Lehrbuch der Experimentalphysik

Lommel, Eugen von

Leipzig, 1908

365. Doppelbrechung

in der Einfallsebene schwingende Strahl stets stärker als der senkrecht zur Einfallsebene schwingende. Unter dem Polarisationswinkel geht der erstere ganz in das Glas über, da nichts von ihm reflektiert wird, der zweite aber nur teilweise. Daher ist der hindurchgehende Strahl unter allen Einfallswinkeln stets nur teilweise, niemals vollständig polarisiert. Gleichwohl läßt sich eine nahezu vollständige Polarisation der durchgegangenen Strahlen erzielen, wenn man statt einer einzigen Glasplatte eine Schicht von hinlänglich vielen Platten oder eine sogenannte Glassäule anwendet. Fällt nämlich auf eine solche Plattenschicht unter dem Polarisationswinkel ein natürlicher Lichtstrahl, so geht der in der Einfallsebene schwingende Teilstrahl, weil er gar nicht zurückgeworfen wird, durch sämtliche Platten ohne Verlust hindurch; der senkrecht zur Einfallsebene schwingende Teilstrahl dagegen erleidet an jeder Fläche eine teilweise Zurückwerfung und wird dadurch bis zur Unmerklichkeit geschwächt. Die Glassäule läßt daher unter dem Polarisationswinkel nur solche Strahlen durch, deren Schwingungen parallel zur Einfallsebene vor sich gehen.

Der Polarisationswinkel ist für verschiedene Stoffe verschieden; er wächst mit dem Brechungsverhältnis, wie schon Malus, der Entdecker der Polarisation durch Spiegelung (1810), erkannt hatte, und beträgt z. B. für Wasser 53°, für Schwefelkohlenstoff 59°, für Flintglas 60° usw. Die gesetzmäßige Beziehung zwischen Polarisationswinkel und Brechungsverhältnis wurde aber erst 1815 von Brewster aufgedeckt, welcher zeigte, daß der Polarisationswinkel derjenige Einfallswinkel ist, für den der zurückgeworfene Strahl (*b c*, Fig. 397) mit

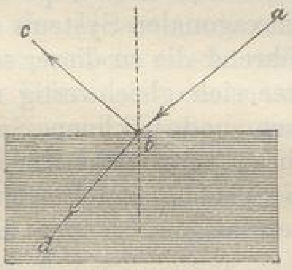

Fig. 397.
Polarisationswinkel (Brewstersches Gesetz).

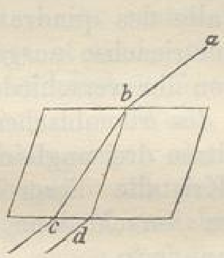

Fig. 398.
Doppelbrechung.

dem gebrochenen (*b d*) einen rechten Winkel bildet. Da hiernach zum Polarisationswinkel p der Winkel $90^0 - p$ als Brechungswinkel gehört, so ergibt sich vermöge des Brechungsgesetzes $\sin p / \sin (90^0 - p) = \sin p / \cos p = n$ oder $\operatorname{tg} p = n$ als Ausdruck des Brewsterschen Gesetzes. Weißes Licht kann daher, weil für jede homogene Farbe der Brechungsindex n und deshalb auch der Polarisationswinkel ein anderer ist, durch Reflexion niemals vollständig polarisiert werden.

365. **Doppelbrechung.** Alle nicht zum regelmäßigen Kristallsystem gehörigen kristallisierten Körper besitzen die Eigenschaft, einen in sie eindringenden Lichtstrahl (*a b*) im allgemeinen in zwei Strahlen (*b c* und *b d*) zu trennen (Fig. 398). Durch die Spaltbarkeit

der Kristalle nach bestimmten Richtungen verrät sich eine Regelmäßigkeit ihres inneren Gefüges, welche sich aus der gesetzmäßigen Anordnung und gleichheitlichen Orientierung ihrer Moleküle erklärt. Jedes Molekül ist aus Atomen von bestimmter Anzahl und Beschaffenheit aufgebaut, welche man sich um drei zueinander senkrechte Achsen nach bestimmter Regel geordnet denken kann. Im allgemeinen sind diese drei Achsen voneinander verschieden, so daß Kräfte, welche in den Richtungen dieser Achsen auf das Molekül einwirken, verschiedenen Widerständen begegnen. Eine große Anzahl gleicher Moleküle bilden einen **Kristall**, wenn sie so zusammentreten, daß ihre gleichwertigen Achsen zueinander parallel zu liegen kommen. Die Folge davon ist, daß auch der Kristall als Ganzes nach verschiedenen Richtungen verschiedene physikalische Eigenschaften zeigt, z. B. die Wärme je nach der Richtung ungleich schnell fortpflanzt, sich bei der Erwärmung nach verschiedenen Richtungen ungleich ausdehnt usw. Lagern sich aber die Moleküle regellos durcheinander, so daß die gleichwertigen Molekülachsen nach allen möglichen Richtungen orientiert sind, so bilden sie einen **unkristallisierten** oder **amorphen** Körper. Eine solche Regellosigkeit der Orientierung findet auch bei den flüssigen Körpern statt. Da in diesem Falle keine Richtung vor den anderen sich auszeichnet, so besitzen unkristallisierte feste Körper und Flüssigkeiten nach allen Richtungen die gleichen physikalischen Eigenschaften. Solche Körper nennt man **isotrop**. Auch die Kristalle des regulären oder tesseralen Systems, die drei gleichwertige Achsen haben, verhalten sich in der Mehrzahl ihrer Eigenschaften, so auch in ihrem optischen Verhalten, wie isotrope Körper (52). Die Kristalle des quadratischen und hexagonalen Systems sind durch eine Symmetrieachse ausgezeichnet, während die zu dieser senkrechten Achsen von ihr verschieden, aber unter sich gleichwertig sind. Die Kristalle des rhombischen, monoklinen und triklinen Systems dagegen besitzen drei ungleichwertige Achsen (vergl. 52). Körper, welche, wie die Kristalle dieser fünf letzten Systeme, nach verschiedenen Richtungen verschiedene Eigenschaften zeigen, heißen **anisotrop** oder **heterotrop**.

Eine Lichtwelle kann sich durch den Äther, welcher die Zwischenräume der Moleküle eines Körpers erfüllt, nicht fortpflanzen, ohne auf die Moleküle einzuwirken und wiederum von ihnen eine entsprechende Einwirkung zu erfahren. Diese Einwirkung gibt sich einerseits durch eine Schwächung der Welle (Absorption), andererseits durch eine Änderung ihrer Fortpflanzungsgeschwindigkeit kund. In einem isotropen Körper, welcher nach allen Richtungen sich gleich verhält, werden die Lichtschwingungen, welche Richtung sie auch haben mögen, immer in gleicher Weise beeinflußt. Werden in einem Punkte eines solchen Körpers (z. B. Glas) beliebig gerichtete Schwingungen erregt, so pflanzen sie sich zwar mit einer geringeren Geschwindigkeit fort als im freien Äther, aber nach **allen** Seiten mit der gleichen Geschwindigkeit und erzeugen rings um jenen Punkt kugelförmige Wellen. Man sagt daher, daß die Wellenfläche der isotropen Mittel eine Kugel sei. Durch diese Gestalt der Wellenfläche ist die Fortpflanzungsweise des Lichts in solchen Mitteln erschöpfend gekennzeichnet; man lernt die Lichtbewegung für die anisotropen Körper ebenso vollständig kennen, wenn man ihre Wellenfläche ermittelt, d. i. die Fläche, auf welcher bei allseitiger Ausbreitung der Schwingungen von einem Punkte aus alle Teilchen sich gleichzeitig in gleichem Schwingungszustand (in gleicher Phase) befinden.

Als Beispiel eines solchen Körpers diene der Kalkspat, welcher die Eigenschaft der Doppelbrechung in besonders hervorragendem Grade besitzt (Erasmus Bartholinus, 1669). Seine durchsichtigen farblosen Kristalle sind nach drei Richtungen sehr vollkommen spaltbar; es ist daher leicht, Stücke aus ihnen zu spalten, welche von sechs gleichen rautenförmigen Flächen begrenzt sind und deshalb Rautenflächner (Rhomboeder, Fig. 399) genannt werden. Zwei gegenüberliegende Ecken a und b sind von drei stumpfen Kantenwinkeln gebildet, die übrigen sechs von einem stumpfen und zwei spitzen. Die gerade Linie ab, welche die zwei stumpfen Ecken miteinander verbindet, heißt die Hauptachse oder auch bloß die Achse des Kristalls; rings um sie sind die Flächen, Kanten und Ecken symmetrisch geordnet. Eine jede durch die Achse oder eine zu ihr parallele Linie gelegte Ebene wird Hauptschnitt genannt. Nun stelle in Fig. 400 die Ebene der Zeichnung einen Hauptschnitt eines Kalkspatkristalls vor und ab die Achsenrichtung. In dem Punkt m mögen Schwingungen erregt werden, welche teils in der Ebene des Hauptschnitts erfolgen, teils zu ihr senkrecht stehen; die letzteren, welche auch zur Achse senkrecht sind, pflanzen sich nach allen Seiten mit der nämlichen Geschwindigkeit fort und erzeugen die in der Figur angedeutete kreisförmige Welle. Die in der Ebene des Hauptschnitts liegenden Schwingungen aber pflanzen sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten fort, je nach dem Winkel, den sie mit der Achse bilden. Schwingungen z. B., welche nach ab parallel der Achsenrichtung selbst erfolgen, geben Anlaß zu einem Strahl md, der in der nämlichen Zeit, in welcher die zur Achse senkrechten Schwingungen den Halbmesser jener Kreiswelle durchlaufen, eine größere Strecke md zurücklegt, weil im Kalkspat die zur Achse parallelen Schwingungen sich schneller fortpflanzen (s. u.) als die zur Achse senkrechten. Schwingungen dagegen, die nach cd gerichtet sind, erzeugen, weil sie senkrecht zur Achse stehen, einen Strahl ma, welcher in der gedachten Zeit nur bis zu jenem Kreis vordringt. Solchen Strahlen endlich, deren Schwingungen einen schiefen Winkel mit der Achse bilden, wird eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit (z. B. mf) zukommen, die kleiner ist als md, aber größer als ma. Die im Hauptschnitt gelegenen Schwingungen erzeugen nämlich, wie Huygens (1678) gezeigt hat, eine Welle von elliptischem Umriß $acbd$, welche die Kreiswelle, die den zum Hauptschnitt senkrechten Schwingungen entspricht, an den Achsenendpunkten *a* und *b* berührt. Da für alle Hauptschnitte das nämliche gilt, so braucht man nur die Fig. 400 um die Achse *ab* gedreht zu denken, um die Wellenfläche zu erhalten, welche für die allseitige Fortpflanzung des Lichts im Kalkspat maßgebend ist. Diese Wellenfläche besteht aus zwei Schalen, einer Kugel für die zur Achse

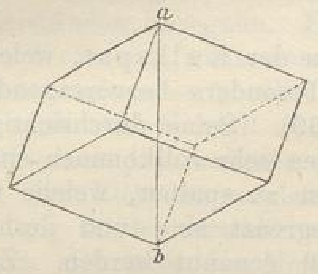

Fig. 399.
Rhomboeder.

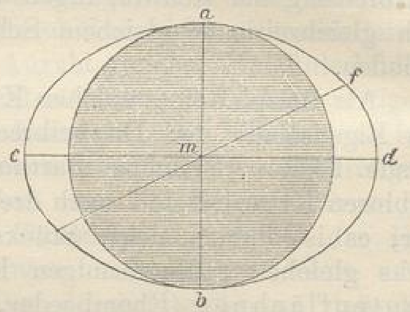

Fig. 400.
Ausbreitung des Lichts im Kalkspat.

senkrechten Schwingungen und einem abgeplatteten Rotationsellipsoid, welches die Kugel umschließt und sie an den Endpunkten der Achse berührt, für die zur Achse nicht senkrechten Schwingungen. Fig. 401 zeigt drei zueinander rechtwinklige Durchschnitte, nämlich zwei Hauptschnitte und einen zur Achse senkrechten Schnitt, zu einem leicht verständlichen Modell der Wellenfläche zusammengefügt.

Nun werde die Oberfläche *MN* (Fig. 402) eines Kalkspatkristalls von einem Bündel paralleler Lichtstrahlen *abef* getroffen; zieht man von *b* aus, wo die Oberfläche von der Lichtbewegung zuerst erreicht wird, eine Senkrechte, *bg*, zur Strahlenrichtung, so stellt diese das zu dem Lichtbündel gehörige ebene Wellenstückchen vor, in welchem sich sämtliche Ätherteilchen gleichzeitig im nämlichen Schwingungszustand befinden (vgl. Fig. 381). Indem die Welle *bg* gegen die Kristalloberfläche fortschreitet, werden die zwischen *b* und *f* liegenden Ätherteilchen der Reihe nach von der Bewegung ergriffen, und jedes entsendet eine Wellenbewegung in den Kristall hinein. Der Einfachheit wegen werde angenommen, daß die Einfallsebene, d. h. die Ebene der Zeichnung, zugleich ein Hauptschnitt des Kristalls sei. Alsdann haben wir uns jeden einfallenden natürlichen Lichtstrahl aus zwei gleich hellen Strahlen bestehend zu denken, von welchen der eine im Hauptschnitt, der andere senkrecht dazu schwingt. Letztere Schwingungen, welche senkrecht zur Kristallachse *bi* erfolgen, werden sich, während die Welle *bg* von *g* bis *f* fortschreitet, im Kristall von *b* aus zu einer kreisförmigen Welle *ih* ausgebreitet haben, deren Halbmesser *bh* sich zu *gf* verhält wie die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Art Schwingungen im Kristall zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichts in der Luft. Von jedem zwischen *b* und *f* gelegenen Punkte der Kristallfläche wird gleichzeitig eine

Kreiswelle ausgegangen sein, deren Halbmesser jedoch um so kleiner ist, je später der zugehörige Punkt von der einfallenden Welle erfaßt wird. Alle diese Kreiswellen sind in dem Augenblick, in welchem der Punkt *f* von der einfallenden Welle erreicht wird, bis zur Linie *fh* vorgedrungen, welche die gemeinsame Berührungslinie

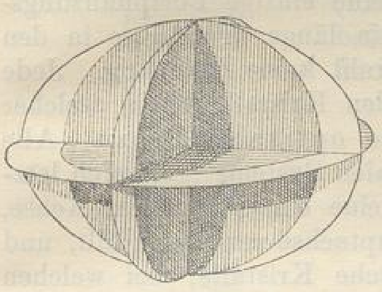

Fig. 401.
Modell der Wellenfläche der einachsigen Kristalle.

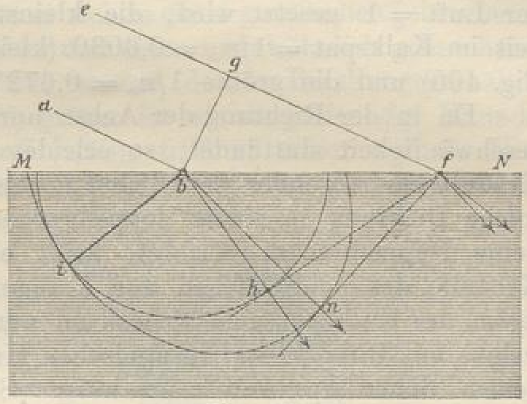

Fig. 402.
Doppelbrechung im Kalkspat.

sämtlicher Kreiswellen ist. Die Linie *fh* stellt demnach die ebene Welle vor, welche sich in den Kristall hinein fortpflanzt, und die von *b* nach dem Berührungspunkt *h* gezogene Gerade *bh* gibt die zugehörige Richtung der gebrochenen Strahlen an. Da die bei dieser Zeichnung in Anwendung gekommene Wellenschale, wie bei den einfach brechenden (isotropen) Mitteln, kugelförmig ist, so befolgt ein Strahl, der senkrecht zum Hauptschnitt schwingt, das gewöhnliche Snelliussche Brechungsgesetz. Will man sich in ähnlicher Weise von der Brechung der im Hauptschnitt schwingenden Strahlen Rechenschaft geben, so hat man, wenn *bi* die Richtung der Achse ist, um *b* den Umriß *ni* der elliptischen Wellenschale und von *f* aus die Berührungslinie *fn* an ihn zu ziehen; diese Linie gibt alsdann die Lage der gebrochenen Welle, und die von *b* aus nach dem Berührungspunkt *n* gezogene Gerade die zugehörige Strahlenrichtung an. Dieser Strahl befolgt nicht das gewöhnliche, sondern infolge der ellipsoidischen Gestalt seiner Wellenfläche ein viel verwickelteres Brechungsgesetz. Man sieht also, daß ein auf einen Kalkspatkristall treffender natürlicher Lichtstrahl (*ab*) im allgemeinen in zwei mit ungleicher Geschwindigkeit sich fortpflanzende Strahlen zerlegt wird: einen gewöhnlich gebrochenen oder ordinären (*bh*) und einen außergewöhnlich gebrochenen oder extraordinären Strahl (*bn*); beide sind vollständig polarisiert, und zwar schwingt dieser im Hauptschnitt, jener aber senkrecht zum Hauptschnitt. Steht die Einfallsebene senkrecht zur Achse, so schneidet sie die Wellenfläche in zwei konzentrischen Kreisen (vgl. Fig. 401) und beide Strahlen befolgen das Snelliussche Brechungsgesetz. Dies findet statt bei der

Brechung durch ein Kalkspatprisma, dessen brechende Kante zur Kristallachse parallel ist. Man kann daher mittels eines solchen Prismas die beiden Hauptbrechungskoeffizienten n_ω für den ordinären und n_ε für den extraordinären Strahl nach der Methode der kleinsten Ablenkung (329) bestimmen; man findet für Natriumlicht $n_\omega = 1{,}6585$, $n_\varepsilon = 1{,}4865$, und daraus, wenn die Geschwindigkeit des Lichts in der Luft $= 1$ gesetzt wird, die kleinste Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Kalkspat $= 1/n_\omega = 0{,}6030$ (kleine Halbachse $m\,a$ der Ellipse Fig. 400) und die größte $1/n_\varepsilon = 0{,}6727$ (große Halbachse $m\,d$).

Da in der Richtung der Achse nur eine einzige Fortpflanzungsgeschwindigkeit stattfindet, so erleidet ein längs der Achse in den Kristall eindringender natürlicher Lichtstrahl keine Zerlegung. Jede solche Richtung in einem doppelbrechenden Kristall, längs welcher keine Doppelbrechung erfolgt, heißt eine optische Achse. Alle Kristalle des quadratischen und hexagonalen Systems (zu welch letzterem der Kalkspat gehört) besitzen nur eine einzige optische Achse, welche mit ihrer kristallographischen Hauptachse zusammenfällt, und heißen daher optisch-einachsig. Solche Kristalle, bei welchen sich die außergewöhnlichen Strahlen schneller fortpflanzen als die gewöhnlichen, bei welchen also die ellipsoidische Wellenschale die Kugelwelle umschließt, wie Kalkspat, Turmalin, salpetersaures Natrium usw., heißen einachsig-negativ, weil man von dem Brechungsexponenten des ordinären Strahles etwas abziehen muß, um den des extraordinären Strahles zu erhalten. Wird dagegen das Ellipsoid von der Kugelwelle umschlossen, oder besitzen die gewöhnlichen Strahlen die größere Fortpflanzungsgeschwindigkeit, so heißen die Kristalle einachsig-positiv, wie z. B. Bergkristall oder Quarz, Zirkon, Zinnstein, Eis usw.; dem Brechungsexponenten des ordinären Strahles muß bei diesen Kristallen etwas hinzugefügt werden, um denjenigen des extraordinären Strahles zu erhalten. Auch in den Kristallen der drei übrigen Systeme pflanzen sich zwei zueinander senkrecht polarisierte Strahlen mit ungleicher Geschwindigkeit fort, wovon jedoch keiner im allgemeinen das gewöhnliche Brechungsgesetz befolgt. Man findet in jedem dieser Kristalle zwei Richtungen ohne Doppelbrechung oder zwei optische Achsen und nennt sie daher optisch-zweiachsig. Dahin gehören z. B. Aragonit, Topas, Gips, Salpeter, Zucker u. a.

Die Doppelbrechung, indem sie jedes natürliche Lichtbündel in zwei zueinander senkrecht polarisierte zerlegt, bietet ein vortreffliches Mittel zur Herstellung polarisierten Lichts, wenn man nur dafür Sorge trägt, daß das eine der beiden durch Doppelbrechung entstandenen Lichtbündel beseitigt werde, weil es sonst, mit dem anderen sich vermischend, wieder unpolarisiertes Licht geben würde. Dies geschieht in sehr sinnreicher Weise durch das Nicolsche (1829) Prisma (Fig. 403); es wird aus einer durch Spaltung erhaltenen Kalkspatsäule verfertigt, an welche man statt der natürlichen Endflächen, die mit den stumpfen Seitenkanten PH einen Winkel von

71^0 bilden, neue Flächen PP anschleift, deren Winkel mit diesen Kanten 68^0 beträgt. Nun wird das Prisma durch einen zu den neuen Endflächen senkrechten Schnitt HH entzweigesägt und die Schnittflächen, nachdem sie poliert sind, mittels Kanadabalsams wieder zusammengekittet. Trifft nun ein natürlicher Lichtstrahl ab auf die Vorderfläche PP, so spaltet er sich in einen gewöhnlich gebrochenen Strahl bc und einen ungewöhnlich gebrochenen bd. Der erstere, dessen Brechungsverhältnis (1,658) größer ist als dasjenige des Kanadabalsams (1,53), trifft so schief auf die Kittfläche, daß er nicht in sie einzudringen

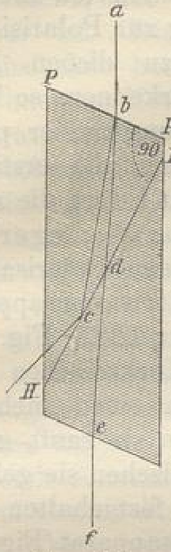

Fig. 403.

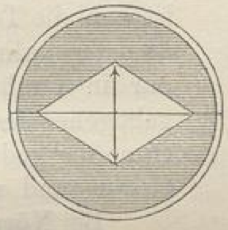
Fig. 404.

Nicolsches Prisma.

vermag, sondern an ihr eine vollständige Zurückwerfung nach seitwärts erfährt. Der außergewöhnliche Strahl dagegen, welcher sich im Kalkspat rascher fortpflanzt als im Kanadabalsam, durchdringt letzteren und verläßt die Hinterfläche als vollkommen polarisierter Strahl def, dessen Schwingungen parallel zum Hauptschnitt PHP oder parallel zur Ebene der kürzeren Diagonalen der rautenförmigen Endflächen erfolgen, wie in Fig. 404 angedeutet ist. Für Strahlen, welche senkrecht zu seinem Hauptschnitt schwingen, erscheint das Nicolsche Prisma vollkommen undurchsichtig.

Auch die polarisierende Eigenschaft des Turmalins steht mit seiner Doppelbrechung im Zusammenhang. Wie oben bereits angedeutet worden, ist in doppelbrechenden Kristallen nicht nur die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, sondern auch die Absorption der Schwingungen abhängig von dem Winkel, welchen diese mit der optischen Achse bilden, so daß die zur Achse senkrecht schwingenden Strahlen eine andere Absorption erleiden und daher anders gefärbt erscheinen können als die parallel zur Achse schwingenden. Man nennt diese Eigenschaft Zweifarbigkeit oder Dichroismus; sie tritt bei manchen Kristallen so auffallend hervor, daß man sie ohne weitere Hilfsmittel beim bloßen Anblick des Kristalls wahrnimmt; der Pennin z. B. erscheint, in der Richtung seiner Achse betrachtet, dunkel blaugrün, senkrecht dazu braun, der Kordierit (Dichroit) in der Richtung der Achse dunkelblau, senkrecht zu ihr dagegen gelblichgrau. Der Turmalin ist nun ebenfalls ein „dichroitischer“ Kristall, in welchem die zur Achse senkrechten Schwingungen des gewöhnlichen Strahles durch Absorption fast vollständig ausgelöscht und nur die zur Achse parallelen des außergewöhnlichen Strahles durchgelassen werden.

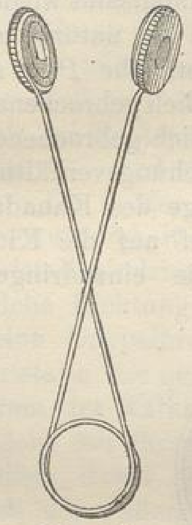

Fig. 405.
Turmalinzange.

366. **Polarisationsapparate** dienen dazu, durchsichtige Gegenstände im polarisierten Licht zu untersuchen. Da jede Vorrichtung zur Polarisierung des Lichts auch umgekehrt dazu dienen kann, polarisiertes Licht als solches zu erkennen, so bildet jede zweckmäßige Zusammenstellung zweier polarisierender Vorrichtungen, von denen die erste als Polarisator das polarisierte Licht liefert, die zweite als Polariskop oder Analysator (Zerleger) dasselbe zu untersuchen gestattet, einen Polarisationsapparat. Der einfachste aller Polarisationsapparate ist wohl die Turmalinzange (Marx, 1827; Fig. 405); zwei Turmalinplatten sind mittels Korkscheiben drehbar in Drahtringe gefaßt; durch einen mehrfach gebogenen federnden Draht werden sie sanft gegeneinander gedrückt, so daß ein zwischen sie gelegter Gegenstand wie von einer Zange festgehalten wird.

Bei Nörrembergs Polarisationsapparat (Fig. 406) dient eine durchsichtige Spiegelglasplatte AB, welche mit der Achse Sc des Instruments einen Winkel von 33^0 bildet, als Polarisator. Das

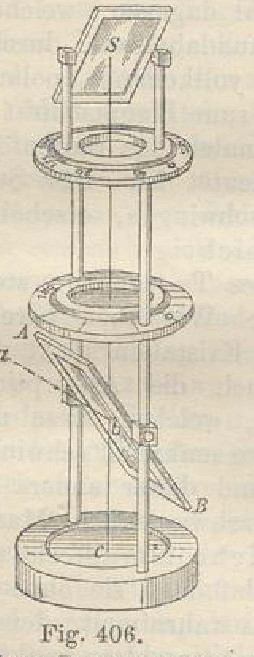

Fig. 406.
Nörrembergs Polarisationsapparat.

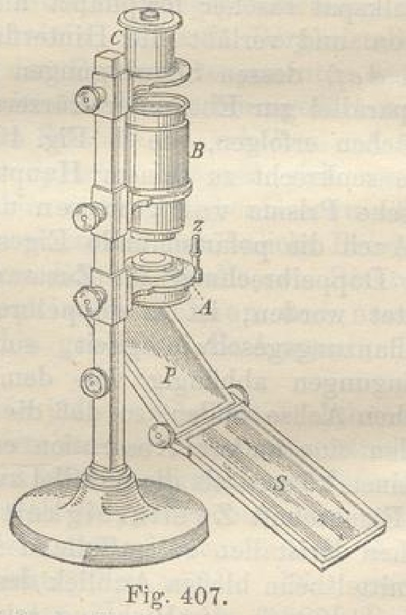

Fig. 407.
Nörrembergs mikroskopischer Polarisationsapparat.

in der Richtung ab einfallende, etwa vom bewölkten Himmel kommende Licht wird zunächst nach unten (bc) gelenkt und von dort durch