



UNIVERSITÄTS-  
BIBLIOTHEK  
PADERBORN

# **Lehrbuch der Experimentalphysik**

**Lommel, Eugen von**

**Leipzig, 1908**

356. Erklärung der Zurückwefung und Brechung

---

[urn:nbn:de:hbz:466:1-83789](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:hbz:466:1-83789)

systeme, welche von sämtlichen in Bewegung befindlichen Teilchen ausgehen, bringen aber durch ihr Zusammenwirken (ihre Übereinanderlagerung) genau das Hauptwellensystem hervor, welches rings um den Erregungsmittelpunkt sich ausbreitend, tatsächlich vorhanden ist. Dieser wichtige Satz, welchen man das Huygenssche Prinzip nennt, enthüllt den wahren Vorgang bei der Fortpflanzung der Wellen in einem allseitig ausgebreiteten Mittel, indem er den gegenseitigen Wirkungen der Teilchen, welche rings um jedes Teilchen in gleicher Weise stattfinden, gebührende Rechnung trägt. In einem solchen Mittel kann eine Fortpflanzung der schwingenden Bewegung längs einer einzigen geraden Linie offenbar nicht stattfinden; immer wird es sich um die Fortpflanzung einer Welle oder eines Wellenstückes handeln. Zu jedem Wellenstücke aber, wie klein man es sich auch vorstellen mag, gehören unzählig viele Strahlen, welche zusammen ein Strahlenbündel ausmachen. In der Natur kommen niemals vereinzelte Strahlen, sondern nur Strahlenbündel vor. Die bisher unter der Annahme einzelner Lichtstrahlen durchgeführten Betrachtungen behalten gleichwohl ihre volle Geltung, wenn wir nur in jedem Lichtstrahle den Repräsentanten des sehr dünnen Strahlenbündels erblicken, zu dem er gehört.

Da in einem nach allen Richtungen gleichbeschaffenen Mittel die Wellen, z. B. die Schallwellen in der Luft, die Lichtwellen im Äther, sich um den Erregungsmittelpunkt als Kugelschalen ausbreiten, so steht jeder Strahl als Kugelhalbmesser auf dem zugehörigen Wellenstückchen senkrecht. Denkt man sich dieses Wellenstückchen sehr klein oder sehr weit vom Erregungspunkt entfernt, so können die auf ihm senkrechten Strahlen als unter sich parallel und das Wellenstückchen selbst als eine ebene Fläche betrachtet werden. Überhaupt gehört zu einem Bündel paralleler (und unter sich kohärenter) Strahlen stets eine ebene Welle, welche zur Richtung der Strahlen senkrecht steht.

356. **Erklärung der Zurückwerfung und Brechung.** Sehen wir nun, was geschieht, wenn ein Bündel paralleler Strahlen  $am'a'k$  auf die ebene Trennungsfläche  $mk$  zweier verschiedenartigen Mittel trifft (Fig. 380). Indem die zu dem Strahlenbündel gehörige ebene Welle  $mn$  gegen die Fläche fortschreitet, setzt sie nach und nach die an der Oberfläche liegenden Teilchen  $mm'k$  in schwingende Bewegung, und jedes von ihnen entsendet (dem Huygensschen Prinzip gemäß) sein eigenes Wellensystem in das erste Mittel zurück. In dem Augenblicke, in welchem der Punkt  $k$  der Fläche von der einfallenden Welle erreicht wird, hat der zuerst getroffene Punkt  $m$  eine kreis- oder kugelförmige Teilwelle hervorgerufen, welche sich rings um  $m$  ebensoweit ausgebreitet hat, als die Hauptwelle mittlerweile fortgeschritten ist, deren Halbmesser  $mo$  sonach gleich der Strecke  $nk$  ist. Die zwischen  $m$  und  $k$  gelegenen Punkte haben inzwischen ebenfalls Teilwellen (Elementarwellen) erzeugt, deren Halbmesser um so kleiner sind, je näher sie dem augenblicklich noch in Ruhe befind-



lichen Punkt  $k$  liegen, der Punkt  $m'$  z. B. eine Welle, deren Halbmesser  $m'o'$  gleich  $kn'$  ist. Die gemeinschaftliche Berührungslinie  $ko$  sämtlicher Teilwellen, an welcher alle Bewegungen mit gleichen Schwingungszuständen eintreffen, stellt nun wieder eine Hauptwelle dar, welche von der Trennungsfläche in das erste Mittel zurückgeht, oder, wie man sagt, an dieser Fläche zurückgeworfen wurde. Wie man sieht, ist die zurückgeworfene Welle  $ko$  gegen die zurückwerfende Fläche  $mk$  unter dem nämlichen Winkel geneigt, wie die einfallende. Das zugehörige zurückgeworfene Strahlenbündel  $mlkr$ , dessen Strahlen  $ml$ ,  $m's$ ,  $kr$  zu der Welle  $ko$  senkrecht stehen, bildet mithin ebenfalls mit der Fläche  $mk$  und folglich auch mit

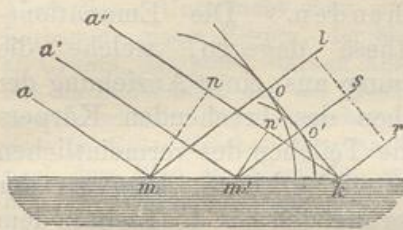


Fig. 380.

Erklärung der Zurückwerfung.

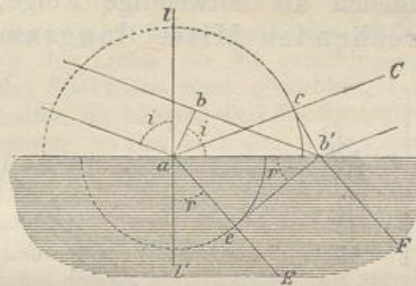


Fig. 381.

Erklärung der Brechung.

einer auf ihr errichteten Senkrechten, dem Einfallslot, den nämlichen Winkel wie das einfallende Strahlenbündel.

Von den durch die ankommende Welle erschütterten Punkten der Trennungsfläche aus müssen aber auch Wellen in dem zweiten Mittel erregt werden, welche sich jedoch mit einer anderen Geschwindigkeit fortpflanzen als im ersten Mittel. Die von dem Punkt  $a$  (Fig. 381), welcher von der einfallenden Welle  $ab$  zuerst getroffen wird, ausgehende Teilwelle wird daher in dem Augenblick, in welchem die einfallende Welle den Punkt  $b'$  erreicht, einen Halbmesser  $ae$  besitzen, welcher zu der gleichzeitig im ersten Mittel zurückgelegten Strecke  $bb'$  in demselben Verhältnis steht wie die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im zweiten zu derjenigen im ersten Mittel. Da die von  $b'$  aus an diese erste Teilwelle gezogene Berührungslinie  $b'e$  auch alle übrigen bis jetzt gebildeten Teilwellen berührt und sonach ihre Bewegungen zusammenfaßt, so stellt sie die ins zweite Mittel eindringende ebene Hauptwelle vor. Wie man sieht, hat die Welle beim Übertritt in das andere Mittel eine Schwenkung gemacht; ihre Front rückt in anderer Richtung vor als diejenige der einfallenden Welle. Das zu ihr gehörige Strahlenbündel  $aEb'F$  bildet daher mit dem Einfallslot  $lal'$  einen anderen Winkel als das einfallende Strahlenbündel; es hat eine Brechung erlitten. Wenn, wie in der Figur angenommen wurde, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im zweiten Mittel kleiner ist als im ersten, so ist der Brechungswinkel  $r$  kleiner als der Einfallswinkel  $i$ , oder das Strahlenbündel wird zum Lot ge-



brochen. Nimmt man die Strecke  $ab'$  als Längeneinheit an, so ist  $bb'$  der Sinus des Einfallswinkels  $i$  und  $ae$  der Sinus des Brechungswinkels  $r$ . Die Längen  $bb'$  und  $ae$  stehen aber zueinander in dem unabänderlichen Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten des Lichts im ersten und im zweiten Mittel; aus der Wellenlehre folgt also nicht nur das Brechungsgesetz, daß der Sinus des Einfallswinkels zum Sinus des Brechungswinkels in einem unveränderlichen Verhältnis steht, sondern auch die eigentliche Bedeutung dieses Verhältnisses; der Brechungskoeffizient ist das Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeit im ersten Mittel zu derjenigen im zweiten. Hiermit ergibt sich aus der Wellenlehre zugleich als notwendige Folge, daß sich das Licht im stärker brechenden Mittel langsamer fortpflanzt als im schwächer

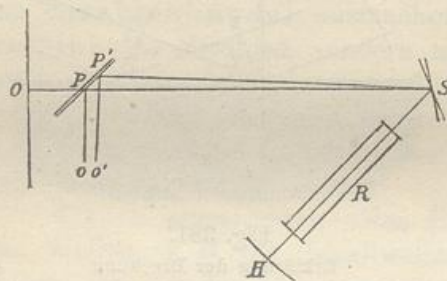


Fig. 382.  
Foucaults Versuch.

brechenden. Die Emanationshypothese dagegen, welche die Brechung aus einer Anziehung der Teilchen des brechenden Körpers auf die Teilchen des vermeintlichen Lichtstoffs erklärte, kam zu der Folgerung, daß sich das Licht in dem stärkerbrechenden Mittelschneller fortpflanze als in dem schwächer brechenden. Der Widerspruch, welcher in diesen entgegengesetzten Folgerungen zutage trat, bot Ge-

legenheit, den lange geführten Kampf zwischen Lichtstoff- und Wellenlehre endgültig zu entscheiden. Foucault gelang dies (1850) durch folgende sinnreiche Anordnung, welche die Geschwindigkeit des Lichts selbst im engen Raume eines Zimmers zu messen gestattet (320). Von einer Öffnung  $O$  (Fig. 382) aus fällt ein Bündel Lichtstrahlen durch die unter  $45^\circ$  geneigte Glasplatte  $P$  auf einen kleinen ebenen Spiegel  $S$ , wird von da auf einen Hohlspiegel  $H$ , dessen Radius  $HS$  ist, zurückgeworfen und kehrt auf dem Wege  $SP$  nach der Glasplatte zurück, die ihn nach seitwärts ( $Po$ ) dem Beobachter zulenkt. Dreht sich der Spiegel sehr rasch um eine zur Ebene der Figur senkrechte Achse, so daß er, nachdem das Licht den Weg  $SH$  hin und zurück durchlaufen hat, seine Lage etwas geändert hat, so geht der von ihm zurückgeworfene Strahl nach  $SP'$  und zeigt dem Beobachter das Bild  $o$  der Öffnung nach  $o'$  verschoben. Aus der Verschiebung und der meßbaren Drehungsgeschwindigkeit des Spiegels  $S$  ergibt sich die Zeit, welche das Licht bedurfte, um den Weg  $HS$  hin und zurück zu durchlaufen. Wurde zwischen  $S$  und  $H$  eine mit Wasser gefüllte, an den Enden durch Glasplatten verschlossene Röhre  $R$  eingeschaltet, so ergab sich die Verschiebung  $oo'$  größer, das Licht pflanzt sich also in Wasser langsamer fort als in Luft, und zwar ergab sich seine Geschwindigkeit im Wasser nur zu  $\frac{3}{4}$  von derjenigen in der Luft.



Der oben für den leeren Raum gewonnene Satz, daß alle Lichtarten sich mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen, gilt hiernach nicht mehr für die Fortpflanzung in undurchsichtigen Körpern; denn die Tatsache der Farbenzerstreuung, in die Sprache der Wellenlehre gefaßt, sagt uns, daß in farblos durchsichtigen Substanzen Strahlen von größerer Schwingungszahl sich mit geringerer Geschwindigkeit fortpflanzen. In der atmosphärischen Luft allerdings und überhaupt in gasförmigen Körpern ist die Farbenzerstreuung sehr unbedeutend. Das mittlere Brechungsverhältnis beim Übergang aus dem leeren Raum in Luft von 0° und 760 mm Druck ist 1,000295. Für rotes Licht ist dieser Wert 1,000293, für blaues 1,000297.

Die Dispensionserscheinungen stehen im engsten Zusammenhange mit der Absorption. Untersucht man die Brechung des Lichts für die verschiedenen Farben an einem Körper, der einen Teil des Spektrums stark absorbiert, z. B. an Cyanin, das einen starken Absorptionsstreifen im hellsten Teil des Spektrums hat, so findet man, daß die Brechungsexponenten im Rot nach dem Absorptionsstreifen zu sehr stark anwachsen. Jenseits des Absorptionsstreifens aber findet man im Grün Brechungsexponenten, die viel kleiner sind als die im Rot, und nach dem Blau hin allmählich wieder zunehmen. Dieser Stoff also zeigt nicht das regelmäßige Ansteigen der Dispersion nach dem Violett zu, sondern bricht das Blau weniger stark als das Rot. Ähnliches zeigen andere Stoffe mit starker auswählender Absorption. Man bezeichnet diese Erscheinung als anomale Dispersion (Christiansen, Kundt) und hat eine Theorie dieser Erscheinungen aufzustellen versucht (Sellmeyer, Helmholtz), welche von der Vorstellung ausgeht, daß in den Körpern Teilchen vorhanden sind, die von den hindurchgehenden Lichtwellen zum Mitschwingen angeregt werden, sei es, daß man sich unter diesen Teilchen die Atome oder Moleküle der Körper selbst vorstellt, oder, was nach der heutigen Auffassung wahrscheinlicher ist, elektrische Ladungen, die etwa in Form von Elektronen (282) mit den Atomen oder Molekülen des Körpers verbunden sind. Diese Teilchen werden selbst bestimmte Eigenschwingungen besitzen und werden von denjenigen Lichtwellen am stärksten erregt werden, welche in den Schwingungsperioden mit ihnen übereinstimmen; die Energie dieser Lichtwellen wird daher von dem Körper am stärksten aufgenommen oder absorbiert werden. Diese Lichtart entspricht dem Absorptionsstreifen. Für die dem Absorptionsgebiet benachbarten Lichtarten aber folgt aus dieser Theorie in der Tat eine derartige Beeinflussung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit, wie sie in den Erscheinungen der anomalen Dispersion beobachtet wird, eine starke Erhöhung des Brechungsexponenten auf der roten, eine starke Erniedrigung auf der blauen Seite des Absorptionsgebietes. Die Dispersion der farblosen Mittel aber folgt ebenfalls aus dieser Theorie, wenn man solche Lichtarten in Betracht zieht, die weit von dem Absorptionsgebiet entfernt liegen, sei es, daß für die durchsichtigen Mittel das Absorptionsgebiet im Ultraroten oder im Ultravioletten liegt, oder auf beiden Seiten; denn es sind natürlich auch mehrere Absorptionsgebiete denkbar, entsprechend mehreren Arten von mit-schwingenden Teilchen.

Gleichungen, welche die Beziehung zwischen dem Brechungsexponenten und der Wellenlänge ausdrücken, sind auf Grund der angedeuteten Anschauung von Ketteler, Helmholtz und anderen aufgestellt worden. Man nennt sie Dispersionsformeln. Eine einfache Gleichung dieser Art ist die folgende (Lommel, 1877):

$$n^2 - 1 = \frac{a}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2},$$



in der  $a$  und  $\lambda_0$  für jeden Körper konstante Zahlen sind. Ist  $\lambda_0$  klein gegen  $\lambda$ , so kann man sie in die zur Rechnung bequeme Form bringen:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2},$$

(Cauchy, 1836), wo  $A$  und  $B$  Konstanten sind.

Wie für die Tonhöhe eines Klages, so ist auch für die Farbe einer homogenen Lichtart das kennzeichnende Merkmal die Schwingungszahl, welche sich beim Übergang des Lichts aus einem Mittel in ein anderes nicht ändert. Wohl aber ändert sich dabei die Wellenlänge; denn diese wird ja stets erhalten, indem man die von Mittel zu Mittel und von Farbe zu Farbe sich ändernde Fortpflanzungsgeschwindigkeit durch die unverändert bleibende Schwingungszahl dividiert. Statt der Schwingungszahlen gibt man jedoch gewöhnlich die der Messung unmittelbar zugänglichen Wellenlängen in der Luft als Merkmale der homogenen Lichtarten an, und findet daraus die Wellenlängen in einer beliebigen Substanz, wenn man die für die Luft bestimmten Wellenlängen durch die zugehörigen Brechungsverhältnisse dividiert.

**357. Dopplersches Prinzip.** Dennoch ist ein Fall denkbar, in welchem eine Änderung der Schwingungszahl eintritt. Doppler machte schon 1841 darauf aufmerksam, daß die Höhe eines Tones oder die Farbe eines Lichteindrucks sich erhöhen oder erniedrigen müsse, wenn der tönende oder der leuchtende Körper sich dem Beobachter nähert oder sich von ihm entfernt. Im ersteren Falle wird nämlich das Sinnesorgan innerhalb einer Sekunde von einer größeren Anzahl, im letzteren Falle von einer kleineren Anzahl Wellen getroffen, als wenn die Ton- oder Lichtquelle stille steht. Beim Durchgang eines Eilzuges an einer Eisenbahnstation beobachtet man in der Tat, daß der Pfiff der Lokomotive beim Hereinfahren des Zuges höher, beim Hinausfahren aber tiefer klingt, als wenn der Zug hält.

Stellen wir uns nun etwa vor, daß im Weltenraum eine Kugel glühenden Natriumdampfes sich mit hinlänglicher Geschwindigkeit gegen unsere Erde bewege, so müßte uns ihr Licht mehr grünlich erscheinen als dasjenige einer irdischen Natriumflamme; und wenn sie sich entfernte, müßte es mehr ins Rötliche spielen. Und wenn dieses Licht auf ein Prisma fiel, so würde es an ihm im ersteren Falle mit größerer, im letzteren Falle mit kleinerer Schwingungszahl anlangen als dasjenige einer ruhenden Natriumflamme, und dementsprechend stärker oder schwächer gebrochen werden. In einem nach der bewegten Lichtquelle gerichteten Spektroskop müßte man daher die helle Natriumlinie nach dem brechbareren oder nach dem weniger brechbaren Ende des Spektrums verschoben sehen, je nachdem sich die Lichtquelle dem Beobachter nähert oder von ihm entfernt. In gleicher Weise wie die Natriumlinie in diesem angenommenen Beispiel werden die Linien im Spektrum eines Fixsternes sich verschieben und nicht mehr zusammenfallen mit den durch Laboratoriumsversuche festgestellten Linien der einfachen Stoffe, denen sie angehören,