

menge genommen wird, welche von einer Platinfläche von 1 qcm bei deren Schmelztemperatur ausgesandt wird. Eine Idee von den üblichen Helligkeiten gibt folgende Tabelle:

Talglicht . . . . .	(10 = 1 kg)	0,740
Wachlicht . . . . .	(10 = 1 kg)	0,945
Stearinlicht . . . . .	(10 = 1 kg)	0,993
Spermacetikerze . . . . .	(13 = 1 kg)	1,000
Gasflamme (130 l pro Stunde) . . . . .		8,819
Glühlampe (gebräuchlichste) . . . . .		16,000
Bogenlampe 500 bis 5000 und mehr.		

Platineinheit = 20,8 Carrel = 19,5 Amylacetat.

B. Reflexion des Lichtes (Katoptrik).

§ 340. Auch für die Lichtwellen gilt das Huygenssche Prinzip (§ 183). Wir sind durch dasselbe im stande, aus einer Lage der Wellenfläche ihre Lage zu einer beliebigen späteren Zeit



Fig. 230.

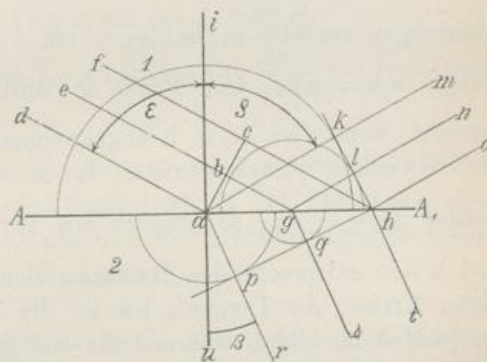


Fig. 231.

zu ermitteln. Sei AB die Lage zu einer Zeit 0, wir wollen die Wellenfläche zur Zeit t finden: wir betrachten jeden Punkt von AB als neues Wellencentrum; von ihm pflanzt sich die Bewegung in der Zeit t nach allen Seiten um vt fort. Wir konstruieren also lauter Kreise mit dem Radius vt, die Einhüllende CD dieser Kreise ist die neue Lage der Wellenfläche.

Befindet sich die Lichtquelle in grosser Entfernung, so werden die Strahlen parallel, die Wellenfläche wird eine Wellenebene senkrecht zu den Strahlen.

Wenn ein Bündel paralleler Strahlen schräg auf die Grenzfläche zweier durchsichtiger Medien fällt, so wird ein Teil des Lichtes reflektiert, ein anderer Teil geht im zweiten Medium fort, aber in veränderter Richtung: das Licht wird gebrochen. Das Gesetz, nach welchem Reflexion und Brechung erfolgen, lässt sich durch das Huygenssche Prinzip leicht ermitteln: Sei in Fig. 231  $AA_1$  die ebene Grenzfläche der Medien 1 und 2, da, eg und fh drei der parallel auffallenden Strahlen, und zwar liege eg gerade in der Mitte zwischen da und fh. Dann ist  $ac \perp da$  eine Wellenebene. Wir ziehen noch in a das Lot, das Einfallslot ia des Strahles da. Die Strahlen sollen sich im ersten Medium mit der Geschwindigkeit  $v_1$ , im zweiten mit  $v_2$  fortpflanzen. Die Wellenebene ac trifft die Grenzfläche zuerst in a, allmählich in den anderen Punkten zwischen a und h. Jeden getroffenen Punkt betrachten wir als neues Wellencentrum. Während ac sich von c bis h verschiebt, wozu die Zeit  $t = \frac{ch}{v_1}$  nötig ist, geht von a aus

die Bewegung im ersten Medium um  $v_1 t = v_1 \frac{ch}{v_1} = ch$  nach allen Richtungen zurück; wir schlagen um a den Halbkreis mit diesem Radius  $ak = ch$ . Der Punkt g wird nach der Zeit  $\frac{1}{2} \frac{ch}{v_1}$  erreicht, wenn also ac in h angekommen ist, hat sich von g aus die Bewegung zurückverbreitet bis zu einem Halbkreis mit dem Radius  $gl = \frac{1}{2} ch$ ; so könnten wir für jeden Punkt zwischen a und h den entsprechenden Halbkreis ziehen. Die Einhüllende aller dieser Kreise, die Tangente hk ist die Wellenfläche, die sich im ersten Medium bildet, während die ankommende Welle von c bis h geht; es ist eine zurücklaufende, reflektierte Welle, deren Strahlen am, gn, ho senkrecht zu hk sind.

Im zweiten Medium sei die Geschwindigkeit  $v_2$  kleiner. In der Zeit  $t = \frac{ch}{v_1}$ , in der ac von c bis h geht, pflanzt sich im zweiten Medium die Bewegung von a aus bis zu einem Halbkreis mit dem Radius  $v_2 t = v_2 \cdot \frac{ch}{v_1} = ap$  fort; wir ziehen diesen Kreis. Vom Punkt g hat sich die Bewegung ebenso bis zu einem Kreis mit dem Radius  $\frac{1}{2} v_2 \cdot \frac{ch}{v_1} = gq$  fortgepflanzt. Die Ein-

hüllende der entsprechenden Halbkreise um alle Punkte zwischen  $a$  und  $h$ , d. h. die Tangente  $hp$  ist daher die Wellenebene der gebrochenen Strahlen, welche senkrecht zu ihr stehen, also  $ar$ ,  $gs$  und  $ht$  sind. Der Winkel zwischen einfallendem Strahl und Einfallslot,  $\sphericalangle dai = \varepsilon$ , heisst der Einfallswinkel, der Winkel zwischen reflektiertem Strahl und Einfallslot,  $\sphericalangle mai = \rho$ , heisst Reflexionswinkel; der Winkel zwischen gebrochenem Strahl und Einfallslot,  $\sphericalangle uar = \beta$ , heisst Brechungswinkel. Die Figur ergibt nun  $\sphericalangle \varepsilon = \sphericalangle \rho$ . Denn  $\sphericalangle daA = \sphericalangle fhA$ ; ferner ist  $\triangle ach$  kongruent  $hkc$ , da beide rechtwinkelig sind,  $ah$  gemeinsam haben und  $ak = hc$  nach Konstruktion; folglich  $\sphericalangle fha = \sphericalangle kah$ ; also ist  $\sphericalangle daA = \sphericalangle kah$ , also auch ihre Ergänzungen zu einem rechten gleich,  $\sphericalangle \varepsilon = \sphericalangle \rho$ . Wir haben also das Gesetz: Der Reflexionswinkel ist gleich dem Einfallswinkel, beide Strahlen liegen in einer Ebene mit dem Einfallslot. Diese Ebene heisst Einfalls- oder Reflexionsebene.

Das Gesetz der Brechung ergibt sich folgendermaßen:

Es ist  $ch = ah \sin \text{cah} = ah \sin \varepsilon$   
 $ap = ah \sin \text{ahp} = ah \sin \beta$ , folglich

$$\frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta} = \frac{ch}{ap} = \frac{ch}{\frac{ch}{v_2} \frac{v_1}{v_1}} \text{ nach Konstruktion, also } \frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = \text{Const.}$$

Also: Der Quotient aus dem sinus des Einfallswinkels und dem sinus des Brechungswinkels ist konstant, und zwar gleich dem Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten in den beiden Medien.

§ 341. Wir bleiben vorläufig bei der Reflexion des Lichtes. Es ergibt sich aus dem Reflexionsgesetz leicht die Fähigkeit ebener Spiegel, von den vor ihnen liegenden Gegenständen Bilder zu geben, die scheinbar ebensoweit hinter dem Spiegel liegen, wie der Gegenstand vor dem Spiegel. Wenn von einem Punkte Strahlen ausgehen, die durch Reflexion oder Brechung wieder in einem Punkte wirklich oder scheinbar vereinigt werden, so nennt man diesen zweiten Punkt ein Bild des ersten. Sei (Fig. 232)  $AB$  eine spiegelnde Fläche,  $C$  ein leuchtender Punkt,  $CD$  und  $CE$  zwei beliebige von ihm ausgehende Strahlen; sie werden nach  $F$  und  $G$  reflektiert, so dass  $\varepsilon = \rho$ ,  $\varepsilon_1 = \rho_1$  ist. Verlängern wir  $FD$  und  $GE$  nach rückwärts, so schneiden sie sich im Punkte  $C_1$ , dem Bilde

von C. Nun ist  $\triangle CDE$  kongruent  $\triangle DC_1E$ , wie leicht zu ersehen, also auch die Lote  $CH = C_1H$ . Man findet also das Spiegelbild eines Punktes, indem man von ihm ein Lot auf den Spiegel oder seine Verlängerung fällt und dasselbe hinter dem Spiegel so weit verlängert, als der Punkt vor dem Spiegel liegt. Von diesem Bilde scheinen die reflektierten Strahlen herzukommen.

Dieselbe Konstruktion kann man für jeden Punkt eines Gegenstandes ausführen; das Bild von CK ist also z. B.  $C_1K_1$ .

Ein Bild, wie das vorliegende, welches nicht durch wirkliches Zusammentreffen der Strahlen gebildet wird, sondern nur durch

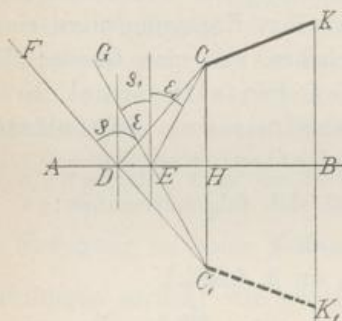


Fig. 232.

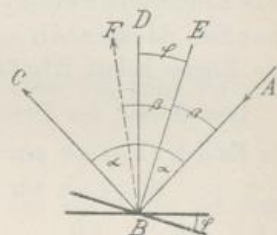


Fig. 233.

Verlängerung der Strahlen in einem Raum, wo sie faktisch gar nicht existieren, wird ein virtuelles Bild genannt. Die ebenen Spiegel liefern also nur virtuelle Bilder.

Zwei unter einem Winkel gegen einander gestellte Spiegel (sog. Winkelspiegel) liefern eine ganze Anzahl Bilder, indem das Bild des einen als neues Objekt für den zweiten dient. Ist der Winkel  $\varphi$ , so lässt sich zeigen, dass die Zahl der Bilder  $n = \frac{360}{\varphi} - 1$  ist, wenn  $\frac{360}{\varphi}$  eine ganze Zahl ist. Dies wird bei den Kaleidoskopen benutzt.

§ 342. Wird ein Spiegel, auf welchen ein Strahl fällt, um einen  $\varphi$  gedreht, während der einfallende Strahl unveränderte Richtung behält, so dreht sich der reflektierte Strahl um den doppelten Winkel  $\delta = 2\varphi$ . Sei (Fig. 233) AB der einfallende Strahl, DB das Einfallslot, BC der reflektierte Strahl, so ist  $\angle ABD =$

$\sphericalangle DBC = \alpha$ . Der Spiegel wurde um  $\varphi$  gedreht, das neue Einfallslot sei EB, der reflektierte Strahl BF, so ist  $\sphericalangle ABE = \sphericalangle EBF = \beta$ . Der reflektierte Strahl hat sich gedreht um  $\sphericalangle CBF = \sphericalangle CBA - \sphericalangle FBA = 2\alpha - 2\beta = 2\varphi$ .

Dies wird benutzt zur Messung sehr kleiner Winkeldrehungen bei der von Poggendorff eingeführten Methode der Spiegelablesung. An dem sich drehenden Körper, z. B. der Magnetnadel eines Galvanometers ist ein kleiner Spiegel A (Fig. 234) befestigt. Ihm gegenüber ist ein Fernrohr B und eine Millimeterteilung C aufgestellt. Durch das Fernrohr sieht man gespiegelt einen Teil-

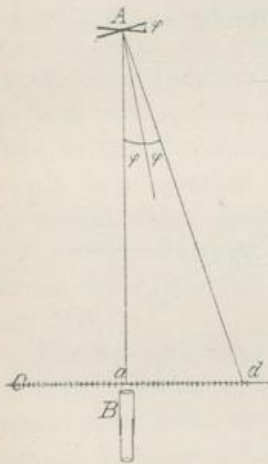


Fig. 234.

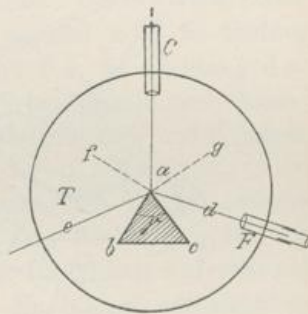


Fig. 235.

strich der Teilung, z. B. den mittelsten a. Dreht sich der Magnet mit dem Spiegel um den  $\sphericalangle \varphi$ , so sieht man nun im Fernrohr das Bild des Teilstrichs d. Man kann also die Länge ad ablesen. Kennt man noch aA, so ergibt sich  $\frac{ad}{aA} = \operatorname{tg} 2\varphi$ . Die Feinheit der Methode beruht darauf, dass der um den doppelten Drehwinkel auf der Skala sich verschiebende Strahl dA beliebig lang gemacht werden kann. Die Genauigkeit der Ablesung ist so gross, wie sie ein am Magnet angebrachter Zeiger von doppelter Strahllänge geben würde.

§ 343. Die Spiegelung wird vielfach benutzt; es seien hier noch drei auf ihr beruhende Instrumente angegeben:

Das Reflexionsgoniometer ist ein von Wollaston konstruiertes Instrument, um den Winkel zwischen zwei Flächen eines Krystals oder Prismas zu bestimmen. Auf einem horizontalen Teilkreis T (Fig. 235) wird das Prisma abc, dessen  $\sphericalangle \gamma$  gemessen werden soll, so aufgestellt, dass seine Kante parallel der vertikalen Axe des Teilkreises steht. Um diese Axe ist ein Fernrohr F drehbar, und der Drehungswinkel desselben lässt sich am Kreise ablesen. Am Kreise ist noch ein mit einem Spalt versehenes Rohr C, das Kollimatorrohr (vgl. § 379) befestigt, durch welches ein Bündel paralleler Lichtstrahlen auf die Kante des Prismas fällt, und an dessen Flächen nach rechts und links hin, nach ad und ae reflektiert wird. Man stellt das Fernrohr so, dass erst die

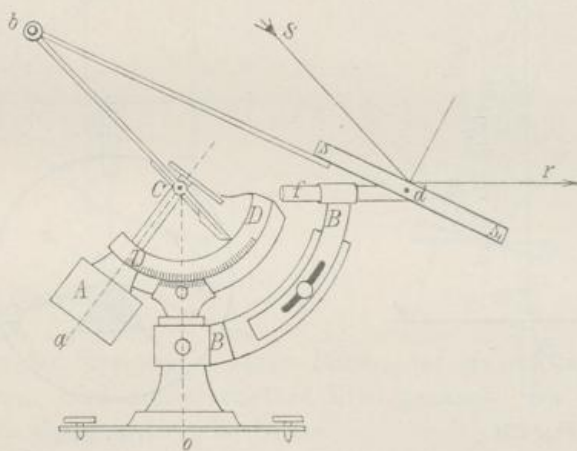


Fig. 236.

Strahlen ad hineingelangen, dann so, dass die Strahlen ae hineingelangen, liest den Drehungswinkel  $\sphericalangle dae$  ab. Derselbe ist  $= 2\gamma$ . Denn nennen wir die Einfallslote af und ag, so ist, da

$$baf = cag = 1R$$

$$\gamma + faC + gaC = 2R \quad \text{oder} \quad faC + gaC = 2R - \gamma,$$

da aber  $Caf = fae$ ,  $Cag = gad$ , so ist  $2(faC + gaC) = eac + cad = 4R - 2\gamma$ ; der gemessene Winkel  $dae$  ergänzt aber  $eac + cad$  auch zu  $4R$ , also ist  $er = 2\gamma$ .

Der Heliostat wird benutzt, wenn einem Sonnenstrahl, welcher wegen der scheinbaren Bewegung der Sonne seine Richtung ändert, konstante Richtung gegeben werden soll. Von den zahl-

reichen Konstruktionsformen des Instruments sei nur eine erwähnt.

Fig. 236 gibt eine Skizze derselben:  $aC$  ist eine Axe, welche durch eine im Kasten  $A$  sitzendes Uhrwerk in 24 Stunden einmal umgedreht wird; sie wird parallel der Erdaxe gerichtet, wozu die Teilung  $DD$  dient, welche auf die geographische Breite des Ortes eingestellt wird. Man richtet nun den Arm  $Cb$  nach der Sonne hin; dann wird er durch das Uhrwerk so gedreht, dass er fortwährend nach der Sonne zeigt, d. h. dass die Sonnenstrahlen ihm parallel auffallen. An der senkrechten Axe des Apparates  $oC$  ist der um  $oC$  drehbare Arm  $BB$  befestigt, welcher sich verlängern oder verkürzen lässt und einen Kreisbogen um  $C$  als Centrum bildet; er trägt am oberen Ende in einer Hülse den drehbaren Stab  $fd$ . Die Dimensionen sind so gewählt, dass  $Cb = Cd$  ist. Die Basis des gleichschenkeligen Dreiecks  $bCd$  ist durch eine Stange  $bs$  und den Spiegel  $ss$  gebildet. Die Sonnenstrahlen fallen, wie wir oben gesehen, dauernd parallel  $bC$ , in Richtung  $Sd$  auf, werden daher dauernd parallel  $Cd$ , in Richtung  $dr$  reflektiert, welche Richtung man beliebig bestimmen kann durch Drehung des Armes  $BB$  um die vertikale Axe und Aenderung der Länge  $BB$ .

Der Spiegelsextant gestattet, den Winkel zwischen zwei entfernten Objekten  $A$  und  $B$  und dem Beobachter, den sog. Sehwinkel, zu messen, auch wenn der Beobachter auf schwankendem Boden, z. B. einem Schiff, steht. Er besteht aus einem geteilten Bogen  $KK$ , in dessen Centrum sich ein mit dem Zeiger  $J$  drehbarer Spiegel  $s$  befindet. Zeigt  $J$  auf den Teilstrich  $0$ , so steht  $s$  parallel einem anderen festen Spiegel  $s_1$ , dessen obere Hälfte unbelegt, durchsichtig ist. Durch das feste Fernrohr  $F$  sieht man nach dem Gegenstand  $A$ . Ist dieser genügend weit entfernt, so sieht man durch  $F$  ausser dem direkten Bilde auch noch das an  $s$  und  $s_1$  reflektierte. Muss man aber  $J$  und  $s$  drehen um den  $\sphericalangle \alpha$ , bis das Bild von  $B$  nach Reflexion an  $s$  und  $s_1$  mit dem direkt gesehenen von  $A$  zusammenfällt, so hat sich der Strahl  $sB$  um den  $\sphericalangle 2\alpha = \varphi$  gedreht, man kann also den Sehwinkel  $\varphi$  direkt ablesen. Die Teilung ist meist so gemacht, dass man gleich  $\varphi$ , d. h.  $2\alpha$  abliest; ein Bogen  $KK$  von  $60^\circ$ , d. h. ein Sechstel des Kreises, genügt also für Sehwinkel von  $120^\circ$ , die höchstens noch zu messen sind, daher der Bogen nicht länger gemacht wird. Davon rührt der Name des Instrumentes her.

§ 344. Wir haben bisher die Reflexion an ebenen polierten Flächen betrachtet. Der häufigere Fall ist der, dass die Oberfläche uneben ist; dann können wir jedes unendlich kleine Stück derselben als Ebene betrachten, welche gesetzmässig reflektiert. Aber da die Elemente ihre Normalen nach allen möglichen Seiten richten, wird ein auffallendes Strahlenbündel nach allen Seiten zerstreut, es kommt kein Bild der Lichtquelle zu stande. Diese Reflexion, die diffuse Reflexion im Gegensatz zur regelmässigen, ist es, welche uns erlaubt, Körper zu sehen, welche selbst nicht leuchten, wenn nur fremdes Licht auf sie fällt, sie beleuchtet sind; jedes kleine Stück der Oberfläche sendet Strahlen nach allen Seiten, verhält sich also so, als ob es selbst leuchtete. Von einer vorzüglich spiegelnden Oberfläche dagegen, welche gar nicht diffus reflektiert, sehen wir nichts, sondern nur von ihr reflektierte Bilder.

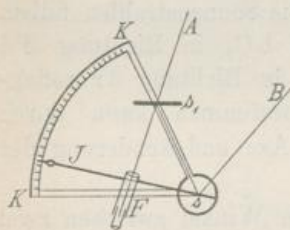


Fig. 237.

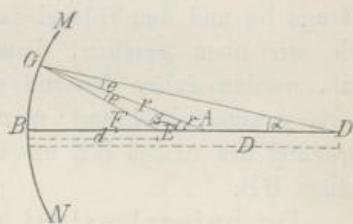


Fig. 238.

Die Menge des an ebenen Flächen regelmässig reflektierten Lichtes hängt von der Politur, der Substanz und dem Einfallswinkel ab; bei senkrechter Reflexion werden z. B. folgende Mengen des auffallenden Lichtes reflektiert: Wasser 2 Prozent; Glas: 4—9 Prozent; Spiegelmetall: 60 Prozent; Quecksilber: 70 Prozent. Die Menge des reflektierten Lichtes nimmt zu mit wachsendem Einfallswinkel (vgl. § 414).

§ 345. Durch gesetzmässig gekrümmte spiegelnde Flächen werden Bilder erzeugt; wir wollen nur spiegelnde Kugelflächen betrachten, und zwar zunächst einen sog. Konkavspiegel. Er besteht aus einer innen polierten Kugelkalotte MBN. Sei A der Krümmungsmittelpunkt; die Linie AB nach dem Mittelpunkt des Spiegels heisst seine Axe; wir denken uns den Spiegel durch einen Kreisschnitt MN begrenzt, sein Durchmesser heisst die Oeffnung des Spiegels. Es befinde sich in D ein leuchtender Punkt; wir



betrachten einen von ihm aus auf den Spiegel fallenden Strahl  $DG$ , der mit der Axe den  $\sphericalangle \alpha$  bildet;  $GA$  steht  $\perp$  zum Spiegel als Radius, ist also Einfallslot; der Strahl wird nach  $E$  so reflektiert, dass  $DGA = e = AGE$  ist. Alle rund um die Axe unter dem Winkel  $\alpha$  von  $D$  ausgehenden Strahlen befinden sich in der gleichen Lage, gehen daher alle durch den Punkt  $E$ . Wir nennen daher  $E$  ein Bild von  $D$  und zwar ein reelles Bild, weil die von  $D$  ausgehenden Strahlen sich in  $E$  wirklich wieder treffen.

Wir wollen nun die Lage des Bildes für verschiedene Lagen des leuchtenden Punktes  $D$  auf der Axe untersuchen. Wir rechnen alle Strecken vor dem Spiegel, rechts von ihm in der Figur, positiv, links von ihm negativ.

Der Radius der Kugel heisse  $r$ , der Abstand des Gegenstandes und des Bildes vom Spiegel  $D$  und  $d$ . Dann haben wir nach der

$$\text{Figur: Im } \triangle DAG: \frac{DA}{AG} = \frac{\sin e}{\sin \alpha} \text{ oder } \frac{D-r}{r} = \frac{\sin e}{\sin \alpha}.$$

$$\text{Im } \triangle AGE: \frac{AE}{AG} = \frac{\sin e}{\sin \beta} \text{ oder } \frac{r-d}{r} = \frac{\sin e}{\sin \beta}, \text{ folglich}$$

$$\frac{D-r}{r-d} = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha}. \text{ Ferner folgt: } \frac{r}{GD} = \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma}; \frac{r}{GE} = \frac{\sin \beta}{\sin \gamma},$$

$$\text{also } \frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = \frac{GD}{GE}, \text{ also } \frac{D-r}{r-d} = \frac{GD}{GE}.$$

Wir wollen nur Fälle betrachten, wo die Öffnung des Spiegels sehr klein ist im Vergleich zu seinem Krümmungsradius; dann bleibt  $\sphericalangle \alpha$  sehr klein. Wir können dann auch setzen  $GD = D$ ,  $GE = d$ , und unsere Gleichung wird

$$\frac{D-r}{r-d} = \frac{D}{d} \text{ oder } d = \frac{Dr}{2D-r} \text{ oder } \frac{1}{d} + \frac{1}{D} = \frac{2}{r}.$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich: für  $D = \infty$ , also einfallende parallele Strahlen, wird  $\frac{1}{d} = \frac{2}{r}$ ,  $d = \frac{r}{2}$ . Der Punkt  $F$ , in welchem sich parallele Strahlen sammeln, heisst der Brennpunkt oder Fokus des Spiegels,  $\frac{r}{2} = f$  die Brennweite. Wird  $D$  kleiner, rückt der leuchtende Punkt näher, so wird  $d$  grösser, das Bild rückt fort; für  $D = r$  wird auch  $d = r$ , Punkt und Bild fallen zusammen in  $A$ . Rückt der Punkt zwischen  $A$  und  $F$ , so fällt das Bild jenseits  $A$ , hat der Punkt  $F$  erreicht, ist also  $D = \frac{r}{2}$ , so ist

$d = \infty$ , das Bild liegt im Unendlichen, d. h. die Strahlen verlassen den Spiegel parallel. In allen diesen Fällen entsteht also ein reelles Bild vor dem Spiegel. Rückt der Punkt noch näher an den Spiegel, so verlassen die Strahlen ihn divergent, es kann also kein reelles

Bild entstehen: die Gleichung  $d = \frac{Dr}{2D-r} = \frac{Df}{D-f}$  zeigt, dass  $d$

negativ wird, da  $f > D$ ; wir schreiben also  $d = -\frac{Df}{f-D}$ . Für

$D = f$ , d. h. leuchtender Punkt im Brennpunkt ist  $d = -\infty$ , für  $D = 0$ , d. h. leuchtender Punkt am Spiegel, ist  $d = 0$ , d. h. das Bild liegt auch am Spiegel. Wir können also sagen: rückt der

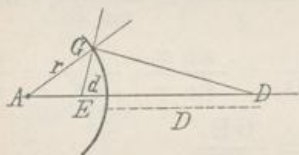


Fig. 239.

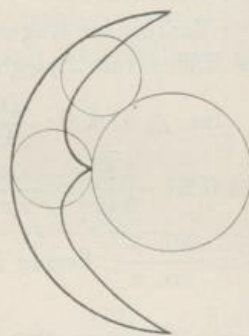


Fig. 240.

leuchtende Punkt aus dem Unendlichen bis zum Spiegel, so geht das Bild vom Brennpunkt bis  $+\infty$ , erscheint dann in  $-\infty$  und kommt auf der negativen Seite bis zum Spiegel.

In diesem letzten Teil, wo  $d$  negativ ist, nennt man das Bild ein virtuelles, es existiert nicht wirklich, man kann es nicht auf einem Schirm auffangen, sondern die Strahlen verlassen den Spiegel nur so, als kämen sie von diesem Punkte her.

Die Gleichung  $\frac{1}{d} + \frac{1}{D} = \frac{1}{f}$  können wir noch auf eine einfachere Form bringen, indem wir die Abstände vom Brennpunkt aus rechnen, statt vom Spiegel aus. Nennen wir also  $FD = A$ ,  $FE = a$ , so ist:  $D = f + A$ ,  $d = f + a$ ; daher wird die Gleichung:  $a \cdot A = f^2$ , d. h. die Brennweite ist die mittlere geometrische Proportionale zwischen den Abständen des Punktes und des Bildes vom Brennpunkt.

Genau dieselbe Gleichung gilt auch für den Konvexspiegel,

bei welchem die gewölbte Seite die spiegelnde ist: nur müssen wir hier (siehe Fig. 239) den Krümmungsradius, also die Brennweite  $f$ , und  $d$  negativ nehmen, also  $\frac{1}{d} - \frac{1}{D} = \frac{1}{f}$  schreiben. Es ergibt sich leicht, dass wenn der leuchtende Punkt aus dem Unendlichen bis an den Spiegel rückt, das Bild auf der anderen Seite vom Brennpunkt bis an den Spiegel rückt; wir haben aber nur virtuelle Bilder.

§ 346. Wir hatten nur die auffallenden Strahlen berücksichtigt, welche den  $\sphericalangle \alpha$  mit der Axe bilden. Aber der Winkel  $\alpha$  kommt in unseren Endformeln nicht mehr vor; also werden sämtliche Strahlen, welche von  $D$  aus den Spiegel treffen, in  $E$ , in einem Punkte vereinigt. Dies Resultat kommt aber nur dadurch zu stande, dass wir die Oeffnung des Spiegels sehr klein dachten,

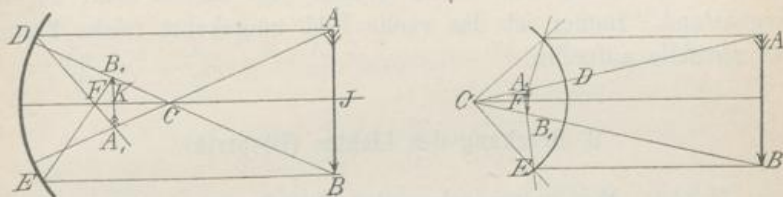


Fig. 241.

daher  $\alpha$  sehr klein war. In Wahrheit sind die Spiegel nie von so kleiner Oeffnung, und es lässt sich zeigen, dass dann nicht alle Strahlen in einem Punkte vereinigt werden, sondern sich in einer Fläche schneiden, welche ihre Spitze in der Axe hat, und deren Schnitt mit einer Ebene durch die Axe des Spiegels Brennlinie oder Katakaustik genannt wird. Sie ist eine Epicycloide. Für den Fall paralleler einfallender Strahlen und eines halbkugelförmigen Hohlspiegels entsteht sie durch Rollen eines Kreises mit dem Radius  $\frac{f}{2}$  auf einem Kreise mit dem Radius  $f$  um den Krümmungsmittelpunkt (siehe Fig. 240). Die Spitze der Katakaustik ist am hellsten, und bleibt allein übrig, wenn die Oeffnung des Spiegels klein gemacht wird.

§ 347. Liegt vor dem Spiegel nicht ein Punkt, sondern ein Gegenstand, so wird von jedem seiner Punkte ein Bild entworfen

wir erhalten ein Bild des Gegenstandes. Dasselbe ist leicht zu konstruieren; in der Fig. 241 ist die Konstruktion des Bildes eines Pfeils für den Konkav- und Konvexspiegel ausgeführt. Der Pfeil ist A B. Von B aus geht unter anderen der Strahl B D durch das Centrum des Spiegels, fällt also senkrecht auf, wird in sich zurückreflektiert, in B D muss also das Bild von B liegen. Von B aus geht auch der der Axe parallele Strahl B E, welcher nach der Reflexion durch den Brennpunkt F gehen muss. Also muss das Bild von B im Durchschnittspunkt dieser beiden Strahlen, in  $B_1$  liegen; ebenso findet man das Bild von A in  $A_1$ , von J in K.

Die Grösse des Bildes im Vergleich zum Gegenstand ergibt sich leicht aus der Figur  $\frac{JB}{KB_1} = \frac{CJ}{CK} = \frac{D-r}{r-d} = \frac{D}{d}$  (nach dem früheren [§ 345] bei kleiner Oeffnung). Also Gegenstandsgrösse und Bildgrösse verhalten sich wie die Abstände beider vom Spiegel. Das Bild kann daher grösser oder kleiner sein, als der Gegenstand. Immer ist das reelle Bild umgekehrt (siehe Figur), das virtuelle aufrecht.

### C. Brechung des Lichtes (Dioptrik).

§ 348. Wir haben schon das Brechungsgesetz, welches zuerst von Snell gefunden wurde, abgeleitet (§ 340).

$$\frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = \text{Const} = n,$$

wo  $\varepsilon$  den Einfallswinkel,  $\beta$  den Brechungswinkel,  $v_1$  und  $v_2$  die Lichtgeschwindigkeit im ersten und zweiten Medium bedeuten. Tritt der Lichtstrahl aus dem Vakuum mit der Geschwindigkeit  $v_0$ , in das Medium 1 mit der Geschwindigkeit  $v_1$ , so ist

$$\frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta} = \frac{v_0}{v_1} = n_1.$$

$n_1$  heisst der absolute Brechungs-Exponent oder -Quotient oder -Index des Mediums. Ist er für ein zweites Medium  $n_2$ , so ist

$$\frac{v_0}{v_2} = n_2, \text{ also } \frac{n_1}{n_2} = \frac{v_2}{v_1}, \text{ d. h. die Lichtgeschwindigkeiten}$$

in zwei Medien verhalten sich umgekehrt, wie ihre absoluten Brechungsexponenten. Der Versuch zeigt, dass die absoluten Brechungsexponenten stets grösser als 1 sind, d. h. dass  $v_0$  den grössten möglichen Wert hat.