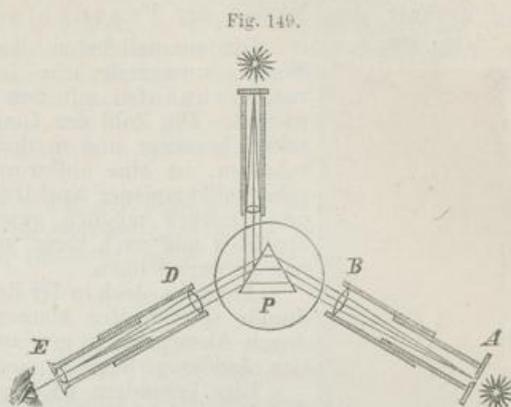
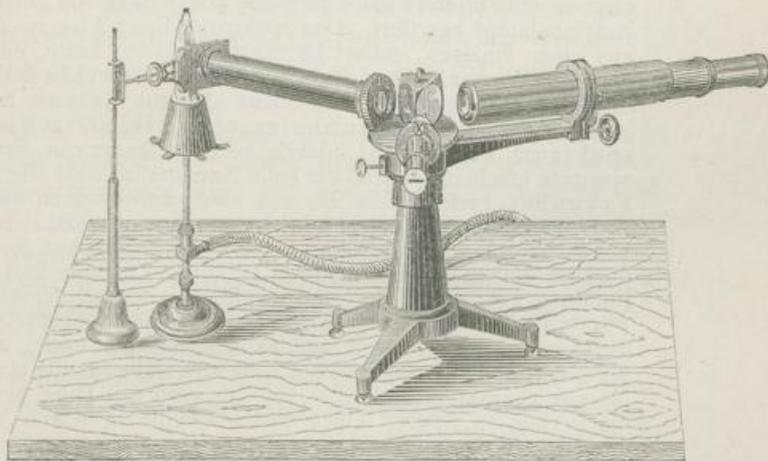


Fig. 149a.

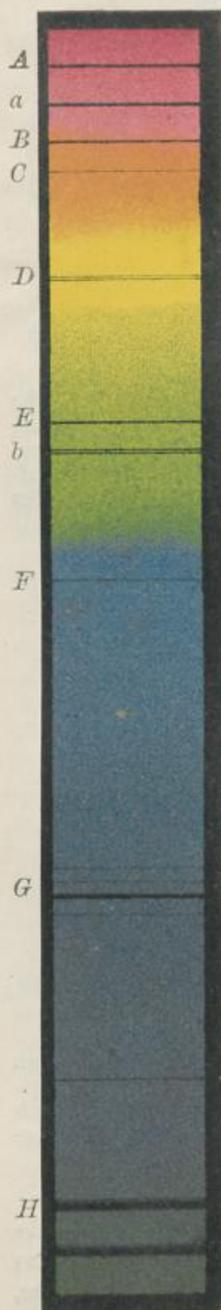


Rohres befindliche Linse ein reelles Bild der Teilung, welches durch Reflexion an der zugewendeten Fläche des Prismas in die Richtung der Axe des Beobachtungsrohres *ED* verlegt wird, so daß man vom Okular *E* aus, zugleich mit dem durch das Prisma erzeugten Spektrum, das Spiegelbild der Teilung sieht und die Lage der einzelnen Farben des Spektrums zu bestimmen vermag.

§ 149. Fraunhofersche Linien, Flammenspektren, Spektralanalyse. Betrachtet man mittelst des beschriebenen Spektralapparates das Spektrum einer vor den Spalt gestellten Leuchtgas- oder Kerzenflamme, oder eines weißglühenden Drahtes, so bildet dasselbe eine völlig stetige Farbenfolge ohne jede Unterbrechung. Läßt man dagegen direktes, oder

von der Atmosphäre reflektiertes Sonnenlicht in den Apparat eintreten, so erscheint das Spektrum von einer sehr großen Zahl dunkler Querstreifen durchzogen, welche zuerst von Wollaston beobachtet, von Fraunhofer aber (1814) genauer untersucht und in ihrer Bedeutung erkannt wurden und deshalb den Namen der Fraunhoferschen Linien erhalten haben.

Fig. 150.



Die vorzüglichsten dieser Linien (Fig. 150), welche stets dieselbe unveränderliche Lage im Spektrum beibehalten, sind von Fraunhofer mit den Buchstaben *A* bis *H* bezeichnet worden. Die Zahl der Linien, welche teils mehr, teils minder scharf begrenzt und dunkel, sowie an Breite verschieden erscheinen, ist eine außerordentlich große. Durch Anwendung sehr vollkommener Spektralapparate ist es Kirchhoff (1863) und anderen möglich gewesen, Tausende derselben zu beobachten und nach ihrer gegenseitigen Lage im Spektrum genau zu verzeichnen.

Ähnliche, doch in der Regel breitere und weniger zahlreiche, dunkle Querstreifen können im Spektrum des weißen Lichts durch Absorption in gewissen farbigen Gasen (salpetrig-saurem Gas, Joddampf) erzeugt werden.

Eine besonders wichtige Bedeutung hat die Beobachtung der Fraunhoferschen Linien 1859 erhalten durch den von Kirchhoff und Bunsen entdeckten Zusammenhang, welcher zwischen diesen dunklen Linien und den hellen Linien stattfindet, die man im Spektrum gewisser durch Metaldämpfe gefärbten Flammen wahrnimmt. Bringt man z. B. in eine Weingeistflamme, oder in die schwach leuchtende, bläuliche Flamme eines Bunsenschen Gasbrenners mittelst eines Platindrahtes eine geringe Quantität Kochsalz (*NaCl*), so teilt dasselbe der Flamme eine intensiv gelbe Färbung mit, welche von glühendem Natriumdampf herrührt. Das Spektrum dieser Flamme besteht aus einer einzigen, scharf begrenzten, gelben Linie, oder mit anderen Worten, die durch Kochsalz gefärbte Flamme sendet homogenes Licht aus (§ 145), dessen Brechbarkeit genau der Fraunhoferschen Linie *D* im Sonnenspektrum entspricht (durch sehr vollkommene Spektralapparate erscheint sowohl die helle Natriumlinie, als die dunkle Fraunhofersche Linie *D*, aus zwei durch einen geringen Zwischenraum getrennten Linien zusammengesetzt). In ähnlicher Weise wird die Flamme des Bunsenschen Brenners durch Kaliumsalze violett, durch Lithium-, Calcium- und Strontiumsalze rot, durch Barium-, Thallium- oder Kupfersalze, sowie durch Borsäure grün, durch Indiumsalze blau gefärbt. Die Spektren dieser farbigen Flammen bestehen aus einer, oder in der Regel aus mehreren, hellen Linien, welche für die einzelnen Metalle charakteristisch sind, so daß man mit Hilfe derselben die geringsten Spuren eines dieser Metalle in seinen Verbindungen zu erkennen und zu unterscheiden vermag.

Nach Kirchhoff reicht das Vorhandensein von $\frac{1}{3\ 000\ 000}$ Milligramm Natriumdampf, oder von $\frac{1}{100\ 000}$ Milligramm Lithiumdampf in der Flamme hin, um die für diese Metalle charakteristischen Linien im Spektrum hervorzurufen. Die Methode der spektralanalytischen Untersuchung ist daher namentlich geeignet, das Vorhandensein sehr geringer Mengen gewisser metallischen Bestandteile in Mischungen aufzufinden, und mittelst derselben ist es bereits gelungen, einige bisher unbekannte, metallische Grundstoffe zu entdecken, unter denen das Caesium und Rubidium, welche 1860 und 1861 von Kirchhoff und Bunsen in der Mutterlauge gewisser Solquellen aufgefunden wurden, das Thallium, gleichzeitig von Crookes

und Lamy in Schwefelkies 1861, und das Indium von Reich und Richter in der Freiburger Zinkblende 1863 entdeckt.

Die Spektren der Schwermetalle, deren Chloride meist weniger flüchtig sind oder bei erhöhter Temperatur zersetzt werden, untersucht man am besten mit Hilfe des elektrischen Funkens. Läßt man nämlich elektrische Funken [am besten eignen sich die Funken des Induktionsapparates (§ 334)] zwischen metallischen Drähten überschlagen, so ist das Spektrum derselben aus zweierlei hellen Linien zusammengesetzt, von welchen die einen von der Beschaffenheit der metallischen Leiter, die anderen aber von dem Gase abhängen, in welchem die Entladung stattfindet. Die Spektren glühender Gase können am besten mittelst der sogenannten Geißlerschen Röhren (§ 334) untersucht werden. So besteht z. B. das Wasserstoffspektrum aus drei scharf begrenzten, hellen Linien, einer roten, grünen und blauen, von welchen die beiden ersten mit den Fraunhoferschen Linien *C* und *F*, die dritte mit einer zwischen *F* und *G* gelegenen Linie übereinzustimmen scheinen.

Das Spektrum des Leuchtkäfers (*Elater noctilucus*) ist nach Young kontinuierlich, ohne irgend eine Spur von dunklen oder hellen Linien, und liegt fast ganz zwischen den Fraunhoferschen Linien *C* und *F*, wo das Licht fast gar keine chemischen Wirkungen äußert.

§ 150. Analyse der Atmosphäre der Sonne und der Fixsterne. Durch den eigentümlichen Zusammenhang zwischen den hellen Linien gewisser Metallspektren und den dunklen Fraunhoferschen Linien des Sonnenspektrums (§ 149) wurde Kirchhoff (1860) zu einem Satze geführt, welcher merkwürdige Folgerungen hinsichtlich der chemischen Bestandteile der Atmosphären der Sonne und der übrigen Fixsterne gestattet. Kirchhoff zeigte nämlich, daß jeder Körper diejenigen Lichtstrahlen vorzugsweise zu absorbieren fähig ist, welche er selbst im glühenden Zustand ausstrahlt, oder daß das Verhältnis zwischen dem Emissionsvermögen und Absorptionsvermögen für Strahlen derselben Gattung bei allen Körpern gleichen Wert besitzt. So sendet z. B. Natriumdampf im glühenden Zustand Strahlen aus, deren Brechbarkeit der Fraunhoferschen Linie *D* entspricht. Nach dem ausgesprochenen Satz vermag also Natriumdampf dieselben Strahlen vorzugsweise zu absorbieren. In der That erscheint eine mit Natriumdampf gefüllte Glasröhre, vor eine durch Kochsalz gefärbte Flamme gebracht, schwarz und undurchsichtig, und wenn man intensives weißes Licht (z. B. elektrisches Licht, oder Drummondsches Kalklicht) durch eine Flamme gehen läßt, die glühenden Natriumdampf enthält, so erscheint in dem Spektrum desselben eine dunkle Linie genau an der Stelle der Fraunhoferschen Linie *D*. Gestützt auf diese Versuche schloß Kirchhoff aus dem Vorhandensein der Linie *D* im Sonnenspektrum, daß der lichtaussendende Sonnenkörper von einer absorbierenden Dampfatmosphäre umgeben sei, welche Natrium im gasförmigen Zustand enthält. Auf gleiche Weise gelang es Kirchhoff, das Vorhandensein der Grundstoffe Na, Fe, Ca, Mg, Ni in der Sonnenatmosphäre mit Sicherheit nachzuweisen und die Existenz mehrerer anderen wahrscheinlich zu machen. Angström zählte (1868) 800 Linien irdischer Stoffe (450 allein des Eisens) auf, welche im Sonnenspektrum als dunkle Linien vorkommen. Gewisse dunkle Linien des Sonnenspektrums rühren, wie Janssen gezeigt hat, von der Absorption durch den in der Erdatmosphäre enthaltenen Wasserdampf her. Die früher nur bei totalen Sonnenfinsternissen beobachteten Protuberanzen (§ 371), Hervorragungen über die verdunkelte Sonnenscheibe von eigentümlichem rosenfarbenen Licht, welche seit einer 1868 von Janssen und Lockyer gleichzeitig gemachten Entdeckung eine tägliche Beobachtung gestatten, sind ihrem

Spektrum nach Eruptionen von glühenden Gasen, vorzugsweise von Wasserstoffgas.

Die Spektren des Lichtes des Mondes und der Planeten zeigen dieselben Fraunhoferschen Linien, wie das Sonnenspektrum, da diese Himmelskörper uns reflektiertes Sonnenlicht zusenden; doch finden sich in den Spektren des Jupiter, des Saturn und des Neptun eigentümliche Absorptionsstreifen, welche auf eine besondere Atmosphäre dieser Planeten schließen lassen. Die Spektren der Fixsterne (§ 401) dagegen sind vom Sonnenspektrum verschieden, was auf eine verschiedene chemische Beschaffenheit der Atmosphäre dieser Sterne schließen läßt. Doch scheint es, daß gewisse Linien, also auch gewisse chemische Bestandteile, einer großen Zahl von Fixsternen gemeinsam sind. So scheinen namentlich Natrium, Magnesium und Eisen in den Atmosphären der meisten Fixsterne vorhanden zu sein.

Von besonderem Interesse für die Astronomie ist die Entdeckung von Huggins und Miller, daß die Spektren der sogenannten planetarischen Nebelsterne nicht denen der Sonne und der übrigen Fixsterne gleichen, sondern, ähnlich den Flammenspektren, aus mehreren völlig getrennten, schmalen Lichtlinien zusammengesetzt sind. Man kann daraus schließen, daß diese Nebelsterne nicht feste oder flüssige Körper, sondern glühende Gasmassen sind, also gleichsam noch in einer früheren Bildungsperiode befindliche Fixsterne, wie nach der Hypothese von Kant und Laplace auch unsere Sonne und unser Planetensystem durch Verdichtung einer ursprünglich gasförmigen Masse von außerordentlich hoher Temperatur entstanden sein sollen (vergl. § 239).

§ 151. Brechungs-, Farbenzerstreuungsvermögen. Aus der verschiedenen Brechbarkeit der Strahlen des Spektrums folgt, daß das Brechungsverhältnis derselben Substanz für verschiedene Strahlen ungleiche Werte besitzt, daß daher bei genaueren Angaben des Brechungsverhältnisses immer hinzugefügt werden muß, für welche Strahlengattung dasselbe gilt. Die Fraunhoferschen Linien bieten ein bequemes Hilfsmittel zur Bezeichnung bestimmter Strahlen des Spektrums, es werden daher die Angaben der Brechungsverhältnisse in der Regel auf diese Linien bezogen, wie dies in der Tabelle des § 141 geschehen ist. Der Überschuss des Brechungsverhältnisses einer bestimmten Strahlengattung über die Einheit, $n - 1$, kann als Maß für die Brechbarkeit dieser Strahlengattung angesehen werden. Bei nahe gleichem Brechungsvermögen für die mittleren Strahlen des Spektrums können verschiedene Substanzen sehr ungleiches Farbenzerstreuungsvermögen besitzen oder Spektren von sehr ungleicher Länge erzeugen. Bezeichnen n_b , n_d und n_h die Brechungsverhältnisse derselben Substanz für die Fraunhoferschen Linien B , D und H , den roten, gelben und violetten Strahlen entsprechend, so dient die Größe $\frac{n_h - n_b}{n_d - 1}$ als Maß für das Farbenzerstreuungsvermögen. Aus den in der letzten Spalte der Tabelle (§ 141) zusammengestellten Zahlen ist ersichtlich, daß unter den Glassorten das bleihaltige Flintglas, unter den Flüssigkeiten Kassaöl und Schwefelkohlenstoff, durch sehr hohes Farbenzerstreuungsvermögen ausgezeichnet sind. Diese Substanzen eignen sich daher vorzugsweise zur Erzeugung langer Farbenspektren.

§ 152. Unsichtbare Strahlen des Spektrums; chemische Wirkungen des Lichts, Photographie. Außer den Strahlen, welche das sichtbare Spektrum bilden, giebt es noch andere Strahlen, welche, für das Auge nicht wahrnehmbar, nach denselben Gesetzen wie die sichtbaren Strahlen fortgepflanzt, zurückgeworfen und gebrochen werden, und deren Existenz durch verschiedene Wirkungen nachgewiesen werden kann. Diese dunklen Strahlen des Spektrums,

welche zuerst von W. Herschel (1800) entdeckt worden sind, erstrecken sich teils über das rote, teils über das violette Ende desselben hinaus, besitzen also teils geringere Brechbarkeit als die roten, teils größere als die violetten Strahlen. Von den ersteren, welche sich hauptsächlich durch ihre erwärmende Wirkung kundgeben und deshalb auch dunkle Wärmestrahlen genannt werden, wird in der Wärmelehre (§ 238) näher gehandelt werden. Die jenseits des violetten Endes des Spektrums liegenden Strahlen von größter Brechbarkeit sind vorzugsweise durch ihre chemische Wirksamkeit ausgezeichnet. Gewisse chemische Verbindungs- und Zersetzungsprozesse werden nämlich durch den Einfluß des Lichtes hervorgerufen oder begünstigt. So findet in einem Gemenge von Chlorgas und Wasserstoffgas die chemische Vereinigung beider Bestandteile zu Chlorwasserstoff (§ 20a) bei gewöhnlicher Temperatur im Dunkeln gar nicht, bei Tageslicht allmählich, bei direktem Sonnenlicht plötzlich und unter Explosion statt. Umgekehrt werden durch den Einfluß des Lichtes chemische Zersetzungen hervorgerufen. Hierauf beruht unter anderem der Prozeß des Bleichens durch den vereinigten Einfluß des Lichtes und der Feuchtigkeit (vergl. auch § 244), ferner die chemische Zersetzung des Chlorsilbers, Jodsilbers und Bromsilbers durch das Licht, welche in der Photographie eine ausgedehnte Anwendung erfahren hat. Dabei werden die lichtempfindlichen Verbindungen, namentlich Jod- und Bromsilber, in einer auf der photographischen Platte ausgebreiteten Kollodium- oder Eiweißschicht verteilt, der Bestrahlung in der Camera obscura (§ 159) ausgesetzt. An den vom Licht getroffenen Stellen werden dadurch innerhalb weniger Sekunden die Silbersalze teilweise wirklich, unter Ausscheidung metallischen Silbers, zerlegt, teilweise aber nur in eigentümlicher Weise verändert, so daß bei der darauf folgenden Eintauchung der Platte in eine reduzierende Lösung von Pyrogallussäure oder Eisenvitriol (die sogenannte Hervorrufungsflüssigkeit) die Ausscheidung des metallischen Silbers mit schwarzer Farbe an denjenigen Stellen stattfindet, welche der Wirkung des Lichtes ausgesetzt waren. Man erhält dadurch ein sogenanntes negatives Bild, d. h. ein solches, bei welchem die hellen Teile des abgebildeten Objektes dunkel, die dunklen hell erscheinen. Um das Bild dauerhaft zu machen oder zu fixieren, müssen hierauf die unzersetzt gebliebenen Teile des Silbersalzes durch Eintauchen in eine Auflösung von unterschwefligsaurem Natron oder Cyankalium entfernt werden. Hat man ein solches negatives Bild auf einer mit Kollodium überzogenen Glasplatte erzeugt, so kann man von demselben beliebig viele positive Abzüge erhalten, indem man unter die negative Platte ein mit einer lichtempfindlichen Eiweißschicht überzogenes Papierblatt legt und den Sonnenstrahlen aussetzt; die dunklen Stellen des negativen Bildes halten dann die Wirkung des Sonnenlichtes ab, während dasselbe durch die hellen Teile des negativen Bildes hindurch wirkt und die Reduktion des Silbers an diesen Stellen bewirkt. Das so erhaltene positive Bild muß darauf, wie das negative, fixiert werden.

Läßt man das Sonnenspektrum auf eine photographische Platte fallen, so zeigt sich, daß keineswegs alle Teile desselben in gleichem Grade chemisch wirksam sind. Während für das Auge der gelbe Teil des Spektrums die größte Lichtstärke zu besitzen scheint, bringen die roten und gelben Strahlen nur eine sehr geringe chemische Wirkung hervor, dagegen zeigen die blauen und violetten Strahlen eine viel stärkere chemische Wirksamkeit, und das Bild des Spektrums, welches man auf der photographischen Platte erhält, erstreckt sich weit über das violette Ende des sichtbaren Spektrums hinaus. Die Fraunhoferschen Linien des violetten Teiles des Spektrums sind im photographischen Bilde deutlich unterscheidbar, außerdem aber treten noch eine große Zahl dunkler Linien hervor, welche dem ultravioletten, unsichtbaren Teil des chemischen Spektrums angehören, und von denen die vorzüglichsten mit den Buchstaben I—P bezeichnet werden. Die größere Brechbarkeit der dunklen, chemischen Strahlen muß bei der Herstellung der achromatischen Objektivlinsen für die photographische Camera auf geeignete Weise berücksichtigt werden (§ 160). Über die Ausdehnung des ultraroten und ultravioletten Teiles des Spektrums vergl. § 178.

Die ungleiche chemische Wirksamkeit der verschiedenfarbigen Strahlen und das Vorhandensein der dunklen, chemisch wirksamen Strahlen ist bei photographischen Aufnahmen von beträchtlichem Einfluß; so erscheinen z. B. rote Kleider im photographischen Bilde dunkel, blaue dagegen hell. Nachdem Draper (1850) zuerst darauf aufmerksam gemacht hatte, daß nur diejenigen Strahlen auf einen Körper chemisch wirken, welche von dem Körper absorbiert werden, ge-

langte H. W. Vogel (1873) durch vielfache Versuche zu dem Ergebnis, daß bei der Lichtempfindlichkeit photographischer Platten außer der Lichtabsorptionsfähigkeit der empfindlichen Silbersalze selbst auch die ihnen beigemengten Stoffe eine wichtige Rolle spielen, und seitdem ist (1884) durch weitere Untersuchungen desselben Forschers das praktische Resultat erreicht worden, daß Azalizingelatin-Trockenplatten und Eosinplatten Handelsprodukte geworden sind, durch welche sich mit leichter Mühe und ohne kostspielige Vorrichtungen die Aufnahme farbiger Körper in den richtigen Tonverhältnissen bewerkstelligen läßt.

§ 153. Fluorescenz. Wird ein weißer Körper (§ 146) mit einfarbigem Licht beleuchtet, so besitzen die zurückgeworfenen Strahlen im allgemeinen mit den einfallenden gleiche Farbe und Brechbarkeit; ein weißer Papierstreif z. B. erscheint im blauen Teil des Spektrums blau, im roten rot, im ultravioletten Teil (§ 152) dunkel. Eine Ausnahme von dieser Regel bilden die von Brewster (1838) und Herschel entdeckten, von Stokes (1852) näher untersuchten Erscheinungen der Fluorescenz. Läßt man Sonnenstrahlen auf eine farblose, durchsichtige Auflösung von schwefelsaurem Chinin fallen, so erblickt man an der Oberfläche derselben einen Lichtschein von schön himmelblauer Farbe, welcher nur wenig in das Innere der Flüssigkeit eindringt und noch intensiver wird, wenn man die Sonnenstrahlen mittelst einer Sammellinse vereinigt. Auf ähnliche Weise fluoresciert die grüne Auflösung des Blattgrüns oder Chlorophylls mit blutroter Farbe, die alkoholische Lösung des Magdalarot, einer Anilinfarbe, prachtvoll orange-gelb, gelbes Steinöl (Petroleum) mit blaugrüner, hellbraune Curcumatinktur und gelbes Uranglas mit grüner, gewisse Varietäten des Flußspats (von welchem der Name der Fluorescenz herrührt) mit violettblauer Farbe u. s. w.

Das Fluorescenzlicht ist aus dem Innern der fluorescierenden Substanz unregelmäßig zerstreut, aber nur in einer oberflächlichen Schicht, welche um so tiefer in das Innere der Substanz eindringt, je intensiver die einfallenden Lichtstrahlen sind. Lichtstrahlen, welche einmal durch eine Schicht der fluorescierenden Substanz von gewisser Dicke hindurchgedrungen sind, haben dadurch die Fähigkeit verloren, in einer zweiten Schicht derselben Substanz Fluorescenz zu erregen, woraus man schließen muß, daß gewisse Strahlen des Sonnenlichts, welche die Fluorescenz hervorrufen, durch die fluorescierende Substanz ausgelöscht oder absorbiert werden.

Läßt man die verschiedenen Strahlen des Sonnenspektrums auf eine fluorescierende Substanz, z. B. Chininlösung, fallen, so zeigt sich, daß die verschiedenen Strahlen des Spektrums in sehr ungleichem Grade die Fähigkeit besitzen, Fluorescenz zu erregen, und daß die von dem fluorescierenden Körper ausgesendeten Strahlen eine andere Farbe, und zwar meist eine Farbe von geringerer Brechbarkeit besitzen, als die Strahlen, welche die Fluorescenz hervorrufen. So wird das blaue Fluorescenzlicht der Chininlösung vorzugsweise durch die violetten und die dunklen, ultravioletten Strahlen des Spektrums erzeugt; läßt man das Spektrum auf einen Streifen von Uranglas fallen, so erscheint derselbe weit über das violette Ende des Spektrums hinaus mit schön grünem Licht fluorescierend. Schriftzüge, welche mit einer verdünnten Lösung von Bariumplatincyannür auf weißes Papier geschrieben und bei weißem Tageslicht nur wenig bemerkbar sind, werden unter einem violetten Glase, welches nur die brechbarsten Strahlen hindurchläßt, oder im ultravioletten Teil des Spektrums, mit glänzend grünem Fluorescenzlicht sichtbar. Elektrisches Licht (§§ 334, 336), welches sehr reich an ultravioletten Strahlen ist, besitzt auch in vorzüglichem Grade die Fähigkeit, Fluorescenz zu erregen.

Lommel hat (1871) dargethan, daß nicht bloß die stärker brechbaren Strahlen in der Lage sind, Fluorescenz zu erregen. Er entwarf das Sonnenspektrum auf einem Glastrog, in welchem sich eine Lösung von Magdalarot befand, und es zeigte sich das gelbe Fluorescenzlicht bereits an einer Stelle zwischen den Fraunhoferschen Linien *C* und *D*, also noch im Rot, und erstreckte sich von da aus mit abwechselnder Helligkeit bis ins Ultraviolett hinein; am stärksten zeigte es sich hinter der Linie *D*, wo sonst grüngelbe Strahlen hintreffen. Um nunmehr nachzuweisen, daß ein der Fluorescenz fähiger Körper nur durch diejenigen Strahlen zur Fluorescenz gebracht wird, welche er absorbiert, ließ Lommel weiter das Licht zuerst durch einen Glastrog der zu untersuchenden Lösung mit parallelen Wänden hindurchgehen und entwarf erst dann von ihm das Spektrum. Es zeigen sich Absorptionsstreifen gerade an denjenigen Stellen, wo vorher die Fluorescenz

am hellsten gewesen war, und zwar entspricht jedem hellen Streifen im fluorescierenden Spektrum ein dunkler Streifen im Absorptionsspektrum.

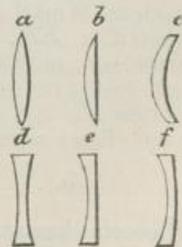
In der Regel dauert das Selbstleuchten des fluorescierenden Körpers nur so lange an, wie die Bestrahlung. Dauert hingegen das Selbstleuchten noch eine Zeit lang nach dem Aufhören der Bestrahlung fort, so ergibt sich die Erscheinung der Phosphorescenz durch Insolation (§ 129, 3). In der That hat das Fluorescenzlicht große Ähnlichkeit mit dem Licht phosphorescierender Körper, und die vollständige Analogie beider Erscheinungen ist von Becquerel mittelst des von ihm hergestellten Phosphoroskops nachgewiesen worden.

§ 153a. Anomale Dispersion. Von Christiansen ist (1870) an der Anilinfarbe Fuchsin die Erscheinung beobachtet worden, daß sich in ihrem Spektrum die Farben Rot, Orange und Gelb stärker gebrochen zeigen, als Blau und Violett, also die Reihenfolge der Farben eine abnorme ist; um die Flüssigkeitsschicht möglichst durchsichtig zu erhalten, wendete Christiansen zu seiner Untersuchung ein Prisma von möglichst kleinem brechenden Winkel (bis unter 1°) an. Diese von einer anomalen Dispersion des Lichts herrührende Erscheinung ist alsdann von Kundt weiterhin an allen Körpern mit sogenannten Oberflächenfarben beobachtet worden, d. h. an Körpern, welche im zurückgeworfenen Licht eine andere Farbe zeigen als im durchgelassenen Licht. Im anomalen Spektrum fehlt jedesmal die Oberflächenfarbe, deren Entstehung auf Absorption zurückzuführen ist. Eine solche Oberflächenfarbe ist z. B. am festen Indigo bekannt, der bei rauher Oberfläche, also von Innen, die blaue Farbe zeigt, welche auch seiner Lösung zukommt, während er an einer glatt geriebenen Oberfläche ein ergänzendes Orangerot zeigt, eine metallisch glänzende Oberflächenfarbe.

Kundt hat die anomale Dispersion auch an anderen Anilinfarben, am Indigo-
karmin, am Cyanin, am übermangansauren Kali, am Magdalarot, u. s. w. nachgewiesen. Nach seiner Angabe entwerfe man zunächst ein schmales Spektrum, etwa durch ein Flintglasprisma, und betrachte dieses alsdann durch ein Prisma der zu untersuchenden Substanz, indem man die brechende Kante desselben senkrecht zu der des ersteren stellt. Während bei gewöhnlicher Brechung das bandförmige Spektrum seitlich verschoben erscheint, und zwar Rot am wenigsten, Violett am meisten, zeigt sich bei anomaler Dispersion das Band unregelmäßig gekrümmt; bei Fuchsin z. B. ist Rot ziemlich stark verschoben, Gelb noch mehr, dann kommt eine dunkle Stelle, weil der mittlere Teil des Spektrums (die Oberflächenfarbe) absorbiert ist, und weiter kommen Blau und Violett, jedoch viel weniger seitlich verschoben, als Rot und Gelb.

§ 154. Brechung des Lichtes durch sphärische Linsen. Sammellinsen. Unter einer sphärischen Linse versteht man im allgemeinen ein von zwei kugelförmig gekrümmten Flächen begrenztes, lichtbrechendes Medium. Nach der Wirkung, welche die Linsen auf den Gang der Lichtstrahlen ausüben, unterscheidet man Sammellinsen und Zerstreuungslinsen. Die ersteren sind in ihrer Wirkung den Hohlspiegeln analog, indem sie parallel ihrer Axe auffallende Lichtstrahlen konvergent machen und in einem reellen, hinter der Linse liegenden Brennpunkt vereinigen; die letzteren entsprechen den Konvexspiegeln, indem sie parallel der Axe auffallende Strahlen divergent machen, so daß dieselben von einem vor der Linse liegenden virtuellen Brennpunkt auszugehen scheinen. Da unter den sphärisch gekrümmten Flächen die Ebene als besonderer Fall einbegriffen ist (nämlich als Teil einer Kugel-
fläche von unendlich großem Halbmesser), so kann man, je nachdem die beiden Begrenzungsflächen gewölbt, hohl oder eben sind, folgende sechs Gattungen von Linsen (Fig. 151) unterscheiden. Zu den Sammellinsen gehören *a* die bikonvexe, *b* die plan-

Fig. 151.



konvexe, *c* die konkavkonvexe, bei welcher die Krümmung der konvexen Fläche stärker ist als die der konkaven; zu den Zerstreuungslinsen gehören *d* die bikonkave, *e* die plankonkave, *f* die konvexkonkave Linse, bei welcher die konkave Fläche stärker gekrümmt ist als die konvexe. Die Sammellinsen sind in der Mitte dicker wie am Rande, die Zerstreuungslinsen umgekehrt.

Eine Sammellinse erzeugt, wie ein Hohlspiegel, reelle Bilder von leuchtenden Punkten, welche sich jenseits der Brennweite befinden. Die vom Brennpunkt ausgehenden Strahlen werden parallel der Axe gebrochen, oder das Bild des Brennpunktes liegt im Unendlichen. Rückt der leuchtende Punkt noch näher an die Linse heran als der Brennpunkt, so ist die Brechung nicht mehr hinreichend, um die Divergenz der Strahlen aufzuheben und die Linse erzeugt ein scheinbares, vor der Linse liegendes Bild des leuchtenden Punktes. — Zerstreuungslinsen erzeugen stets scheinbare Bilder. (Siehe § 158.)

§ 155. Brechung des Lichtes an einer Kugelfläche. Um die Gesetze der Lichtbrechung durch Linsen zu begründen, ist es erforderlich, zuvor die Brechung des Lichtes durch eine einzige Kugelfläche zu untersuchen. Es stelle *AB* (Fig. 152) den Durchschnitt der kugelförmigen Trennungsfäche zweier lichtbrechenden Mittel vor. Der Mittelpunkt der Kugelfläche sei *C*, die Brechungsverhältnisse der beiden Medien seien *n* und *n'*. Unter den von einem leuchtenden Punkt *E* ausgehenden Strahlen, welche die Kugelfläche treffen, ist der Strahl *EKC* ausgezeichnet, welcher ungebrochen hindurchgeht, weil seine Richtung mit der des Einfallslotes zusammenfällt. Derselbe soll der Axenstrahl des Punktes *E* genannt werden. Für einen zweiten Strahl *ED* ist *CDN* das Einfallslot. Es sei $n' > n$, so wird der Strahl dem Einfallslot

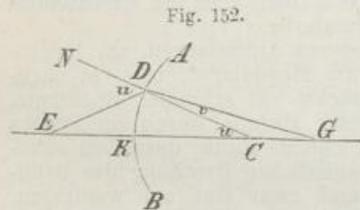


Fig. 152.

zu gebrochen, oder der Brechungswinkel $CDG = v$ ist kleiner als der Einfallswinkel $NDE = u$, und zwar ist nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz (§§ 141, 142)

$$1. \quad n \sin u = n' \sin v.$$

Bei hinreichender Entfernung des leuchtenden Punktes *E* schneidet der gebrochene Strahl die Axe in einem jenseits *C* liegenden Punkt *G*. Wird Winkel *KCD* mit *w* bezeichnet, so daß $\angle DCG = 180^\circ - w$ ist, so hat man im Dreieck *EDC*

$$2. \quad \frac{EC}{ED} = \frac{\sin u}{\sin w}$$

und im Dreieck *GDC*

$$3. \quad \frac{GC}{GD} = \frac{\sin v}{\sin w},$$

woraus durch Division und mit Rücksicht auf (1.) folgt:

$$4. \quad \frac{EC}{GC} \cdot \frac{GD}{ED} = \frac{n'}{n}.$$

Bezeichnet *r* den Krümmungshalbmesser der brechenden Fläche und wird *EK* mit *a*, *KG* mit *a'* bezeichnet, so kann für Strahlen, welche mit dem Axenstrahl sehr kleine Winkel einschließen, ohne merklichen Fehler das Verhältnis *GD* : *ED* durch *GK* : *EK*, d. i. durch *a'* : *a* ersetzt werden. Ferner ist $EC = a + r$, $GC = a' - r$; mithin geht die Gleichung (4.) über in:

$$\frac{a+r}{a'-r} \cdot \frac{a'}{a} = \frac{n'}{n},$$

und aus dieser wird nach einer einfachen Umformung:

$$5. \quad \frac{n}{a} + \frac{n'}{a'} = \frac{n' - n}{r}.$$

Die Übereinstimmung dieser Formel mit derjenigen, welche für die Zurückstrahlung an Kugelspiegeln (§ 137) gefunden wurde, ist ersichtlich. Es kann ferner leicht

geze
so n
Str
Flä
ein
Bild

in R
Die
Fall
und
die
Seite
die
chun
wend
zuko
nach
les
mes
brin

herv
gilt,
einsc
durch
Strah
(§ 14

Lins
punk
und
 r_0 se
die I
der
opti
Brech
stanz
unge
optisc
Linse
geht
der v
verlä
Linse
ihm
Pun
Strah
so da
gilt d

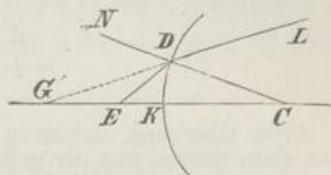
Für
ED
daß
Rech

B
Schlu

gezeigt werden, daß die Formel noch in Geltung bleibt, wenn der leuchtende Punkt so nahe an die brechende Kugelfläche heranrückt, daß die Richtung des gebrochenen Strahles DG den Axenstrahl nicht mehr hinter, sondern vor der brechenden Fläche durchschneidet (Fig. 153). In diesem Fall ergibt sich aus der Formel (5.) ein negativer Wert für die Vereinigungsweite a' , welcher andeutet, daß das Bild G vor der brechenden Fläche liegt, mithin ein scheinbares ist (vergl. § 137).

Um die Lichtbrechung an einer konkaven Fläche zu bestimmen, kann man in Fig. 153 LD als den einfallenden, DE als den gebrochenen Strahl betrachten. Die Formel (5.) bleibt also auch für diesen Fall gültig, wenn man in derselben a mit a' und n mit n' vertauscht. Dadurch bleibt aber die linke Seite ganz ungeändert, und die rechte Seite wechselt nur das Vorzeichen. Um also die Formel (5.) ohne Unterschied für die Brechung in konvexen und konkaven Flächen anwenden zu können, braucht man nur übereinzukommen, wenn die brechende Fläche nach der Seite des einfallenden Strahles konkav ist, ihren Krümmungshalbmesser r als negativ in Rechnung zu bringen.

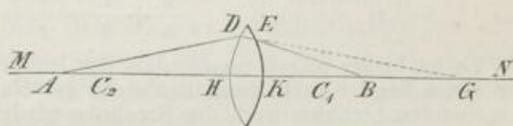
Fig. 153.



Aus den bei Herleitung der Formel (5.) gemachten Voraussetzungen geht hervor, daß dieselbe nur annäherungsweise und unter gewissen Beschränkungen gilt, nämlich für solche Strahlen, welche mit dem Axenstrahl nur kleine Winkel einschließen. Genau genommen, werden die von einem Punkt ausgehenden Strahlen durch die Brechung nicht in einem Punkt vereinigt, sondern die gebrochenen Strahlen umhüllen, wie die von einem Kugelspiegel zurückgeworfenen Strahlen (§ 140), eine reelle oder virtuelle Brennfläche.

§ 156. Brechung an einer bikonvexen Linse. Eine bikonvexe Linse wird von zwei gewölbten Kugelflächen begrenzt, deren Krümmungsmittelpunkte C_1 und C_2 (Fig. 154),

Fig. 154.



und deren Halbmesser r_1 und r_2 seien. Die Gerade MN , welche die Krümmungsmittelpunkte beider Flächen enthält, heißt die optische Axe der Linse. Das Brechungsverhältnis der Substanz der Linse sei n' , das des umgebenden Mittels n . Auf der optischen Axe liege vor der Linse der leuchtende Punkt A . Der von A ausgehende Axenstrahl $AHKB$ geht durch beide Linsenflächen ungebrochen hindurch. Der Strahl AD wird an der vorderen Fläche der Linse so gebrochen, daß seine Richtung DE , hinreichend verlängert, die Axe in G durchschneiden würde. Beim Heraustreten aber aus der Linse erleidet er eine zweite Brechung an der hinteren Linsenfläche in E , welche ihm die Richtung EB erteilt. Es sei die Entfernung des leuchtenden Punktes von der Linse $AH = a$, die Vereinigungsweite der gebrochenen Strahlen $KB = b$, die Dicke der Linse $HK = d$. Ferner sei $HG = a'$, $KG = b'$, so daß $a' - b' = HG - KG = d$ ist. Für die Brechung an der ersten Fläche gilt dann die Gleichung (§ 155, 5)

$$a) \quad \frac{n}{a} + \frac{n'}{a'} = \frac{n' - n}{r_1}.$$

Für die Brechung an der zweiten Fläche kann man BE als den einfallenden, ED als den gebrochenen Strahl betrachten und hat dann, mit Rücksicht darauf, daß der Punkt G vor der Linse liegt, also die Entfernung KG als negativ in Rechnung zu bringen ist:

$$b) \quad \frac{n}{b} - \frac{n'}{b'} = \frac{n' - n}{r_2}.$$

Besonders einfach gestaltet sich das aus diesen beiden Gleichungen abzuleitende Schlußresultat, wenn die Dicke der Linse so klein ist, daß dieselbe vernach-

lässigt und ohne merklichen Fehler $a' = b'$ gesetzt werden darf. Man erhält dann durch Addition der Gleichungen a) und b)

$$\frac{n'}{a} + \frac{n}{b} = (n' - n) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right),$$

oder wenn zur Abkürzung $\frac{n'}{n} - 1 = m$ gesetzt wird:

$$c) \quad \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = m \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right).$$

Ist die Vernachlässigung der Dicke der Linse nicht gestattet, so erhält man, indem man a' aus der Gleichung a) und b' aus der Gleichung b) berechnet und die gefundenen Werte in die Gleichung $a' - b' = d$ einsetzt:

$$d) \quad \frac{d}{m+1} = \frac{1}{\frac{m}{r_1} + \frac{1}{a}} + \frac{1}{\frac{m}{r_2} + \frac{1}{b}}.$$

Diese Gleichung, welche in Beziehung auf a und auf b vom ersten Grade ist, kann dazu dienen, aus der gegebenen Entfernung des leuchtenden Punktes a die Vereinigungsweite b zu finden und umgekehrt. Als Beispiel der Anwendung dieser Formel kann die Berechnung der Hauptbrennweite einer kugelförmigen oder halbkugelförmigen Linse dienen. (Im letzteren Fall ist zu unterscheiden, ob die parallelen Strahlen von der ebenen, oder von der gewölbten Seite her einfallen. Für die ebene Fläche ist $r = \infty$ zu setzen.)

Wir beschränken uns auf die Betrachtung des einfacheren Falles, daß die Dicke der Linse vernachlässigt werden darf. Sind die einfallenden Strahlen der Axe parallel, so ist in der Gleichung c) $a = \infty$ zu setzen. Bezeichnet man durch f die in diesem Fall stattfindende Vereinigungsweite der gebrochenen Strahlen, oder die Hauptbrennweite der Linse, so wird:

$$e) \quad \frac{1}{f} = m \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right).$$

Durch Einführung dieses Wertes der Hauptbrennweite in die Gleichung c) nimmt dieselbe die noch einfachere Gestalt an:

$$f) \quad \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \quad (\text{vergl. § 137}).$$

Es ist bisher angenommen, daß der leuchtende Punkt auf der optischen Axe der Linse liegt. Auch wenn dies nicht der Fall ist, werden die von einem Punkt ausgehenden Strahlen nach der Brechung wieder in einem (wirklichen oder scheinbaren) Bildpunkt vereinigt, wenn die von demselben ausgehenden und die Linse treffenden Strahlen nur kleine Winkel mit der optischen Axe der Linse einschließen. Wie der Ort des Bildes in diesem Fall einfach geometrisch konstruiert werden kann, wird in § 158 erläutert werden.

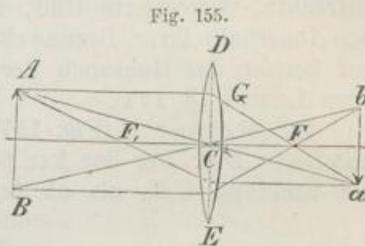
§ 157. Ausdehnung des Resultats auf beliebige sphärische Linsen. Nach der oben (§ 155) gemachten Bemerkung bleiben die Formeln c) und f) in § 156 ohne Änderung auch für andere als bikonvexe Linsen gültig, wenn man den Krümmungshalbmesser einer ebenen Fläche als unendlich und den einer konkaven Fläche als negativ in Rechnung bringt. Der Wert der Hauptbrennweite f hängt von den Krümmungshalbmessern beider Linsenflächen und von dem Brechungsverhältnis $\frac{n'}{n}$ ab.

Ist die Substanz der Linse optisch dichter als das umgebende Medium, oder $n' > n$, so ist der Faktor m stets positiv. Für eine bikonvexe Linse sind r_1 und r_2 , also auch ihre umgekehrten Werte $\frac{1}{r_1}$ und $\frac{1}{r_2}$ positiv, und es ergibt sich ein positiver Wert für f , der Hauptbrennpunkt ist also reell. Für eine bikonkave Linse sind r_1 und r_2 beide negativ, mithin auch f negativ und der Hauptbrennpunkt virtuell. Haben r_1 und r_2 entgegengesetzte Vorzeichen, oder ist eine von beiden Flächen eben, so überwiegt in der Summe $\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}$ das

Glied, welches der stärker gekrümmten Fläche entspricht. Die Linse wirkt daher als Sammellinse oder als Zerstreuungslinse, je nachdem die stärker gekrümmte Fläche konvex oder konkav ist (§ 154).

Ist dagegen $n' < n$, so ist m negativ, und die bikonvexe Linse wirkt in diesem Fall als Zerstreuungslinse, die bikonkave als Sammellinse. Es kann dies ersichtlich gemacht werden, indem man eine aus zwei zusammengekitteten Uhrgläsern gebildete, mit Luft gefüllte Hohlilinse unter Wasser bringt. Oder man drückt ein Uhrglas, die konkave Seite nach unten richtend, mit horizontalem Rand unter Wasser, wodurch die alsdann abgesperrte Luftblase die Form einer plankonvexen Hohlilinse unter Wasser erhält.

§ 158. Konstruktion der durch Linsen erzeugten Bilder. Ist die positive oder negative Hauptbrennweite einer Linse bekannt, so lassen sich alle durch dieselbe erzeugten wirklichen oder scheinbaren Bilder von Punkten und räumlichen Gebilden durch einfache Konstruktion finden. Es stelle z. B. DE eine Konvexlinse, AB einen vor derselben befindlichen Gegenstand vor, dessen Bild gefunden werden soll. Unter den von A auf die Linse fallenden Strahlen wähle man zunächst denjenigen Strahl AG aus, welcher der optischen Axe der Linse parallel ist.

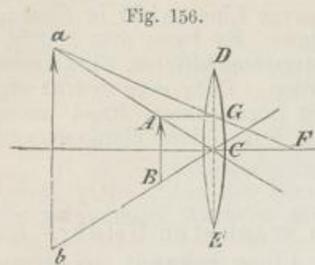


Derselbe wird so gebrochen*), daß er nach der Brechung durch den Brennpunkt F geht, also die Richtung GF erhält. Ist ferner C der Mittelpunkt der Linse, deren Dicke als verschwindend klein betrachtet werden soll**), so wird die Richtung des Strahles AC durch die Brechung nicht geändert, da derselbe an beiden Flächen der Linse gleiche und entgegengesetzte Brechungen erleidet. Der Strahl AF_1 endlich, welcher durch den vorderen Hauptbrennpunkt F_1 geht, wird durch die Brechung der Axe parallel. Die Richtungen der drei gebrochenen Strahlen schneiden sich, hinreichend verlängert, im Punkt a , welcher das Bild von A ist. Ebenso wird b als Bild von B gefunden. Das Bild ab des Objektes AB ist demnach ein wirkliches und umgekehrtes. Aus der Ähnlichkeit der Dreiecke ACB und aCb folgt, daß die Größen von Bild und Gegenstand in demselben Verhältnis stehen, wie ihre Entfernungen von der Linse; das Bild einer geraden Linie ist also nur annähernd geradlinig (vergl. § 138). Das wirkliche Bild kann, wie beim Hohlspiegel (§ 137), entweder auf einem Papierschirm sichtbar gemacht, oder von einem jenseits ab in hinreichender Entfernung (§ 164) befindlichen, nach der Linse hinblickenden Auge wahrgenommen werden.

*) Zur Vereinfachung der Darstellung kann der Durchschnitt einer Linse ersetzt werden durch die zur Axe senkrechte Mittellinie und auf diese der Brechungspunkt eines hindurchgehenden Strahls verlegt werden (Fig. 155–157).

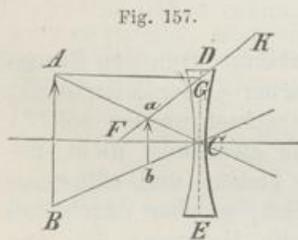
**) Genau genommen treten, wie Gauß's (1840) gezeigt hat, an Stelle des optischen Mittelpunktes für eine einfache Linse, oder ein beliebiges Linsensystem zwei sogenannte Hauptpunkte, welche die Eigenschaft haben, daß, wenn der eintretende Strahl nach dem ersten Hauptpunkt gerichtet ist, der austretende Strahl durch den zweiten Hauptpunkt geht, und seine Richtung der des einfallenden Strahles parallel ist. Bei gewöhnlichen, einfachen Glaslinsen beträgt der Abstand beider Hauptpunkte etwa $\frac{1}{3}$ der Linsendicke. Wenn diese verschwindend klein ist, so fallen beide Hauptpunkte im optischen Mittelpunkt zusammen, und die Richtungen des eintretenden und austretenden Strahles bilden eine gerade Linie.

Ist die Entfernung des Gegenstandes AB (Fig. 156) kleiner als die Hauptbrennweite der Linse, so schneiden sich die Richtungen der austretenden Strahlen GF und AC nicht mehr hinter der Linse, sondern ihre Richtungen treffen, rückwärts verlängert, in dem vor der Linse gelegenen Punkt a zusammen, welcher das scheinbare Bild von A ist. Ebenso ist b das scheinbare Bild von B . Das scheinbare Bild ab des Objectes AB ist seiner Lage nach stets aufrecht und stets vergrößert, da seine Entfernung von der Linse größer ist, als die des Objectes. Man erblickt das

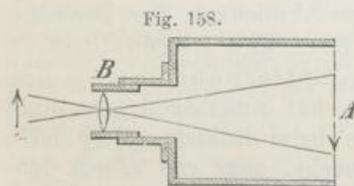


aufrechte, vergrößerte Bild, indem man durch die Konvexlinse hindurch den innerhalb ihrer Brennweite befindlichen Gegenstand betrachtet. Darauf beruht der Gebrauch der Sammellinsen als Vergrößerungsgläser oder Lupen (§ 171).

Es sei ferner F' (Fig. 157) der scheinbare Hauptbrennpunkt der Konkavlinse DE . Der der Axe parallele Strahl AG erhält durch die Brechung die Richtung GK , als ob er von F' ausginge. Der Strahl AC behält seine ursprüngliche Richtung bei. Es ist also a das Bild von A . Ebenso ist b das Bild von B und ab das aufrechte, scheinbare und stets verkleinerte Bild des Objectes AB , welches von einem durch die Linse nach AB hinblickenden Auge wahrgenommen wird. Das scheinbare Bild liegt immer näher an der Hohl- linse als der Gegenstand und stets innerhalb der Hauptbrennweite.



§ 159. Die Camera obscura, erfunden von Porta (1658), besteht in ihrer einfachsten Gestalt aus einem Kasten, dessen eine Wand A (Fig. 158) von einer durchscheinenden Platte aus mattgeschliffenem Glas, Ölpapier oder dgl. gebildet wird, während in einer Öffnung der gegenüberstehenden Wand eine Sammellinse B angebracht ist. In der Regel ist die Fassung der Linse in einem kurzen Auszugsrohr angebracht, mittelst dessen die Linse in der richtigen Entfernung vom Schirm A , welche nahe gleich



ihrer Brennweite sein muß, eingestellt werden kann. Durch die Linse wird auf dem Schirm ein umgekehrtes, verkleinertes Bild der in hinreichender Entfernung von der Linse befindlichen Gegenstände entworfen (§ 158). Je näher das Objekt, desto größer ist die Vereinigungsweite der Strahlen. Die Entfernung der Linse vom Schirm muß deshalb für nähere Objekte etwas vergrößert werden, um ein scharfes Bild zu erhalten. Die Seitenwände des Kastens müssen, um fremde Lichtstrahlen und störende Reflexe abzuhalten, undurchsichtig und auf der Innenseite geschwärzt sein.

Bei der photographischen Camera (§ 152) kann die transparente Glasplatte nach erfolgter genauer Einstellung der Vereinigungsweite herausgenommen und durch eine, mit der lichtempfindlichen Kollodiumschicht überzogene Glasplatte ersetzt werden. Anstatt der einfachen Sammellinse dient ein achromatisches und aplanatisches Linsensystem (§ 160), dessen Öffnung zur Erzielung möglichst großer Lichtstärke so groß gewählt wird, als es mit der Schärfe des Bildes verträglich ist.

§ 160. Achromatisches Prisma; achromatische und aplatische Linsensysteme. Infolge der verschiedenen Brechbarkeit der farbigen Bestandteile des weißen Lichtes ist die Brennweite einer Linse für die verschiedenen Strahlen des Spektrums nicht gleich, sondern am kleinsten für die am stärksten brechbaren violetten, am größten für die minder brechbaren, roten Strahlen. Diese chromatische Abweichung thut der Schärfe der durch Linsen erzeugten Bilder bedeutenden Eintrag, indem dieselben von farbigen Säumen umgeben erscheinen. Es war deshalb von Wichtigkeit, ein Mittel aufzufinden, um eine Ablenkung des Lichtes ohne gleichzeitige Farbenzerstreuung zu erzeugen. Dieser Zweck wird erreicht durch Zusammenstellung zweier Prismen oder Linsen, deren Substanzen bei nahe gleichem mittleren Brechungsvermögen ein sehr ungleiches Farbenzerstreuungsvermögen besitzen (§ 151).

Unter den Glassorten ist das bleihaltige Flintglas durch ein verhältnismäßig hohes Farbenzerstreuungsvermögen ausgezeichnet. Verbindet man daher ein Crownglasprisma C (Fig. 159) mit einem Flintglasprisma F von kleinerem brechenden Winkel, so daß die brechenden Kanten beider Prismen entgegengesetzte Lage haben, so wird bei passend gewähltem Verhältnis der brechenden Winkel die Farbenzerstreuung fast völlig, die Ablenkung aber nur zum Teil aufgehoben.

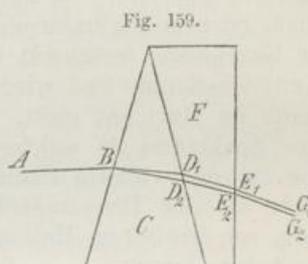
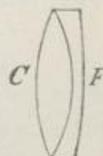


Fig. 159.

Ebenso gelingt es, durch passende Verbindung einer Sammellinse von Crownglas mit einer Zerstreuungslinse aus Flintglas, eine achromatische Doppellinse (Fig. 160) zu erhalten, welche alle Strahlen des Spektrums in gleicher Brennweite vereinigt. Die (von Newton irrtümlich für unmöglich gehaltene) Herstellung achromatischer Objektive durch Hall (1729) und Dollond (1759) bildete einen sehr wesentlichen Fortschritt in der Vervollkommnung der optischen Instrumente.

Fig. 160.



Wenn ein bei B eintretender Lichtstrahl AB durch die Brechung in ein Lichtbündel zerspalten ist, dessen Verlauf im Innern der achromatischen Prismenverbindung in der Figur 159 durch den Gang BD_1E_1 der roten, bezüglich BD_2E_2 der violetten Randstrahlen dargestellt sein soll, so müssen, wenn die Farbenzerstreuung zuletzt beseitigt sein soll, die Strahlen bei E_1 und E_2 in paralleler Richtung heraustreten, weil sie dann in ihrem weiteren Verlauf dieselbe Erscheinung darbieten, wie Strahlen, die mit doppelter Brechung durch eine planparallele Platte hindurchgegangen sind.

Ein zweiter Fehler der durch Linsen erzeugten Bilder besteht in der sogenannten sphärischen Aberration oder Abweichung wegen der Kugelgestalt der brechenden Fläche. Infolge dieser Abweichung werden nämlich erstens die von einem Punkt des Objekts ausgehenden Strahlen nicht genau in einem Punkt, sondern auf einer Brennfläche vereinigt, und zweitens ist das Bild nicht genau geometrisch ähnlich dem Objekt, sondern zeigt Verzerrungen, welche sich namentlich an den Rändern des Gesichtsfeldes optischer Instrumente bemerkbar machen. Auch dieser Fehler kann durch passende Wahl der Krümmungshalbmesser der lichtbrechenden Flächen, namentlich wenn mehrere Linsen zu einem Objektivsystem vereinigt werden, beträchtlich vermindert werden. Eine Verbindung von Linsen, durch

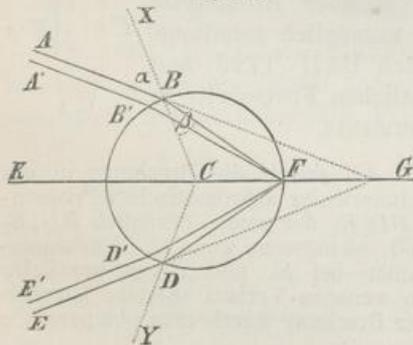
welche die sphärische Abweichung möglichst vollständig aufgehoben ist, heißt ein aplanatisches Linsensystem.

Linsen aus Edelsteinen, namentlich Diamant, erfordern bei gleicher Brennweite wegen des hohen Brechungsvermögens eine geringere Krümmung der Flächen, geben daher eine geringere sphärische Aberration, doch sind sie wegen der Kostspieligkeit und Schwierigkeit ihrer Herstellung wenig in Gebrauch.

§ 161. Regenbogen. Auf der Brechung und Zurückwerfung der Sonnenstrahlen im Innern kugelförmiger Wassertropfen beruht die Erscheinung des Regenbogens. Dieser besteht in einem farbigen Kreisbogen von etwa 41° Halbmesser, welchen man erblickt, wenn die Sonne einer regnenden Wolke gegenübersteht, oder auch, wenn der Wasserstaub eines Wasserfalles oder eines Springbrunnens von den Sonnenstrahlen beleuchtet wird. Der Mittelpunkt des farbigen Bogens liegt jederzeit auf der rückwärts verlängerten Verbindungslinie des Auges mit dem Mittelpunkt der Sonne, ist also ein unter dem Horizont gelegener Punkt der Himmelskugel. Der Regenbogen erscheint daher flacher bei höherem, höher bei niederem Stand der Sonne und wird zum vollständigen Halbkreis, wenn die Sonne gerade im Horizont steht. Die Farbenfolge des Regenbogens gleicht der eines Spektrums, in welchem die Farben unvollständig getrennt sind, und zwar ist der violette Saum nach innen, der rote nach außen gekehrt. Häufig ist der Hauptregenbogen von einem etwas blässeren Nebenregenbogen von größerem Halbmesser begleitet, in welchem die Farbenfolge die umgekehrte ist.

Die von Descartes (1637) gegebene Erklärung des Regenbogens ist im wesentlichen die folgende: Die in paralleler Richtung auf einen Wassertropfen fallenden Sonnenstrahlen werden durch die Brechung und Reflexion

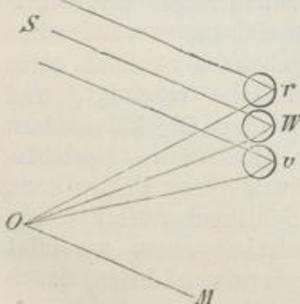
Fig. 161.



im Innern des Tropfens im allgemeinen in divergierenden Richtungen zerstreut. Gewisse Strahlen werden aber, nachdem sie eine einmalige Reflexion im Innern des Tropfens erlitten haben, vorzugsweise nach einer bestimmten Richtung zurückgeworfen und machen deshalb einen stärkeren Eindruck auf das Auge. Dies findet nämlich statt, wenn die benachbarten, in paralleler Richtung den Tropfen treffenden Strahlen $AB, A'B'$ (Fig. 161), nachdem sie nach F gebrochen und von da nach $D (D')$ zurück-

geworfen worden sind, nicht divergent, sondern wieder in paralleler Richtung

Fig. 162.



austreten. Diese wirksamen Strahlen bilden nun, wie unten gezeigt wird, mit den eintretenden Strahlen einen Winkel von etwa 41° , der aber, infolge der Verschiedenheit der Brechungsverhältnisse, für die roten Strahlen etwas größer ist als für die violetten, indem er für jene $42^\circ 30'$, für diese $40^\circ 40'$ beträgt. Das Auge eines in O (Fig. 162) befindlichen Beobachters wird also in einer Richtung rO , die mit $OM \parallel SW$ einen Winkel von $42\frac{1}{2}^\circ$ einschließt, vorzugsweise von roten, in der Richtung vO , die mit OM einen

Win
man
rot
40
Him
regen
(Fig.
bilde
diese
I
Einf
 α , d
Strah
Auge
Teil
DE
nach
Grund
Verlä
bis si
austre
nachb
so m
CBG
Die E
 $\alpha - \alpha$
mit y
Nach
fo
o
Da die
da ohr
gesetz
und da
erforde
mi
un
so
un
Für ro
Für vio
Joel

Winkel von 40° 40' bildet, von violetten Strahlen getroffen werden. Denkt man sich die Figur um *OM* als Axe gedreht, so sieht man, daß die roten Strahlen einen Bogen von 42° 30', die violetten einen Bogen von 40° 40' Halbmesser um den der Sonne gegenüberliegenden Punkt der Himmelskugel bilden müssen. In ähnlicher Weise entsteht der Nebenregenbogen durch Strahlen, welche nach zweimaliger, innerer Reflexion (Fig. 163) aus dem Wassertropfen austreten. Die wirksamen roten Strahlen bilden alsdann mit den eintretenden einen Winkel von 50° 6', während dieser Winkel für die violetten Strahlen 53° 29' beträgt.

Ist *C* (Fig. 161) der Mittelpunkt des Wassertropfens, so bildet *CBX* das Einfallslot für den einfallenden Strahl *AB*. Der Einfallswinkel *ABX* werde mit α , der Brechungswinkel *CBF* mit β bezeichnet. Im Punkt *F* tritt ein Teil des Strahles aus dem Wassertropfen aus; dieser Teil hat jedoch, da er nicht in das Auge gelangt, für die Erklärung des Regenbogens keine Bedeutung. Ein anderer Teil wird in der Richtung *FD* zurückgeworfen und tritt bei *D* aus, indem er nach *DE* gebrochen wird. Da die Dreiecke *BCF* und *FCD* gleichschenkelig sind, und nach dem Reflexionsgesetz $\angle BFC = CFD$ ist, so sind die 4 Winkel an den Grundlinien dieser Dreiecke einander gleich und $FDC = \beta$, mithin $\angle EDY = \alpha$. Verlängert man die Richtungen des einfallenden und des austretenden Strahles, bis sie sich in *G* durchschneiden, so ist $\angle AGE = \delta$ der Winkel, welchen die austretenden mit den einfallenden Strahlen einschließen, und wenn der benachbarte Strahl *A'B'* in einer mit *DE* parallelen Richtung *D'E'* austreten soll, so muß $\delta' = \delta$ sein. Es ist aber $\angle KCB = CBG + CGB$, und da $KCB = 2\beta$, $CBG = \alpha$, $CGB = \frac{1}{2} \delta$ ist, so ergibt sich $\frac{1}{2} \delta = 2\beta - \alpha$, ebenso $\frac{1}{2} \delta' = 2\beta' - \alpha'$. Die Bedingung des parallelen Austritts ist also, daß $2\beta - \alpha = 2\beta' - \alpha'$, oder $\alpha - \alpha' = 2(\beta - \beta')$ sei. Wird die sehr kleine Differenz $\alpha - \alpha'$ mit x , $\beta - \beta'$ mit y bezeichnet, so daß also $\alpha' = \alpha - x$, $\beta' = \beta - y$ ist, so muß $x = 2y$ sein. Nach dem Brechungsgesetz hat man

$$\begin{aligned} \sin \alpha &= n \sin \beta, \\ \sin(\alpha - x) &= n \sin(\beta - y), \end{aligned}$$

folglich:

$$\sin \alpha - \sin(\alpha - x) = n[\sin \beta - \sin(\beta - y)]$$

oder:

$$2 \sin \frac{1}{2} x \cdot \cos(\alpha - \frac{1}{2} x) = 2n \sin \frac{1}{2} y \cdot \cos(\beta - \frac{1}{2} y).$$

Da die Sinus sehr kleiner Winkel den entsprechenden Bogen proportional sind, und da ohne merklichen Fehler $\cos \alpha$ für $\cos(\alpha - \frac{1}{2} x)$ und $\cos \beta$ für $\cos(\beta - \frac{1}{2} y)$ gesetzt werden darf, so wird

$$x \cos \alpha = ny \cos \beta,$$

und da zum parallelen Austritt die Bedingung

$$x = 2y$$

erforderlich war, so ergibt sich:

$$2 \cos \alpha = n \cos \beta,$$

mithin:

$$4 \cos \alpha^2 = n^2 \cos \beta^2,$$

und da:

$$\sin \alpha^2 = n^2 \sin \beta^2,$$

so folgt:

$$1 + 3 \cos \alpha^2 = n^2$$

und:

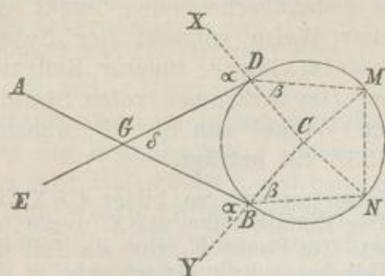
$$\cos \alpha = \sqrt{\frac{n^2 - 1}{3}}.$$

Für rote Strahlen ist $n = 1,330$ mithin $\alpha = 59^\circ 35'$, $\beta = 40^\circ 25'$, $\delta = 42^\circ 30'$.
 Für violette Strahlen ist $n = 1,343$ „ $\alpha = 58^\circ 50'$, $\beta = 39^\circ 35'$, $\delta = 40^\circ 40'$.

Also die Breite des Regenbogens gleich $1^\circ 50'$.

Durch den Umstand, daß die Sonne nicht ein leuchtender Punkt ist, sondern als Scheibe von etwas mehr als $\frac{1}{2}^\circ$ Durchmesser erscheint, wird die Breite des Regenbogens noch um so viel vergrößert. Aus demselben Grunde ist die Trennung der Farben des Spektrums im Regenbogen keine vollständige.

Fig. 163.



Für den Nebenregenbogen sei $ABNMDE$ der Weg des im Innern des Tropfens bei M und N zweimal zurückgeworfenen Strahles. Im Fünfeck $GDMNB$ ist jeder der Winkel GDM und $GBN = \beta + 180^\circ - \alpha$, jeder der Winkel DMN und $BNM = 2\beta$, also die Summe dieser vier Winkel $360^\circ + 6\beta - 2\alpha$. Da alle Winkel des Fünfecks zusammen $6R$ oder 540° betragen, so ergibt sich der fünfte Winkel

$$\delta = 180^\circ + 2\alpha - 6\beta.$$

Als Bedingung des Parallelismus der austretenden Strahlen ergibt sich daraus $3(\beta' - \beta) = \alpha' - \alpha$ oder:

$$\alpha = 3\beta,$$

woraus, auf ähnliche Weise wie oben, folgt:

$$\cos \alpha = \sqrt{\frac{n^2 - 1}{8}}$$

Für rote Strahlen wird $\alpha = 71^\circ 56,4'$, $\beta = 45^\circ 37,8'$, $\delta = 50^\circ 6'$.

Für violette Strahlen wird $\alpha = 71^\circ 31,4'$, $\beta = 44^\circ 55,7'$, $\delta = 53^\circ 29'$.

Mithin die Breite des Nebenregenbogens gleich $3^\circ 23'$, wobei dieselbe Bemerkung gilt, wie oben. Die in divergierenden Richtungen zerstreuten Strahlen schließen mit den einfallenden Strahlen beim Hauptregenbogen kleinere, beim Nebenregenbogen größere Winkel ein, als die wirksamen Parallelstrahlen. Es erklärt sich daraus, daß die zwischen beiden Bogen liegende, etwa $7\frac{1}{2}^\circ$ breite Zone dunkler erscheint, als die innerhalb des Hauptbogens und außerhalb des Nebenbogens liegenden Teile der Wolke.

Das Auge und das Sehen.

§ 162. Das Auge. Die Wahrnehmung der Lichtempfindungen geschieht mittelst des Sehnerven (nervus opticus), welcher sich in der Netz- oder Nervenhaut des Augapfels ausbreitet. Der Augapfel liegt im Innern der von den Schädel- und Gesichtsknochen gebildeten Augenhöhle, von Fett und Bindegewebe umgeben. Die Bewegungen des Augapfels werden durch vier gerade und zwei schiefe Augenmuskeln bewirkt, welche sich einerseits an die Knochen der Augenhöhle, andererseits an die äußere, weiße oder harte Haut des Augapfels ansetzen. Als äußere Schutzorgane des Augapfels dienen die mit Wimpern besetzten Augenlider und die in der Augenhöhle über dem äußeren Augenwinkel liegende Thränendrüse, welche die Thränenfeuchtigkeit absondert.

Der Augapfel selbst, in Fig. 164 im Durchschnitt dargestellt, hat die Gestalt eines etwas abgeplatteten Sphäroids, indem der Axendurchmesser von vorn nach hinten etwas kürzer ist, als der Querdurchmesser. Äußerlich ist derselbe von einer weißen Haut aus festem, sehnigem Gewebe (tunica sclerotica) a umgeben. Der vorderste Teil derselben b wird von der durchsichtigen und stärker gewölbten Hornhaut (cornea) gebildet. Die Innenfläche der sclerotica wird, bis zu ihrer Vereinigungsstelle mit der cornea, von der Aderhaut (chorioidea) ausgekleidet, welche größtenteils aus feinen Blutgefäßen gebildet und auf ihrer inneren Seite von einer Schicht von Zellen bedeckt ist, die einen schwarzen Farb-

sto
des
den
Kan
Fort
farb
einer
Pup
strah
Rege
und
derer
dem
nach
kann
sich
der S
brech
Die
in d
dadu
blin
gelb
die L
das F



Zu
linke
dem A
von ih
reich
der Kr
A
vor d
in der
ist ein
der P
selbe
Festig

stoff (Pigment) enthalten. Diese Pigmentschicht verhindert die Reflexion des Lichtes von den Innenwänden des Augapfels. (Das Pigment fehlt bei den sogenannten Albinos unter Menschen und Tieren, z. B. den meisten Kaninchen, ferner im sogenannten *tapetum* mancher Säugetiere.) Eine Fortsetzung der Aderhaut bildet die ringförmige, farbige Regenbogenhaut (iris) *d*. Diese ist von einer (beim Menschen kreisrunden) Öffnung, der Pupille, durchbrochen, durch welche die Lichtstrahlen in das Innere des Auges eindringen. Die Regenbogenhaut enthält ein System ringförmiger und ein System radialer Muskelfasern, mittelst deren die Pupille verengt und erweitert und demnach die in das Auge eingelassene Lichtmenge nach Bedürfnis verringert und vermehrt werden kann. Auf der Innenseite der Aderhaut breitet sich in der Netz- oder Nervenhaut (retina) *e* der Sehnerv *f* aus, dessen Fasern die äußeren Häute des Augapfels durchbrechen, während die Nervenscheide desselben in die sclerotica übergeht. Die Eintrittsstelle des Sehnerven liegt nicht der Pupille genau gegenüber in der Axe des Auges, sondern etwas mehr nach der Innenseite und ist dadurch bemerkbar, daß die Netzhaut an dieser Stelle, dem Mariotteschen blinden Fleck, empfindungslos ist (s. u.). Bemerkenswert ist ferner der gelbe Fleck (macula lutea) der Netzhaut *g*, als die Stelle, mittelst welcher die Lichteindrücke am deutlichsten wahrgenommen werden, und auf welche das Bild desjenigen Gegenstandes fällt, auf den wir die Augenaxe richten.

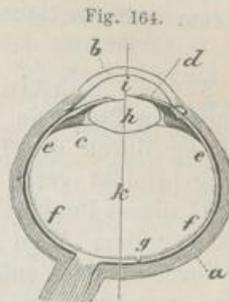
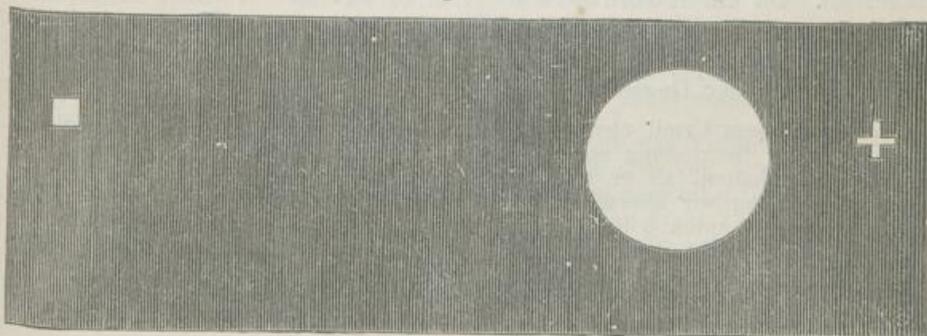


Fig. 164a.



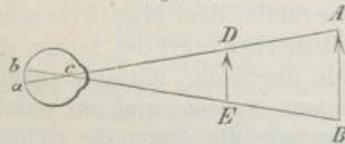
Zum Nachweis des blinden Fleckes dient Fig. 164a. Man schliesse das linke Auge, fixiere mit dem rechten das weiße Quadrat und nähere die Figur dem Auge bis auf etwa 25 cm, so wird der weiße Kreis verschwinden, weil die von ihm ausgehenden Lichtstrahlen die Netzhaut innerhalb des blinden Fleckes erreichen, während das Kreuz sichtbar bleibt. In weiterer Entfernung kommt der Kreis wieder zur Erscheinung.

Auf der Netzhaut wird ein umgekehrtes, verkleinertes Bild der vor dem Auge befindlichen Gegenstände durch die Brechung des Lichtes in den durchsichtigen Augenmedien erzeugt (§ 158). Die Krystalllinse *h* ist ein äußerst durchsichtiger, farbloser, bikonvexer Körper, dessen vordere der Pupille zugewendete Fläche weniger gewölbt ist, als die hintere. Dieselbe besteht aus zahlreichen, über einander gelagerten Schichten, deren Festigkeit und Lichtbrechungsvermögen von aussen nach innen zunimmt.

Sie wird von der Linsenkapsel umschlossen und durch den Strahlenkörper (ligamentum ciliare) c in ihrer Lage, dicht hinter der Regenbogenhaut, festgehalten. Der kleinere, vordere Raum des Augapfels i , zwischen der Hornhaut und Regenbogenhaut, ist mit der wässrigen Feuchtigkeit (humor aqueus), der hintere Raum k , zwischen Linse und Netzhaut, mit dem gallertartigen Glaskörper (humor vitreus) ausgefüllt.

§ 163. Sehwinkel, scheinbare Gröfse. Unter den von einem leuchtenden Punkt in das Auge gelangenden Lichtstrahlen ist einer, dessen Richtung durch die Brechung in den Augenmedien keine bleibende Änderung erleidet (vergl. § 158), und welcher der Haupt- oder Richtungsstrahl dieses Punktes genannt wird. Die Hauptstrahlen sämtlicher Punkte eines vor dem Auge befindlichen Gegenstandes, dessen umgekehrtes Bild auf der Netzhaut entsteht, kreuzen sich in einem Punkte im Innern des Auges, welcher dem optischen Mittelpunkt (§ 158) einer Linse analog ist und der Kreuzungspunkt der Richtungsstrahlen heißt. Derselbe liegt innerhalb der Krystalllinse, in der Nähe ihrer hinteren Grenzfläche. Der von den Richtungsstrahlen zweier Punkte A und B (Fig. 165) eingeschlossene

Fig. 165.



Winkel AcB heißt der Sehwinkel, unter welchem uns die Verbindungslinie der beiden Punkte erscheint. Zwei Gegenstände von sehr verschiedener Gröfse DE und AB können uns unter gleichem Sehwinkel erscheinen, wenn sie sich in verschiedenen Entfernungen vom Auge befinden. Mit wachsender Entfernung nimmt der Seh-

winkel ab. Da die scheinbare Gröfse, in welcher wir einen Gegenstand erblicken, nur durch den Sehwinkel bestimmt ist, so ist zur Beurteilung der wahren Gröfse außerdem die Kenntnis der Entfernung erforderlich, in welcher sich der Gegenstand befindet.

Ein unrichtiges Urteil über die Entfernung eines Körpers hat daher zugleich eine fehlerhafte Beurteilung seiner wahren Gröfse zur Folge. Ein Körper, den wir für näher halten, als er ist, erscheint uns gleichzeitig zu klein, ein Körper, dessen Entfernung wir überschätzen, zu groß. Über die Mittel zur Schätzung der Entfernung s. unten § 168.

Sonne und Mond erscheinen uns unter nahezu gleichem Sehwinkel, oder haben gleichen scheinbaren Durchmesser von etwa $31'$, indem erstere zwar dem Durchmesser nach 400 mal größer, aber auch 400 mal entfernter ist als letzterer. Beide erscheinen uns viel kleiner als sie sind, weil wir ihre Entfernung zu gering schätzen.

§ 164. Sehweite, Accommodation, Fernsichtigkeit und Kurzsichtigkeit. Damit ein scharfes Bild eines vor dem Auge befindlichen Gegenstandes auf der Netzhaut entstehe, der Gegenstand also deutlich gesehen werden könne, muß sich derselbe in einer bestimmten Entfernung vom Auge, der Weite des deutlichen Sehens, befinden (§§ 156, 159). Diese beträgt im Mittel bei gesunden Augen etwa 24 cm (9 Zoll). Bei Kurzsichtigen ist sie geringer, bei Weitsichtigen größer. Bei ersteren vereinigen sich die Strahlen infolge zu starker Wölbung der Krystalllinse oder der Hornhaut schon vor der Netzhaut, so daß der Gegenstand dem Auge näher gerückt werden muß, um auf der Netzhaut ein deutliches Bild zu erzeugen; das Umgekehrte findet bei Weitsichtigen

statt. Ersterem Fehler kann durch konkave, letzterem durch konvexe Brillengläser abgeholfen werden.

Die Entfernung des deutlichen Sehens ist jedoch für das Auge nicht, wie die Bildweite anderer optischen Instrumente, eine unveränderlich bestimmte. Das Auge besitzt nämlich die Fähigkeit, sich der Entfernung des gesehenen Gegenstandes innerhalb gewisser Grenzen anzupassen oder zu accommodieren. Der nächste Punkt, für den sich ein normales Auge noch vollständig anzupassen vermag, pflegt in etwa 12 cm Entfernung zu liegen. Durch die Untersuchungen von Helmholtz (1855) ist festgestellt worden (angedeutet in Fig. 164), daß die Anpassung hauptsächlich durch eine Änderung der Krümmung der vorderen Fläche der Krystalllinse bewirkt wird. (Th. Young, 1801.) Außerdem verengt sich die Pupille bei der Anpassung für die Nähe und erweitert sich beim Sehen in die Ferne. Denselben Erfolg hat jedoch auch ein Wechsel in der Helligkeit der Beleuchtung.

Befindet sich ein Gegenstand nicht in der deutlichen Sehweite, oder innerhalb des Bereiches der Anpassungsfähigkeit des Auges, so erzeugt ein leuchtender Punkt des Gegenstandes auf der Netzhaut nicht einen Bildpunkt, sondern einen kleinen Zerstreuungskreis, und durch das Übereinandergreifen der Zerstreuungskreise benachbarter Punkte wird das Netzhautbild undeutlich. Um dies zu veranschaulichen und um die Grenze des Anpassungsvermögens genau zu bestimmen, dient am besten der Scheinersche Versuch (1619). Sticht man in ein Kartenblatt dicht neben einander zwei feine Löcher, deren Abstand kleiner sein muß als der Durchmesser der Pupille, und betrachtet durch die dicht vor das Auge gehaltenen Öffnungen eine Nadelspitze, so erscheint dieselbe einfach, wenn sie sich innerhalb des Bereiches des deutlichen Sehens befindet, dagegen doppelt, wenn sie diesseits oder jenseits der Grenzen der Anpassungsfähigkeit befindlich ist. Durch die Öffnungen werden aus dem von einem Punkt des Objekts auf die Pupille fallenden Strahlenbündel zwei Strahlen ausgesondert, die sich in einem Punkt der Netzhaut vereinigen, wenn der Gegenstand in der deutlichen Sehweite ist, sonst aber anstatt des Zerstreuungskreises zwei getrennte Bilder erzeugen. Die mit der Lichtbrechung im Auge verbundene Farbenzerstreuung ist zwar verhältnismäßig gering und beim gewöhnlichen Sehen nicht bemerkbar, doch läßt sich ihr Vorhandensein durch verschiedene Versuche nachweisen, welche zeigen, daß die Grenzen der Anpassungsweite für rote und violette Strahlen verschieden sind.

Um deutlich wahrgenommen zu werden, muß das Netzhautbild im allgemeinen eine gewisse Größe haben. Zwar sind Objekte von großer Lichtstärke, wie die Fixsterne, selbst bei verschwindend kleinem Schwinkel (§ 163) noch sichtbar; um aber zwei Lichtpunkte noch getrennt wahrnehmen zu können, muß ihr scheinbarer Abstand unter den günstigsten Verhältnissen etwa eine Bogenminute betragen. In der deutlichen Sehweite von 24 cm können demnach zwei helle Linien oder Punkte nicht mehr getrennt wahrgenommen werden, deren Abstand weniger als 0,07 mm beträgt.

§ 165. Dauer der Lichteindrücke. Ein schnell bewegter, leuchtender oder glänzender Körper erscheint dem Auge als zusammenhängender Lichtstreif; die Speichen eines schnell rollenden Rades können nicht einzeln unterschieden werden. Eine sich um ihren Mittelpunkt schnell drehende Scheibe, deren Sektoren abwechselnd schwarz und weiß bemalt sind, erscheint gleichförmig grau; sind die Sektoren abwechselnd verschieden gefärbt, so erblickt man eine Mischfarbe. Werden die Sektoren in entsprechender Breite und Helligkeit mit den Farben des Spektrums bemalt, so kann man annähernd reines Weiß aus denselben zusammensetzen (§ 145). Im momentanen Licht des elektrischen Funkens dagegen (§ 280) erscheint der Farbenkreisel ruhend mit vollständig getrennten Farben. Diese Erscheinungen finden ihre Erklärung in dem Umstand, daß die Licht-

empfindung oder der Reizungszustand der Netzhaut nicht genau gleichzeitig mit dem Bild verschwindet, sondern noch kurze Zeit andauert. Intermittierende Lichteindrücke, welche in Zwischenräumen von etwa $\frac{1}{20}$ Sekunde auf einander folgen, können nicht mehr getrennt wahrgenommen werden.

Auf der Dauer der Lichteindrücke beruhen mehrfache optische Täuschungen, wie bei den stroboskopischen Scheiben von Stampfer (1832) (Phänakistoskop nach Plateau) und Plateaus Anorthoskop (1836).

Irradiation. Ein weißes Quadrat auf schwarzem Grunde erscheint größer als ein in Wirklichkeit genau gleiches, schwarzes Quadrat auf weißem Grunde (Fig. 166). Diese und analoge Erscheinungen erklären sich durch die sogenannte Irradiation. Von dem unmittelbar von einem Lichtreiz getroffenen Teile der Netzhaut verbreitet sich nämlich der Reizzustand, auch bei vollkommener Accommodation auf die unmittelbar benachbarten Teile und läßt so die vom Reiz getroffene Stelle etwas größer erscheinen, als sie in Wirklichkeit ist.

Fig. 166.



§ 166. Positive und negative Nachbilder, subjektive Farbenercheinungen. Wenn man das Auge, nachdem es von einem sehr intensiven Lichteindruck, z. B. von direktem Sonnenlicht, getroffen worden ist, auf einen dunklen Hintergrund richtet, oder es schließt, so erblickt man an der dem Ort des Lichtreizes entsprechenden Stelle einen hellen, meist farbigen Fleck, oder ein sogenanntes positives Nachbild, welches allmählich schwächer wird, und nachdem es durch verschiedene Farbtöne hindurchgegangen ist, verschwindet. Dasselbe erklärt sich durch einen längere Zeit andauernden Reizungszustand der vom Licht getroffenen Stelle der Netzhaut. Das farbige Abklingen des Nachbildes beweist zugleich, daß die Dauer des durch die verschiedenen Farben erzeugten Reizungszustandes des Sehnerven eine verschiedene ist. War das Auge vorher an Dunkelheit gewöhnt, so genügen schon viel schwächere Lichteindrücke, z. B. der Anblick des hellen Himmels durch ein Fenster, um positive Nachbilder zu erzeugen.

Blickt man hingegen, nachdem man einen hellen Gegenstand einige Zeit lang fixiert hat, auf eine gleichmäßig helle, weiße Fläche, so sieht man an der dem früheren Ort des Gegenstandes entsprechenden Stelle einen dunklen Fleck von gleicher Form, ein negatives Nachbild; legt man ein aus schwarzem Papier geschnittenes Quadrat auf eine weiße Fläche und entfernt dasselbe plötzlich, nachdem man es einige Zeit fixiert hat, so erscheint an der entsprechenden Stelle ein helles Quadrat. Die Entstehung dieser negativen Nachbilder beruht darauf, daß durch den vorhergegangenen Lichteindruck die Empfindlichkeit der Netzhaut an der entsprechenden Stelle abgestumpft wird. Nach längerem Aufenthalt im Dunkeln blendet schon das mäßige Tageslicht, und umgekehrt muß sich das Auge nach dem Eintritt in ein dunkles Zimmer erst an die Dunkelheit gewöhnen, d. h. sich von den vorhergegangenen stärkeren Lichteindrücken ausruhen, bevor es die Gegenstände deutlich zu unterscheiden vermag. Wird ein farbiges, z. B. rotes Papier, auf weißem Grunde fixiert und dann plötzlich entfernt, oder durch veränderte Richtung der Augenaxe eine andere Stelle des weißen Grundes fixiert, so erblickt man ein Nachbild in der Ergänzungsfarbe (§ 147), also grün. Durch die Betrachtung des roten Papiers ist die Empfindlichkeit der getroffenen Netzhautstelle für die roten

gleich-
dauert.
1/20 Se-
kommen

hungen,
makisto-

größer
Grunde
en sich
bar von
tet sich
commo-
so die
s sie in

bilder,

an das
chtein-
worden
der es
henden
itives
ch ver-
be er-
er vom
Nach-
farben
War
wächere
fenster,

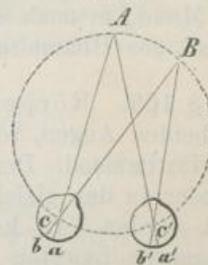
einige
so sieht
Stelle
d; legt
weißse
fixiert
t. Die
ch den
an der
halt im
afs sich
kelheit
drücken
vermag.
d dann
ine an-
bild in
s roten
e roten

Strahlen des weißen Lichtes abgestumpft, und es überwiegt die Reizung durch diejenigen Strahlen, die in dem roten Licht nicht enthalten waren, und deren Zusammensetzung die Ergänzungsfarbe Grün erzeugt.

Man nennt die so erzeugten Nachbilder und Farbenerscheinungen subjektive, weil dieselben nicht dem wirklichen betrachteten Gegenstand angehören, sondern nur in der subjektiven Beschaffenheit des Auges ihren Grund haben. Überhaupt wird unser Urteil über Farbenerscheinungen wesentlich durch den Kontrast beeinflusst. Gasflammen, deren Licht, für sich betrachtet, völlig weiß erscheint, zeigen in der Dämmerung oder bei Mondschein, am meisten bei elektrischer Beleuchtung, eine stark rötliche Färbung. In der Abenddämmerung erscheinen die durch eine Kerzenflamme verursachten Schatten, die vom Tageslicht getroffen werden, bläulich, die vom Tageslicht geworfenen Schatten dagegen, welche vom Kerzenlicht beleuchtet werden, rötlich gefärbt, während wir Lichter und Schatten für farblos halten, wenn nur Tageslicht oder nur Kerzenlicht vorhanden ist. — Läßt man durch zwei nebeneinander befindliche Öffnungen des Fensterladens Lichtstrahlen in ein dunkles Zimmer fallen, so erzeugen dieselben auf einem weißen Papierschirm zwei helle Flecke. Bedeckt man eine Öffnung mit einem roten Glase, so erscheint der von der anderen Öffnung herrührende weiße Fleck grün, und umgekehrt.

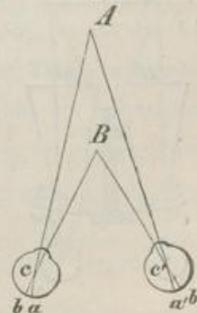
§ 167. Binokulares Sehen. Obgleich wir die uns umgebenden Gegenstände mit zwei Augen betrachten, so kombinieren wir doch in der Regel beide Gesichtseindrücke in der Vorstellung zu einem einzigen Bilde. Wir sehen nämlich einen Gegenstand einfach, wenn seine Bilder in beiden Augen auf entsprechende Stellen der Netzhaut fallen. Wenn wir einen Punkt *A* (Fig. 167) fixieren, so richten wir beide Augenachsen auf diesen Punkt, so daß sein Bild in jedem Auge auf das Centrum der Netzhaut, den Punkt des deutlichsten Sehens (§ 162), fällt. Diese Punkte *a*, *a'* sind entsprechende, und der Punkt *A* wird einfach gesehen. Es entsprechen einander ferner diejenigen Punkte beider Netzhäute, welche vom Punkt *a* gleich weit und in gleicher Richtung entfernt sind. So wird der Punkt *B* mit *A* zugleich einfach gesehen, wenn $ab = a'b'$ ist.

Fig. 167.



Liegen beide Punkte in einer durch die optischen Mittelpunkte beider Augen *c*, *c'* gelegten Ebene, so muß $\angle AcB = \angle Ac'B$ sein, woraus folgt, daß nur diejenigen in dieser Ebene gelegenen Punkte mit *A* gleichzeitig einfach gesehen werden können, welche auf dem Umfang eines durch *c*, *c'* und *A* gelegten Kreises liegen, welchen man den Horopterkreis nennt. Daß wir in der That alle übrigen Gegenstände doppelt sehen, wenngleich bei mangelhafter Aufmerksamkeit die Doppelbilder in der Regel nicht zum Bewußtsein kommen, läßt sich durch den Versuch leicht nachweisen. Betrachtet man gleichzeitig mit Aufmerksamkeit zwei in verschiedener Entfernung von den Augen, in der Mittellinie gelegene Gegenstände *A*, *B* (Fig. 168), z. B. zwei in vertikaler Richtung vor das Gesicht gehaltene Stäbchen, so wird, wenn man einen von beiden Körpern fixiert, der andere jedesmal doppelt gesehen. Fixiert man z. B. den entfernteren Punkt *A*, so fallen seine Bilder in beiden Augen auf die identischen Axenpunkte *a*, *a'*. Die beiden Bilder des Punktes *B* dagegen fallen auf die Punkte *b*, *b'*, welche auf entgegengesetzten Seiten des Axenpunktes liegen, also einander nicht entsprechen. Doppelbilder entstehen ferner, wenn die Richtungen der Augenachsen durch mechanischen Druck, oder durch ungerichtete Bewegungen der Augenmuskeln (beim Schielen) in eine nicht entsprechende Lage gebracht werden.

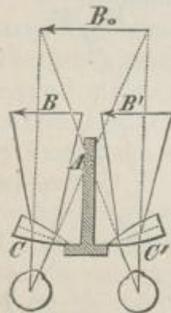
Fig. 168.



§ 168. Beurteilung der Entfernung. Um den Punkt *A* (Fig. 168) zu fixieren, d. h. um denselben einfach und möglichst deutlich zu sehen, müssen die Augenaxen einen spitzeren Winkel mit einander bilden, als bei der Fixierung eines näher gelegenen Punktes *B*. Bei Betrachtung eines sehr entfernten Gegenstandes sind beide Augenaxen parallel gerichtet. Der Grad der Konvergenz der Augenaxen kann daher als Hilfsmittel für die Beurteilung der Entfernungen dienen. In der That ist unser Urteil über die Entfernung der Gegenstände bei Betrachtung mit zwei Augen viel sicherer als mit einem Auge, wie man sich z. B. beim Einfädeln einer Nähnadel überzeugen kann. Außerdem wird das Urteil über die Entfernung unterstützt durch die Verschiedenheit der Anpassung des Auges für nahe und entfernte Gegenstände, durch den Sehwinkel (§ 163), unter welchem uns Gegenstände von bekannter, absoluter Größe erscheinen, durch Wahrnehmung zwischenliegender Gegenstände von bekannter Entfernung, Trübung des Lichts durch zwischenliegende Luftschichten, u. s. w. Trotz aller dieser Momente, die zur Beurteilung der Entfernungen beitragen, ist dieselbe unter ungewohnten Umständen großen Täuschungen ausgesetzt. Vertikale Entfernungen werden im Verhältnis zu horizontalen zu gering geschätzt. Auf hohen Bergen, über Wasserflächen werden bei Mangel zwischenliegender Gegenstände die Entfernungen von Ungeübten ebenfalls stets zu gering geschätzt. Urteil über Größe und Entfernung von Sonne und Mond, je nach der Höhe über dem Horizont. Scheinbar abgeflachte Gestalt des Himmelsgewölbes.

§ 169. Körpersehen, Stereoskop. Betrachten wir einen Körper mit beiden Augen, so sind die Bilder auf beiden Netzhäuten nicht genau übereinstimmend. Der Körper müßte vielmehr, um sich beiden Augen nach einander in der gleichen Lage darzubieten, um einen gewissen Winkel gedreht werden. Es können daher auch, genau genommen, nur die Bilder des gerade fixierten Punktes des Körpers auf identische Netzhautstellen fallen, und indem wir nach einander verschieden entfernte Punkte des Körpers fixieren und dabei die Konvergenz der Augenaxen verändern, gewinnen wir die Vorstellung von der Ausdehnung des Körpers in der Tiefenrichtung, welche allerdings durch den Einfluß der Beleuchtung, die Verteilung von Licht und Schatten wesentlich unterstützt wird. Eine interessante Erläuterung der Beurteilung der körperlichen Dimensionen beim Sehen mit zwei Augen, bietet das Stereoskop von Wheatstone (1838), in welchem beiden Augen zwei verschiedene Bilder desselben Gegenstandes dargeboten werden, deren Vereinigung den Eindruck des Körperlichen hervorbringt.

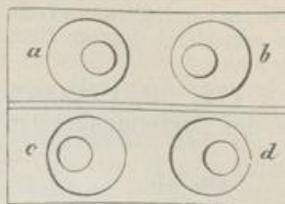
Fig. 169.



In der bequemerer Form, welche dem Instrument durch Brewster gegeben worden ist (als Prismenstereoskop), hat dasselbe folgende Einrichtung. Der Kasten des Stereoskops ist durch eine Scheidewand *A* (Fig. 169) in zwei Abteilungen geteilt, deren jede eines der beiden zusammengehörigen Bilder *B*, *B'* enthält. Dieselben werden durch die prismatischen Linsenstücke *C*, *C'* betrachtet, welche aus derselben Linse geschnitten sind und die Bilder vergrößern, gleichzeitig aber durch ihre prismatische Form dazu dienen, dieselben einander zu nähern und ihre Vereinigung zu einem Gesichtseindruck *B₀* zu erleichtern. Bei einiger Übung ist es leicht, zwei zusammengehörige stereoskopische Zeichnungen durch gleichzeitige Betrachtung mit beiden Augen, auch ohne Instrument,

zu vereinigen. Ein gerader Kegelstumpf würde, von obenher mit dem linken Auge betrachtet, den Anblick *a* (Fig. 170), mit dem rechten, den Anblick *b* gewähren, ein hohlkegelförmiger Trichter hingegen würde, mit dem linken Auge betrachtet, wie *c*, mit dem rechten betrachtet, wie *d* erscheinen. Die stereoskopische Verbindung der beiden Bilder *a* und *b* macht daher den Eindruck eines erhabenen, die von *c* und *d* den eines vertieften Kegelstumpfes.

Fig. 170.

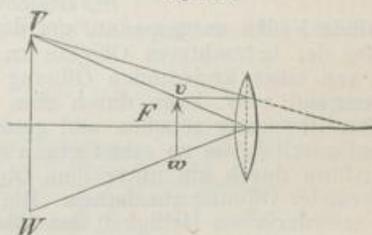


Mikroskop und Fernrohr.

§ 170. Um einen Gegenstand deutlich zu sehen, ist es erforderlich, daß sich derselbe, oder sein optisches Bild in der deutlichen Sehweite (§ 164) befinde, welche für ein normales Auge im Mittel 24 cm (9 par.) beträgt. Der Zweck der Mikroskope und Teleskope ist, von Gegenständen, welche entweder zu klein oder zu fern sind, um mit bloßem Auge deutlich gesehen zu werden, Bilder zu erzeugen, welche 1) in der deutlichen Sehweite liegen, 2) unter hinreichend großem Sehwinkel und 3) hell genug erscheinen, um den Gegenstand deutlich erkennen zu lassen.

§ 171. Die Lupe oder das einfache Mikroskop besteht in einer einfachen Sammellinse von kurzer Brennweite, oder in einer Vereinigung von mehreren solchen Linsen. Da wir die Gegenstände nur in einer bestimmten Entfernung deutlich sehen, so kann die zum Erkennen kleiner Gegenstände erforderliche Vergrößerung des Sehwinkels nicht durch bloßes Annähern an das Auge erreicht werden. Betrachtet man dagegen durch eine Konvexlinse den Gegenstand *vw* (Fig. 171), welcher sich innerhalb ihrer Brennweite befindet, so werden die von *vw* ausgehenden Strahlen, bevor sie in das Auge gelangen, so gebrochen, als ob sie von dem scheinbaren, aufrechten und vergrößerten Bild *VW* herkämen, welches sich in der Entfernung des deutlichen Sehens befindet (§ 158).

Fig. 171.

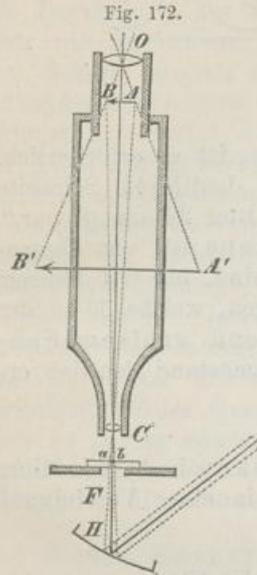


Die durch die Lupe erreichte Vergrößerung wird bestimmt durch den Quotienten aus der Größe des Bildes und der des Gegenstandes. Ist *a* die Entfernung des Objekts, *b* die des Bildes von der Lupe, *f* deren Brennweite, so ist die Vergrößerung $\frac{b}{a}$, da die Größen von Bild und Objekt in demselben Verhältnis stehen, wie ihre Entfernungen von der Linse. Es ist aber, da das Bild ein scheinbares, also *b* mit negativem Vorzeichen in Rechnung zu bringen ist, $\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$ (§ 156), mithin $\frac{b}{a} = \frac{b}{f} + 1$. Da die Lupe dicht vor das Auge gehalten wird, so kann für *b* ohne erheblichen Fehler die deutliche Sehweite oder 24 cm gesetzt werden. Demnach würde z. B. eine Lupe von 3 cm Brennweite eine 9malige Vergrößerung gewähren.

Mit Wasser gefüllte Hohlkugeln von Glas, auch Wassertropfchen können als Lupen dienen. — Cylinderlupen. — Zu stärkeren Vergrößerungen bedient man

sich in der Regel eines Systems von mehreren Linsen, um die sphärische Aberration (§ 160) zu verringern und ein größeres Sehfeld zu erhalten, als mit einer einfachen Linse von gleich kurzer Brennweite.

§ 172. Das zusammengesetzte Mikroskop. Die wesentlichen Teile des zusammengesetzten Mikroskops sind das Objektiv, das Okular und der Beleuchtungsapparat. Das Objektiv *C* (Fig. 172) ist eine Konvexlinse, oder in der Regel ein aus mehreren, achromatischen Doppellinsen zusammengesetztes System von kurzer Brennweite. Dasselbe erzeugt von dem Objekt *ab* ein stark vergrößertes, umgekehrtes, reelles Bild *AB* (§ 158), welches durch das Okular *O*, das als Lupe wirkt, betrachtet wird. Zur Beleuchtung durchsichtiger Objekte dient ein am Stativ des Mikroskops angebrachter, nach allen Seiten frei drehbarer Hohlspiegel *H*, der die von einem Fenster oder einer Lampe ausgehenden Lichtstrahlen auf dem Objekt vereinigt.

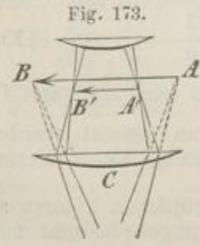


Okular und Objektiv sind zur Abhaltung fremder Lichtstrahlen in einem innen geschwärzten Rohr eingeschlossen. An der Stelle, wo das reelle Bild *AB* erzeugt wird, ist eine ringförmige Blende (Diaphragma) angebracht, welche das Gesichtsfeld begrenzt und der Deutlichkeit des Bildes nachteilige Randstrahlen abhält. Häufig ist dieses Diaphragma mit einem Fadenkreuz aus feinen Spinnwebenfäden versehen, um den Mittelpunkt des Gesichtsfeldes zu fixieren, oder es sind in ihm mehrere parallele Fäden ausgespannt, um durch deren bekannten Abstand annähernd die Größe der betrachteten Objekte zu schätzen. Der Tubus des Mikroskops, oder der von einer kreisrunden Öffnung durchbrochene Objektstisch, auf welchem der Gegenstand ruht, kann durch eine feine Schraube zur genauen Einstellung mit sanfter Bewegung gehoben und gesenkt werden. Bei starken Vergrößerungen ist es erforderlich, die zu schief gegen die Axe einfallenden Randstrahlen von der Objektivlinse durch ein unter dem Objektstisch bei *F* angebrachtes Diaphragma mit kreisrunder Öffnung abzuhalten. Die Intensität der Beleuchtung muß zur Erzielung der erforderlichen Helligkeit des Bildes um so größer sein, je stärkere Vergrößerungen man anwendet. — Das erste zusammengesetzte Mikroskop ist wahrscheinlich (um 1608) von Zacharias Jansen zu Middelburg in Holland hergestellt.

Die Vergrößerung durch das zusammengesetzte Mikroskop ist das Produkt aus der durch das Objekt und durch das Okular erzeugten Vergrößerung; denn diese Vergrößerungen sind nach § 171 bezüglich dargestellt durch:

$$\frac{A_1 B_1}{ab}, \frac{AB}{ab} \text{ und } \frac{A_1 B_1}{AB}.$$

Für die Klarheit der Bilder ist es zweckmäßig, die Vergrößerung vorzugsweise durch das Objektiv hervorzubringen. Dieses besteht in der Regel aus mehreren achromatischen Doppellinsen. Als Okular wird anstelle einer einfachen Linse gewöhnlich ein System von zwei Linsen (Campanisches Okular), einer sogenannten Kollektivlinse und der eigentlichen Okularlinse, angewendet.



Die vom Objektiv herkommenden Strahlen treffen die Kollektivlinse *C* (Fig. 173), bevor sie sich zum reellen Bild *AB* vereinigen, werden dadurch konvergenter gemacht und erzeugen das Bild *A'B'*, welches durch die Okularlinse betrachtet wird. Dadurch wird allerdings die Größe des Bildes etwas verringert, man erreicht dagegen den Vorteil eines beträchtlich größeren Gesichtsfeldes.

Zu Messungen mikroskopischer Objekte dient entweder ein auf Glas geritztes Mikrometer, welches auf die Blende des Okulars gelegt werden kann, und dessen Teilstriche

einen für jede Objektivvergrößerung ein für allemal bekannten Wert besitzen (Okularmikrometer), oder besser eine feine Mikrometerschraube, mittelst deren der Objektstisch seitlich verschoben werden kann. Durch Drehung der Schraube bringt man erst einen, dann den anderen Rand des Objekts in scheinbare Berührung mit einem Faden des im Okular angebrachten Fadenkreuzes. Die am Kopf der Mikrometerschraube abgelesene Verschiebung giebt dann die Größe des Gegenstandes an.

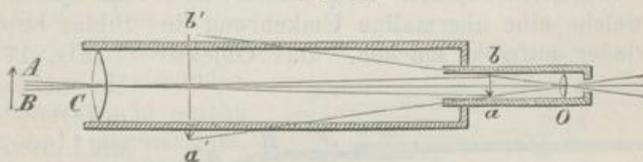
Das Sonnen- und Gasmikroskop besteht im wesentlichen nur aus einem Linsensystem von kurzer Brennweite, ähnlich dem Objektiv eines zusammengesetzten Mikroskops, welches ein wirkliches Bild des nahe an seinem Brennpunkt befindlichen Objektes auf einem gegenüberstehenden, weißen Schirm entwirft, und aus dem Beleuchtungsapparat. Da sehr starke Vergrößerungen erzielt werden, so muß die Intensität der Beleuchtung eine sehr große sein. Beim Gasmikroskop dient als Lichtquelle ein im Knallgasgebläse bis zum hellsten Weißglühen erhitzter Kalkeylinder (Drummonds Kalklicht), dessen Strahlen durch eine Sammellinse von großer Öffnung auf dem Objekt vereinigt werden. Beim Sonnenmikroskop ist vor einer Öffnung im Fensterladen eines verfinsterten Zimmers ein Planspiegel angebracht, welcher das Sonnenlicht auf eine Sammellinse von kurzer Brennweite zurückwirft, in deren Brennpunkt sich das Objekt befindet (Laterna magica).

§ 173. Das Fernrohr. Man unterscheidet dioptrische Fernrohre (Refraktoren) und katoptrische Fernrohre (Spiegelteleskope, Reflektoren), je nachdem das reelle Bild des entfernten Gegenstandes durch eine Sammellinse, oder durch einen Hohlspiegel erzeugt wird.

A. Von den dioptrischen Fernrohren sind folgende Gattungen zu unterscheiden:

1. Das astronomische oder Keplersche Fernrohr besteht aus einer achromatischen Objektivlinse von großer Brennweite C (Fig. 174), welche ein wirkliches, umgekehrtes, verkleinertes Bild ab des entfernten

Fig. 174.



Objektes AB erzeugt, und aus einer Okularlinse O von kleiner Brennweite, durch welche das Bild betrachtet wird. Das astronomische Fernrohr erzeugt daher umgekehrte Bilder. Objektiv und Okular sind in ein innen geschwärtztes Rohr eingeschlossen, dessen Länge durch verstellbare Züge abgeändert werden kann, um das Okular genau in die richtige Entfernung von dem durch das Objektiv erzeugten Bilde einstellen zu können.

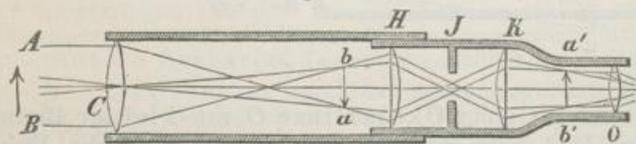
Von der Vollkommenheit des Objektivs hängt vorzugsweise der Grad der Leistungsfähigkeit des Fernrohrs ab. Das Bild muß frei von chromatischer und möglichst frei von sphärischer Abweichung sein. Die Lichtstärke des Fernrohrs wächst mit dem Durchmesser oder der Öffnung des Objektivs, da in demselben Verhältnis mehr Strahlen von einem leuchtenden Punkt ins Auge gelangen, als die Oberfläche des Objektivs größer ist. Um sehr lichtschwache Objekte am Himmel sichtbar zu machen, muß daher der Durchmesser des Objektivs möglichst vergrößert werden, wobei namentlich die Schwierigkeit zu überwinden ist, Flintglasmassen von größerer Ausdehnung und vollkommen gleichmäßigem Lichtbrechungsvermögen herzustellen. Als Okular des astronomischen Fernrohrs dient in der Regel nicht

eine einzige Sammellinse, sondern ein System mehrerer Linsen, welche wie eine einzige Linse von kürzerer Brennweite wirken (Ramsdensches Okular), oder seltener ein Campanisches Okular (§ 172). In jedem Fall ist dasselbe mit einem Fadenkreuz versehen, welches im Fernrohr zuerst durch Auzout und Picard (1667) zur Anwendung gelangt ist. Beim Mikroskop wurde unter der Vergrößerung das Verhältnis zwischen der wirklichen GröÙe des Gegenstandes und der GröÙe des durch das Okular erzeugten, subjektiven Bildes verstanden. Beim Fernrohr dagegen bedarf dieser Begriff einer Änderung. Da dasselbe nämlich zur Betrachtung entfernter Gegenstände dient, denen wir uns nicht beliebig nähern können, so kommt es darauf an, die scheinbare GröÙe oder den Schinkel, unter welchem dieselben von dem gegebenen Standpunkt aus erblickt werden, möglichst zu vergrößern. Dem unbewaffneten Auge erscheint der Gegenstand AB (Fig. 174) unter dem Schinkel $ACB = aCb$. Durch das Fernrohr betrachtet, wird das Bild desselben unter dem Winkel $a'Ob'$ oder aOb erblickt. Das Verhältnis beider Winkel giebt die Vergrößerung des Fernrohrs an. Diese Winkel sind aber annäherungsweise den Entfernungen des Bildes ab vom Objektiv und vom Okular, oder den Brennweiten beider umgekehrt proportional. Man findet daher die Vergrößerung eines Fernrohrs annäherungsweise, indem man die Brennweite des Objektivs durch die des Okulars dividiert.

Der Merzsche Refraktor der Sternwarte zu Pulkowa hat 38 cm Öffnung und 6,8 m Brennweite und gestattet die Vergrößerung bis zur 2000fachen zu steigern. Doch ist die Anwendung so starker Vergrößerungen nur bei besonders günstigem Zustand der Atmosphäre von Nutzen. Das Naval-Observatorium zu Washington besitzt seit 1875 einen Refraktor von 70 cm Objektivöffnung und 10,72 m Brennweite, der Clarksche Refraktor in Pulkowa (1883) hat ein Objektiv von 76 cm Öffnung und 13,7 m Brennweite, der Refraktor der Lickschen Sternwarte in Kalifornien (1888) hat 96 cm Öffnung und 18,5 m Brennweite.

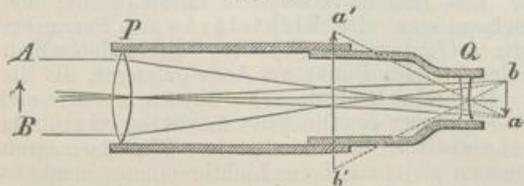
§ 173a. 2. Das terrestrische Fernrohr. Bei Beobachtungen am Himmel ist der Umstand, daß das astronomische Fernrohr die Bilder der Gegenstände in umgekehrter Lage zeigt, nicht von störendem Einfluß. Um diesen Übelstand bei Betrachtung terrestrischer Objekte zu vermeiden, schiebt man zwischen Objektiv und Okular noch ein System von zwei Linsen ein, welche eine abermalige Umkehrung des Bildes bewirken, dasselbe also wieder aufrecht machen. Das Objektiv C (Fig. 175) entwirft ein umgekehrtes Bild des Objekts ab ; durch die Linsen H, K , deren Abstand gleich der Summe ihrer Brennweiten ist, und zwischen denen das Dia-

Fig. 175.



phragma J angebracht ist, wird von ab ein zweites reelles Bild $a'b'$ in aufrechter Lage erzeugt, welches durch die Okularlinse O betrachtet wird. Kommt, wie es in der Regel der Fall ist, noch eine Sammellinse (§ 172) hinzu, so besteht das vollständige terrestrische Okular aus vier Linsen.

Fig. 176.



3. Das holländische oder Galileische Fernrohr. Dasselbe besteht aus einer Sammellinse, die als Objektiv dient, und einer Zerstreuungslinse, welche das Okular bildet. Das Objektiv P (Fig. 176) würde von

dem entfernten Gegenstand AB ein umgekehrtes, verkleinertes Bild ab entwerfen. Bevor sich die vom Objektiv konvergent gemachten Strahlen in a zum Bilde vereinigen, treffen sie das Okular Q , welches dieselben divergent macht, als ob sie von dem Punkt a' herkämen, und man erhält so das aufrechte Bild $a'b'$ in der deutlichen Sehweite. — Fernrohre dieser Art sind die Theaterperspektive und Feldstecher. Dieselben gewähren den Vorteil, daß das Rohr eine geringe Länge besitzt, gestatten aber nur schwache Vergrößerungen.

Das holländische Fernrohr soll i. J. 1608 vom Brillenmacher Lippershey zu Middelburg in Holland erfunden worden sein. Galilei stellte 1609 ein Instrument derselben Art her, ohne die Einrichtung des Fernrohrs von Lippershey zu kennen und benutzte dasselbe zu wichtigen astronomischen Entdeckungen. Das astronomische Fernrohr wurde von Keppler 1610 erfunden. Der Pater Schyrleus im Kloster Rheit in Böhmen erfand i. J. 1645 das terrestrische Okular.

§ 174. B. Bei den Spiegelteleskopen wird das durch einen Hohlspiegel erzeugte, umgekehrte Bild durch ein Okular betrachtet. Um zu verhindern, daß durch den Kopf des Beobachters den Lichtstrahlen der Weg zum Spiegel verdeckt wird, sind verschiedene Einrichtungen getroffen worden:

1. Newtons Spiegelteleskop (1672). Die vom Spiegel S (Fig. 177) zurückgeworfenen Strahlen treffen, bevor sie sich zum Bilde vereinigen,

einen kleinen Planspiegel P , dessen Ebene gegen die Axe des Rohres um 45° geneigt ist. Das Bild entsteht infolgedessen in $a'b'$ und wird durch das seitwärts angebrachte Okular O betrachtet.

2. Gregorys Spiegelteleskop (1663). Der Hohlspiegel S (Fig. 178) ist in der Mitte von einer kreisrunden Öffnung durchbohrt, in welche das Okularrohr O eingesetzt ist. Von dem umgekehrten Bild ab erzeugt der kleine, in der Axe des Rohres angebrachte Hohlspiegel H ein zweites vergrößertes, aufrechtes Bild $a'b'$, welches durch das Okular O betrachtet wird.

3. Bei den großen Spiegelteleskopen von Herschel (1789) und Rosse (1844), deren Spiegel 1 bis 2 m im Durchmesser haben, wird das Bild ohne zweiten Hilfsspiegel unmittelbar durch das am Eingang des Rohres angebrachte Okular O betrachtet, indem die Axe des Spiegels unter einem sehr spitzen Winkel gegen die Axe des Rohres geneigt ist, so daß die

parallel einfallenden Strahlen sich an ab vereinigen (Fig. 179). Bei den Dimensionen des Spiegels wird nur ein verhältnismäßig kleiner Teil desselben durch den Kopf des Beobachters verdeckt.

Fig. 177.

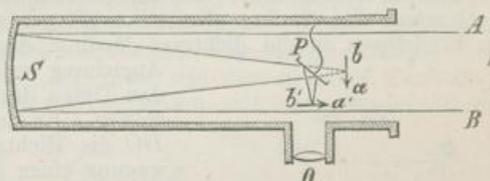


Fig. 178.

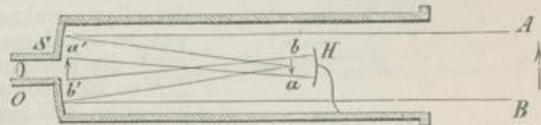
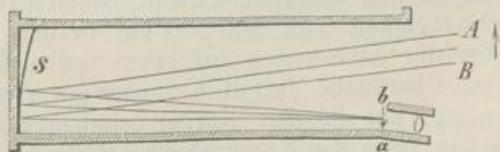


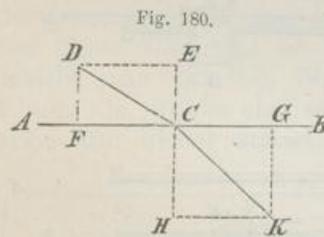
Fig. 179.



Der Vorzug der Spiegelteleskope beruht namentlich in der größeren erreichbaren Lichtstärke, indem es leichter ist, Spiegel von bedeutendem Durchmesser, als Linsen von entsprechender Größe zu erhalten. Früher benutzte man Hohlspiegel aus Spiegelmetall, einer Legierung von Kupfer und Zinn. Neuerdings hat Foucault mit Erfolg versilberte Glasspiegel angewendet, welche sich in größerer Vollkommenheit herstellen lassen und mehr Licht reflektieren als Metallspiegel. — Das 1875 auf der Pariser Sternwarte zur Aufstellung gebrachte Teleskop hat 120 cm im Durchmesser, die Öffnungsweite des Objektivs beträgt 75 cm, die Länge des Fernrohrs 16 m. Der Hohlspiegel, zu welchem ein Stück Glas von 800 kg erforderlich war, ist parabolisch geschliffen und das Teleskop im ganzen wie ein Newtonsches eingerichtet.

§ 175. Theoretische Vorstellungen über die Natur des Lichtes, Interferenzerscheinungen. Newtons Emissionstheorie. Die am nächsten liegende Vorstellung über die Natur des Lichtes war die, daß es eine von dem leuchtenden Körper ausströmende Materie sei, die aus sehr feinen, den Weltraum und alle durchsichtigen Körper durchdringenden Lichtatomen bestehe. Diese unter dem Namen der Emissionstheorie bekannte Hypothese ist insbesondere von Newton (1672) durchgeführt worden, der die verschiedenen Farben des Spektrums durch die verschiedenartige Beschaffenheit der Lichtatome erklärte, deren Mischung in bestimmtem Verhältnis das weiße Licht bilde.

Die Zurückstrahlung des Lichtes erklärte Newton durch das Zurückprallen der elastischen Lichtatome von der Oberfläche des reflektierenden Körpers, nach den Gesetzen des Stoßes elastischer Körper (§ 67). Die Brechung des Lichtes beim Eindringen in ein dichteres Medium dagegen wurde als eine Wirkung der



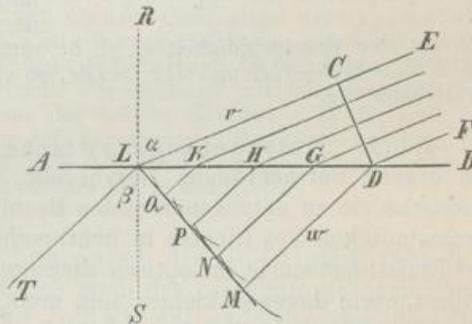
Anziehung erklärt, welche die Lichtatome von den Teilen des lichtbrechenden Mediums erfahren sollten. Es stelle AB die Oberfläche des letzteren, DC die Richtung und Geschwindigkeit der Bewegung eines Lichtatoms vor, welche in die beiden Komponenten DE und DF zerlegt werden kann, von denen die erstere der Oberfläche des lichtbrechenden Mediums parallel, die letztere zu derselben senkrecht ist. Durch die Anziehung, welche die Massenteile auf das Lichtatom ausüben, wird die Komponente $DE = FC$ nicht geändert, $DF = EC$ aber vergrößert, so daß aus den Komponenten CG und CH die Geschwindigkeit CK resultiert. Es folgt daraus, daß nach der Emissionstheorie die Geschwindigkeit des Lichtes im optisch dichteren Medium größer sein muß, als im dünneren Medium.

§ 176. Huygens' Undulationstheorie. Eine zweite Vorstellungsweise über die Natur des Lichtes ist die von Huygens (1690) aufgestellte Undulations- oder Vibrationstheorie. Nach dieser besteht das Licht in einer Wellenbewegung des Lichtäthers, eines äußerst elastischen, den Weltraum erfüllenden und alle Körper durchdringenden Stoffes. Nicht die Teile des Lichtäthers selbst, sondern nur die durch den leuchtenden Körper in ihm erregten, wellenförmigen Erschütterungen werden mit einer Geschwindigkeit von 300 000 km in der Sekunde fortgepflanzt (§ 108). Treffen die Ätherwellen auf einen festen Körper, so werden sie teilweise an der Oberfläche desselben zurückgeworfen (§ 110); gleichzeitig aber erregen sie ein in den Körper eindringendes Wellensystem in dem die Zwischenräume der Körperatome erfüllenden Äther. Da jedoch die Elasti-

cität des im Körper enthaltenen Äthers durch den Einfluß der Körperatome eine andere ist, so werden sich die Lichtwellen im Innern des lichtbrechenden Körpers im allgemeinen mit anderer Geschwindigkeit fortpflanzen, wie im leeren Raum und zwar, wie unten gezeigt wird, im optisch dichteren Medium mit geringerer Geschwindigkeit. — Die von einem leuchtenden Punkt sich ausbreitenden Lichtwellen sind, wie die Schallwellen in der Luft, kugelförmig. Die Lichtstrahlen sind die in jedem Punkt zur Wellenoberfläche senkrechten Kugelradien. Aus Gründen, welche später erörtert werden (§§ 182, 189), nimmt man an, daß die Wellen des Lichtäthers nicht longitudinale, aus abwechselnden Verdichtungen und Verdünnungen bestehende, sondern transversale sind, so daß die Schwingungsrichtung der einzelnen Ätherteilchen der Wellenoberfläche parallel oder zur Fortpflanzungsrichtung senkrecht ist (§ 112).

Ein sehr kleiner Teil einer kugelförmigen Ätherwelle kann als eben betrachtet werden. Innerhalb eines solchen Teiles kann die Richtung der zur Wellenoberfläche senkrechten Kugelradien, oder der Lichtstrahlen, als parallel angesehen werden. Trifft ein solcher ebener Teil einer Lichtwelle auf die Grenzfläche zweier Mittel, in denen sich die Welle mit ungleicher Geschwindigkeit fortpflanzt, so wird dieselbe von ihrer ursprünglichen Fortpflanzungsrichtung abgelenkt oder gebrochen. Es stelle AB (Fig. 181) die Trennungsfäche der beiden Medien, CD einen Teil der ebenen Wellenfläche, also EC oder FD die Fortpflanzungsrichtung der Lichtstrahlen vor. Die in der Trennungsfäche AB liegenden Ätherteilchen $DGHKL$ werden durch die einfallende Lichtwelle nicht gleichzeitig, sondern nach einander in der Reihenfolge erschüttert werden, in welcher sie von der in der Richtung FD fortschreitenden Welle erreicht werden. Von jedem dieser Ätherteilchen würde sich, wenn dasselbe allein erschüttert würde, eine halbkugelförmige Lichtwelle im zweiten Medium ausbreiten. Alle diese von den einzelnen Punkten der Grenzfläche aus erregten Elementarwellen setzen sich aber wieder zu einer einzigen ebenen Welle zusammen.

Fig. 181.



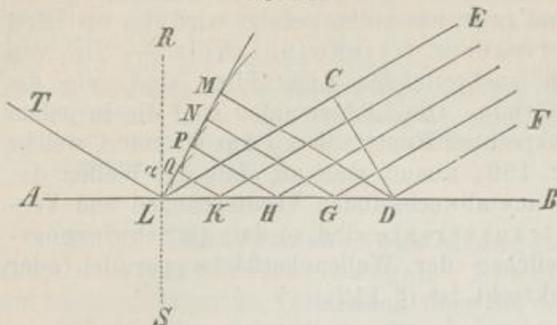
Es sei die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im zweiten Medium kleiner als im ersten, so daß, während die Welle CD im ersten Medium um die Strecke $CL = v$ fortgeschritten ist, sich im zweiten Medium von D aus eine halbkugelförmige Elementarwelle vom Halbmesser $DM = w$ gebildet hat. Zu derselben Zeit werden sich von G, H, K aus Elementarwellen mit den Halbmessern GN, HP, KQ ausgebreitet haben, während der Punkt L eben erst von der Erschütterung getroffen wird. Alle diese Kugelwellen haben zur gemeinschaftlichen Berührungsebene LM und da die Erschütterung in den Punkten $LQPNM$ dieser Ebene gleichzeitig anlangt, oder alle diese Punkte sich in gleicher Schwingungsphase befinden, so stellt LM die aus allen Elementarwellen hervorgehende ebene Welle vor, welche im zweiten Medium in der Richtung DM fortschreitet. Errichtet man in L das Einfallslot RS und zieht $LT \parallel DM$, so ist $\angle CLR = \alpha$ der Einfallswinkel, $\angle TLS = \beta$ der Brechungswinkel. Es ist ferner leicht ersichtlich, daß $\angle CDL = \alpha$, $\angle MLD = \beta$, mithin $\frac{LC}{LD} = \sin \alpha$, $\frac{MD}{LD} = \sin \beta$, mithin $\frac{LC}{MD} = \frac{v}{w} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$ ist, woraus folgt:

$$\sin \alpha = \frac{v}{w} \sin \beta.$$

Dies ist aber nichts anderes als das Snelliussche Brechungsgesetz (§ 141), in welchem anstelle des Brechungsverhältnisses n das Verhältnis der

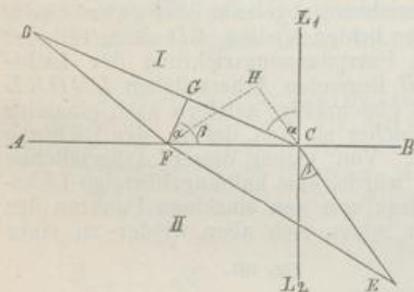
Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Lichtwellen im ersten und zweiten Medium getreten ist. Es folgt daraus, daß nach der Undulationstheorie die Geschwindigkeit des Lichtes im optisch dichteren Medium die kleinere sein muß. Es ist ferner ersichtlich, daß sich die Entstehung der zurückgeworfenen Welle im ersten Medium ganz auf dieselbe Weise erklärt, wie die der gebrochenen Welle im zweiten Medium, und daß der Reflexionswinkel gleich dem Einfallswinkel sein muß, weil die zurückgeworfene Welle sich mit derselben Geschwindigkeit fortpflanzt, wie die einfallende (Fig. 182).

Fig. 182.



Es läßt sich elementar beweisen, daß, wenn die Geschwindigkeiten c_1 und c_2 des Lichtes, bezüglich oberhalb (in I) und unterhalb (in II) der Trennungsfläche AB (Fig. 182a) der beiden Medien sich wie $\sin \alpha : \sin \beta$ verhalten, wo etwa $\alpha > \beta$ sein mag, die gebrochene Linie DCE , für welche der Einfallswinkel $DCL_1 = \alpha$, und der Brechungswinkel $ECL_2 = \beta$ ist, in kürzerer Zeit vom Licht zurückgelegt wird als jede andere Strecke $DF + FE$, wo F in der Trennungsfläche AB liegt, es mag DFE eine gerade oder gebrochene Linie sein. Denn fällt man $FG \perp DC$ und $FH \perp EC$, so ist $\angle GFC = \alpha$ und $\angle HFC = \beta$, folglich verhält sich $GC : HC = \sin \alpha : \sin \beta$, d. h. wie $c_1 : c_2$; es wird also GC mit der Geschwindigkeit c_1 in derselben Zeit vom Licht durchlaufen, als

Fig. 182 a.



HC mit der Geschwindigkeit c_2 , d. h. wenn HC im Raum II liegen würde, weil nun $FE > HC + CE$ und $DF > DG$, so ergibt sich unmittelbar die Richtigkeit der Behauptung.

§ 177. Entscheidung zwischen beiden Theorien. Wie aus den obigen Betrachtungen hervorgeht, führen die Emissions- und Undulationstheorie zu entgegengesetzten Resultaten bezüglich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in lichtbrechenden Medien, indem dieselbe nach der Emissionstheorie im optisch dichteren Medium größer, nach der Undulationstheorie dagegen kleiner sein muß, als im optisch dünneren Medium. Wenn es daher möglich ist, durch den Versuch die Richtigkeit der einen oder der anderen Folgerung festzustellen, so ist damit gleichzeitig die Entscheidung zu gunsten einer der beiden Theorien gegeben. Diesen Versuch hat in der That Foucault (1854) ausgeführt und dadurch zu gunsten der Undulationstheorie entschieden, indem er nachwies, daß sich das Licht im Wasser mit geringerer Geschwindigkeit fortpflanzt, als in der Luft (vergl. § 133).

Die Versuchsmethode war im wesentlichen folgende: Die Strahlen der Lichtquelle L (Fig. 183) werden durch die unbelegte, ebene Spiegelplatte P nach der Sammellinse A zurückgeworfen und durch diese konvergent gemacht, so daß sie sich bei B zu einem Bilde des leuchtenden Punktes vereinigen. In B ist ein ebener Spiegel angebracht, der mit außerordentlicher Geschwindigkeit um eine zur Ebene der Zeichnung senkrechte Axe gedreht werden kann. Bei H und H' sind zwei Hohlspiegel aufgestellt, deren Krümmungsmittelpunkte genau mit dem Punkt B

zusam
beide
geko
We
unv

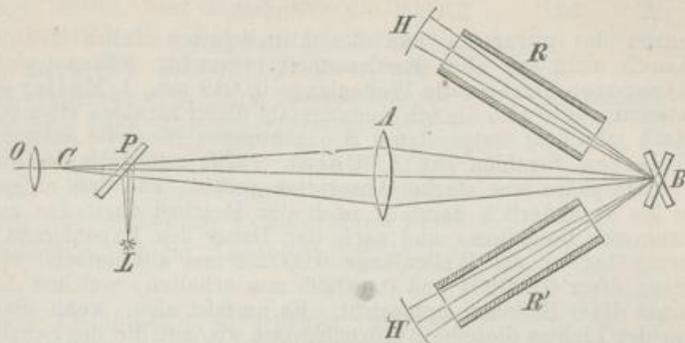
welc
wird
wird
einig
werd
Bild
rühr
zurü
in ei
komm
(verg
gesch
Sind
von
gesch
den
ande
schie
gerin

Die
die
erzet
Luft
Lich
den
viole

Schw
den
Medi
Verzi
Strah
im le
Schw
J

zusammenfallen. Infolgedessen wird jeder von dem Spiegel *B* nach einem der beiden Hohlspiegel reflektierte Lichtstrahl auf demselben Wege, auf welchem er gekommen, nach *B* zurückgeworfen. Wenn daher, während der Lichtstrahl den Weg *BHB* oder *BH'B* hin und zurück durchläuft, der Planspiegel seine Stellung unverändert beibehalten hat, so werden die Strahlen auf demselben Wege, auf

Fig. 183.



welchem sie gekommen, durch *A* nach *P* zurückgelangen. Ein Teil derselben wird von der Glasplatte *P* nach *L* zurückgeworfen werden, ein anderer Teil aber wird die Glasplatte durchdringen und sich bei *C* zu einem Bilde des Punktes *L* vereinigen, welches durch ein mit einem Fadenkreuz versehenes Okular *O* beobachtet werden kann. Bei sehr schneller Rotation des Spiegels *B* erleidet nun dieses Bild eine Verschiebung im Sinne der Drehung des Spiegels. Diese Verschiebung rührt davon her, daß sich der Spiegel, während der Lichtstrahl den Weg *BHB* zurücklegte, um einen meßbaren Winkel gedreht hat und infolgedessen die Strahlen in einer Richtung nach *A* zurücksendete, welche von der Richtung, in der sie gekommen waren, um den doppelten Drehungswinkel des Spiegels verschieden war (vergl. §§ 135 und 280). Zwischen *B* und *H*, *H'* sind nun die Röhren *R*, *R'* eingeschaltet, welche an ihren Enden mit ebenen Glasplatten verschlossen sind. Sind beide Röhren mit Luft, oder beide mit Wasser gefüllt, so werden die beiden von den Spiegeln *H* und *H'* herrührenden Bilder *C* und *C'* bei jeder Drehungsgeschwindigkeit des Spiegels *B* eine gleiche Verschiebung erleiden, dieselben werden sich also decken. Enthält aber eine der beiden Röhren, z. B. *R*, Luft, die andere *R'* Wasser, so zeigt das von *H* herrührende Bild eine größere Verschiebung als das andere, woraus folgt, daß sich die Lichtstrahlen im Wasser mit geringerer Geschwindigkeit fortpflanzen haben als in der Luft.

§ 178. Erklärung der Farben durch die Undulationstheorie.

Die verschiedenen Farben erklären sich nach der Undulationstheorie durch die verschiedene Wellenlänge und Schwingungsdauer der dieselben erzeugenden Ätherwellen, entsprechend den verschiedenen Tönen bei den Luftwellen. Auf welche Weise man dazu gelangt ist, die Wellenlänge der Lichtwellen zu messen, wird unten (§§ 179, 181) erörtert werden. Unter den sichtbaren Strahlen des Spektrums besitzen die roten die größte, die violetten die kleinste Wellenlänge und Schwingungsdauer.

Zwischen der Wellenlänge λ , der Fortpflanzungsgeschwindigkeit c und der Schwingungszahl n besteht (§ 109) die Beziehung $c = n\lambda$. Im leeren Raum werden alle Lichtwellen mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzt; in lichtbrechenden Medien dagegen erleidet die Geschwindigkeit der kürzeren Wellen eine größere Verzögerung als die der längeren, woraus sich die verschiedene Brechbarkeit der Strahlen des Spektrums erklärt. Die den hauptsächlichsten Fraunhoferschen Linien im leeren Raum entsprechenden Wellenlängen und die daraus sich ergebenden Schwingungszahlen in jeder Sekunde sind in der folgenden Tabelle enthalten.

Die Wellenlängen λ sind in milliontel Millimetern, die Schwingungszahlen n in Billionen ausgedrückt:

	λ	n		λ	n
Rot		Bill.			Bill.
<i>A</i>	768	395	<i>b</i>	516	582
<i>B</i>	687	437	<i>F</i>	486	616
<i>C</i>	656	458	<i>G</i>	431	695
<i>D</i>	589	509	<i>H</i>	397	756
<i>E</i>	527	570	Violett.		

Die Grenzen des ultraroten und des ultravioletten Teiles des Spektrums (§ 152) sind noch nicht mit aller Bestimmtheit erforscht. Fizeau giebt für die äußersten ultraroten Strahlen die Wellenlänge 0,0019 mm, J. Müller 0,0048 mm an; nach letzterem würde also die Schwingungszahl dieser Strahlen etwa 60 Billionen betragen. Nach jahrelang fortgesetzten Beobachtungen über die äußerste Grenze der ultravioletten Strahlen hat A. Cornu (1879) mitgeteilt, daß auf diese Strahlen die Atmosphäre eine starke Absorption ausübt, und daß außerdem sich diese Grenze als veränderlich darstellt nach der Beschaffenheit des zum Photographieren benutzten Collodiums und nach der Dauer des Exponierens. Für die äußerste Grenze hat er die Wellenlänge 0,000293 mm nur äußerst selten, und zwar um Mittag, öfter 0,000294 und 0,000295 mm erhalten, welchen Längen die Schwingungszahl 1000 Billionen entspricht. Es umfaßt also, wenn man auf die Schwingungen des Lichtes dieselbe Ausdrucksweise wie auf die des Schalles (§ 114) anwendet, das ultrarote Spektrum etwa vier Oktaven, das ultraviolette nur ein Quartintervall. Trotzdem erscheint das letztere fast ebenso lang wie das erstere; die Erklärung dafür ist, daß die am meisten brechbaren Strahlen auch durch die Brechung am meisten zerstreut werden. Auf gleiche Weise erklärt sich, daß in der Oktave der sichtbaren Strahlen die Strahlen mit niederen Schwingungszahlen, d. i. die roten und gelben Strahlen, zusammengedrängter erscheinen und einen geringeren Raum einnehmen, als die blauen und violetten, denen die höheren Schwingungszahlen zukommen.

Aus Untersuchungen von Kundt (1888) über das Lichtbrechungsvermögen der Metalle, angestellt in Metallprismen von sehr spitzen Winkeln, geht hervor, daß eine wenigstens angenäherte Proportionalität zwischen der Lichtgeschwindigkeit und der Leitungsfähigkeit für Wärme und Elektrizität (§ 232) für die Metalle besteht. Setzt man die Geschwindigkeit des roten Lichtes in Silber gleich 100, so erhält man für dieselbe in Gold 71, in Kupfer 60, in Platin 15,3, in Eisen 14,9, in Nickel 12,4, in Wismut 10,3.

§ 179. Interferenz der Lichtwellen. In der allgemeinen Theorie der Wellenbewegung ist gezeigt worden (§ 110), wie zwei Wellensysteme sich gegenseitig verstärken oder aufheben können, je nachdem sie mit gleichen oder entgegengesetzten Schwingungsphasen zusammentreffen, und in der Akustik (§§ 124 und 125) sind die daraus zu erklärenden Interferenzerscheinungen der Schallwellen erläutert worden. Die Interferenzerscheinungen des Lichts, deren Erklärung durch die Newtonsche Emissionstheorie große Schwierigkeiten darbot, haben in der Undulationstheorie ihre vollständige Erklärung gefunden, und gerade diese Klasse von Erscheinungen ist es, welche zuerst der Undulationstheorie Eingang verschafft hat.

Es seien *A* und *B* (Fig. 184) zwei leuchtende Punkte, deren Schwingungen sich stets in gleicher Phase befinden. Die Ebene des Schirmes *CD* sei der Verbindungslinie beider Punkte *AB* parallel. In dem von *A* und *B* gleichweit entfernten Punkt *E* werden die von *A* und *B* ausgehenden Wellen stets mit gleicher Schwingungsphase anlangen, werden einander also gegenseitig verstärken. Beträgt dagegen für den etwas seitlich gelegenen Punkt *F* die Differenz der Entfernungen $AF - BF = AK$ gerade eine halbe Wellenlänge, so werden die von *A* und *B* mit gleicher Schwingungsphase ausgehenden Strahlen in *F* stets mit entgegengesetzter Schwingungsphase zusammentreffen, also einander aufheben. Dasselbe gilt von dem Punkt *F'*. Dagegen tritt eine Verstärkung

$$AF^2 = a^2 + \left(\frac{b+d}{2}\right)^2,$$

$$BF^2 = a^2 + \left(\frac{b-d}{2}\right)^2,$$

mithin:

$$AF^2 - BF^2 = \left(\frac{b+d}{2}\right)^2 - \left(\frac{b-d}{2}\right)^2 = bd,$$

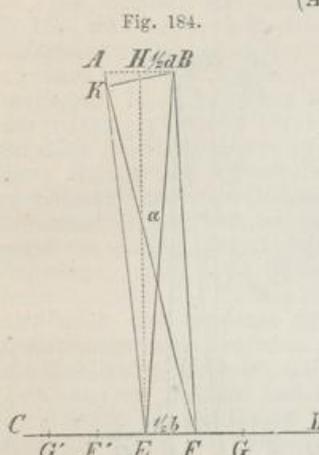
oder:

$$(AF + BF)(AF - BF) = bd.$$

Für $AF + BF$ darf ohne merklichen Fehler $2a$ gesetzt werden; soll bei F Vernichtung des Lichtes durch Interferenz stattfinden, so muß der Gangunterschied $AF - BF = \frac{1}{2} \lambda$ sein; es ergibt sich also:

$$a\lambda = bd \text{ und } \lambda = \frac{bd}{a}.$$

Da die Wellenlänge für rote Strahlen größer ist als für violette, so werden bei Anwendung des roten Lichtes die Interferenzfransen etwas breiter erscheinen als bei violettem Licht. Die durch weißes Licht erzeugten Interferenzfransen erscheinen daher nicht einfach hell und dunkel, sondern mit Ausnahme des mittelsten hellen Streifens, farbig gesäumt, so daß die hellen Streifen auf der äußeren Seite einen roten, auf der inneren einen violetten Saum zeigen.



§ 180. Interferenzfarben dünner Blättchen. Newtons Farbenringe (1675). Legt man auf eine ebene Spiegelglasplatte eine zweite Glasplatte, welche auf ihrer unteren Seite sehr schwach konvex geschliffen ist, so werden sich beide Platten nur in einem Punkt berühren. Betrachtet man die Berührungsstelle im reflektierten Licht, so erscheint dieselbe von einem System farbiger Ringe umgeben, welche in einer regelmäßigen Farbenfolge abwechseln und nach außen immer blasser werden, so daß man etwa 4—5 hellere und dunklere Ringe unterscheidet. Wendet man anstatt des weißen Tages- oder Lampenlichtes das einfarbige Licht einer durch Natron oder Lithion gefärbten Weingeistflamme an (§ 149), so erblickt man eine weit größere Zahl abwechselnd heller und dunkler Ringe, welche bei rotem Licht in größeren, bei gelbem Licht in kleineren, bei Anwendung blauen oder violetten Lichtes in noch kleineren Intervallen auf einander folgen. Die Entstehung dieser Ringe erklärt sich durch die Interferenz der Lichtstrahlen, welche an der vorderen und an der hinteren Fläche der zwischen beiden Platten befindlichen dünnen Luftschicht zurückgeworfen worden sind, indem letztere einen größeren Weg zurückgelegt haben als erstere. Der Gangunterschied, und mithin auch der Unterschied der Schwingungsphasen beider Lichtstrahlen wächst mit der Dicke der Luftschicht. An der Berührungsstelle ist derselbe Null. Der erste dunkle Ring entspricht einem Gangunterschied von einer halben Wellenlänge, der folgende helle Ring einem Gangunterschied von einer ganzen Wellenlänge u. s. f. Da die Wellenlänge der roten Strahlen größer ist als die der violetten, so wird einer Wellenlänge der ersteren eine größere Dicke der Luftschicht entsprechen als bei letzteren. Die Ringe zeigen daher im homogenen Licht verschiedenen Durchmesser. Bei Anwendung weißen Lichtes erblickt man gleichsam die Übereinanderlagerung der den verschiedenen Farben entsprechenden Ringsysteme, und es bleiben nur die

innersten Ringe sichtbar, weil in größerer Entfernung vom Mittelpunkt die verschiedenen über einander gelagerten Farben sich mehr zu weißem Licht ergänzen.

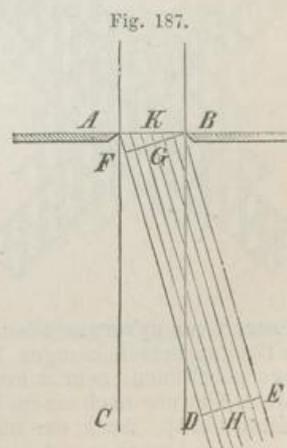
Im durchgehenden Licht erscheint die Berührungsstelle ebenfalls von Farbenringen umgeben, welche von einer Interferenz der direkt durchgegangenen mit zweimal zurückgeworfenen Strahlen herrühren. Dieselben sind aber blasser als im reflektierten Licht, weil die Intensität der direkten Strahlen überwiegend ist.

Ähnliche Farbenercheinungen werden an sehr dünnen Blättchen durchsichtiger Körper häufig beobachtet. Dahin gehören die Farben dünner Häutchen von Seifenwasser (Seifenblasen), die Farbenercheinungen, welche sich oft an der Oberfläche alten, verwitterten Glases zeigen, wobei sich dünne Blättchen von der Oberfläche desselben ablösen, oder im Innern feine Risse entstehen; das bunte Farbenspiel einer sehr dünnen, auf Wasser ausgebreiteten Schicht von Terpentinöl, Nobilis Farbenringe (vergl. § 341), u. s. w.

§ 181. Beugung des Lichtes oder Diffraktion. Mit den in § 179 besprochenen Interferenzerscheinungen stehen die Erscheinungen der Beugung oder Diffraktion des Lichtes in engem Zusammenhang. Läßt man ein Bündel paralleler Lichtstrahlen durch eine sehr enge Öffnung oder einen schmalen Spalt in ein dunkles Zimmer fallen, so erhält man auf einem gegenüberstehenden Schirm anstatt einer schmalen Lichtlinie von der Breite des Spaltes einen breiteren Lichtstreif, der von abwechselnd hellen und dunklen Interferenzfransen gesäumt ist. Wird zwischen Spalt und Schirm ein schmaler, dunkler Körper, z. B. ein Draht gebracht, dessen Richtung dem Spalt parallel ist, so erscheint in der Mitte des erzeugten Schattens ein heller Streif. Diese zuerst von Grimaldi († 1663) beobachteten Erscheinungen erklären sich durch die seitliche Ausbreitung und Interferenz der durch den Spalt einfallenden Ätherwellen. Jeder Punkt des Spaltes, der von den von außenher kommenden Lichtwellen getroffen wird, kann nämlich als Erschütterungsmittelpunkt betrachtet werden, von dem aus sich eine neue Welle nach allen Richtungen hin ausbreitet (vergl. § 176), und daß bei größerer Breite des Spaltes die Fortpflanzung der Lichtwellen nur in geradliniger Richtung stattfindet, rührt, wie Fresnel (1821) gezeigt hat, lediglich daher, daß in jeder anderen Richtung die von den verschiedenen Punkten des Spaltes herrührenden Ätherwellen sich durch gegenseitige Interferenz vernichten.

Fällt z. B. durch den Spalt AB (Fig. 187) eine ebene Lichtwelle in senkrechter Richtung ein, so werden sich alle auf der Linie AB liegenden Äthertheilchen in gleichen Schwingungsphasen befinden; dasselbe gilt von allen Teilen eines in der Richtung der einfallenden Strahlen AC fortgepflanzten Strahlenbündels. Betrachtet man hingegen ein in einer anderen Richtung, z. B. $AD \parallel BE$, fortgepflanztes Strahlenbündel, so werden die von den einzelnen Teilen des Spaltes AB herrührenden Teile desselben einen Gangunterschied besitzen, welcher mit der Größe des Beugungswinkels CAD wächst. Beträgt z. B. der Gangunterschied der Randstrahlen AD und BE , AF , eine Wellenlänge, so kann man sich das Strahlenbündel in zwei Bündel zerlegt denken, die von AK und von KB herrühren, und deren entsprechende Teile einen Gangunterschied von $\frac{1}{2} \lambda$ besitzen, sich

also, wenn sie in einem entfernten Punkt zur Interferenz gelangen, gegenseitig aufheben. Je breiter der Spalt, desto kleiner wird



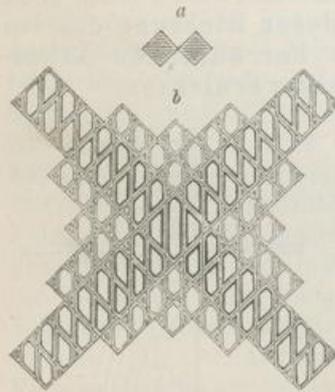
der Beugungswinkel sein, für welchen diese Vernichtung eintritt. Bei einem größeren Beugungswinkel, für welchen $AF = \frac{3}{2} \lambda$ ist, wird man sich das Strahlenbündel in drei Teile zerlegt denken können, von denen sich zwei durch Interferenz aufheben, so daß nur $\frac{1}{3}$ übrigbleibt u. s. f.; man erhält daher bei einem schmalen Spalt abwechselnd dunkle und helle Streifen mit schnell abnehmender Intensität. (Aus der Wellentheorie folgt, daß die Intensität des Lichtes dem Quadrat der Schwingungsamplitude proportional ist, daher stehen die Helligkeitsmaxima der Beugungsstreifen, welche den Schwingungsamplituden $1, \frac{1}{3}, \frac{1}{5}$ u. s. w.

entsprechen, im Intensitätsverhältnis $1 : \frac{1}{9} : \frac{1}{25}$ u. s. w.). Infolge der verschiedenen Wellenlänge der roten und violetten Strahlen fallen die Intensitätsmaxima ihrer Beugungsstreifen nicht genau zusammen. Es erscheinen deshalb die durch weißes Licht erzeugten Beugungsfransen farbig gesäumt.

Es ist ersichtlich, daß bei einigermaßen größerer Breite des Spaltes schon bei sehr kleinen Beugungswinkeln eine fast vollständige Vernichtung der Lichtwellen durch Interferenz stattfindet.

Mehr zusammengesetzte Erscheinungen werden erzeugt, wenn anstatt einer einzigen engen Öffnung oder eines Spaltes zwei oder mehrere regelmäßig gestaltete Öffnungen vorhanden sind, und die von den verschiedenen Öffnungen herührenden Lichtbündel unter einander zur Interferenz gelangen. Die Theorie dieser merkwürdigen und schönen Interferenzerscheinungen ist von Fresnel, Fraunhofer, Schwerd (1835) u. a. vollständig entwickelt und mit der Erfahrung in völliger Übereinstimmung gefunden worden. Dieselben werden am besten mittelst der von Fraunhofer angegebenen Methode beobachtet. Man sieht durch ein Fernrohr nach einem entfernten, leuchtenden Punkt, z. B. nach dem durch Reflexion an einem Glas- oder Metallknopf erzeugten Sonnenbildchen. Mittelst einer über das Objektiv des Fernrohrs geschobenen Fassung können verschiedene Schirme vor demselben angebracht werden, in welchen kleine Öffnungen zur Erzeugung der Beugungserscheinungen angebracht sind. Diese Öffnungen werden zweckmäßig in einem auf Glas geklebten Stanniolblatt ausgeschnitten. Die durch dieselben eindringenden Strahlen gelangen in der Fokalebene des Fernrohrs zur Interferenz, und die Interferenzerscheinungen werden durch das Okular des Fernrohrs beobachtet. So erzeugen z. B. zwei quadratische Öffnungen (Fig. 188a) die Beugungserscheinung (Fig. 188b), und zwar sind die dunklen Fransens, bei Anwendung von weißem Licht, mit prismatischen Farben gesäumt. Besonders bemerkenswert sind die Beugungserscheinungen, welche durch ein aus sehr zahlreichen, parallelen und gleichweit entfernten Linien gebildetes Gitter hervorgebracht werden. Im homogenen Licht erzeugt nämlich ein solches Gitter ein System scharf begrenzter, schmaler Lichtlinien; im weißen Licht aber erblickt man außer der hellen Centrallinie jederseits eine Reihe von Spektren, welche als Beugungsspektren erster, zweiter, dritter, u. s. w. Ordnung unterschieden werden und in denen, bei Anwendung hinreichend feiner Gitter, die Fraunhoferschen Linien deutlich erkennbar sind. Solcher Beugungsspektren, die mittelst auf berulste Glasplatten geritzter Gitter erzeugt waren, bediente sich Fraunhofer (1821), um aus den Beugungswinkeln der einzelnen Spektrallinien die Wellenlänge der entsprechenden Lichtstrahlen mit

Fig. 188.

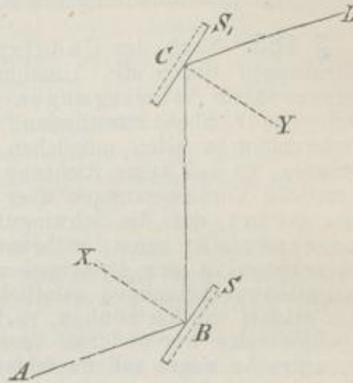


größter Genauigkeit zu bestimmen (§ 178). — In minderer Vollkommenheit werden die Beugungserscheinungen bereits sichtbar, wenn man durch einen dicht vor das Auge gehaltenen, sehr schmalen Spalt, oder ein feines, aus parallelen Fäden gebildetes Gewebe nach einem leuchtenden Punkt, oder einer etwas entfernten Kerzenflamme blickt. Auch das irisierende Farbenspiel der Perlmutter, welches durch die aus feinen Lamellen gebildete Struktur derselben erzeugt wird, gehört hierher.

Polarisation und Doppelbrechung.

§ 182. Polarisation des Lichtes durch Reflexion (Malus, 1808). Auf einen Spiegel von schwarzem Glas S (Fig. 189) falle ein Lichtstrahl AB unter einem Einfallswinkel von 55° . Derselbe wird in der Richtung BC zurückgeworfen und trifft den zweiten Glasspiegel S_1 , dessen Ebene der des ersten Spiegels parallel ist. Der Strahl BC wird weiter nach CD reflektiert. Ist der Spiegel S einer hell erleuchteten Fläche zugekehrt, so wird ein von D gegen S_1 sehender Beobachter ein helles Gesichtsfeld erblicken, sobald die Reflexionsebenen beider Spiegel ABC und BCD zusammenfallen. Dreht man jetzt, während S fest stehen bleibt, den Spiegel S_1 um die Richtung des Strahles BC als Axe, so daß der Einfallswinkel stets derselbe bleibt, so beginnt sich das Gesichtsfeld zu verdunkeln und erscheint völlig dunkel, wenn der Spiegel S_1 um 90° gedreht wird, so daß sich die Reflexionsebenen beider Spiegel rechtwinklig kreuzen. Nach abermaliger Drehung um 90° erreicht

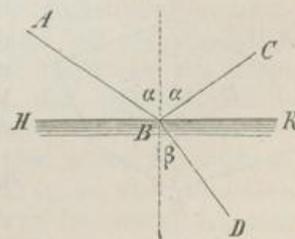
Fig. 189.



das reflektierte Licht von neuem seine größte Helligkeit und verschwindet abermals, nachdem der Drehungswinkel 270° erreicht hat. Es folgt aus dieser Erscheinung, daß der unter dem Winkel von 55° von einer Glasplatte zurückgeworfene Lichtstrahl eine besondere Eigenschaft besitzt, welche ihn von einem gewöhnlichen Lichtstrahl unterscheidet. Während ein solcher in jeder Ebene auf völlig gleiche Weise reflektiert wird, tritt bei jenem eine gewisse Seitlichkeit auf, indem er in der Richtung der ersten Reflexionsebene ein anderes Verhalten bei der zweiten Reflexion zeigt als in der darauf senkrechten Ebene. Um dieses Verhalten kurz zu bezeichnen, sagt man, der Lichtstrahl sei in der Reflexionsebene polarisiert. Die Ebene, in welcher der Strahl polarisiert ist, heißt seine Polarisationsebene, der Winkel, unter welchem der Strahl reflektiert werden muß, um vollständig polarisiert zu werden, der Polarisationwinkel für die reflektierende Substanz; bei Glas beträgt der Polarisationwinkel 55° . Geschieht die Reflexion unter einem größeren oder kleineren Winkel, so ist die Polarisation eine unvollständige, d. h. bei gekreuzten Reflexionsebenen beider Spiegel findet wohl eine Verminderung der Lichtstärke, nicht aber eine vollständige Auslöschung des Lichtstrahles statt.

Die Polarisation tritt bei jeder regelmässigen Reflexion des Lichtes ein, wenn dasselbe nicht lotrecht einfällt. Der Winkel der vollständigen Polarisation ist bei den verschiedenen Substanzen verschieden. Bei durchsichtigen Substanzen findet ein merkwürdiger, zuerst von Brewster (1815) nachgewiesener, Zusammenhang zwischen dem Polarisationwinkel und dem Brechungsexponenten statt. Ist nämlich (Fig. 190) AB der einfallende, BC der zurückgeworfene, BD der gebrochene Strahl, so ist die Polarisation vollständig bei demjenigen Einfallswinkel, für welchen der von dem zurückgeworfenen und dem gebrochenen Strahl eingeschlossene Winkel CBD ein rechter ist. Es folgt daraus, daß wenn der Polarisationwinkel einer Substanz bekannt ist, das

Fig. 190.

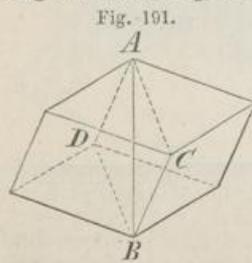


Brechungsverhältnis gefunden werden kann und umgekehrt. Es ist nämlich, wenn α den Polarisationswinkel, n das Brechungsverhältnis bezeichnet, $n = \tan \alpha$. Bei Reflexion an Metallen und gewissen anderen, undurchsichtigen Körpern findet stets nur eine teilweise Polarisation des Lichtes statt.

Auch ein durch eine Glasplatte unter schieferm Einfallswinkel hindurchgegangener Lichtstrahl zeigt sich polarisiert und zwar in einer Ebene, welche zur Brechungsebene senkrecht steht. Doch ist die Polarisation, selbst wenn der Eintritt des Lichtstrahls unter dem Polarisationswinkel stattfindet, stets nur eine unvollständige. Um eine nahezu vollkommene Polarisation durch Brechung zu erhalten, muß man den Lichtstrahl durch eine größere Anzahl über einander geschichteter, paralleler Platten hindurchgehen lassen.

§ 183. Nach der Undulationstheorie erklären sich die Polarisationserscheinungen durch die Annahme, daß in einem polarisierten Lichtstrahl die transversalen Schwingungen sämtlicher Ätherteilchen in paralleler Richtung, also in einer Ebene stattfinden, während in einem natürlichen Lichtstrahl die Schwingungen in allen möglichen Ebenen rings um die Richtung des Strahles stattfinden, so daß keine Richtung bevorzugt ist. Fresnel wurde durch gewisse theoretische Voraussetzungen über die Beschaffenheit des Lichtäthers zu der Annahme geführt, daß die Schwingungen sämtlicher Ätherteilchen zur Polarisationsebene senkrecht seien, während nach der Annahme Neumanns u. a. die Schwingungen in der Polarisationsebene stattfinden. Da die bisher bekannten Polarisationserscheinungen sämtlich durch beide Annahmen auf gleich genügende Weise erklärt werden können, so ist es bis jetzt nicht möglich, über die Richtigkeit einer oder der anderen Ansicht endgültig zu entscheiden. Nur der Kürze des Ausdrucks wegen soll im folgenden die Vorstellung zu Grunde gelegt werden, daß die Schwingungsebene der Ätherteilchen mit der Polarisationsebene zusammenfalle. — Ein Spiegel würde demnach unter dem Polarisationswinkel nur solche Ätherschwingungen zu reflektieren imstande sein, welche in der Reflexionsebene stattfinden, nicht aber solche, die zur Reflexionsebene senkrecht sind. — Jede Schwingung eines Ätherteilchens im einfallenden Strahl wird man in zwei auf einander rechtwinklige Komponenten zerlegen können, von denen die eine in der Reflexionsebene liegt, die andere zu derselben senkrecht ist. Nur die erste wird reflektiert, die zweite wird bei der Reflexion ausgelöscht. Trifft ein bereits polarisierter Strahl auf einen zweiten Spiegel unter dem Polarisationswinkel, so wird derselbe reflektiert, wenn die Schwingungen in der Reflexionsebene stattfinden, vollständig ausgelöscht, wenn sie zu derselben senkrecht sind. In jedem anderen Fall wird nur die in der Reflexionsebene liegende Komponente der Schwingungen reflektiert.

§ 184. Doppelbrechung im Kalkspat. Alle durchsichtigen Krystalle, welche nicht dem regulären System angehören, besitzen die merkwürdige Eigenschaft, die in ihr Inneres eindringenden Lichtstrahlen nicht, wie andere durchsichtige Körper, nach dem Snellius'schen Gesetz (§ 141) abzulenken, sondern im allgemeinen jeden einfallenden Strahl in zwei Strahlen zu zerlegen, welche sich im Innern des Krystalls nach verschiedenen Richtungen und mit verschiedenen Geschwindigkeiten fortpflanzen. Am auffallendsten und am längsten bekannt (Bartholin, 1669) ist diese Erscheinung der Doppelbrechung des Lichtes an den großen und völlig durchsichtigen Kalkspatkrystallen, welche sich namentlich auf der Insel Island in größter Vollkommenheit vorfinden und von diesem Fundort und der erwähnten Eigenschaft den Namen des isländischen Doppelspats erhalten haben. Der Kalkspat krystallisiert in der rhomboedrischen Abteilung des hexagonalen Krystallsystems (§ 25)



und besitzt eine vorzügliche Spaltbarkeit (§ 22) nach drei Richtungen, welche den Flächen des Hauptrhomboeders (Fig. 191) parallel sind. Der Kantenwinkel

tholin, 1669) ist diese Erscheinung der Doppelbrechung des Lichtes an den großen und völlig durchsichtigen Kalkspatkrystallen, welche sich namentlich auf der Insel Island in größter Vollkommenheit vorfinden und von diesem Fundort und der erwähnten Eigenschaft den Namen des isländischen Doppelspats erhalten haben. Der Kalkspat krystallisiert in der rhomboedrischen Abteilung des hexagonalen Krystallsystems (§ 25)

der
749
Ka
die
halt
heiß
eine
begri
auff
in d
Axe
eint
ders
daru
wird

dem
rifi
sch
senk
auf
diese
ord
das
aufse
man
der
erbli
versc
schr
schn
men
Lich
schn
stärk
Dies
Inne
des
sind
pflan
polar
digk
ebene
Krys
Strah
ebene
zweit
dage
austr
schn

der stumpfen Endkanten beträgt $105^{\circ} 5'$, der der schärferen Seitenkanten $74^{\circ} 55'$. Sind die Flächen eines Kalkspatkrystalls sämtlich Rhomben, also die Kanten einander gleich, so ist die Verbindungslinie der stumpfen Ecken AB die krystallographische Hauptaxe des Rhomboeders. Jede die Hauptaxe enthaltende, oder ihr parallel durch den Krystall gelegte Ebene, z. B. $ACBD$, heißt ein Hauptschnitt des Krystalls. Schleift man aus dem Krystall eine Platte, welche von zwei parallelen, zur Hauptaxe senkrechten Ebenen begrenzt wird, so läßt dieselbe einen in der Richtung der Hauptaxe auffallenden Strahl unzerlegt und ungebrochen hindurchgehen. Diese auch in optischer Hinsicht ausgezeichnete Richtung heißt daher die optische Axe des Krystalls. In jeder anderen Richtung wird der in den Krystall eintretende Strahl, selbst bei senkrechtem Einfall, in zwei zerlegt. Einer derselben befolgt das Snelliussche Brechungsgesetz (§ 141) und heißt darum der ordentliche Strahl, der andere außerordentliche Strahl wird nach einem weniger einfachen Gesetz (vergl. § 186) gebrochen.

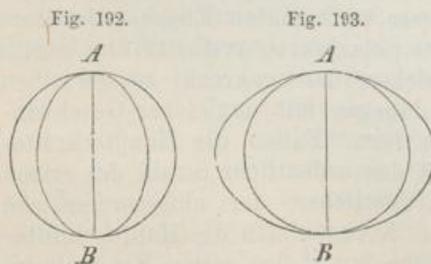
§ 185. Polarisation durch Doppelbrechung. Die beiden aus dem Kalkspatkrystall austretenden Strahlen zeigen sich vollständig polarisiert und zwar der ordentliche Strahl in der Ebene des Hauptschnittes, der außerordentliche Strahl in einer auf dem Hauptschnitt senkrechten Ebene. Legt man ein Kalkspatrhomboeder auf ein Papierblatt, auf welchem ein schwarzer Punkt gezeichnet ist, so sieht man zwei Bilder dieses Punktes, das eine dem ordentlichen, das andere dem außerordentlichen Strahl entsprechend. Dreht man den Krystall, so scheint das dem ordentlichen Strahl entsprechende Bild stillzustehen, während das außerordentliche sich um das ordentliche herumzubewegen scheint. Legt man auf den Krystall einen zweiten, so wird dadurch im allgemeinen jedes der beiden Bilder wieder in zwei zerlegt, so daß man im ganzen vier Bilder erblickt. Dreht man den oberen Krystall, während der untere fest liegt, so verschwinden abwechselnd zwei von den vier Bildern, so oft die Hauptschnittsebenen beider Krystalle parallel sind, oder sich rechtwinklig durchschneiden. Dreht man den oberen Krystall aus einer dieser Lagen, so kommen die verschwundenen Bilder wieder zum Vorschein und nehmen an Lichtstärke zu, während die anderen blässer werden, so daß, wenn die Hauptschnittsebenen einen Winkel von 45° bilden, alle vier Bilder gleiche Lichtstärke besitzen, und bei weiterer Drehung das zweite Paar verschwindet. Diese Erscheinungen erklären sich dadurch, daß der Krystall in seinem Innern nur Strahlen fortzupflanzen vermag, welche entweder in der Ebene des Hauptschnitts, oder in einer auf dieser senkrechten Ebene polarisiert sind. Der in der Ebene des Hauptschnitts polarisierte ordentliche Strahl pflanzt sich in allen Richtungen mit gleicher, der senkrecht zu derselben polarisierte außerordentliche Strahl dagegen mit ungleicher Geschwindigkeit in den verschiedenen Richtungen fort. Fallen die Hauptschnittsebenen beider Krystalle zusammen, so wird der ordentliche Strahl des ersten Krystalls ohne weitere Zerlegung als ordentlicher, der außerordentliche Strahl als außerordentlicher fortgepflanzt. Kreuzen sich die Hauptschnittsebenen rechtwinklig, so wird der ordentliche Strahl des ersten Krystalls im zweiten zum außerordentlichen und umgekehrt. Kreuzen sich dieselben dagegen unter schiefen Winkeln, so wird jeder der aus dem ersten Krystall austretenden Strahlen wieder in zwei Strahlen zerlegt, die nach der Hauptschnittsebene und der darauf senkrechten Ebene polarisiert sind.

Wie der Kalkspat, so zeigen sich alle durchsichtigen Krystalle, welche nicht dem regulären System angehören, doppelbrechend. Die Krystalle des quadratischen und hexagonalen Systems (§ 25), welche eine kristallographische Hauptaxe besitzen, haben auch, wie der Kalkspat, eine optische Axe. Über das Verhalten der übrigen, sogenannten optisch zweiaxigen Krystalle s. unten § 187.

Bei manchen Krystallen, z. B. beim Turmalin (vergl. § 286), erleiden die Erscheinungen der Doppelbrechung dadurch eine Änderung, daß einer der beiden Strahlen, beim Turmalin der ordentliche, vom Krystall in stärkerem Grade absorbiert wird, so daß er, besonders bei den rotbraunen Turmalinen, durch Absorption fast völlig ausgelöscht und nur der außerordentliche Strahl hindurchgelassen wird. Eine parallel zur Säulenaxe geschliffene Turmalinplatte erscheint mit brauner oder grünlicher Farbe durchsichtig; das hindurchgegangene Licht ist fast vollständig in einer zur Säulenaxe senkrechten Ebene polarisiert. Legt man daher zwei solche Platten so über einander, daß ihre Säulenaxen parallel sind, so erscheinen dieselben durchsichtig; wird dagegen eine von beiden Platten in ihrer Ebene um 90° gedreht, so daß die Richtungen der Säulenaxen sich rechtwinklig kreuzen, so erscheinen sie vollkommen undurchsichtig, weil der von der ersten Platte hindurchgelassene Lichtstrahl von der zweiten absorbiert wird (Turmalinzange).

Manche Krystalle besitzen in der Richtung der optischen Hauptaxe ein anderes Absorptionsvermögen für gewisse Farbenstrahlen, als in der darauf senkrechten Richtung und erscheinen daher verschiedenfarbig oder dichroitisch, je nach der Richtung, nach welcher man hindurchsieht. Der dem rhombischen Krystallsystem angehörige, daher optisch zweiaxige Dichroit zeigt nicht selten drei verschiedene Farben in drei auf einander senkrechten Richtungen. Die beiden senkrecht zu einander polarisierten Lichtstrahlen zeigen sich, getrennt untersucht, verschiedenfarbig (Haidingers dichroskopische Lupe).

§ 186. Erklärung der Doppelbrechung nach der Undulationstheorie; positive und negative Krystalle. Obgleich schon Huygens (1691) ein richtiges Erklärungsprinzip für die Erscheinungen der Doppelbrechung in Krystallen mit Hilfe der Undulationstheorie aufgestellt hatte, so haben die damit verbundenen Erscheinungen doch erst in neuerer Zeit, nachdem Malus (1808) die Polarisation des Lichtes durch Reflexion entdeckt hatte, ihre völlige Aufklärung durch die experimentellen und theoretischen Untersuchungen von Fresnel, Neumann, Cauchy, Brewster, Biot u. a. gefunden. — Infolge des Einflusses, welchen die Teilchen des Lichtäthers im Innern der durchsichtigen Körper von den ponderablen Massenteilen erfahren, ist die Elasticität des Äthers nicht nach allen Richtungen gleich. In Krystallen mit einer Hauptaxe ist dieselbe in der Richtung dieser Hauptaxe entweder größer oder kleiner, als in einer darauf senkrechten Richtung. Infolge dieser Eigenschaft zerlegt sich jede in den Krystall eintretende Ätherwelle, wie mit Hilfe der mathematischen Analyse gezeigt wird, in zwei Wellen, von welchen eine dem ordentlichen Strahl entspricht und sich nach allen Richtungen mit gleicher Geschwindigkeit ausbreitet, während die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der anderen, dem außerordentlichen Strahl entsprechenden Welle in den verschiedenen Richtungen verschieden ist. Wenn die Schwingungen von einem Punkt im Innern des Krystalls erregt werden, so wird sich infolgedessen die erstere Welle in Kugelform nach allen Richtungen ausbreiten, während die letztere die Gestalt eines verlängerten oder abgeplatteten Umdrehungsellipsoids besitzt, je nachdem die Fortpflanzung des außerordentlichen Strahles in der Richtung der Hauptaxe schneller oder langsamer erfolgt, als in der darauf senkrechten Richtung. Im ersten Fall (Fig. 192) heißt der Krystall ein positiver, z. B. Bergkrystall, im zweiten (Fig. 193) ein negativer, z. B. Kalkspat. Um die Wellen-

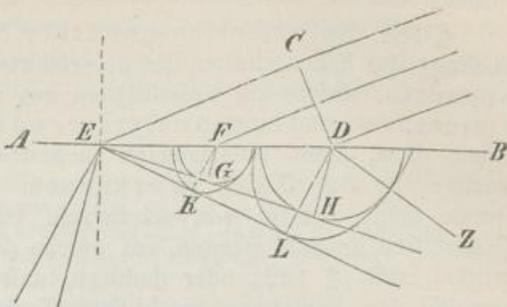


flächen zu erhalten, muß man sich die Figuren um die Hauptaxe AB gedreht denken. In der Richtung AB pflanzen sich beide Wellen stets mit gleicher Geschwindigkeit fort, beide Wellenflächen berühren sich daher in den der Richtung der Hauptaxe entsprechenden Polen.

gend
(neg
ein
welc
soll
Brec
des
Vom
gleich
sphä
im K
den
nach
sich
zu e
EGH
orden
sich
Brec
DH
Die
EK
richt
in de
zusam
Eben
aus,
Linie
senk
sichtl
der
verhä
Bergk
schw
Verh
kline
habe
des
Wert
matis
zeit
Polar
denen
welch
schne
jeder
legt,
sich
von
so da
bezei
V
Dopp
in zw
Krys
von d

Die Doppelbrechung erklärt sich nach dem vorausgeschickten leicht auf folgende Weise (vergl. § 176). Es stelle AB (Fig. 194) die ebene Oberfläche eines (negativen) Krystalls, DZ die Richtung der optischen Axe und CD einen Teil

Fig. 194.



einer einfallenden, ebenen Lichtwelle vor. Der Einfachheit wegen soll angenommen werden, daß die Brechungsebene mit der Ebene des Hauptschnitts zusammenfalle. Vom Punkt D aus werden sich gleichzeitig zwei Wellen, eine sphärische und eine ellipsoidische, im Krystall ausbreiten. Die von den Punkten D, F, E der Reihe nach erregten Kugelwellen setzen sich, wie früher (§ 176) gezeigt, zu einer einzigen, ebenen Welle EGH zusammen, welche dem ordentlichen Strahl entspricht und sich nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz in der Richtung DH fortpflanzt. Die Fortpflanzungsrichtung ist auf der Wellenebene senkrecht. — Die ellipsoidischen Wellen setzen sich in gleicher Weise zu einer ebenen Welle EKL zusammen, welche sich in der Richtung DL fortpflanzt. Die Fortpflanzungsrichtung ist hier im allgemeinen nicht zur Wellenoberfläche senkrecht. Fällt, wie in der Figur angenommen, die Brechungsebene mit der Ebene des Hauptschnitts zusammen, so liegt auch die Richtung des außerordentlichen Strahles in derselben Ebene. Anderenfalls tritt der außerordentliche Strahl aus der Einfallsebene heraus, indem der Berührungspunkt L nicht in derselben liegt.

Beim Kalkspat ist das Brechungsverhältnis der ordentlichen Strahlen für die Linie D (§ 141) $n_d = 1,6585$, das der außerordentlichen Strahlen in der Richtung senkrecht zur optischen Axe $n'_d = 1,48635$. Diese Zahlen geben, wie leicht ersichtlich, gleichzeitig das umgekehrte Verhältnis der Axen der Wellenoberfläche der außerordentlichen Strahlen an. Beim Bergkrystall sind die Brechungsverhältnisse für die Linie D : $n_d = 1,5442$, $n'_d = 1,5533$. Die Doppelbrechung des Bergkrystalls ist also bei weitem schwächer als die des Kalkspats, und die Geschwindigkeit der außerordentlichen Strahlen ist die geringere.

§ 187. Optisch zweiachsig Krystalle. Anders gestalten sich die Verhältnisse bei den Krystallen des rhombischen, klinorhombischen und klinorhomboidischen Systems, welche keine krystallographische Hauptaxe haben (§ 25, 4—6) und in denen, infolge ihrer Struktur, die Elasticität des Äthers in drei auf einander senkrechten Richtungen drei verschiedene Werte besitzt. In einem solchen Krystall giebt es, wie durch die mathematische Analyse bewiesen und durch das Experiment bestätigt wird, jederzeit zwei verschiedene Richtungen, nach welchen sich Strahlen von allen Polarisationsrichtungen mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen, und in denen daher keine Doppelbrechung stattfindet. Diese beiden Richtungen, welche die beiden optischen Axen des Krystalls genannt werden, schneiden sich bald unter größerem, bald unter kleinerem Winkel. In jeder anderen Richtung wird der einfallende Strahl in zwei Strahlen zerlegt, welche in zwei auf einander senkrechten Ebenen polarisiert sind und sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten im Krystall fortpflanzen. Keiner von beiden Strahlen befolgt das Snelliussche Brechungsgesetz, so daß dieselben nicht mehr als ordentlicher und außerordentlicher Strahl bezeichnet werden können.

Während in optisch einaxigen Krystallen die von einem Punkt aus erregte Doppelwelle in eine Kugel und ein Umdrehungsellipsoid zerfiel, welches die Kugel in zwei gegenüberliegenden Polen berührt, zeigt die Wellenfläche der zweiachsig Krystalle eine weniger einfache Gestalt. Dieselbe besteht aus zwei Schalen, von denen die eine ganz von der anderen umschlossen wird, so jedoch, daß beide

ie nicht
quadrati-
auptaxe
erhalten

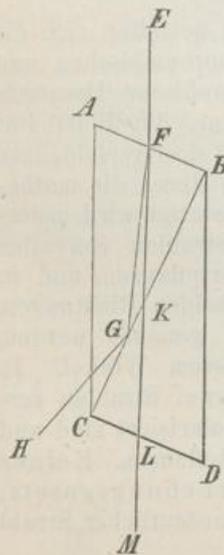
den die
beiden
ade ab-
rch Ab-
ndurch-
rscheint
Licht ist
egt man
ind, so
in ihrer
twinklig
n Platte
zange).
anderes
rechten
je nach
Krystall-
rei ver-
senk-
ht, ver-

ations-
s (1691)
nung in
e damit
(808) die
klärung
Neu-
influsses,
per von
ht nach
in der
auf senk-
Krystall
gt wird,
nd sich
ie Fort-
prechen-
Schwin-
ern des
sich in-
Kugel-
breiten,
nes ver-
ehungs-
ortpflan-
s in der
er lang-
rechten
2) heißt
Berg-
nega-
Wellen-
gedreht
her Ge-
richtung

an vier Punkten, den Endpunkten der optischen Axen entsprechend, zusammenhängen. Mit Hilfe dieser Wellenfläche, deren merkwürdige geometrischen Eigenschaften von Fresnel, Hamilton u. a. untersucht worden sind, läßt sich die Richtung und Geschwindigkeit der beiden gebrochenen Strahlen für zweiaxige Krystalle durch eine ähnliche geometrische Konstruktion bestimmen, wie dieselbe oben (§ 186) für einaxige Krystalle angegeben worden ist.

§ 188. Polarisationsapparate, Nicol'sches Prisma. Zur Untersuchung der Eigenschaften des polarisierten Lichtes dienen Polarisationsapparate, welche im wesentlichen aus zwei Teilen, nämlich einer polarisierenden und einer analysierenden Vorrichtung bestehen. Erstere dient dazu, einen polarisierten Lichtstrahl zu erzeugen, letztere, die vorhandene Polarisation zu erkennen. Beide Zwecke können entweder durch einen Spiegel von schwarzem Glas, oder durch einen Satz von Glasplatten erreicht werden, auf welche der Strahl unter dem Polarisationswinkel trifft (§ 182), oder dadurch, daß man den Lichtstrahl durch eine parallel der Säulenaxe geschliffene Turmalinplatte (§ 185) hindurchgehen läßt. Die Anwendung des Polarisationsspiegels hat die, namentlich bei der analysierenden Vorrichtung, unbequeme Folge, daß dabei der Lichtstrahl aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt wird, und daß bei der Drehung des analysierenden Spiegels der Beobachter seine Stellung gegen den Apparat ändern muß. Andererseits bewirkt der Glasatz einen großen Verlust an Lichtintensität durch Reflexion an der Oberfläche der Glasplatten, die Turmalinplatte eine Schwächung des Lichtes durch Absorption und überdies eine für die meisten Versuche störende Färbung. Wendet man, anstatt des Turmalins, eine Kalkspatplatte an, so erhält man gleichzeitig zwei Strahlen, deren Polarisationsrichtungen auf einander senkrecht stehen. Durch eine von Nicol (1828) erdachte,

Fig. 195.

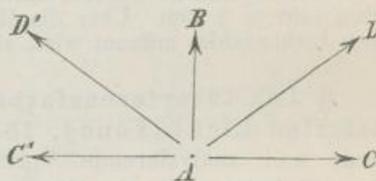


sinnreiche Vorrichtung ist es jedoch möglich, den ordentlichen Strahl ganz zu beseitigen. Nachdem man zu diesem Zweck den Endflächen AB , CD eines länglichen Kalkspatkrystalls (Fig. 195) durch Anschleifen eine passende Neigung zu den Seitenflächen gegeben hat, schneidet man denselben in der Richtung BC durch und kittet beide Stücke durch eine Schicht von Kanadabalsam wieder zusammen. Der Lichtstrahl EF wird durch Brechung an der Fläche AB in den ordentlichen Strahl FG und den schwächer gebrochenen, außerordentlichen Strahl FK zerlegt. Die Richtung der Schnittfläche BC ist so gewählt, daß der ordentliche Strahl, welcher dieselbe unter spitzem Winkel trifft und ein größeres Brechungsverhältnis besitzt als Kanadabalsam, durch totale Reflexion an der Balsamschicht (§ 143) nach GH beseitigt wird, während der außerordentliche senkrecht zur Hauptschnittsebene polarisierte Strahl KL hindurchgeht und in der Richtung $LM \parallel EF$ austritt. Ein solches Nicol'sches Prisma kann daher anstelle des Polarisationsspiegels oder der Turmalinplatte nach Belieben als polarisierende, oder als analysierende Vorrichtung gebraucht werden. — Ähnliche Polarisationsvorrichtungen, welche auf der doppelbrechenden Eigenschaft des Kalkspats beruhen, sind von Hasert und Dove angegeben worden.

Die polarisierende und analysierende Vorrichtung sind auf einem gemeinsamen Stativ (s. § 192 Fig. 201) so befestigt, daß, während erstere feststeht, letztere um die Richtung des polarisierten Strahles, die mit der Axe des Apparats zusammenfällt, gedreht und die Größe des Drehungswinkels an einem getheilten Kreise abgelesen werden kann. Sind die Polarisationsebenen beider Vorrichtungen parallel, so steht der Zeiger des Teilkreises auf 0° , und das Gesichtsfeld erscheint hell. Wird die analysierende Vorrichtung um 90° gedreht, so wird das Gesichtsfeld verdunkelt (§ 182).

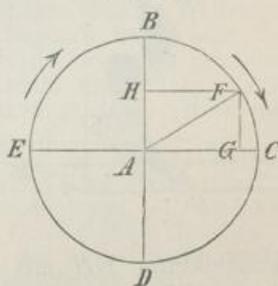
§ 189. Interferenzerscheinungen des polarisierten Lichts, cirkulare und elliptische Polarisation. — Zwei polarisierte Lichtstrahlen können sich durch Interferenz nur dann vollständig vernichten, wenn ihre Polarisationsebenen zusammenfallen; dagegen findet keine Schwächung der Lichtintensität durch Interferenz statt, wenn beide Polarisationsebenen auf einander senkrecht sind. Fresnel zog aus diesem Umstand den Schluß, daß die Schwingungen des Lichtäthers transversale sind. Es sei A (Fig. 196) die Gleichgewichtslage eines Ätherteilchens und AB, AC die Schwingungsrichtungen und Amplituden zweier Lichtwellen von gleicher Schwingungsdauer, deren Polarisationsebenen auf einander senkrecht stehen. Sind die Phasen beider Wellen so beschaffen, daß das Ätherteilchen infolge beider Wellenbewegungen gleichzeitig durch seine Gleichgewichtslage hindurchgeht, so werden sich die beiden durch AB und AC dargestellten Bewegungen zu einer geradlinigen, resultierenden Bewegung zusammensetzen, welche durch AD vorgestellt wird (§ 34). Würde eine von beiden Wellen, z. B. AC , gegen die andere um eine halbe Schwingungsdauer verzögert, so träte anstelle der Bewegungskomponente AC die entgegengesetzte AC' , welche sich mit AB zu der geradlinigen Schwingung AD' zusammensetzt. Eine andere Erscheinung tritt dagegen ein, wenn die Verzögerung eine Viertel-Schwingungsdauer oder der Hauptunterschied beider Strahlen eine Viertel-Wellenlänge beträgt. Während nämlich infolge einer von beiden Wellen das Ätherteilchen bereits seine größte Elongation AB erreicht hat, ist seine Elongation in der darauf senkrechten Richtung $AC=0$. Das Ätherteilchen befindet sich also in B (Fig. 197).

Fig. 196.



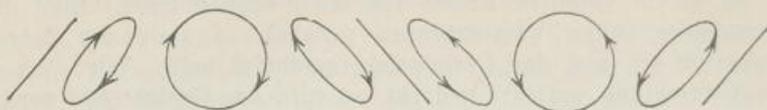
Während dasselbe nun infolge der ersten Welle von B nach A zurückgelangen würde, wird es gleichzeitig durch die zweite Welle in der Richtung nach C hin getrieben, so daß es nach einer Viertel-Schwingungsdauer nicht in A , sondern in C anlangt u. s. f., so daß dasselbe, wenn die Amplituden beider Schwingungen gleich sind, in der Zeit einer Schwingungsdauer die Kreisperipherie $BCDE$ mit gleichförmiger Geschwindigkeit in der Richtung der Pfeile durchläuft. (Während nämlich die Elongation in der Richtung AB von ihrem größten Wert $AB = a$ bis zu $AH = a \cos BAF$ abgenommen hat, ist die Elongation in der Richtung AC von 0 auf $AG = a \sin BAF$ gewachsen, so daß $AF^2 = AH^2 + AG^2 = a^2$ ist. (Vergl. § 60.) Die Drehungsrichtung würde die entgegengesetzte sein, wenn die Welle AB gegen die andere um eine Viertel-Schwingungsdauer zurück wäre. Man nennt einen solchen Lichtstrahl, in welchem sämtliche Ätherteilchen kreisförmige Bahnen beschreiben, je nach der Drehungsrichtung einen rechts oder links cirkular polarisierten. Haben die beiden interferierenden Lichtstrahlen ungleiche Amplitude, oder beträgt die Phasendifferenz mehr oder weniger als eine Viertel-Schwingungsdauer, so ist die Bahn, welche jedes Ätherteilchen beschreibt, eine Ellipse und der resultierende Strahl heißt, je nach der Drehungsrichtung, ein rechts oder links elliptisch polarisierter.

Fig. 197.



In Fig. 198 sind die Schwingungsweisen dargestellt, welche durch eine Phasendifferenz zweier senkrecht zu einander polarisierten Lichtstrahlen von $\frac{1}{8}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{2}{8}$, ... bis $\frac{3}{8}$ der Schwingungsdauer hervorgebracht werden.

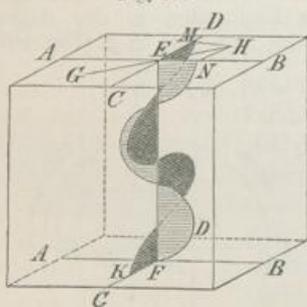
Fig. 198.



Cirkular polarisierte Lichtstrahlen können auf verschiedene Weise hervorgebracht werden. Fresnel zeigte (1817), daß ein linear polarisierter Strahl durch totale Reflexion in einem Glasprisma unter einem gewissen Winkel in zwei Komponenten zerlegt wird, die einen Gangunterschied von $\frac{1}{8}$ Wellenlänge haben. Durch zweimalige Reflexion unter demselben Winkel wird derselbe also in einen cirkular polarisierten Strahl verwandelt. Auf andere Weise kann der Gangunterschied von $\frac{1}{4}$ Wellenlänge durch ein Glimmerblättchen von gewisser Dicke hervorgebracht werden, durch welches man den linear polarisierten Strahl gehen läßt (s. § 190). Über die Merkmale, an welchen die cirkulare Polarisation eines Lichtstrahles erkannt wird, siehe §§ 191 und 193.

§ 190. Interferenzfarben dünner Krystallblättchen im polarisierten Licht (Young, 1814). Bringt man zwischen die polarisierende und analysierende Vorrichtung eines Polarisationsapparates eine Krystallplatte, z. B. ein dünnes Gips- oder Glimmerblättchen, so zerlegt sich der polarisierte Lichtstrahl beim Eintritt in den Krystall in zwei senkrecht zu einander polarisierte Komponenten, welche den Krystall mit ungleichen Geschwindigkeiten (§§ 186, 187) durchlaufen und dadurch einen Gangunterschied erhalten, welcher mit der Dicke des Krystallblättchens wächst. Stellen z. B. *AB* und *CD* die Polarisationsrichtungen der Komponenten im Krystall, *EH* die Schwingungsamplitude und Polarisationsrichtung des einfallenden Strahles vor, so wird derselbe in die

Fig. 199.



Komponenten *EM* und *EN* zerlegt. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Komponente *EM* sei die kleinere, so wird auch ihre Wellenlänge kleiner sein. Braucht z. B. die erste $\frac{1}{4}$ Schwingungszeiten, die letzte nur $\frac{5}{4}$ Schwingungszeiten, um die Dicke des Krystalls zu durchlaufen, so werden beide mit einer Phasendifferenz von $\frac{1}{4}$ Schwingungsdauer, oder mit einem Gangunterschied von $\frac{1}{4}$ Wellenlänge in *F* anlangen und sich beim Austritt aus dem Krystall, wenn die Amplituden beider Komponenten gleich waren, zu cirkular polarisiertem Licht zusammensetzen (§ 189). (Die

sationsrichtung *EH* mit *AB* und *CD* Winkel von 45° einschließt.) Je nach der Dicke des Krystalls kann nun der Gangunterschied auf $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{4}$, 1 Wellenlänge u. s. w. wachsen. Werden nach dem Austritt aus dem Krystall beide Komponenten durch die analysierende Vorrichtung des Polarisationsapparats auf gleiche Polarisations-ebenen zurückgeführt, so werden sie einander gegenseitig verstärken oder schwächen, je nachdem ihr Gangunterschied eine gerade oder ungerade Anzahl von halben Wellenlängen beträgt, während bei einem Gangunterschied von $\frac{1}{4} \lambda$, $\frac{3}{4} \lambda$ u. s. w. weder Verstärkung noch Schwä-

chung
rück
hab
pfar
von
bei
nente
einan
zwe
ersch
Blätt
sation

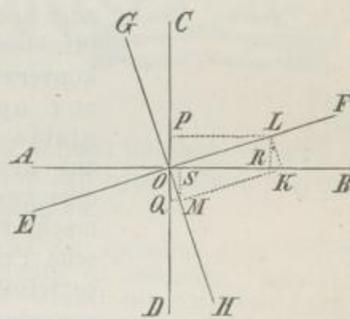
die Po
analys
zunäc
daß
chen
Schwi
ponen
sator
dessen
im Kr
zerleg
ist *OL*
analys
nenten
von w
gungsa
Die b
Ist \angle
Kryst
Kompo
Kryst
ihren
 $\alpha = 4$
Strahl
einer g
in der
samme
stärku
im Kr
längen
fallen.
Dr
ebene
werden
gegen
Ist \angle
währe
Gesicht
dung v
findet
 $\angle \alpha =$
Krystal
sichtlic
richtun
stall ei
phasen

chung eintritt, sondern nur die cirkulare Schwingung auf eine lineare zurückgeführt wird. Da die verschiedenen Farben ungleiche Wellenlänge haben und sich überdies mit ungleicher Geschwindigkeit im Krystall fortpflanzen, so wird die Dicke des Krystalls, welche einem Gangunterschied von einer Wellenlänge entspricht, für jede Farbe eine andere sein, und bei einem Krystall von einer bestimmten Dicke werden sich die Komponenten gewisser Farbenstrahlen verstärken, während die anderen Strahlen einander vernichten. Das Krystallblättchen wird daher im allgemeinen, zwischen die polarisierende und analysierende Vorrichtung gebracht, farbig erscheinen, und zwar wird die Farbe, welche es zeigt, von der Dicke des Blättchens und von der Lage seiner Axenrichtungen gegen die Polarisationsrichtung des Polarisators und Analysators abhängen.

§ 191. Es stellen AB und CD (Fig. 200) die Polarisationsebenen des polarisierenden und analysierenden Nicols vor, welche beispielsweise zunächst gekreuzt angenommen werden, so daß das Gesichtsfeld ohne das Krystallblättchen dunkel erscheint, EF und GH seien die Schwingungsrichtungen der polarisierten Komponenten im Krystall, der durch den Polarisator in der Ebene AB polarisierte Lichtstrahl, dessen Schwingungsamplitude $OK = i$ ist, wird im Krystall in die Komponenten OL und OM zerlegt. Wird $\angle BOF$ mit α bezeichnet, so ist $OL = i \cos \alpha$, $OM = i \sin \alpha$. Durch den analysierenden Nicol wird jede dieser Komponenten abermals in zwei Komponenten zerlegt, von welchen nur die in der Ebene CD polarisierte durchgelassen wird. Die Schwingungsamplituden dieser Komponenten sind $OP = i \cos \alpha \sin \alpha$ und $OQ = i \sin \alpha \cos \alpha$. Die beiden interferierenden Strahlen haben also gleiche Schwingungsamplitude. Ist $\alpha = 0^\circ$ oder 90° , d. h. fallen die Polarisationsrichtungen des Krystalls mit denen der gekreuzten Nicols zusammen, so sind beide Komponenten = 0, oder das Gesichtsfeld erscheint bei jeder Dicke des Krystallblättchens dunkel. Die interferierenden Strahlen haben dagegen ihren größten Wert, oder das Gesichtsfeld erscheint in größter Helligkeit, wenn $\alpha = 45^\circ$ ist, indem dann $OP = OQ = \frac{1}{2}i$ wird. Ist der Gangunterschied der Strahlen, welcher durch den Krystall hervorgebracht wird, gleich Null oder gleich einer ganzen Anzahl von Wellenlängen, so treffen, wie aus der Figur ersichtlich, in der Polarisationsebene CD entgegengesetzte Phasen beider Wellen zusammen, und dieselben vernichten sich gegenseitig. Dagegen findet eine Verstärkung der Intensität derjenigen Strahlen statt, für welche der Gangunterschied im Krystall $\frac{1}{2}\lambda$, $\frac{3}{2}\lambda$, im allgemeinen eine ungerade Anzahl von halben Wellenlängen beträgt, da diese Wellen mit gleichen Schwingungsphasen zusammenfallen.

Dreht man den analysierenden Nicol um 90° , so daß die Polarisations-ebenen beider Nicols parallel sind, und beide mit AB zusammenfallen, so werden die Komponenten OP , OQ vom analysierenden Nicol beseitigt, OR und OS dagegen durchgelassen. Es ist $OR = OL \cos \alpha = i \cos^2 \alpha$, $OS = OM \sin \alpha = i \sin^2 \alpha$. Ist $\alpha = 0^\circ$ oder 90° , so verschwindet jedesmal eine der beiden Komponenten, während die andere = i wird. Es findet also keine Interferenz statt, und das Gesichtsfeld erscheint für alle Farben in gleicher Helligkeit, mithin bei Anwendung weißen Lichts farblos, als ob der Krystall nicht vorhanden wäre. Dagegen findet die vollständigste Interferenz, also die intensivste Färbung statt, wenn $\alpha = 45^\circ$ ist, indem dann wieder $OR = OS = \frac{1}{2}i$ wird. Ist der durch den Krystall erzeugte Gangunterschied $0, \lambda, 2\lambda \dots$, so treffen, wie aus der Figur ersichtlich, beide Wellen in der Polarisationsebene AB mit gleicher Schwingungsrichtung zusammen und verstärken einander. Wird dagegen durch den Krystall ein Gangunterschied von $\frac{1}{2}\lambda, \frac{3}{2}\lambda \dots$ erzeugt, so sind die Schwingungsphasen entgegengesetzt, und es findet Vernichtung beider Komponenten statt.

Fig. 200.

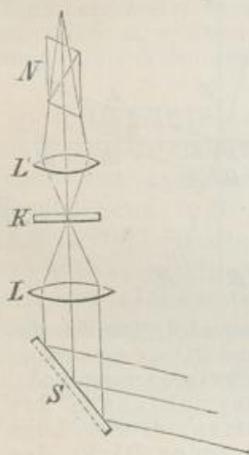


Die Vergleichung beider Fälle zeigt, daß bei gekreuzten Nicols diejenigen Farben durch Interferenz vernichtet werden, welche sich bei parallelen Nicols verstärken und umgekehrt. Es folgt daraus, daß bei Drehung des analysierenden Nicols um 90° die Farbe des Krystalls in die Ergänzungsfarbe übergehen muß, wie der Versuch in der That lehrt.

Ist das Krystallblättchen so dünn, daß dasselbe einen Gangunterschied von $\frac{1}{4}\lambda$ erzeugt und schließt seine Hauptschnittsebene mit der der polarisierenden Vorrichtung einen Winkel von 45° ein, so ist der aus dem Krystall austretende Lichtstrahl, wie oben gezeigt, cirkular polarisiert, und das Gesichtsfeld behält bei Drehung des analysierenden Nicols stets gleiche Helligkeit, da der cirkularpolarisierte Strahl sich nach allen Richtungen symmetrisch verhält und bei Zurückführung auf eine Polarisationssebene eine in jeder Richtung gleich große Schwingungskomponente liefert.

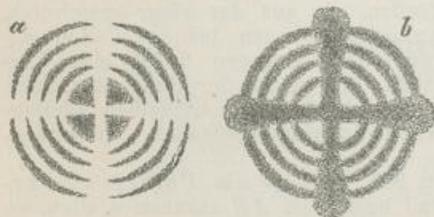
§ 192. Interferenzfarben senkrecht zur optischen Axe geschliffener Krystallplatten im polarisierten Licht. Läßt man

Fig. 201.



ein durch Reflexion an einem Glasspiegel *S* (Fig. 201), oder durch ein Nicolsches Prisma polarisiertes Strahlenbündel, nachdem es durch die Konvexlinse *L* konvergent gemacht worden, durch eine senkrecht zur optischen Axe geschliffene Kalkspatplatte hindurchgehen und betrachtet die von *K* aus divergierenden Strahlen, nachdem sie durch eine zweite Konvexlinse *L'* wieder konvergent gemacht worden sind, durch das analysierende Nicolsche Prisma *N*, so erblickt man ein System concentrischer Farbenringe (Fig. 202 a, b), welche

Fig. 202.



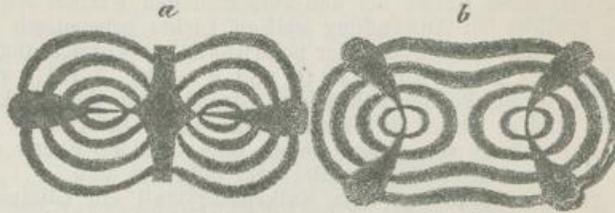
von einem hellen oder schwarzen Kreuz durchschnitten sind, je nachdem die Polarisationssebenen der polarisierenden und analysierenden Vorrichtung zusammenfallen, oder einander rechtwinklig durchkreuzen. Bei Anwendung weißen Lichtes zeigen die Ringe vom Centrum nach der Peripherie eine Farbenfolge, welche ähnlich ist derjenigen der Newtonschen Ringe (§ 180). Beim Drehen des analysierenden Nicols um 90° geht jede Farbe in ihre Ergänzungsfarbe über. Bei Anwendung homogenen Lichtes (§ 149) erblickt man nur ein System von abwechselnd hellen und dunklen Ringen, welche von dem hellen oder dunklen Kreuz durchschnitten sind. Dieselben sind viel zahlreicher als bei weißem Licht, und die einzelnen Ringe sind um so breiter, je größer die Wellenlänge des angewandten Lichtes. Die Farbenfolge, welche man bei Anwendung weißen Lichtes erblickt, entsteht, wie bei den Newtonschen Ringen, durch Übereinanderlagerung der den verschiedenen Farbenstrahlen entsprechenden Ringsysteme. — Bei Anwendung cirkular-polarisierten Lichtes (§ 190) erblickt man das System der Farbenringe ohne das helle oder schwarze Kreuz.

Bringt man an die Stelle der Kalkspatplatte eine Platte aus einem optisch zweiaxigen Krystall, z. B. Salpeter, welche senkrecht zur

Hal
Win
(Fig.
des
Kur
schw
optis
Krys
larisa
polar
analy
richt
fällt.
Eben
Axen
gegen
sation
45° g
sie d
Rings
ten, s
E
daß e
gonit
groß,
Drehu
entspr
G
beiden
Richtu
Axen
des K
selben
G
Spann
brechu
ersche
andere
einer
E
geschli
Licht
selbe
Licht
genom
weißen
lichere
streuer
einer
polari
§
zwischen
optische
so wird
änderun
Geschw
oder du
Joch

Halbierungslinie des von den optischen Axen eingeschlossenen Winkels geschliffen ist, so erblickt man eine andere Farbenerscheinung (Fig. 203), nämlich ein doppeltes, den beiden optischen Axen entsprechendes Ringsystem, dessen äußere Ringe sich zu lemniskatenähnlichen Kurven vereinigen, und bei gekreuzten Polarisationssebenen von einem schwarzen Kreuz (Fig. 203a) durchzogen erscheinen, wenn die Ebene der optischen Axen des Krystalls mit der Polarisationssebene der polarisierenden oder analysierenden Vorrichtung zusammenfällt. Ist dagegen die Ebene der optischen Axen des Krystalls gegen beide Polarisationssebenen unter 45° geneigt, so daß sie den von beiden eingeschlossenen, rechten Winkel halbiert, so wird das Ringsystem anstelle des schwarzen Kreuzes von den hyperbolisch gekrümmten, schwarzen Streifen (Fig. 203b) durchschnitten.

Fig. 203.



Beim Salpeter, Topas u. s. w. ist der Winkel der optischen Axen so klein, daß es leicht ist, das doppelte Ringsystem gleichzeitig zu übersehen. Beim Arragonit dagegen und anderen Krystallen ist der Winkel der optischen Axen so groß, daß man entweder sehr konvergierende Beleuchtung anwenden, oder durch Drehung des Krystalls nach einander das der einen und der anderen optischen Axe entsprechende Ringsystem ins Gesichtsfeld bringen muß.

Gewisse Krystallzwillinge des Arragonits zeigen eine derartige Verwachsung beider Krystallindividuen, daß dieselben beim Hindurchsehen in einer bestimmten Richtung schon ohne besondere polarisierende Vorrichtung die den optischen Axen entsprechenden Ringsysteme erblicken lassen, indem die einzelnen Teile des Krystalls zugleich den Polarisator und Analysator vertreten. Man nennt dieselben deshalb idiocyklophane Krystalle.

Glasplatten, welche durch schnelle Abkühlung in einen molekularen Spannungszustand versetzt worden sind, zeigen die Eigenschaften der Doppelbrechung und geben zwischen den gekreuzten Polarisationssebenen ähnliche Farbenerscheinungen, wie doppelbrechende Krystalle. Ebenso erlangen das Glas und andere homogene Körper doppelbrechende Eigenschaften, indem man dieselben in einer Richtung zusammenpresst.

Ein Nicolsches Prisma, in Verbindung mit einer senkrecht zur optischen Axe geschliffenen Kalkspatplatte, dient als Polariskop zur Entdeckung polarisierten Lichts, indem das System der Farbenringe sichtbar wird, sobald man durch dasselbe nach einer Lichtquelle blickt, welche vollständig oder teilweise polarisiertes Licht aussendet. So erweist sich z. B. alles regelmäßig gespiegelte Licht (ausgenommen der Fall der normalen Incidenz) teilweise polarisiert. Auch das von weißen Körpern, z. B. Papier, unregelmäßig zerstreute Licht zeigt um so merklichere Spuren von Polarisation, unter je schiefem Winkel man die lichtzerstreuende Fläche betrachtet. Das Licht des unbewölkten Himmels ist in einer durch den Mittelpunkt der Sonne gelegten Ebene durch Reflexion teilweise polarisiert.

§ 193. Erklärung der Farbenringe im Kalkspat. Bringt man zwischen die polarisierende und analysierende Vorrichtung eine senkrecht zur optischen Axe geschliffene Kalkspatplatte in der oben (§ 192) beschriebenen Weise, so wird der parallel der optischen Axe hindurchgehende Centralstrahl keine Veränderung erfahren, da der Kalkspat in dieser Richtung alle Strahlen mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzt. Der Mittelpunkt des Gesichtsfeldes wird daher hell oder dunkel erscheinen, je nachdem die Polarisationssebenen des Polarisators und

Analysators parallel oder gekreuzt sind. Jeder andere Strahl wird, wie in §§ 190 und 191 erläutert, in zwei Komponenten zerlegt, von welchen die eine in der durch den Centralstrahl gelegten Hauptschnittsebene, die andere in einer zu dieser senkrechten Ebene polarisiert ist. Beide Strahlen werden, nachdem sie durch den Krystall einen Gangunterschied erhalten haben, durch den Analysator zur Interferenz gebracht. Der Gangunterschied ist für alle Strahlen, welche unter gleichem Winkel gegen den Axenstrahl geneigt sind, gleich groß und wächst mit dem Neigungswinkel. Daher erscheint das helle oder dunkle Centrum bei Anwendung homogenen Lichts von einem System abwechselnd dunkler und heller Kreise umgeben, welche einem Gangunterschied der Strahlen von $\frac{1}{2}\lambda$, λ , $\frac{3}{2}\lambda$, 2λ . . . entsprechen. Wegen der verschiedenen Wellenlänge und Fortpflanzungsgeschwindigkeit sind diese Kreise bei den verschiedenen Farben von ungleicher Breite, und man erblickt bei Anwendung weißen Lichts prismatisch gefärbte Farbenringe. — In der Polarisationssebene der polarisierenden Vorrichtung, sowie in der auf dieser senkrechten Ebene (für $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$, § 191), wird je eine der Komponenten, in welche der polarisierte Strahl durch den Kalkspat zerlegt wird, gleich Null, und es findet in dieser Ebene keine Interferenz statt. Daher erscheinen die Farbenringe von einem hellen oder dunklen Kreuz durchzogen, je nachdem die Polarisationssebenen parallel oder gekreuzt sind.

Schaltet man vor dem Kalkspatkrystall ein Glimmerblättchen ein, welches einen Gangunterschied von $\frac{1}{4}\lambda$ hervorbringt, und dessen Schwingungsrichtungen gegen die des polarisierten Strahles um 45° geneigt sind, so wird das linear polarisierte Licht in cirkular polarisiertes verwandelt, und man erblickt infolgedessen die Farbenringe ohne das helle oder dunkle Kreuz; dagegen gehen die Farben jedes Ringes in den abwechselnden Quadranten in die Ergänzungsfarben über, oder die hellen oder dunklen Ringe erscheinen in den abwechselnden Quadranten um die halbe Breite eines Ringes gegen einander verschoben, weil sich der durch das Glimmerblättchen erzeugte Gangunterschied von $\frac{1}{4}\lambda$ in zwei Quadranten zu dem durch den Krystall erzeugten Phasenunterschied addiert, in den beiden anderen Quadranten dagegen von demselben subtrahiert. Durch Einschaltung eines zweiten, gleichen Glimmerblättchens vor dem analysierenden Nicol wird dieser Phasenunterschied aufgehoben, und man erblickt die durch alle vier Quadranten gleichförmigen Farbenringe ohne das Kreuz. Die Mitte des Gesichtsfeldes erscheint stets dunkel oder stets hell, je nachdem die Polarisationssebenen beider Nicols die entsprechenden oder die nicht entsprechenden Winkel der Schwingungsrichtungen der Glimmerblättchen halbieren (je nachdem das rechts cirkular polarisierte Licht rechts oder links cirkular analysiert wird).

§ 194. Cirkularpolarisation des Bergkrystalls. Eine senkrecht zur Axe geschliffene Bergkrystallplatte zeigt im Polarisationsapparat (Fig. 201) eine ähnliche Farbenercheinung wie der Kalkspat, doch erstrecken sich die vier Arme des bei gekreuzten Polarisationssebenen die Farbenringe durchsetzenden, dunklen Kreuzes nicht bis zur Mitte des Gesichtsfeldes. Diese erscheint vielmehr bei Anwendung weißen Lichtes niemals völlig dunkel, sondern farbig, und die Farbe geht bei Drehung des analysierenden Nicols um 90° in die Ergänzungsfarbe über. Wendet man homogenes Licht an, so erscheint die Mitte des Gesichtsfeldes bei gekreuzten Nicols nicht völlig dunkel, sondern man muß, um die Auslöschung des Lichtes herbeizuführen, den analysierenden Nicol um eine gewisse Zahl von Graden nach rechts oder nach links drehen. Die Polarisationssebene des einfallenden Lichtstrahls hat also beim Durchgang durch den Bergkrystall in der Richtung seiner optischen Axe eine Drehung erlitten. Manche Quarzplatten drehen die Polarisationssebene nach rechts, andere nach links. Man unterscheidet danach rechts- und linksdrehende Krystalle, welche häufig auch in ihrer äußeren Krystallform durch das Auftreten gewisser unsymmetrisch hemiëdrischen Krystallflächen kenntlich sind. Die Größe des Drehungswinkels wächst mit der Dicke der Platte und ist für die verschiedenen Farben verschieden, am kleinsten für rotes,

am grössten für violettes Licht. Im weissen Licht tritt daher bei keiner Stellung des analysierenden Nicols eine völlige Verdunkelung der Mitte des Gesichtsfeldes ein, die Farbe geht vielmehr bei dünnen Platten aus Blau, durch einen dunkel violetterötlichen Farbenton, die sogenannte Übergangsfarbe (*teinte de passage*), zu Rot über.

Airy erklärte die Drehung der Polarisationssebene im Quarz dadurch, daß derselbe infolge der unsymmetrischen Anordnung seiner Moleküle, die sich auch in der Krystallform kundgiebt, in der Richtung seiner optischen Axe nur cirkular polarisierte Strahlen fortzupflanzen imstande sei, und daß sich jeder linear polarisierte Strahl beim Eintritt in den Krystall in einen rechts und einen links cirkular polarisierten Strahl (§ 189) zerlege, welche sich mit ungleicher Geschwindigkeit fortpflanzen. Beim Austritt aus dem Krystall setzen sich beide wieder zu linear polarisiertem Licht zusammen. Es läßt sich zeigen, daß durch eine Verzögerung eines Strahles gegen den anderen um eine Viertel-Wellenlänge die Polarisationssebene des resultierenden Strahles um 45° gegen die ursprüngliche Lage gedreht erscheint.

Ein ähnliches, merkwürdiges Verhalten gegen das polarisierte Licht, wie der Quarz, welches ebenfalls mit der Krystallform in Zusammenhang steht, zeigen die weinsteinsäuren und traubensäuren Salze in ihren Lösungen. Beide Säuren zeigen gleiche chemische Zusammensetzung. Die Weinsteinsäure und ihre Salze drehen in ihren Lösungen die Polarisationssebene nach rechts, die Traubensäure und ihre Salze nach links. Wie beim Bergkrystall, so kommen bei den Krystallen der weinsteinsäuren und der traubensäuren Salze unsymmetrische Krystallflächen vor, welche der Drehungsrichtung entsprechen. Pasteur fand, daß sich die Salze beider Säuren durch Zusammenkrystallisieren zu neutraltraubensäuren Salzen vereinigen, deren Krystalle keine hemiedrische Beschaffenheit zeigen, und deren Lösungen die Polarisationssebene weder nach rechts, noch nach links drehen. Besonders merkwürdig ist auch, daß die unsymmetrische Form der Moleküle, welche sich in der Krystallform der beiden Arten von Salzen zeigt, sich auch noch in den Lösungen dieser Salze durch die Drehung der Polarisationssebene kundgiebt.

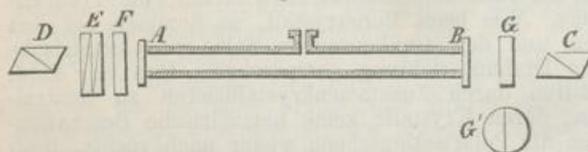
§ 195. Cirkularpolarisation der Flüssigkeiten. Aufser den am Schluß des vorigen Paragraphen erwähnten Lösungen weinsteinsaurer und traubensäurer Salze besitzen noch gewisse andere Flüssigkeiten die Eigenschaft, die Polarisationssebene zu drehen, namentlich viele ätherischen Öle und die Lösungen der verschiedenen Zuckerarten. Terpentinöl dreht die Polarisationssebene links, Citronenöl rechts. Rohrzucker-, Traubenzucker- (Dextrose) und Dextrinlösungen drehen rechts, arabischer Gummi, unkrystallisierbarer Fruchtzucker und mit Säuren behandelter Rohrzucker links.

Die Drehung der Polarisationssebene durch Rohrzucker findet eine praktische Anwendung bei der Bestimmung des Gehaltes zuckerhaltiger Flüssigkeiten an krystallisierbarem Rohrzucker. Es dient dazu am besten das Saccharimeter von Soleil (1847). Die zu prüfende Zuckerlösung ist in einer inwendig geschwärtzten und an beiden Enden durch ebene Glasplatten geschlossenen Röhre *AB* enthalten. Läßt man das Licht bei *B* eintreten, nachdem es zuvor durch das polarisierende Nicolsche Prisma *C* gegangen ist, so kann, mittelst des analysierenden Nicolschen Prismas *D*, der Drehungswinkel der Polarisationssebene unmittelbar abgelesen werden, wenn dasselbe mit einem geteilten Kreise versehen ist. Um jedoch die Empfindlichkeit des Apparats zu vergrößern, ist bei *G* eine Quarzplatte eingeschaltet, welche in der bei *G* angedeuteten Weise aus zwei halbkreisförmigen Quarzstücken, einem rechtsdrehenden und einem linksdrehenden, zusammengesetzt ist. Die Dicke dieser Quarzplatten (3,75 mm) ist so gewählt, daß jede zwischen den gekreuzten Nicols genau die empfindliche Übergangsfarbe (§ 194) zeigt. Wird die Flüssigkeitssäule *AB* eingeschaltet, so giebt sich das geringste Drehungsvermögen derselben durch eine ungleiche Färbung der beiden Hälften des Gesichtsfeldes zu erkennen, indem die eine in Blau, die andere in Rot übergeht. Anstatt die Übergangsfarbe durch Drehung des Nicolschen Prismas *D* wiederherzustellen und den Drehungswinkel direkt zu bestimmen,

wird die Drehung der Polarisationssebene in der Zuckerlösung durch eine zwischen *A* und *D* angebrachte Vorrichtung aufgehoben. Diese besteht aus einer rechtsdrehenden Quarzplatte *F* und aus zwei keilförmig geschliffenen Platten von linksdrehendem Quarz, welche, mit entgegengesetzten Kanten über einander gelegt, zusammen eine linksdrehende Platte bilden, deren Dicke veränderlich ist, je nachdem die Keile mehr oder minder über einander geschoben werden. Diese Verschiebung geschieht mittelst einer Mikrometerschraube, an welcher die Änderung der Dicke der Platte genau abgelesen werden kann. Sind die Platten *E* und *F* gleich dick, so heben sie ihre drehende Wirkung gegenseitig auf, und beide Hälften der Platte *G* erscheinen in der Übergangsfarbe. Nach Einschaltung der Flüssigkeitssäule *AB* wird die Übergangsfarbe durch Änderung der Dicke der Platte *E* mittelst der Mikrometerschraube wiederhergestellt. Die zu diesem Zweck erforderliche Drehung der Schraube ist dem Prozentgehalt der Lösung proportional.

Manche Körper, welche an sich keine Drehung der Polarisationssebene bewirken, erlangen diese Fähigkeit, wie Faraday (1847) entdeckt hat, unter dem Einfluß des Magnetismus, oder eines elektrischen Stromes, z. B. Faradays „schweres Glas“ (kieselborsaures Bleioxyd), Flintglas, Schwefelkohlenstoff, Wasser. Bei Körpern, welche, wie Terpentinöl, schon an sich ein Drehungsvermögen besitzen, wird dasselbe durch Einwirkung des elektrischen Stromes verändert. Um

Fig. 204.



die elektromagnetische Drehung der Polarisationssebene nachzuweisen, kann man die mit der Flüssigkeit gefüllte Röhre *AB* (Fig. 204) mit einer Spirale aus starkem, mit Seide besponnenem Kupferdraht umgeben und durch diesen einen kräftigen elektrischen Strom leiten, oder man kann die zu prüfende Substanz zwischen die Pole der Halbanker eines kräftigen Elektromagnets (§ 321) bringen, wobei es zweckmäßig ist, die Anker in der Richtung der Verbindungslinie der Pole zu durchbohren, um in dieser Richtung hindurchsehen zu können. Sobald der Strom geschlossen, oder die Polarität des Elektromagnets erregt wird, beobachtet man die Drehung der Polarisationssebene, welche durch Wechsel der Stromrichtung oder Umkehrung der Pole des Elektromagnets in die entgegengesetzte übergeht.

Sechster Abschnitt.

Wärmelehre.

1. Wärmegrad oder Temperatur.

§ 196. Wärmeempfindung, Temperatur. Die Empfindungen der Wärme und Kälte, welche die uns umgebenden Körper durch die Berührung in unseren Hautnerven hervorrufen, lassen uns auf gewisse Verschiedenheiten des Zustandes dieser Körper schließen, welche wir als einen höheren oder niederen Wärmegrad oder eine höhere oder niedere Temperatur derselben bezeichnen. Werden zwei Körper von verschiedener Temperatur in Berührung gebracht, so findet eine Ausgleichung ihrer Temperatur oder ein Übergang von Wärme zwischen beiden statt; ein kalter Körper wird durch umgebende Körper von höherer Temperatur erwärmt, ein warmer Körper durch Berührung mit kälteren abgekühlt.

Der veränderte Wärmegrad der Körper äußert sich nicht nur durch