

### III. Kapitel.

---

#### Sphärische Aberration und Anomalien schiefer Kegel.

Eingangs habe ich schon erwähnt, dass man mit Unrecht den praktischen Optikern den Vorwurf macht, dass die Ursache, dass man von der sphärischen Aberration belästigt wird, in dem Unvermögen der Optiker liege, andere Gestalten als Kugelsegmente mit genügender Accuratesse herstellen zu können! Gesetzt, man hätte z. B. eine Linsenoberfläche elliptisch geformt mit der dem Brechungsindex des Materials entsprechenden Excentricität, damit parallel zur Axe einfallende Strahlen sich genau in einem Punkt vereinigen, so würde doch bei der kleinsten Abweichung von dieser Bedingung schon dadurch, dass man einen ausgedehnten Gegenstand betrachtet, eine Abweichung ähnlich, aber schlimmer wie die sphärische hervorgebracht werden. Man kann diesem Uebel nur dadurch mit Erfolg begegnen, dass man eine Anzahl Elemente, z. B. Kugelsegmente verschiedener Radien, Linsen aus verschiedenem Material, Scheitelabstände dieser Flächen, entweder als Linsendicken oder auch als Luftzwischenräume auftretend, als Compensatoren dieser Fehler wirken lässt. Je mehr solcher (geeigneter) Elemente vorhanden sind, um so mehr Bedingungen kann auch das daraus hergestellte Linsensystem erfüllen! Die Kunst des rechnenden oder auch tatonnirenden Optikers besteht nun wesentlich darin, recht viele Bedingungen mit recht wenig Elementen zu erfüllen, und wo dies Missverhältniss so gross wird, dass nicht geeignete Elemente genug für die zu erfüllenden Bedingungen vorhanden sind, die unvermeidlichen Fehlerreste so zu vertheilen, dass deren schädlicher Effect für einen vorliegenden Zweck ein möglichst geringer wird! Es wäre indess ein schwerer Irrthum, wenn Jemand glauben würde, man könnte mit Gewalt (vielleicht durch Anwendung eines ganz eminenten Mathematikers) derartige Bedingungen doch erfüllen, so wird man alsbald die Erfahrung machen, dass solche Bedingungen

im günstigsten Fall nur auf dem Papiere erfüllt sind! Also etwa durch Resultate der Rechnung, welche sich in der Praxis gar nicht verwerthen lassen, wie z. B. negative Glasdicken, imaginäre Radien und was dergleichen Zeug mehr ist, ja man könnte vielleicht durch Beziehung der vierten Dimension und eines Brechungsgesetzes, das in der Natur gar nicht vorhanden ist, mathematisch sehr elegante Resultate erhalten. Das liefe aber auf einen Missbrauch der Mathematik hinaus! Die Mathematik soll dem praktisch erfahrenen Optiker zum Piloten dienen, um ihn den kürzesten Weg zur Erreichung seines Zieles anzugeben oder, wenn es unerreichbar ist, ihm dieses sogleich anzeigen und von unnützem Experimentiren abhalten! Auch als Hilfsmittel zur Erfindung neuer werthvoller Linsencombinationen übertrifft die richtige Anwendung der Mathematik selbst die allergenialsten Köpfe weit, die es versuchen, durch blosses Herumtappen, geleitet durch eine Art optischen Instincts und ihre Erfahrung, der Mathematik Concurrenz zu machen! Doch genug hiervon; wir gehen jetzt, indem wir die sphärische Abweichung kennen lernen und die Anomalien der schiefen Strahlenkegel in ein ebenso schwieriges, als auch höchst interessantes Feld über.

Betrachten wir also zuerst (wie die grösste Anzahl der Mathematiker es bisher gethan) im Hauptschnitt einen Strahl, welcher auf eine einzige brechende sphärische Fläche fällt, aber lassen die Vereinfachung fallen, dass die Oeffnung unendlich klein sein soll. Wir bezeichnen nun wieder die halbe Oeffnung der Fläche, resp. Linse mit der Sehne  $s$  des Kreises, von dem die Linsenfläche ein Abschnitt ist. Den leuchtenden Punkt, der als Object dient, denken wir uns zuerst (links) in unendlicher Ferne auf der Axe und lassen ihn dann sich durch Bewegen der Linsenfläche nähern bis zur Berührung in deren Scheitel, dann diesen Scheitel durchstossen und in derselben Richtung fortgehend bis minus Unendlich und untersuchen fortwährend die bei all diesen Veränderungen in der Lage des leuchtenden Punktes stattfindende sphärische Aberration, um uns ein deutliches Bild (welches die Grundlage zu allen weiteren Untersuchungen bilden wird) von der Einwirkung der sphärischen Aberration zu machen. Vor allen Dingen muss darauf aufmerksam gemacht werden, dass das Brechungsgesetz selbst, nach welchem die Ablenkung eines Lichtstrahls nicht proportional zu dessen Einfallswinkel, sondern zu dessen Sinus ist, schon eine grosse Fehlerquelle bildet. Den Formeln für die sphärische Aberration ist von Seiten der Mathematiker mit Recht viel Aufmerksamkeit geschenkt worden, doch sind die meisten Formeln dieser Art, weil voluminös, für unsere Zwecke zu wenig übersichtlich; ausserdem sind alle derartigen ohnehin nicht genau, es sind nur Näherungsformeln,

deren Ungenauigkeit mit dem Quantum der sphärischen Aberration wächst. Formeln, bei denen nichts vernachlässigt ist, sind nur die trigonometrischen Formeln, mit Hülfe welcher man den Weg eines Strahls von Fläche zu Fläche durch eine förmliche Triangulirung (ähnlich wie in der Geodäsie) verfolgt. Solche Formeln können wohl zur Controle und Correction der Rester dienen, aber nicht, um Uebersicht über die hier vorliegenden Probleme zu erlangen oder Linsensysteme zu construiren. Man kann die sphärische Aberration ähnlich der chromatischen auf verschiedene Weise ausdrücken, z. B. kann man als solche die Länge auf der Axe gelten lassen, welche durch die Differenz des Schnittpunktes der Rand- und Centralstrahlen gegeben ist, und welche man die sphärische Längenabweichung nennt. Oder man kann (analog der chromatischen) den Radius des kleinsten Kreises der sphärischen Aberration einführen. Alle diese Bezeichnungen geben aber nur ein unvollkommenes Bild des wirklichen Quantums der Aberration, auf welches es doch hier vor Allem ankommt. Wir fingiren daher eine Linse mit langer Brennweite, welche auf den Rand der betreffenden Fläche (welche fehlerfrei gedacht wird) die Randstrahlen ebenso verändert, wie es die Aberration bewirken würde, und rechnen nun mit der Kraft dieser fingirten Linse, deren Kraft also um so grösser wird, je näher dieselbe dem Rande der Fläche liegt. Man muss sich diese fingirte Linse als unendlich dünn vorstellen und als sehr schmalen Ring (ähnlich den Fresnel'schen Linsen für Leuchthürme), so dass dieselbe nur auf die in Rechnung gebrachte Zone wirkt. Die Brennweite der Linse verändert sich daher, resp. verkürzt sich der wirklichen Aberration entsprechend, je weiter dieselbe nach dem Rande der sphärischen Fläche liegt; je näher der Axe, je länger wird die Brennweite derselben, in der Axe selbst wird diese fingirte Brennweite unendlich (also die fingirte Linse wirkungslos). Gleichfalls wird dieselbe selbst gegen den Rand der Fläche wirkungslos, wenn der leuchtende Objectpunct in einen der aplanatischen Punkte der sphärischen Fläche fällt und wird die Brennweite der fingirten Linse negativ, wenn der Charakter der Aberration sich umkehrt! Praktische Optiker nennen den Fall der positiven Brennweite der fingirten Linse „Undercorrection“, wenn die Brennweite unendlich wird „richtig corrigirt“, und wenn dieselbe ein negatives Vorzeichen erhält „übercorrigirt“.

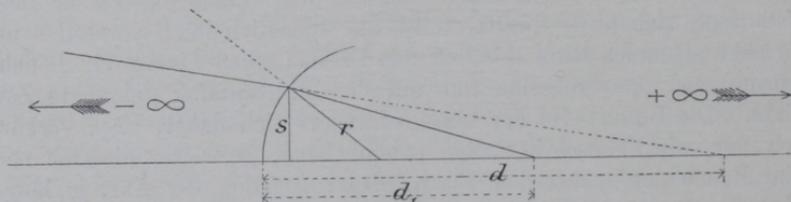
Wäre z. B. die Brennweite einer Fläche oder Linse für Centralstrahlen  $= p_1 = \frac{1}{p_1}$  und die des Randes  $p_1^* = \frac{1}{p_1^*}$ , so wäre die sphärische Aberration in Linsenkraft ausgedrückt  $= \sigma = p_1^* - p_1$ . Es ist klar, dass die halbe Oeffnung solcher Linse ebenfalls gegeben sein

muss, da die sphärische Aberration in der Axe der Linse  $= 0$ , also  $\sigma = \frac{1}{\infty}$  sein muss. Diese Abweichung wächst annähernd wie das Quadrat von  $s$  (wenn wir die höhern Potenzen als die zweite vernachlässigen). Wir benutzen dazu die nachstehende Formel, welche die reciproke Brennweite der fingirten Linse ausdrückt und welche zuerst durch Airy 1827 publicirt wurde und später von andern, welchen diese Publication unbekannt geblieben war, wie z. B. Schleiernmacher etc., so wie in neuester Zeit durch Kramer immer wieder aufs Neue entwickelt worden ist. Es ist

$$\sigma = \frac{a s^2}{2 n^3} (r - \delta)^2 (r - A \delta) \quad \text{No. 28.}$$

Hier bezeichnet  $a = n - 1$  und  $A = n + 1$  und  $d = \frac{1}{\delta}$  die Distance des leuchtenden Objects auf der Axe (positiv), wenn auf derselben Seite des Krümmungsmittelpunktes liegend und der Radius  $r = \frac{1}{r}$  positiv, wenn der Scheitel gegen das einfallende Licht gekehrt ist, siehe Fig. 25. Der Brechungsindex  $n$  ist so genommen, dass der Strahl von Luft in eine sphärische Fläche, welche ein dichteres Medium

Fig. 25.



begrenzt (etwa Glas), tritt;  $s$  ist wieder die halbe Sehne, welche der Oeffnung der sphärischen Fläche entspricht. Wir wollen uns nun, unserer obigen Absicht gemäss, etwas eingehender mit dieser Näherungs-Gleichung und ihren Consequenzen beschäftigen.

Nimmt man zuerst an, das Licht falle parallel auf diese Fläche, so wird  $d = \infty$ , sonach  $\delta = \frac{1}{\infty} = 0$ , also  $\sigma = \frac{a s^2}{2 n^3} \cdot r^3$ . Man sieht schon auf den ersten Blick, dass der Werth für  $\sigma$  nie  $= 0$  werden kann, für irgend welche, für Linsen disponible Materialien, daher für parallel einfallendes Licht die sphärische Aberration niemals verschwinden kann. Nähern wir den leuchtenden Punkt dem Scheitel der Fläche, so wachsen, da  $d$  negativ ist und zunimmt (die beiden Ausdrücke in den Klammern, da sie arithmetrische Summen werden), je mehr sich der leuchtende Punkt dem Flächenscheitel nähert und wird,

wenn  $d = 0$  wird, also in den Flächenscheitel fällt, unendlich gross, da  $\frac{1}{\sigma} = \infty$  ist! Dem entsprechend wächst also  $\sigma$  auch auf  $\infty$ . Bewegt sich der leuchtende Punkt weiter in seiner Bahn, so durchstösst er den Kugelscheitel und ändert damit  $d$  sein Vorzeichen, daher auch  $\sigma$  sein Vorzeichen ändert, im Augenblick des Durchstossens des Scheitels ist jedoch die Aberration unendlich gross, vor dem Scheitel positiv und hinter dem Scheitel negativ. Alsdann nimmt diese negative Aberration stetig ab, während  $r$  und  $d$  sich der Gleichheit nähern und wird zum ersten Mal  $= 0$ , wenn  $r = d$  also  $r = b$  wird; wie leicht aus der Formel No. 28 ersichtlich ist. Wird  $d > r$ , so wird von neuem Abweichung eintreten, welche, da  $\sigma$  abermals negativ ist, wiederum „Ueberscorrectirt“ sein wie vorher und im Quantum steigen, bis es in  $d = r \left(1 + \frac{1}{n}\right)$  sein negatives Maximum erreicht hat und nun wieder abnimmt, bis die Grössen  $r = A b$  daher  $r - A b = 0$  geworden sind und  $\sigma$  zum zweiten Mal  $= 0$  wird. Wird  $d > A r$ , so wird  $\sigma$  wieder wachsen und diesmal positiv werden und wachsen bis  $d = \infty$  wird, also in der Aberrationsgrösse mit derjenigen der Anfangsbetrachtung zusammentrifft, da der Punkt, wo die Strahlen nach der Brechung die Axe schneiden, der Brennpunkt der Fläche ist, welcher von Glas in Luft gilt und vor dem Scheitel von  $r$  liegt, also identisch mit dem entsprechenden Fall der ersten Brechung ist, bei welchem  $d =$  diese Distance war; denn es ist ein allgemeines Gesetz der Optik, dass dadurch das Object und Bild ihre Lage austauschen, nichts im Strahlengange geändert wird. Dieser Brennpunkt Glas in Luft ist natürlich kürzer als der von Luft in Glas der Anfangsbetrachtung. Wie schon erwähnt, nennt man dem Sprachgebrauch in der praktischen Optik gemäss, die positive Aberration einer positiven Fläche oder Linse „Undercorrection,“ weil solche noch nicht genug correctirt ist, und „Ueberscorrection,“ wenn dieselbe mit einem entgegengesetzten Vorzeichen auftritt, wie die Fläche oder Linse selbst und dann zuviel correctirt ist. Eine Fläche kann immer nur eine Art der Correction auf ihrer ganzen Fläche haben. Wenn mehrere Flächen mit einander verbunden sind und die Aberrationen in verschiedenem Maasse mit ihrer Oeffnung wachsen und das ganze System annähernd correctirt ist, so können allerdings auf derselben Oeffnung verschiedene Arten der Aberration zugleich auftreten, je nachdem abwechselnd die eine oder andere Fläche in ihrer Aberration die Gesamtaberration aller andern Flächen überwiegt. Wir werden solche Fälle bei den symmetrischen Systemen, welche sehr tiefe Contactflächen haben, kennen lernen. Bei diesen Linsen ist bereits die äussere Zone übercorrectirt, ist die mittlere (axiale Zone) noch untercorrectirt! Man könnte

vielleicht Misstrauen in obige Darstellung hegen, indem alle höhern Potenzen als die zweiten vernachlässigt sind! Sämmtliche höhere Glieder der Reihenentwicklung haben jedoch dasselbe Vorzeichen und kann daher von einer Aenderung des Sinnes des Vorgetragenen keine Rede sein! Man ersieht ferner aus dem Obigem, dass die Kugelfläche ebenso gut ihre aplanatischen Punkte wie andere Curven hat, nur liegen dieselben nicht wie die vorher erwähnten in unendlicher Ferne! Man nennt nämlich alle Punkte der Axe eines Linsensystems, wenn der leuchtende Punkt darin befindlich ist, aplanatische Punkte, wenn das Bild des Punktes frei von Abweichung wird. Die Lage solcher aplanatischen Punkte in Linsensystemen ist nun für die Aplanasie ausgedehnter Bilder der Objecte von höchster Wichtigkeit, wie wir in der Folge sehen werden. Nachdem wir in Vorstehendem uns ein übersichtliches Bild des Vorganges der sphärischen Aberration verschafft haben, gehen wir zur Combination von zwei und mehreren Flächen und deren gesammte sphärische Aberration über.

Vorher mag ein kurzer Rückblick auf Obiges, dass man sich nicht genug einprägen kann, um das Folgende zu verstehen, nützlich sein. Das Object befinde sich in unendlicher Ferne  $-\infty$  (in der Figur

links) das Bild liegt alsdann in der Entfernung  $1/f = \frac{1}{r \left(1 - \frac{1}{n}\right)}$

vom Flächenscheitel und die sphärische Aberration ist dann  $\sigma = \frac{as^2}{2n^3} \cdot r^3$ . Rückt das Object näher an den Scheitel der Fläche so

wächst die Entfernung des Bildes vom Scheitel und zugleich wächst die Aberration  $\sigma$  bis  $+\infty$  wenn die Entfernung  $= 0$  wird. Alsdann tritt der leuchtende Punkt durch den Flächenscheitel durch und ändert daher d sein Vorzeichen, es wird jetzt positiv. Die Aberration wird daher  $= -\infty$  und nimmt jetzt ab, bis  $d = r$  wird, also weder Brechung noch Aberration stattfindet, der erste aplanatische Punkt, dessen conjugirtes Bild mit ihm selbst zusammenfällt (nach Prof. Listings Bezeichnung „Symptose“). Bewegt sich der leuchtende Punkt weiter auf der Axe so ist die Lage seines Bildes durch  $d_1 = \frac{1}{r \left(1 - \frac{1}{n}\right) + \frac{\delta}{n}}$

gegeben und wird seine Aberration negativ und erreicht ihr negatives Maximum zwischen beiden aplanatischen Punkten in der Entfernung

$d = r \left(1 + \frac{1}{n}\right)$ , von hier aus wieder abnehmend, erreicht es den zweiten Nullpunkt der Aberration in der Entfernung  $d = r(n + 1)$ , zu welcher (merkwürdiger Weise) die Distance des negativen Maxi-

mums, der conjugirte Bild-Punkt ist. Von hier aus weiter wächst die Unter correction stetig, zunehmend, bis  $+\infty$  und springt dann, sich unsem Ausgangspunkt anschliessend, auf  $-\infty$  über, um schliesslich das Maximum aller Aberration ( $\infty$  gross) im Scheitel der Fläche zu erreichen. Es sei hier gleich bemerkt, dass in der Regel nur die sphärische Aberration auf das Bild eines Objectes angewandt wird (so weit es die Lehrbücher betrifft), dass aber fast nie dieselbe auf die Cardinalpunkte angewandt worden ist, welche derselben ebenso gut unterliegen, und ist dieses der Schlüssel zu mancher der Anomalien schiefer Strahlenbündel, welche in anderer Weise angefasst, wenig übersichtliche Resultate und sehr complicirte Formeln liefern. Wenn ich also in den weitern Formeln die Grösse  $\sigma$  benutzen werde, so ist immer die optische Kraft der fingirten Linse darunter zu verstehen, welche die sphärische Aberration repräsentirt. Dieselbe wird also, wenn es sich zugleich um die Grösse der Einfallshöhe handelt, immer in der Form  $\frac{\sigma}{s^2}$  erscheinen. Wenn ich jetzt die Aberration zweier Flächen, welche derselben Linse angehören, bestimmen will, so kann ich das von der ersten Linsenfläche erzeugte Bild (wenn für den Rand der Linse inclusive der Aberration der ersten Fläche) wieder als leuchtender Punkt (als Object) ansehen. Ich bediene mich dazu der früher entwickelten Formeln für die Bildweiten der einzelnen Flächen der Linse und setzt man in erster Approximation die Linsendicke  $= q_1 = 0$ , so erhält man aus Formel No. 8 für parallele Incidenz:

$$\bar{f}_1 = r_1 \left( 1 - \frac{1}{n} \right)$$

$$\bar{f}_2 = r_2 (1 - n) + n \bar{f}_1.$$

Dies gilt für die Axenstrahlen. Um nun die mit der sphärischen Aberration behafteten Randstrahlen darzustellen hat man:

$$\bar{f}_1^* = r_1 \left( 1 - \frac{1}{n} \right) + \frac{\sigma}{s^2} \quad \text{No. 29.}$$

$$\bar{f}_2^* = r_2 (1 - n) + n \bar{f}_1^* + \frac{\sigma_1}{s^2}$$

wobei  $\sigma_1$  in ähnlicher Weise durch die Formel No. 28 dargestellt wird. Wünscht man eine Linse kleinster Aberration für diesen Strahlengang, so setzt man einfach  $\sigma = \sigma_1$  und löst dann für  $r_1$  und  $r_2$  die Gleichung auf, der man für solchen Zweck eine noch geschmeidigere Form geben kann, mit der wir uns hier nicht aufhalten wollen. Für nicht parallele Strahlen hat man

$$\bar{f}_1 = r_1 \left( 1 - \frac{1}{n} \right) + m \delta$$

$$\bar{f}_2 = r_2 (1 - n) + n \bar{f}_1$$

(wenn divergent) alles für Axialstrahlen und für die mit Aberration behafteten Randstrahlen

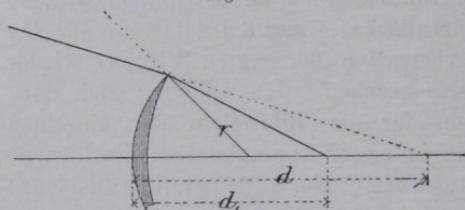
$$f_1^* = r_1 \left(1 - \frac{1}{n}\right) + m \delta + \frac{\sigma}{s^2}$$

$$f_2^* = r_2 (1 - n) + n f_1^* + \frac{\sigma_1}{s^2}.$$

Lässt man convergentes Licht auf eine positive Linse fallen, so kann man  $r_1$  und  $r_2$  zu der Grösse  $\delta$  so wählen, dass in beiden Fällen  $\sigma$  und  $\sigma_1 = 0$  werden, d. h. dass die Linse frei von sphärischer Aberration ist, z. B. wenn man für die erste Fläche den Fall wählt, wo  $\delta = r(n + 1)$  ist, und für die zweite Fläche (die natürlich concav wird) den Radius  $= r_1 = r \left(1 + \frac{1}{n}\right)$ , in welchem Fall die von der

ersten Fläche gebrochenen Lichtstrahlen ohne Ablenkung und Aberration die zweite Fläche passiren, siehe Fig. 26. Ausser diesem höchst einfachen und möglichst aplanatischen Fall lassen sich noch unzählig

Fig. 26.

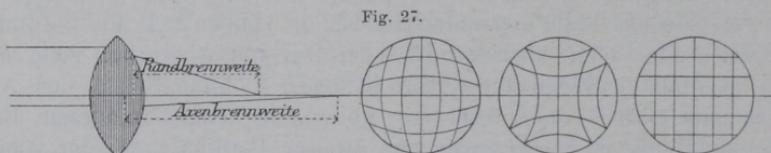


viele Meniscen berechnen, bei welchen die sphärische Aberration (aber nicht ganz so vollkommen) dadurch gehoben ist, dass  $\pm \sigma = \mp \sigma_1$  ist! Wie man sieht, ist die völlige Aufhebung der sphärischen Aberration an die Grösse  $n$  gebunden. Ändert sich also  $n$  in einem

für  $n$  aplanatischem System oder Linse, z. B. in  $n + \Delta$  für einen Strahl von anderer Farbe, so ist das System oder die Linse nicht mehr völlig frei von sphärischer Aberration. Nach Prof. Abbe nennt man diese Art der Aberration die „chromatische Differenz der sphärischen Aberration“. — Für die Photographie hat dieselbe im Wesentlichen nur bei den Mikroskopsystemen eine solche Grösse, dass sie von erheblicher Wichtigkeit ist! Hat man es mit sehr dicken Linsen oder mit zwei Linsen in beträchtlicher Distance zu thun, so kann auch unter Umständen die Grösse  $s_1$  oder  $s_2$  etc. als Corrector auftreten. Die Sache hängt so zusammen: man habe z. B. zwei positive Linsen, jede mit Undercorrection behaftet, in erhebliche Distance gebracht. In Folge der Undercorrection der ersten Linse fällt der Randstrahl derselben aber nicht auf die entsprechende Einfallshöhe  $s_2$  der zweiten Linse, sondern näher zur Axe derselben. Da nun der Strahl auf diese Weise einen Theil der zweiten Linse durchläuft, welcher eine geringere optische Kraft zukommt, so wird seine Ablenkung zur Axe auch geringer hierdurch, kann also

event. schon hierdurch allein corrigirt werden. Es ist dies eine der Ursachen, warum weit getrennte Linsen für photographische Systeme leichter gut corrigirt herzustellen sind als eng liegende Linsen. Wenden wir jetzt die sphärische Abweichung auf die Cardinalpunkte der Linsen und Linsensysteme an, so haben wir weiter nichts zu thun, als  $\sigma$  für die beiden conjugirten Punkte, das optische Centrum und den ersten Cardinalpunkt und das optische Centrum conjugirt mit dem zweiten Cardinalpunkt für die dem Sehfeld des Systems entsprechende Einfallshöhen  $s, s_1 \dots$  ganz so zu bestimmen, wie bei den Linsen oben gezeigt worden ist. Es können also die Cardinalpunkte ebenso wohl unter und übercorrigirt sein, wie es die Bilder anderer Objecte auf der Axe des Systems sind. Wir müssen nun fragen, was ist denn der Effect, wenn sphärische Aberration den Bildern, der Objecte und den Cardinalpunkten des Systems anhaftet? Wir haben im ersten Kapitel gesehen, dass die Bildgrösse eines Objectes von der Brennweite der Linsensysteme abhängt, und dass dieselbe bestimmt wird durch die Entfernung des zweiten Cardinalpunktes zur Bildebene. Wir müssen nun verschiedene Fälle hier unterscheiden, es können z. B. die Cardinalstrahlen unter oder übercorrigirt oder frei von Aberration sein, das Bild ebenfalls. Mögen diese verschiedenen Combinationen der Abweichungen jedoch sein wie sie wollen, es kommt in diesem Fall nur darauf an, ist die Strecke vom zweiten Cardinalpunkt der Axenstrahlen bis zur Bildebene der Axenstrahlen dieselbe, wie die Strecke, welche vom zweiten Cardinalpunkt der schiefen Kegel (also der mit sphärischer Aberration behaftet ist) bis zum Bildpunkt der Randstrahlen dieselbe oder nicht! Sind diese beiden Strecken (welche die Brennweiten, nicht Bildweiten, der centralen und Randstrahlen event. für schiefe und centrale Lichtkegel) einander gleich, so ist das Bild der Randstrahlen eben so gross, wie das der Centralstrahlen. Betrachtet man daher das Bild eines rechtwinkligen Netzes durch solche Linse oder Linsensystem, so wird es überall gleichviel verkleinert oder vergrössert, erscheint also unverzerrt! Sind diese beiden Brennweiten jedoch nicht gleich, so erscheint das Bild eines solchen Netzes verzerrt. Man nennt diese Erscheinung die Distortion und scheinen darüber und über diesen sehr einfachen Zusammenhang viele Lehrbücher im Unklaren zu sein! Wir wollen nun die verschiedenen Fälle, die vorkommen können, und die Art und Weise, wie sich diese Erscheinung äussert, unter den hauptsächlichsten Verhältnissen etwas näher betrachten. Bei einer einfachen Biconvexlinse sind beide Aberrationen untercorrigirt. Benutzt man eine solche Linse oder Loupe, so vergrössert diese um so mehr, je kleiner ihre Brennweite ist. Es ist aber die Randbrennweite (in Folge der Unter correction beider

Theile) kleiner wie die der centralen Theile dieser Linse; die Folge davon ist, dass z. B. ein quadratisches Netz in seinen Randparthien stärker vergrössert (auseinandergezerrt ist) wie die Mitte. Die äussern Seiten dieses Quadrats erscheinen also concav (oder wie man es hier nennt „Pin cushion“ Nadelkissenform). Benutzt man aber dieselbe Linse, um damit das Bild eines entfernten Objectes (Netzes) zu betrachten, indem man das von der Linse erzeugte reelle Bild in die deutliche Sehweite des Auges bringt, so erscheint die Verzerrung des Netzes die entgegengesetzte, das Randbild ist hier kleiner als das Centralbild, daher die Aussenseiten des Quadrates convex erscheinen müssen! (Man nennt dies hier Barrel shaped, d. h. geformt wie die Dauben eines Fasses.) Der Grund ist leicht einzusehen, das reelle Bild eines Objectes, falls dieses kleiner wie das Object ist, muss in seinen Randstrahlen, wenn es in der Distortion untercorrigirt ist, noch kleiner sein wie das Mittelbild, siehe Fig. 27. Allgemein gilt die Regel, wenn das reelle Bild in seiner Verzerrung

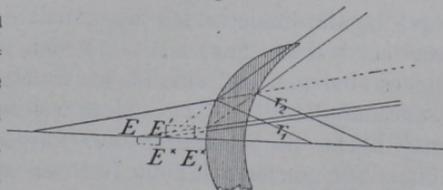


convex erscheint (es ist gar nicht convex, es ist nur perspectivisch verzerrt), so erscheint das virtuelle Bild derselben Linse concav, und umgekehrt. Es ist natürlich auch der Fall möglich, dass die sphärische Aberration der Randstrahlen genau so gross und nach derselben Richtung stattfindet, wie diejenige des zweiten Cardinalpunktes, in diesem Fall findet keine Distortion statt, da Brennweitengleichheit stattfindet, trotz der anderweitig vorhandenen Aberrationen! Es ist daher das Freisein von Aberration der Cardinalpunkte allein kein Criterium für das Freisein der Linsen von „Distortion“. Es ist nur dann der Fall, wenn gleichzeitig auch die sphärische Aberration der Randstrahlen vernichtet ist! Aber ist nach obigem Beispiel keineswegs auf diesen Fall des vollständigen Aplanatismus beschränkt! Ich muss noch erwähnen, dass manche Schriftsteller über diesen Gegenstand diese Abweichung „Distortion“ mit der Bildwölbung verwechselt haben (worauf auch schon früher Herr Prof. Hermann Vogel aufmerksam gemacht hat, und den Ausdruck „Bildwölbung“ eingeführt). Diese Herren sind jedenfalls zu diesem Irrthum dadurch verleitet worden, dass sie (ohne hinreichend eingehende Untersuchung vorzunehmen) das optische Bild eines Ob-

jectes angesehen haben, wie eine biegsame Platte, also etwa wie eine Platte aus Wachs oder Walzblei, auf welche man, wenn dieselbe noch in ebenem Zustande ist, ein quadratisches Netz gezeichnet hat und welche nachträglich gewölbt wurde, nothwendiger Weise das Netz mit gekrümmten Linien darstellen muss! Nun, so einfach liegt die Sache freilich nicht! Wir werden später sehen, dass die Bildwölbung aus ganz anderen Ursachen entspringt, wie die Distortion, und kann man in der That ein verzerrtes Bild in der Ebene darstellen, wie man auch auf einer gewölbten Bildfläche ein Netz geradlinig darstellen kann. Unser menschliches Auge bietet das nächstliegende Beispiel. Die Retina, auf welcher das Bild entsteht, ist nahezu kugelförmig, und entwerfen die Linsen des Auges dennoch ein distortionsfreies Bild auf dieser Retina. Ich habe wenigstens niemals die geradlinigen Objecte der Aussenwelt krummlinig gesehen, auch nie gehört, dass andere mit gesunden Augen solche krummlinig gesehen haben! Der deutsche Name für Distortion ist Verzeichnung; der Unterschied in beiden Ausdrücken besteht jedoch noch darin, dass man unter Distortion die oben definirte Verzeichnung versteht, während Verzeichnung im weitern Sinne auch diejenige Verzerrung der Bilder in sich begreift, welche dadurch entsteht, dass das einen körperlichen Raum einnehmende optische Bild auf eine Ebene projectirt wird und die ferner dadurch entsteht, dass die optische Axe des Apparates nicht normal gegen das aufzunehmende Object gerichtet ist. Diese beiden Arten der Verzeichnung finden auch dann noch statt, wenn der Apparat gänzlich frei von dem oben erwähnten Fehler der Distortion ist, der aus den ungleichen Brennweiten der verschiedenen Zonen der Linsen herrührt.

Ein Beispiel an einem Meniscus (der gebräuchlichsten Linsenform) in der Photographie mag den Vorgang der Distortion noch besser erläutern: Fig 28 stellt einen positiven Meniscus dar, die Constanten desselben sind:  $r_1 = 40$ ,  $r_2 = 50$ ,  $q = 15$ ,  $n = 1,5$ ,  $c = -60$  nach Formel No. 11. Es sei nun die Einfallshöhe eines Cardinalstrahls  $= s = 15$ , so ist dessen Winkel mit der optischen Axe  $= \alpha = 13^\circ 24' 33''$ . Mit Hülfe einer einfachen trigonometrischen Rechnung findet man die beiden Winkel des Cardinalstrahls nach seiner Brechung in Luft  $= \delta = 38^\circ 23' 31''$ , hieraus ergibt sich die Lage der Cardinalstrahlen von ihren zugeordneten Scheiteln gemessen  $E^* = -16,0117$  und  $E_1^* = -20,0147$ ,

Fig. 28.

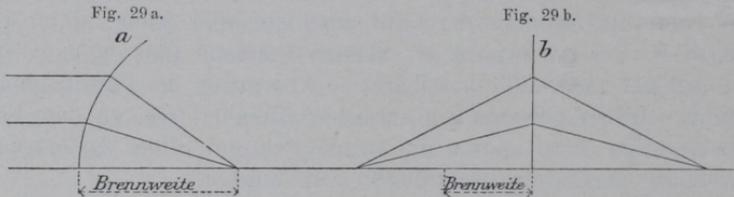


aus Formel No. 8 und No. 9 sind  $E = -26,6667$  und  $E^1 = -33,3333$ , die Brennweite für Axenstrahlen ergibt sich  $p_1 = 266,667$ . Die Differenzen von  $E$  und  $E^*$  resp.  $E_1$  und  $E_1^*$  ergeben nun das Quantum der sphärischen Längenaberration, welche den Cardinalstrahlen anhaftet. Man bemerkt nun leicht Folgendes, dass die Cardinalstrahlen des Linsenrandes viel grössere Winkel mit der Axe, bilden wie sie sollten, wenn sie abweichungsfrei wären. In diesem Fall beträgt die Aberration im Winkel bereits  $11^\circ 30' 25''$ . Es handelt sich also hier keineswegs um Haarspalterei in der Optik! Die beiden Radien der Linse bleiben immer in Bezug auf den optischen Mittelpunkt parallel, daher der Fehler im Winkel bei dem ersten und zweiten Cardinalpunkt gleich ist. Hieraus folgt, dass die Längenaberration beider Cardinalpunkte im Verhältniss ihrer Scheiteldistancen von ihren zugehörigen Flächen stehen. Um die Grösse der Distortion in jedem Falle zu bestimmen, darf man nun nicht vergessen, dass zugleich für die durch die sphärische Längenaberration veränderte Bildweite auf dem resp. Cardinalstrahl zu bestimmen ist. Dass der Ort des Randbildes sich durch die Aberration der Cardinalpunkte gleichfalls verschiebt, scheint auch bis jetzt im allgemeinen keine genügende Beachtung gefunden zu haben. Z. B. werden bei der Berechnung astronomischer Objective zuweilen erhebliche Fehler dadurch begangen, wenn dieser Punkt von Einfluss ist, wie z. B. in der Gauss'schen Construction u. a. Die Gleichung für sphärische Aberration No. 28 nimmt hierauf keine Rücksicht. Wenn man dieselbe nicht auch auf die Cardinalstrahlen anwendet. Es ist daher gar nicht zu verwundern, wenn selbst Gelehrte wie Kramer pag. 58 findet, dass diese Gleichung in Anwendung auf solche Fälle ganz grobe Fehler hinterlässt, es scheint ihm auch gar nicht klar geworden zu sein, worin der wirkliche Grund liegt; er scheint es mehr auf die Vernachlässigung der höheren Potenzen zu schieben! Das Vorhergehende bezieht sich natürlich nur auf die Fälle, wo die Cardinalstrahlen und deren Kegel zur Erzeugung des Bildes (wie es also bei voller Linsenöffnung immer der Fall ist) benutzt werden! Man kann nun aber, wie bekannt, die Lichtkegel der Cardinalstrahlen fast gänzlich abblenden und nur mit Strahlen arbeiten, welche gar nicht zu den Cardinalpunkten gelangen. Ein solches Beispiel ist die in so vieler Hinsicht interessante einfache Landschaftslinse! Es ist indess selbstredend, dass, wenn bei irgend einer Linse die Aberration der Cardinalstrahlen und ihrer Kegel im Betrag der ganzen Oeffnung frei von Abweichung sind, irgend welcher Abschnitt dieses Strahlenganges durch Diaphragmen auch fehlerfrei ist! Umgekehrt indess kann ein Abschnitt besser sein als die Cardinalstrahlenkegel, und erreicht man dann durch Abblenden eine Ver-

besserung der Qualität des Bildes, aber immerhin bleibt ein Resteinfluss der abgeblendeten Strahlen in den benutzten Strahlenkegel, und daher rührt auch der Fehler der Verzeichnung bei den meisten, ja fast allen einfachen Linsen! Durch Aplanatisirung der Cardinalkegel lässt er sich, wenn auch auf Kosten anderer Eigenschaften, heben. Im Allgemeinen wächst dieser Fehler mit der Dicke der Linsen bis zu einem Maximalpunkte und mit der Linsendistance bei diesen Systemen (falls dieselben nicht symmetrisch sind). Der Fehler nimmt, andere Bedingungen gleich, um so mehr zu, je weiter die beiden Cardinalpunkte in einem System getrennt liegen, also je grösser  $J$  ist. In symmetrischen Combinationen fällt er allein deshalb schon heraus, weil die Distance der Cardinalpunkte sehr klein, unter Umständen  $= 0$  oder gar negativ ist. Dieser Umstand (dass es in solchen Fällen fast gar nicht auf die sphärische Aberration der Cardinalpunkte ankommt) wird es gewesen sein, welcher Steinheil sen. zu dem Fehlschluss verleitet hatte, dass, um winklerichtige Bilder zu erzeugen, die Distance der Cardinalpunkte  $= 0$  sein müsste!

Siehe Sitzung der mathematisch-physikalischen Classe der bayrischen Akademie der Wissenschaft vom 8. Juli 1865. „Ueber die Bedingungen der Erzeugung richtiger dioptrischer Bilder.“ Uebrigens hat Dr. Sommer bereits 1870 in seiner Dioptrik pag. 69 auf diesen Fehler Steinheils aufmerksam gemacht! In dem Petzval'schen Portraitobjectiv liegen die Cardinalpunkte beträchtlich auseinander und muss daher für gute Aplanatisirung derselben Sorge getragen werden, wenn das Bild ganz frei von Distortion sein soll; wenn dies geschieht, ist aber auch keine Distortion bei dieser schönen Linsenverbindung vorhanden! Es braucht wohl kaum bemerkt zu werden, dass sich bei Umwenden der einfachen Linsen der Charakter der Distortion umgekehrt, ihr absolutes Maass sich ändert, aber meistens nicht viel. Der Grund ist einfach der, dass beim Umwenden der Linse die (excentrisch liegenden) Cardinalpunkte mit umgekehrt werden und nur die Bildörter (in Folge veränderter sphärischer Längenaberration) ihr Distortionsquantum etwas ändern. Wenn man die Distortion behandeln will und bezieht dieselben nicht auf die Cardinalpunkte und deren Aberration, wie es z. B. die englischen Lehrbücher von Coddington, Potter etc. gethan haben, so ist das Resultat meist so verwickelt und so wenig übersichtlich, dass diese Herren sich meist mit einer Linse, ja zuweilen nur mit einer reflectirenden Fläche begnügt haben und von Weiterem zurückgeschreckt, abstanden. In neuester Zeit hat Prof. Abbe dieser Sache noch eine andere Seite abgenommen, von der ich hier nur kurz Erwähnung thun will, in der Hoffnung, dass er selbst einmal Erschöpfendes darüber mittheilen wird. Prof. Abbe stellt die sogenannte

Sinusbedingung auf, welche er Anfang der 70er Jahre gefunden und 1873 in seinen Beiträgen zur Mikroskoptheorie und in seinen Bedingungen des Aplanatismus publicirt hat. Prof. Abbe fand, dass, wenn die Distortion für den direct einfallenden Kegel gehoben sein sollte, d. h. dass die Brennweitengleichheit für alle im Kegel desselben befindlichen Strahlen stattfinden sollte, die Sinus der Winkel der Strahlen des einfallenden Kegels mit der Axe zu den Sinus der Winkel der Strahlen im gebrochenen Kegel mit der Axe in einem constanten Verhältniss stehen müssen! Siehe Fig. 29 a für parallele Incidenz und b für die Doppelbrennweite. Nur in diesem Falle



haben die von den Randtheilen einer aplanat. Linse erzeugten Bilder eines Flächenelements (im Object) gleiche Grösse, wenn die Bilder zugleich in derselben Ebene liegen. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so ist das Bild keineswegs klar und correct, trotzdem alle Strahlen sich mit grösster Accuratesse in demselben Punkte schneiden können! Ganz besonders auffällig wird dieser Fehler bei Mikroskop-systemen von grosser Apertur. So z. B. auch in einem ganz einfachen Fall der Reflection, wenn ein paralleles Lichtbündel auf einen parabolischen Hohlspiegel fällt und daher alle Strahlen genau in demselben Punkt vereinigt werden, ist das Bild (wie gewöhnlich fälschlich angenommen wird) keineswegs aplanatisch und die gerühmte Vorzüglichkeit der Parabel beruht nur auf einem Irrthum!

Die Randtheile der Parabel erzeugen grössere Bilder des Objectes wie die centralen Theile und ist diese Differenz gegeben durch die Längendifferenz der Radien der Kreise, welche man für die entsprechenden unendlich kleinen Theile der Parabel setzen kann. Sind die Parabelsegmente klein, so ist dieser Fehler nicht so schlimm, würde aber ein Parabelement an der Stelle seines Parameters mit einer Axialen vereinigt, so würden sich die Bildgrössen bereits wie 2:1 verhalten, was natürlich unerträglich schlecht ist! Auch bei den Objectiven der gewöhnlichen Operngläser wird dieser Fehler, trotz der geringen Vergrösserung sehr auffällig, dadurch, dass die äusseren Gegenstände (am besten architectonische) nicht auf einer Ebene zu

liegen scheinen, sondern je nach der Art des Fehlers auf einer convexen oder concaven Fläche ausgebreitet zu sein scheinen. Betrachtet man z. B. mit freiem Auge ein entferntes Netzwerk durch ein achromatisches Fernrohrobjectiv, so sieht man gleichfalls (wenn ein derartiger Fehler vorhanden ist), dass sich das Bild scheinbar wölbt; obgleich dasselbe Objectiv von sphärischer Längenaberration ganz frei sein kann!

Es war dieses der Weg, auf welchem ich auf diesen Fehler in der Mitte der fünfziger Jahre aufmerksam wurde. Ich stellte damals eine Anzahl von Fernrohrobjectiven (mit sehr kurzen Brennweiten) her, welche ganz verschiedenen Constructionstypen angehörten, zum Zweck, die beste Construction zu finden, und sah zu meinem Erstaunen, dass nur die Herschel'sche Construction und die Fraunhofer'sche von diesem Fehler frei waren. Da ich mich damals eingehend mit der Gaussischen Theorie beschäftigt hatte, so fiel mir gleich der Grund in der Form, wie ich ihn oben mitgetheilt habe, bei. Kehren wir nun nach dieser kleinen Abschweifung zurück nach Prof. Abbe's Darstellung, so findet man, wenn man beiderseits eine Anzahl Strahlen, welche in richtigem Convergenzverhältniss stehen, bis zum gegenseitigen Schneiden verlängert, dass der geometrische Ort dieser Durchschnittspunkte einen Kreisbogen vom Radius, welcher reciprok genommen, die combinirten Kräfte der Distance des leuchtenden Punktes und der Bildweite (beide natürlich auch reciprok genommen) darstellt. Ganz abgesehen von dieser Anwendung auf die Optik bildet derselbe einen bekannten Lehrsatz der reinen Mathematik. Daraus ergibt sich aber direct Folgendes:

1. Für parallele Incidenz ist der Radius dieses Kreises (dessen Mittelpunkt im Bildpunkte, in diesem Falle, liegt) gleich der Aequivalentbrennweite der angewandten Linse oder des Linsensystems, Fig. 29 a.
2. Für convergent einfallendes Licht ist der Radius dieses Kreises 
$$= \frac{1}{b + p}$$
 (nach der bisherigen Bezeichnung).
3. Für divergent auffallendes Licht (wo  $b$  negativ wird) ist er 
$$= \frac{1}{p + b}$$
 und im speciellen Fall, wo  $-b = p$  wird, das Object und Bild um die vierfache Aequivalentbrennweite von einander abstehen, also  $p - b = 0$  wird sonach  $\frac{1}{0} = \infty$ , also eine Ebene darstellt, Fig. 29 b.

Man kann nun, wie wir später sehen werden, für schiefe Kegel im Hauptschnitt der Linse immer einen divergenten und zugleich einen

convergenten Strahl setzen; für Beide soll also auch für schiefe Kegel dieser Radius diesen Werth besitzen.

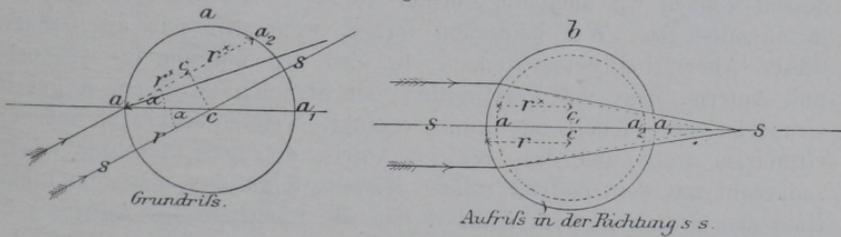
Durch dieses Sinusgesetz des Herrn Prof. Abbe ist also von vornherein der Strahlengang im einfallenden und letzten austretenden Kegel vorgeschrieben, gleicherweise auch für schiefe Kegel. Wie dieser Strahlengang nun zu erreichen ist, ist natürlich dem Detail der Berechnung anheim gegeben.

Um sich praktisch etc. davon zu überzeugen, in wie weit diese Bedingung an irgend einem Linsensystem erfüllt ist (ohne Instrumente zu Hülfe zu nehmen), verfährt man wie folgt: Man lässt von der zu untersuchenden Linse das Bild eines quadratischen Netzes oder ähnlichem Objecte entwerfen und betrachtet dasselbe mit freiem Auge so, dass das Bild in der deutlichen Sehweite des Auges entworfen wird. Befindet sich zuerst das Auge in der Richtung der optischen Axe, so erkennt man an der Ebenheit des Bildes, dass man scheinbar auf die Austrittspupille des Apparates projectirt sieht, das Freisein von Fehlern in der Sinusbedingung für den directen Kegel. Bringt man alsdann seitlich das Auge in die Richtung des schiefen Kegels, so soll das Bild des Netzes gleichfalls flach und unverzerrt erscheinen, wenn die Sinusbedingung für die schiefen Kegel erfüllt ist! Sollte das Object zu klein sein, um das ganze Feld decken zu können, so kann man auch statt dessen die optische Axe des Apparates im Azimuth neigen gegen die Richtung der Verbindungslinie zwischen der Objectmitte und dem Auge. Es versteht sich von selbst, dass man den Apparat mit voller Oeffnung prüfen muss; so roh dies ganze Verfahren ist, so wird man doch nicht viele Apparate finden, welche auch nur diese Probe vertragen.

Nachdem wir uns, so weit es der Raum gestattet, mit der Distortion oder Verzerrung und der damit zusammenhängenden Sinusbedingung beschäftigt haben, wollen wir uns mit der nicht minder wichtigen des Astigmatismus schiefer Strahlenbündel beschäftigen. Diese Aberration tritt niemals in dem directen Kegel der Linsensysteme auf, wenn die technische Ausführung derselben tadellos ist, denn in dem directen Kegel, der die Bildmitte erzeugt, kann Astigmatismus eigentlich nur auftreten, wenn die Flächen der Linsen keine Rotationsflächen sind. Dieser Fehler ist aber technisch so leicht zu vermeiden, das z. B. Mr. F. H. Wenham darüber in seiner Anweisung zum Linsenschleifen äussert, dass, „wer diesen Fehler nicht vermeiden könnte, sich lieber gar nicht mit Glasschleifen befassen sollte“. Eine uncentrische Stellung der Linsen erzeugt diesen Fehler zugleich mit dem viel schlimmern Fehler der Coma, und ist es auch durchaus nicht schwer, diesen technischen Fehler zu vermeiden. Anders ist

es mit dem Astigmatismus für schiefe Kegel. Nehmen wir zuerst an, dass der einfallende Kegel sehr dünne sei, so dass die sphärische Aberration desselben vernachlässigt werden kann, und es seien die Strahlen des einfallenden Kegels parallel, wodurch der Kegel also in einen Cylinder übergeht. Dieser Strahlencylinder falle auf die Vollkugel Fig. 30a. Wenn die Axe des Strahlencylinders verlängert durch den Kugelmittelpunkt geht, so wird offenbar dieser Cylinder in einen Kegel verwandelt, dessen Höhe von der optischen Kraft der Kugelfläche abhängt. Die optische Kraft setzt sich aber aus der Flächenkraft vom Radius  $\frac{1}{r} = r$  und der brechenden Kraft des Mediums zusammen. Wenn die Axe des Strahlencylinders aber nicht centrisch, d. h. nicht durch den Kugelmittelpunkt geht, so vereinigen sich freilich die Strahlen wieder zu einem Kegel in der Ebene, in welcher die Ablenkung der Kegelaxe stattfindet (wenn man vorläufig von der Bil-

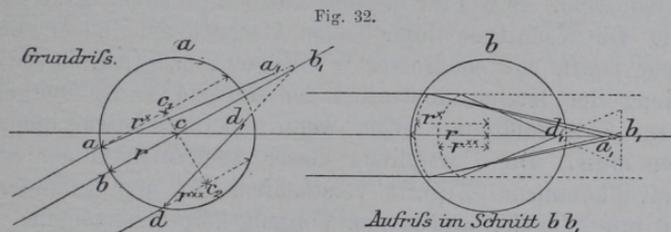
Fig. 30.



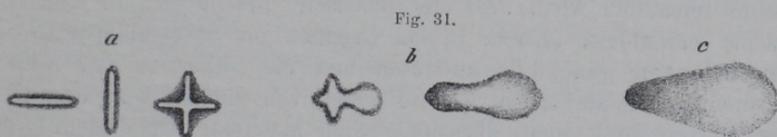
dung der Coma absieht) und tritt nun die Wirkung der optischen Kraft in zwei verschiedenen Arten auf; einmal zur Bildung des Kegels und zweitens zur Ablenkung der Axe des Kegels von seiner ursprünglichen Richtung. Betrachtet man diese Ebene, in welcher dieser Vorgang stattfindet, als Grundriss und stellt in Fig. 30b den Aufriss, also in rechtwinkliger Richtung dagegen im Raum dar, so sieht man leicht, dass die Kegelbildung im Aufriss durch eine grössere Flächenkraft, vom Radius  $r^* = \frac{1}{r^*}$  hervorgebracht, daher eine kürzere Kegelspitze erzeugt, wie diejenige des Grundrisses der Fig. 30a, in welcher übrigens nur der halbe Kegel dargestellt ist. Man sieht ferner, dass diese Differenz ein Maximum ist und dass die beiden Differenzen rechtwinklig aufeinander stehen, zwischen beiden aber ein allmählicher Uebergang stattfindet. Wenn wir nun die Strecke auf dem Kegel bestimmen wollen von einer Focallinie zur andern (welche das Bild des leuchtenden Punktes darstellen), so bedürfen wir nur der Kenntniss der Aenderung der optischen Kraft, welchen den Kegel im Grundriss

und Aufriss bilden, da das Medium in beiden Fällen dasselbe ist. Betrachten wir nur sehr spitze Kegel, so ist aus dem Grundriss Fig. 30 a leicht ersichtlich, dass die Flächenkraft, welche den kürzern Kegel im Aufriss bildet, dem Kreisdiаметer von  $a_2$  entspricht; der Mittelpunkt dieses Kreises liegt aber in  $c_1$ . Wir sehen nun, dass  $a_1, c_1, c$  ein rechtwinkliges Dreieck bilden, dessen einer Winkel  $\alpha$  der Einfallswinkel des Kegels ist mit der optischen Axe der Kugel  $a_1, \frac{1}{a_1 c}$  ist aber die optische Kraft der Kugel für einen vom Astigmatismus unberührten Kegel und  $\frac{1}{a_1 c_1}$  ist die Flächenkraft, welche die astigmatische Kegelbildung hervorruft. Aus der ebenen Trigonometrie wissen wir aber, dass  $\frac{a_1 c_1}{a_1 c} = \cos \alpha$  ist; wir erhalten also (wenn  $\frac{1}{r \cdot \cos \alpha} = r^*$ ) die verlangte Flächenkraft, welche den Astigmatismus hervorbringt. Statt dessen können wir auch die Formel No. 30  $r \cdot \sec \alpha = r^*$  setzen, was ja dasselbe ist. Wir bemerken ferner, wenn wir nur die Grenzen dieser Aberration betrachten, d. h. also den Vorgang in Grundriss und Aufriss, dass die Vereinigung der Strahlen zu einem Kegel im Grundriss eine leuchtende Linse erzeugt, welche senkrecht auf dem Grundriss steht und dass die im Aufriss erzeugte Lichtlinie wieder senkrecht auf dem Aufriss steht. Hieraus folgt aber, dass die Lichtlinie des Grundrisses im Aufriss, und die Lichtlinie des Aufrisses im Grundriss liegt. Beide Linien bilden daher gemeinschaftlich den leuchtenden Punkt als leuchtendes Kreuz ab, und da der Uebergang von einem zum andern allmählich ist, mit concaven Seiten wie Fig. 31 a darstellt. Dieses Kreuz ist symmetrisch, so lange die Strahlenkegel sehr dünn sind oder die Coma compensirt ist, also der Astigmatismus regelmässig; so bald aber die Dicke des Kegels nicht mehr vernachlässigt werden darf (und nichts dagegen geschehen ist), so stellt sich die Coma ein! Es sei hier gleich bemerkt, dass die Coma (obgleich wenig bekannt) der grösste Feind der Deutlichkeit für Strahlenkegel ausser der Axe ist. Die Coma entsteht dadurch, dass für Strahlenkegel, deren Dicke nicht mehr vernachlässigt werden kann (wie alle zur praktischen Anwendung kommenden Kegel es sind und wie aus Fig. 32 ersichtlich ist), die optische Flächenkraft der einen Seite des Kegels durch den Radius  $a_1, c_1$  und  $b_1$ , der andern Seite aber durch  $d_1, c_1$  repräsentirt ist. Hierdurch entsteht nun für jeden Theil des Kegels ein anderer Grad von Astigmatismus und dazu kommt, dass der Strahl  $a_1, c_1$  im Grundriss viel schwächer von seiner Bahn abgelenkt wird, wie der Strahl  $d_1, c_1$ . Der Erfolg ist daher der, dass in der

Richtung des Grundrisses die Focallinie exentrisch verschoben wird und zugleich, weil auf der Seite der Linie  $d d_1$  viel stärker im Kegel



verkürzt wird wie auf der Seite  $a a_1$ , in der Aberrationsfigur verdickt wird, so dass die Figur No. 31a des reinen Astigmatismus sich durch den Hinzutritt der Coma in die Fig. No. 31b umändert, welche nur



Regelmässiger Astigmatismus bei verschiedenen Focalstellungen, unter starker Vergrösserung.

Unregelmässiger Astigmatismus. Astigmatismus in Coma übergehend.

durch den verschiedenen Grad der Coma sich unterscheiden, von denen die letzte Figur No. 31c den Fall darstellt, wo der Astigmatismus gehoben ist und nur Coma vorhanden. Es ist wohl begreiflich, dass eine Abweichung von so zerstörender Wirkung, wie die Coma ist, so lange den reinen Theoretikern unbekannt blieb, da sie wenig Gelegenheit hatten, dieselbe kennen zu lernen, weil die praktischen Optiker durch Experimente dieselben so weit wie möglich compensirten, da ein optisches Product mit kräftiger Coma nicht verkäuflich ist! Ausserdem verhinderte die Annahme der Mathematiker, welche dieselben meist zur Erleichterung ihrer Entwicklungen machten (wie aus Vorhergehendem leicht ersichtlich ist), dass die Strahlenkegel unendlich dünne sein sollten; das Auffinden der Coma auf rein theoretischem Wege. Die älteste Abhandlung, die ich darüber finde, ist von Potter vom Jahre 1851, der wahrscheinlich durch den Optiker Dallmeyer darauf aufmerksam gemacht wurde. Dass die Coma jedoch leistungsfähigen praktischen Optikern bekannt war, geht schon allein daraus hervor, dass terrestrische Oculare im Anfang dieses Jahrhunderts von dem berühmten Fraunhofer construirt, eine meisterhafte Compensation der Coma aufweisen. Selbst die alten Oculare von Dollond und Ramsden sind schon recht gut darin compensirt. Das Airy diese

Aberration in seiner Abhandlung über den Astigmatismus 1829 (in Anwendung auf Oculartheorie) nicht berücksichtigte, hat seine Oculartheorie (so schön sie ist) für die praktische Anwendung ganz illusorisch gemacht. Die Kenntniss dieser beiden Aberrationen sind für die photographische Optik von so grosser Wichtigkeit, dass ich, bevor ich zur Behandlung der letzten Aberration der Bildwölbung übergehe, den Leser um Entschuldigung bitte, wenn ich noch etwas länger dabei verweilen muss. Die Darstellung dieser Aberration in der Ebene ist recht unvollkommen. Leicht verständlich für den Anfänger hierin sind nur gute Modelle, welche den Vorgang körperlich zeigen. Nächst dem stereoskopische Darstellungen, welche am leichtesten mit Hilfe der Photographie von solchen Modellen genommen werden. Diese beiden Anomalien hängen durchaus nicht allein von der sphärischen Gestalt der brechenden Flächen ab. Man sieht wohl, dass, wenn der Radius unendlich wird, also die sphärische Fläche sich in eine ebene Fläche verwandelt, also z. B. bei Prismen für Spectralapparate diese Abweichungen gleichfalls auftreten und die Bilder in der Axe (da Prismenflächen als excentrische Flächen von unendlichem Radius angesehen werden können) dort undeutlich machen. Aus diesem Grunde versieht man die Prismensysteme mit automatischer Bewegung. Um die Prismenflächen immer in der Minimalablenkung (wo eintretender und austretender Strahl gleiche Winkel beschreiben) zu erhalten, in welchem Falle auch diese Fehler Minima sind. Man hat auch schon früher darauf aufmerksam gemacht, dass Linsen, welche zu dem einfallenden und gebrochenen Strahl im Minimum der Ablenkung stehen (wenn man ein brechendes Element ihres Randes als Prisma ansieht), den schädlichen Einfluss dieser Anomalien sehr verringern! Man hat sich aber fast immer damit begnügt, jede einzelne Linse (so viel wie möglich) in das Minimum der Ablenkung zu bringen. Dies Verfahren hat aber zwei grosse Nachtheile, einmal disponirt man in diesem Fall über viel zu viel anderweitig sehr werthvolle Elemente und andererseits erscheint es doch sehr fraglich, ob man damit wirklich das äusserste Minimum der Aberration erreicht? Viel zweckmässiger ist es, wenn man das gesammte Linsensystem als solches (einerlei aus wieviel Linsen bestehend), wenigstens gegen die Cardinalstrahlen ins Minimum der Ablenkung stellt. Da der Cardinalstrahl für unendlich kleine Oeffnungen parallel mit sich austritt, so ist die Erfüllung dieser Bedingung, dass derselbe für die Linsenränder im Minimum der Ablenkung steht, jedenfalls mit einer bedeutenden Reduction der Aberration der schiefen Kegel verbunden, zumal diese Bedingung bei einer Anzahl Linsen auf unendlich verschiedene Weise geschehen kann, so sind die übrigen Bedingungen, welche die Aufhebung der sphärischen

und chromatischen Aberration bilden, nicht dadurch behindert. Die mathematische Bedingung hierfür ist auch ziemlich einfach, wie wir jetzt sehen werden. Bezeichnen wir alle Einfallswinkel auf jeder Fläche eines Systems mit  $\alpha \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \dots \alpha_n$  und die dazu gehörigen gebrochenen Winkel mit  $\beta \beta_1 \beta_2 \beta_3 \dots \beta_n$ , so ist die Vergrößerung eines solchen Prismen-, event. Linsensystems =

$$M = \frac{\cos \alpha \cdot \cos \alpha_1 \cdot \cos \alpha_2 \cdot \cos \alpha_3 \dots \cos \alpha_n}{\cos \beta \cdot \cos \beta_1 \cdot \cos \beta_2 \cdot \cos \beta_3 \dots \cos \beta_n} \quad \text{No. 30.}$$

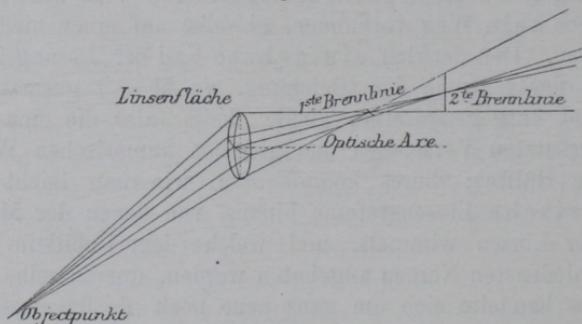
Die Vergrößerung eines Prismensystems ist aber identisch mit der Erzeugung dieser Anomalien. Sollen diese in erster Approximation verschwinden, so muss diese Vergrößerung  $M = 1$  sein. Diese anscheinend so einfache Bedingung ist jedoch auf directem Wege nicht so einfach zu lösen, wenn es sich um ein complicirtes System handelt!

Schon Herschel sagt darüber, dass die völlig genaue Berücksichtigung für 3 Flächen bereits auf eine Gleichung des sechszehnten Grades steigen würde, obgleich ihre Form nur vom achten Grade sei, es ist jedoch kein Weg vorhanden, dieselbe auf einen niedrigeren Grad zu reduciren. Der denkbar einfachste Fall der Lösung ist nun der, dass man diesen Bruch der Gleichung, wo  $M = 1$  gesetzt wird, in 2 gleiche und entgegengesetzte Theile theilt (also die eine Hälfte mit entgegengesetzten Vorzeichen und gleichen numerischen Werthen wie die andere Hälfte); dieses kommt aber, wie man leicht sieht, auf symmetrische Linsensysteme hinaus, von denen der Markt photographischer Linsen wimmelt, und welche dem Publikum unter den allerverschiedensten Namen angeboten werden, um dasselbe glauben zu machen, es handelte sich um ganz neue noch nie dagewesene Combinationen. Auf dem Wege der Rechnung sind solche Combinationen nun ausserordentlich rasch und leicht herstellbar (worauf hier aber nicht weiter eingegangen werden kann, da diese Abhandlung für Photographen und nicht für praktische Optiker geschrieben wird; ausserdem auch die Anwendung der höheren Mathematik gänzlich ausgeschlossen ist, da ja diese Darstellung einem möglichst grossen Kreise verständlich sein soll). Die Bedingungen dieser symmetrischen Linsensysteme, wenn ihre Linsenzahl 4 nicht überschreitet, sind so einfach, dass auch selbst durch ein etwas mühsames Tatonnement ein praktischer Optiker, dem die Kenntnisse der Theorie fehlen, damit verhältnissmässig schnell zum Ziel gelangt. Sind dagegen die bei weitem complicirtern Verhältnisse (der übrigens mehr leistungsfähigen unsymmetrischen Systeme) zu erforschen, so möchten dieselben doch einen bloss tatonnirenden Optiker bald so ermüden, dass er davon absteht, ehe er sein Ziel erreicht hat. Ein Beispiel ist dass, gleich in der ersten Zeit

gefundene Portraitsystem, das Prof. Petzval auf rein theoretischem Wege errechnet hat, und das so gut ist, dass es sich trotz aller „Verballhornisirung“ bis jetzt nicht hat vom Markte verdrängen lassen.

Diese, der Gleichung No. 30 zu Grunde liegende wichtige Bedingung nenne ich das *Cosinusetz*! Kehren wir nach dieser Abschweifung zu unserem ersten Problem, dem Astigmatismus zurück, so fanden wir, zum bessern Verständniss in Fig. 32 eine geometrische Darstellung des Astigmatismus und war bei denselben parallele Incidenz (der Einfachheit der Betrachtung wegen) vorausgesetzt. In Fig. 33 ist der Fall für divergentes Licht perspectivisch dargestellt. Wir können nun den leuchtenden Punkt aus unendlicher Ferne heranrücken lassen und werden sich dadurch die Längen der Kegel nach der Brechung ändern, aber in solchem Verhältniss, dass die Differenz der optischen Kraft, welche den Astigmatismus hervorruft, unverändert bleibt, da ja die Verhältnisse von  $r$  und  $r^*$  nicht dadurch berührt werden.

Fig. 33.



Wir können also zur Berechnung des Astigmatismus unsere obigen Formeln (ohne Weiteres) mit den früheren Formeln für die Bildweiten No. 5, No. 6, No. 7 verbinden, indem wir für jede Brechung den Werth des Astigmatismus einsetzen und dieses auf die Cardinalstrahlenkegel anwenden. Man bildet dann zwei Reihen solcher Gleichungen, die eine Reihe für die Kegel im Grundriss, d. h. für die Strahlenkegel die im Hauptschnitt des Systems liegen und die andere Reihe für die ausser dem Hauptschnitt liegenden Strahlen, welche die windschiefen Strahlen genannt werden. Am Ende soll dann die Differenz beider Rechnungen gleich Null sein, wenn das System von Astigmatismus frei oder wie Dr. A. Miethe es genannt hat, ein *Anastigmat* sein! Man kann nun fragen, wie ist eine Compensation möglich? Denken wir uns unsere Kugel Fig. 30 als Hohlraum und den vorher als Luft gedachten Raum mit Glas erfüllt, so wird der Lichtkegel statt con-

vergent, divergent. Es ist nun leicht einzusehen, dass eine Combination zweier solcher Flächen, die entgegengesetzt auf den Astigmatismus wirken, denselben völlig aufzuheben im Stande sind, wenn ihre entgegengesetzten Abweichungen gleich gross werden. Die Erfüllung dieser Bedingung allein ist jedoch noch nicht ausreichend; man muss soviel Brechungsüberschuss auf der positiven Seite behalten, wie möglich! Dies kann nun einerseits durch Anwendung von Medien verschiedener Brechungskraft geschehen; in viel stärkerem Maasse jedoch, wie man leicht sieht, indem man die Brechungen im Linsensystem so vertheilt, dass der Cardinalstrahl an stark convexen Flächen einen kleinen Einfallswinkel ( $\alpha$ ) bildet und einen grossen Einfallswinkel ( $\alpha_n$ ) an schwachconcaven gekrümmten Flächen. Die Ausgleichung so extremer Flächen lässt freilich kleine Fehler höherer Ordnung zurück, die indessen leicht so klein gemacht werden können, dass sie nicht merklich werden. Dies ist nun auch in der That das Verfahren, das bewusst oder unbewusst von allen praktischen Optikern befolgt wird. Bei verkitteten Bestandlinsen der Objective ist es daher eine nicht zu vermeidende Bedingung, dass wenigstens eine Concavfläche (in Berührung mit Luft) vorhanden sein muss, um den Astigmatismus zu compensiren! Und zwar in solcher Lage, dass der Cardinalstrahl einen hinreichend grossen Einfallswinkel an einer solchen concaven Fläche bildet. Die Neigung des Cardinalstrahlenkegels an den verkitteten Contactflächen ist meist gering und wirken hier die Gläser nur mit ihrer Differenz, daher die concave Aussenfläche viel wichtiger ist! Man hat es nun durch die Aenderung der Distance der beiden Bestandlinsen eines jeden symmetrischen Systems in der Gewalt, dass die obigen Bedingungen erfüllt werden und einen wirklichen Anastigmaten daraus machen, indem es weiter nichts bedarf, als die Distance der Linsen durch Versuche so abzugleichen, dass der Astigmatismus völlig verschwindet. Ein Experiment, das jeder Photograph leicht versuchen kann, indem er nur nöthig hat, das Rohr, das beide Achromate getrennt erhält, durch ein entsprechend kürzeres zu ersetzen. Der Astigmatismus wird alsdann vollständig gehoben, wenn die Combination symmetrisch ist. Nun kann man aber die Frage aufwerfen, warum macht denn aber der Optiker nicht gleich aus jedem System das er fertigt, einen Anastigmaten?

Ist dieser Umstand dem praktischen Optiker entgangen? Das ist wohl nicht anzunehmen! Ich kenne wenigstens viele, die es wissen. Der Grund ist einfach der: verfertigt man aus den früheren Glasarten photographische Linsensysteme (symmetrisch) und schafft den Astigmatismus völlig heraus, so liegt das fehlerfreie Bild auf einer gewölbten Fläche, welche dem Object ihre concave Seite zukehrt und

deren Radius (wie ich später zeigen werde) im wesentlichen von dem angewandten Linsenmaterial abhängt. Um nun ein möglichst ebenes Bild zu erhalten, d. h. ein solches, in dem die kleinsten Aberrationskreise schiefer Kegel sämmtlich in einer Ebene liegen, wenn das Object eben ist, muss man so viel übercompensirten (übercorrigirten) Astigmatismus dem Linsensystem geben, damit es (wie Petzval sich ausdrückt) mit Gewalt gerade gebogen wird! Dadurch sinkt aber sofort die Definition des Bildes von der Mitte des Feldes gegen den Rand des Bildes so erheblich, dass der Photograph die Hülfe der Blenden in Anspruch zu nehmen hat, was meist ein Armuthszeugniss für den Apparat ist (ausgenommen er wollte nur die Bildtiefe vermehren). Der Knoten, welcher zu lösen war, war der, ein von Astigmatismus gänzlich freies Bild zu liefern, das alle Objecte geometrisch richtig abbildet, d. h. dass das Bild einer Ebene auch eben darstellt. Wir werden also zur Lösung der Frage, ob der Astigmatismus mit Vorthail gänzlich herauszuschaffen ist, auf das Problem der Bildwölbung hingedrängt. Wie man ferner sieht, hat es wenig Vorthail, eine einzige der Anomalien völlig aufzuheben und die anderen ihrem Schicksal zu überlassen. Kann man nicht Alle heben, dann ist es am besten, eine solche Vertheilung der Fehler zu treffen, dass die rückständigen Aberrationen nicht gerade möglichst klein sind (also wie man solche etwa erhalten würde, wenn man die Gauss'sche Methode der kleinsten Quadrate anwenden würde), sondern vor Allem so, dass die unvermeidlichen Fehlerrester für die vorliegenden Zwecke möglichst unschädlich werden!

Dass es zuweilen nützlich sei, übercorrigirten Astigmatismus (zur geraden Streckung des Bildes) beizubehalten, hat bereits Airy in seiner Abhandlung 1829 erwähnt und sind in neuerer Zeit auch von einigen Optikern die Distancen der beiden Bestandlinsen symmetrischer Systeme innerhalb gewisser Grenzen beweglich gemacht worden (um je nach dem Willen des Photographen die Bildwölbung zu ändern), damit derselbe z. B. bei Gruppenaufnahmen ein scharfes, Astigmatismus freies Bild auf einer gewölbten Fläche erhalte, die der Aufstellung der Personen im Kreise entspricht. In diesem Specialfall würde sogar ein solcher Aparat vollkommener Bilder liefern, wie ein Apparat, der ebene Bilder von einem Objective darstellt! Man ersieht aus diesem einen Beispiel, dass die schärfste Befolgung der Regeln der geometrischen Optik nicht immer das vollendeste Resultat für die Praxis geben wird. Das Vorzüglichste ist jedenfalls, dass der praktische Photograph sich eingehende Kenntniss der Constructionsprincipien der Linsensysteme aneignet und dann mit der für seine Specialzwecke vortheilhaftesten Anordnung seiner Apparate arbeitet! Ueber

die Coma ist gleichfalls zu erwähnen, dass dieselbe, je nachdem der schiefe Strahlenkegel von der Axe durch die Brechung abgelenkt wird (untercorrigirt) oder zur Axe hingelenkt (übercorrigirt) sein kann. Ferner, dass eine Linse oder Linsensystem welches mit Coma behaftet ist, bei Verwechslung von Object und Bild auch ihre Richtung gegen die Axe umkehrt! Die Lage der Coma im Bilde bestimmt man darnach, ob ihr spitzes Ende, oder der breite Lichtbüschel, den sie bildet, gegen die, oder von der optischen Axe abgewendet ist. Vielleicht mag es noch zum bessern Verständniss beitragen, hier ein paar Worte der Erklärung über den einfachsten Fall der Comabildung an einer Planfläche zu geben. Betrachtet man in Fig. 34a einen convergenten Lichtkegel der eine Planfläche durchsetzt, so findet man, dass derselbe nach geschehener Brechung seine Kegelspitze verloren hat und statt dessen das Fehlerdreieck  $a\beta\gamma$  bildet. Denkt man sich statt dieser 3 Strahlen (der kleinsten Zahl, die zur Comabildung nöthig sind) alle die unendlich vielen dazwischen liegenden, so sieht man leicht, dass statt des Fehlerdreiecks ein Lichtbüschel entstehen muss.

Der Grund hiervon ist in diesem einfachen Fall leicht einzusehen; die Winkel  $a\ b\ c$ , welche die Strahlen mit den Einfallsloten bilden, sind alle 3 sehr verschieden gross, wenn sich alle 3 Strahlen des einfallenden Lichtes in demselben Punkte, der Kegelspitze, schneiden. Wird dieser Lichtkegel durch die Brechung abgelenkt, so geschieht

Fig. 34a.

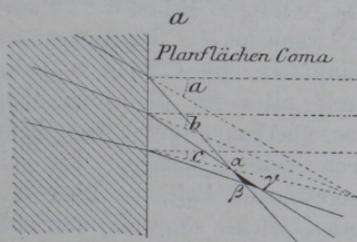
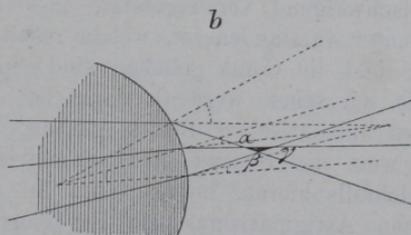


Fig. 34b.



es nach dem Brechungsgesetz, nach welchem der Sinus des abgelenkten Winkels zu dem Sinus des Einfallswinkels in einem constanten Verhältniss steht; dadurch werden nun aber die grösseren Einfallswinkel (quantitativ) viel stärker abgelenkt wie die kleineren, es können also die 3 Strahlen nach der Brechung sich nicht mehr in demselben Punkte schneiden. Denkt man sich die Planfläche z. B. allmählich immer stärker werdend, sphärisch gewölbt, so divergiren die Einfallsloten noch stärker, siehe Fig. No. 34b, und das Uebel wird dadurch natürlich noch mehr vergrössert. Die Coma hat ihre grösste Aberration, wie man leicht aus dem Vorhergehenden ersieht, in dem

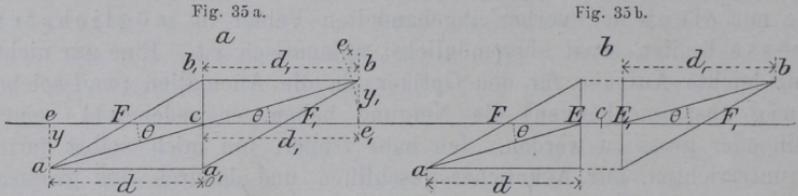
Hauptschnitt der Linsensysteme. In Combination mit dem der Coma so nahe verwandten Astigmatismus (zumal wenn noch die sphärische Aberration diese Uebel vermehrend, hinzutritt) entstehen alle die complicirten Figuren des Bildes eines leuchtenden Punktes, welche man an Linsensystemen beobachten kann, wenn man dieselben auf die später zu erklärenden Untersuchungsmethoden auf Fehler probirt. Es ist noch zu beachten, dass die Wirkung des Astigmatismus nicht allein darin besteht, dass die Lichtkegel in zwei auf einander rechtwinkligen Ebenen verschiedene Foci haben. Aus Fig. No. 33 ist zugleich ersichtlich (wo der untercorrigirte Astigmatismus dargestellt ist), dass sich zugleich mit der Trennung in zwei Focallinien die absolute Länge des Kegels stark verkürzt, indem die Seiten des Kegels im Hauptschnitt sich in Folge der sehr ungleichen Ablenkung von ihrer ursprünglichen Richtung, zugleich die Coma bildend, viel früher gegenseitig schneiden, als der Fall gewesen wäre, wenn die Axe des Kegels mit der optischen Axe zusammengefallen wäre. Der Effect des untercorrigirten Astigmatismus besteht, also ausser der Erzeugung der astigmatischen Differenz im Lichtkegel, noch darin dass er die positive Bildwölbung der Linsen sehr vermehrt. Der bei weitem grösste Theil der Bildwölbung, die man bei einfachen Linsen oder verkitteten Achromaten etc. findet (wenn solche mit untercorrigirtem Astigmatismus behaftet sind) rührt aus dieser Ursache her. Wenn in dem Folgenden von der Bildwölbung die Rede ist, so ist immer stillschweigend vorausgesetzt, dass diejenige Bildwölbung darunter verstanden ist, welche resultirt, wenn bereits der Astigmatismus und die Coma gehoben sind! Gelingt es, diese dann zu heben (wie wir sehen werden), dann ist damit alles für die Herstellung eines aplanatischen Bildes gethan, was überhaupt geschehen kann, so weit die Gesetze der geometrischen Optik reichen. Es geht gleichfalls hieraus hervor, dass im umgekehrten Fall, im übercorrigirten Astigmatismus die Uebercorrection leicht so weit getrieben werden kann, dass der Radius der Bildwölbung (während er  $\infty$ , also die Planheit passirt hat) das entgegengesetzte Vorzeichen erhält, also den (convexen) Scheitel seiner Wölbung dem einfallenden Licht zukehrt. Immer wird dieses convexe Bild aber mit übercorrigirtem Astigmatismus behaftet sein, so lange wir nicht über ganz andere brechende Medien disponiren wie bisher. Man kann die Uebercorrection des Astigmatismus unschwer so weit treiben, dass die Längenaberration unendlich wird, d. h. dass die Strahlen in dem einen Azimuth des Kegels parallel laufen. In diesem Fall liegt natürlich die eine der Brennlinien im Unendlichen und man erhält dann kein verwaschenes Bild eines Gegenstandes mehr, sondern überhaupt gar keins!

Für die Zwecke des Unterrichts in diesen etwas schwierig klar vorzutragendem Gegenstände würde ich ausser Modellen den Lehranstalten eine Reihe Linsensysteme zur Anschaffung empfehlen, deren jede nur einen der vorher abgehandelten Fehler in möglichster Grösse besitzt, sonst aber möglichst aplanatisch ist. Eine gar nicht ganz leichte Aufgabe für den Optiker, da die Anomalien (weil solche innig zusammenhängen) die Neigung haben, entweder alle ganz klein oder gross zu werden. Ich habe früher, um mich selbst darin zu unterrichten, mir Aehnliches geschliffen und dadurch den grossen Nutzen für den Unterricht kennen gelernt. Indem ich jetzt zur Behandlung der Bildwölbung übergehe, bemerke ich noch, dass dies das schwierigste Problem der ganzen geometrischen Optik ist und dass ich es deswegen zum besseren Verständniss bis zuletzt aufgespart habe.

Manche sehr tüchtige Theoretiker, wie z. B. Airy, Petzval etc., haben die Aufhebung der Bildwölbung geradezu als hoffnungslos erklärt; ja Petzval sagt sogar an einer Stelle bei Betrachtung des gewölbten Bildes in den Augen der Geschöpfe: „Was dem allmächtigen Schöpfer aller Dinge nicht gelungen ist, wird uns armseligen Menschenkindern auch nicht gelingen!“ Nun, streng mathematisch genommen, ist es auch nicht möglich, wie wir sehen werden (wegen der restirenden Fehler höherer Ordnung im Astigmatismus), aber man kann es so weit treiben, dass das Bild, praktisch genommen, völlig plan erscheint, und dass die Bilder der schiefen Strahlen dieselbe Definition wie das Bild des directen Kegels besitzen! So kühn diese Behauptung auch erscheinen mag! Um deutlich genug zu sein, muss ich jetzt auf den ganz elementaren Strahlengang durch Linsen mit unendlich kleiner Oeffnung zurückgreifen, welche nur das Gesetz der Vereinigungsweiten befolgen und mit keinerlei Abweichung behaftet sind; diese werden uns dann in ihrem einfachen (nur auf die Cardinalpunkte bezogenen Strahlengang) das zu erreichende Ideal zeigen. Zuerst wollen wir nun die Aufgabe lösen, zu irgend einem Punkte  $a$  des Objectes (ausserhalb der Axe) den conjugirten Punkt  $b$  im Bilde zu finden (wenn wir von sämtlichen Abweichungen absehen) und die beiden Cardinalpunkte der Linse  $E E_1$  oder des Linsensystems (das überall von Luft umgeben sei), nebst den beiden Brennpunkten  $F$  und  $F_1$ , welche in diesem Fall einander gleich sind, gegeben denken. Der Einfachheit wegen betrachten wir zuerst eine unendlich dünne Linse' bei welcher die beiden Cardinalpunkte  $E E_1$  in den Punkt  $c$  zusammenfallen.

Es sei nun Fig. No. 35a,  $a_1 c b_1$  die Coincidenz ber beiden Hauptebenen dieser Linse und  $c$  deren optisches Centrum. Ein Punkt des Objectes  $a$  ausser der Axe ist gegeben; füllen wir einen Perpendikel

y von a aus auf die Axe (welche durch die beiden Brennpunkte F und  $F_1$  und den Punkt c geht) und ziehen eine Parallele mit der Axe von



a aus, so schneidet diese die Hauptebene in dem Punkt  $a_1$ . Es ist nun die Linie  $a a_1 = y c = d$ , welches die Abscisse der Entfernung eines Punktes des Objectes in der Ebene  $a y$  ist, welche senkrecht zur optischen Axe steht. Dieser Distance (Abscisse)  $d$  entspricht nun für unendlich wenig zur Axe geneigte Strahlen die Bildweite  $d_1 = c y_1$ , durch die Formel (siehe Elemente)  $\frac{d F}{d - F} = d_1$  können wir nun be-

weisen, dass (bei der Ausführung der Construction eines conjugirten Bildpunktes) ausser der Axe der aberrationslose Punkt  $a$  im Bilde  $b$  gleichfalls dieser Formel folgt, so ist dadurch entschieden, dass das Bild einer Ebene wieder eine Ebene für irgend welche Neigung des Cardinalstrahls  $a c b$  ist. Um den Bildpunkt  $b$  graphisch zu finden, zieht man die Gerade  $a F b_1$  durch den ersten Brennpunkt und in  $b_1$  die Hauptebene schneidend. Von  $b_1$  zieht man eine Parallele mit der Axe  $b_1 b$ , und wo diese in  $b$  den Cardinalstrahl  $a c b$  schneidet, liegt der zum Objectspunkt  $a$  gehörige Bildpunkt  $b$ . Zieht man die Gerade  $a_1 F_1 b$  von dem Schnittpunkt der Axenparallelen  $a a_1$  in der Hauptebene  $a_1 c b_1$  durch den zweiten Brennpunkt  $F_1$ , so trifft der Schnittpunkt dieser Graden mit dem Cardinalstrahl gleichfalls in den Bildpunkt  $b$ . Der Beweis der Richtigkeit dieser allgemein bekannten Construction kann in Helmholtz physiologischer Optik und in allen neuern elementaren Werken über Optik nachgelesen werden.

Man könnte vielleicht einwenden, dass der hier beschriebene Vorgang sich nur auf die eine Hauptebene und nicht auf die räumlichen Verhältnisse bezieht! Denkt man sich jedoch die Hauptebene um die optische Axe  $F c F_1$  rotirend zwischen der Object- und Bildebene, so wird nichts dadurch in der bisherigen Darstellung geändert.

Das fehlerfreie Bild einer Ebene, welches senkrecht zur Axe liegt, daher nicht, wie manche fälschlich glauben, auf einer Kugeloberfläche aus dem Radius der Brennweite, sondern wieder in einer Ebene, welche senkrecht zur Axe steht und in der durch die Formel für die Ver-

einigungsweite gegebenen Distance vom optischen Centrum, resp. Cardinalpunkten aus. Schlägen wir jetzt mit dem Radius  $d_1$  aus  $c$  den Bogen  $e_1 e_2$ , so sieht man leicht, dass die Bildweite auf dem Cardinalstrahl (und nicht auf der Axe) gemessen, um das Stück  $e_2 b$  länger als  $d_1$  ist. Es ist aber bekanntlich das Stück  $e_2 b$  die zum Radius  $d_1$  gehörige Secans externa, also die ganze Länge auf dem Cardinalstrahl  $cb$  ist die Secante zum Radius  $d_1$  und zum halben Bildwinkel  $\theta$ . Soll also das Bild dem Object geometrisch ähnlich, d. h. als Specialfall das Bild einer Ebene wieder eine Ebene sein, so muss für den halben Bildwinkel  $\theta$  die Brennweite eines Systems wie die Secante dieses Winkels (auf dem Cardinalstrahl gemessen) wachsen! Ueberträgt man dieses Ergebniss auf eine Linse oder Linsensystem von beliebiger Art, so hat man diese Figur nur in zwei Theile zu theilen, indem der erste Theil auf  $E$  den ersten Cardinalpunkt und  $E_1$  den zweiten Theil auf den zweiten Cardinalpunkt statt des optischen Centrums  $c$  bezieht. Alle Strahlen denkt man sich in dem Interstitium zwischen  $E$  und  $E_1$  parallel zur Axe verlaufend, so dass in den beiden (jetzt getrennten) Theilen der Figur keinerlei Aenderung stattfindet wie Fig. 35 b zeigt.

Nachdem wir in Obigem das zu erstrebende Ideal kennen gelernt haben, wollen wir untersuchen, auf welche Weise und wie weit wir uns demselben nähern können? Bei diesem Ideal sind auch, wie man sieht, die Cardinalpunkte frei von sphärischer Aberration angenommen. Wir mögen vorher noch bedenken, dass ein räumliches Bild, wenn das Bild einer Ebene keine Ebene ist, in all seinen räumlichen Theilen körperlich verzerrt ist; es kann jedoch gleichzeitig eine winkelrichtige (also in der Richtung der Cardinalstrahlen) richtige, distortionsfreie Abbildung sein, d. h. die conjugirten Bildpunkte liegen freilich auf den richtig gebrochenen Cardinalstrahlen, aber auf diesen Strahlen liegen sie nicht in richtiger Entfernung vom zweiten Cardinalpunkt  $E_1$ . Der praktische Erfolg in der Camera wäre in diesem Sonderfall der, dass man das Bild eines rechtwinkligen Netzes wohl mit geradlinigen Seiten sieht, um aber die Randparthien dieses Bildes scharf einzustellen, müsste man (wenn man die Bildmitte vorher scharf eingestellt hatte) entweder der Linse nähern oder entfernen, um dieselbe scharf einzustellen, in Folge des Verstellens wird dann natürlich die Bildmitte wieder unscharf! Diesen Vorgang hat man irrthümlich mit der Focustiefe zusammengerrührt!

Wir wollen nun einige der einfachsten Fälle vornehmen, welche sich elementar untersuchen lassen, um zu erforschen, welche Bildwölbung wir unter Anwendung sphärischer Flächen und der uns zur Disposition stehenden Medien erhalten und gleichzeitig daran erproben,

ob die von Prof. Petzval s. Z. (ohne Beweis) aufgestellte Näherungsformel brauchbare Resultate giebt. Prof. Petzval theilte diese Formel in seinem auch sonst sehr interessanten „Bericht über die Ergebnisse einiger dioptrischer Untersuchungen, Pesth 1843“ mit. Man findet pag. 27:

$$2) \frac{1}{R} = \frac{1}{np} + \frac{1}{n'p'} + \frac{1}{n''p''} + \dots \quad \text{No. 32.}$$

$$3) \frac{1}{np} + \frac{1}{n'p'} + \frac{1}{n''p''} + \dots = 0.$$

Es bedeutet hier R den Krümmungsradius der Bildfläche im Scheitel des Bildes, n die Brechungsindices und p' p'' p''' ... die Brennweiten der einzelnen Linsen. Formel No. 2 giebt den reciproken Radius der Bildwölbung und No. 3 die Bedingung, wenn das Bild eben sein soll. Auf pag. 26, Anmerkung, theilt Petzval mit, was er in diesem Fall unter Brennweite versteht; er sagt

$$\frac{1}{p} = (n-1) \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right),$$

wo n den Brechungsindex und r und r' die Krümmungsradien darstellt. Es ist also dasselbe wie unsere Formel für die Brennweite einer dickenlosen Linse. Ein Umstand, der sofort in die Augen springt, ist der, dass in dieser Formel weder Linsendicken, noch Linsendistancen, noch die Lage des Objectes und des Bildes vorkommt. Alle diese Umstände haben aber erfahrungsmässig bedeutenden Einfluss auf die Bildwölbung. Der bei weitem grösste Theil dieses Einflusses fällt indess fort, wenn wir, wie wir hier voraussetzen, die Bildwölbung als solche frei von aller Vermischung mit den übrigen Abweichungen, besonders aber frei vom Astigmatismus, annehmen (wie vorausgesetzt) und uns dann nur mit dem Scheitel der Bildwölbung als dem Wichtigsten begnügen; für die Bestimmung des Randes des Bildes noch eine andere Formel selbst hinzufügend; wir werden alsdann sehen, dass von einem Bildradius für ausgedehnte Bilder überhaupt keine Rede sein kann, da die Bildfläche alsdann eine solche darstellt, welche eine Fläche von doppelter Krümmung ist, Fig. 36 a. Also z. B. wenn sie sich der Ebene möglichst nähert gegen das einfallende Licht, im Bildcentrum concav und im Bildrande convex ist. Prof. Petzval giebt in seiner „Fortsetzung des Berichtes über optische Untersuchungen, Wien 1857“ einen sogenannten populären Beweis für die Richtigkeit seiner Formel in Folgendem. Er legt, wie man in Fig. 36 b sieht, die Eintrittspupille seines sphärischen Spiegels in den Krümmungsmittelpunkt desselben in c. Hierdurch ist allerdings erreicht, dass die Cardinalstrahlen frei von Aberration sind. Fällt nun ein Bündel paralleler Strahlen auf den Spiegel (durch diese

Pupille), so liegt allerdings das Bild des unendlich entfernten ebenen Objectes auf eine sphärische Fläche vom Radius  $\frac{r}{2}$  des Spiegels, wie

Fig. 36 a.

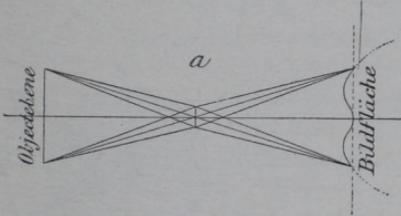
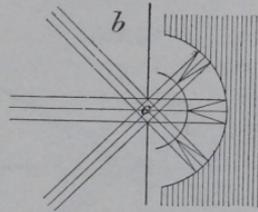


Fig. 36 b.

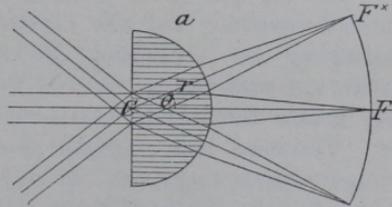


es sein muss; da alle Strahlenbündel und Lichtkegel gegen den Punkt  $c$  symmetrisch liegen und diesen zum Kreismittelpunkt haben.

Diese Probe hat aber den Nachtheil, dass die Grösse  $n$  als  $-1$  auftritt, wodurch sich ein etwa vorhandener Fehler leicht in der Einheit verstecken könnte und in diesem Fall die Richtigkeit nur an den Fall der Reflexion gebunden wäre, der für die Photographie ohnehin bis jetzt wenig Interesse hat. Wir wollen also noch einige weitere Untersuchungen an Linsen vornehmen, wobei die erwähnten Bedingungen natürlich erfüllt sein müssen.

1. Fall: es sei Fig. 37 a die sphärische Trennungsfläche einer planconvexen Linse (Halbkugel) vom Radius  $r_1$  gegeben, deren Centrum in  $c$  liegt. Das dichtere Medium liege auf der Seite von  $c$  und das dünnere sei Luft. Das im dichtern Medium befindliche Strahlenbündel falle parallel auf die sphärische Trennungsfläche durch die Eintrittspupille bei  $e$  und nach der Brechung in  $F$  seinem Focus. Dreht sich dies Strahlenbündel um  $c$  als Centrum um den halben Bildwinkel  $\theta$ , so sei in  $F^*$  sein Focus für den schiefen Kegel. Aus der Construction geht hervor, dass die Convergenz des Focalkegels keinerlei Aenderung erleidet, daher ist  $r_1 + F = r_1 + F^* = R$  dem Radius der Bildwölbung.

Fig. 37 a.



Nach unsern frühern Formeln ist aber  $F = \frac{1}{(1-n)r_1} = \frac{r_1}{a} =$  der dickenlosen Planconvexlinse vom Radius  $r_1 =$  was mit der Grösse  $p$  von Petzval identisch ist. Petzval's Formel giebt für diesen Fall  $R = n \cdot p$ .

Es sei z. B.  $r_1 = 7$ ;  $n = 1,5$ , so ist  $p = 14$  und  $np = 21 = R$ . Ferner ist  $r_1 + F = 21 = R$ , also gleich dem Petzval'schen Werthe. In Fig. 37 b ist der umgekehrte Fall dargestellt, das parallele Lichtbündel tritt aus der Luft in Glas und befindet sich wiederum in c die Pupille.  $F$ , das immer vom Krümmungsscheitel gemessen wird,

Fig 37 b.

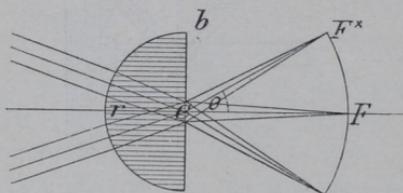
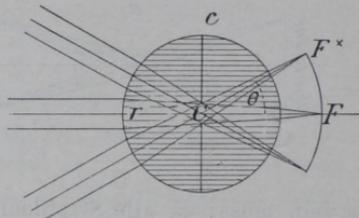


Fig. 37 c.



dreht sich wieder um den Punkt  $c$  und ist diesmal der Bildradius  $= F - r_1$ , während  $F$  wieder gleich  $F^*$  ist. Es sei diesmal  $r_1 = 5$ ,  $n = \frac{1}{1,5}$ , so ist  $F = 15$  und  $R = 10$ . Petzval's Formel  $R = n \cdot p = \frac{1}{1,5} \cdot 15 = 10$ . Stimmt gleichfalls. Ergänzen wir in Fig. 37 c die Brechung durch Zusatz von  $r_2 = r_1$  zu einer Vollkugel, so ist der Radius der Bildwölbung offenbar gleich dem Aequivalent der Vollkugel, in diesem Fall  $= 7,5 = R$ . Petzval giebt  $R = np$ , wo  $p$  bei Petzval  $= 5$  wird, also  $np = 7,5 = R$ , also wiederum richtig.

Ich will den geehrten Leser nicht durch alle möglichen Beispiele durch Anwendung auf alle Linsenformen ermüden, man muss nur die Bedingung der Aufhebung des Astigmatismus und der Coma innehalten und wird finden, dass die Petzval'sche Formel, welche sich durch ihre grosse Einfachheit auszeichnet, eine brauchbare Näherungsformel ist. Verbindet man dagegen zwei Aberrationen, wie Bildwölbung und Astigmatismus zusammen, so sind die Formeln des Prof. Sommer für diesen Zweck sehr brauchbare Näherungsformeln; indess werden diese Formeln schon sehr viel complicirter. Werden die Linsendistancen jedoch sehr gross im Verhältniss zu den Brennweiten, so sind alle diese Näherungsformeln nicht ausreichend, da dann das neue Element der Distance der Linsen in ihrem Einfluss mächtig wird und wir werden später sehen, dass, wo dies Mittel anwendbar ist, es ein mächtiges Hilfsmittel zur Ebenung der Bilder darbietet, das bis jetzt wenig beachtet zu sein scheint. Die erste Frage, die man nun aufwerfen kann, ist, wie verhalten sich denn die im Handel vorkommenden Linsensysteme in dieser Hinsicht? Wir werden später bei Beschreibung der-

selben darauf zurückkommen. Im Allgemeinen beträgt die Scheitelbildwölbung meistens circa das  $1\frac{1}{2}$ —2fache Aequivalent der Linsensysteme.

Der Grund dieser Verhältnisse liegt in den Constanten unserer bisherigen Crown- und Flintgläser. Man kann sich ja leicht durch Einsetzen der Constanten in die Petzval'sche Gleichung hiervon überzeugen und gleichzeitig die Farbgleichung berücksichtigen. Meistens ist jedoch durch (absichtlich vorhandenen) übercorrigirten Astigmatismus das Bild gegen den Rand ebener gestreckt und dadurch der Bildradius im Mittel des Bildes meist auf das doppelte Aequivalent oder zuweilen noch etwas darüber hinaus gestreckt. Man darf indess hierin nicht zu weit gehen, da man nicht vergessen darf, dass die astigmatische Uebercorrection (bei sphärischen Flächen) viel rascher wächst als die „natürliche“ Bildwölbung nach Petzval's Formel. Hat man daher mit Hilfe desselben das Bild für eine bestimmte Sehfeldgrösse so weit gestreckt, dass der kleinste Aberrationskreis mit der Bildebene zusammenfällt, so geht die Bildstreckung bei grösserm Feld rasch wachsend darüber hinaus und ist dies der Grund, weshalb solche Bilder die ideale Bildebene in wenigstens drei Punkten (nämlich in der Axe) und in zwei Punkten etwa in  $\frac{7}{10}$  des grössten Sehfeldes schneiden, wenn die Ausgleichung der Fehler eine möglichst gute sein soll. Siehe Fig. 36a. Jedoch darf es nicht verschwiegen werden, dass dies Verfahren ja eigentlich nur eine „Eselsbrücke“ ist, weil bisher das passende Material gänzlich fehlte! Unter den brechenden und zerstreuenen Flüssigkeiten hätte man wohl schon Brauchbares gefunden, indess sind solche Flüssigkeitslinsen für den Photographen aus andern Gründen ganz unpraktisch!

Ist jedoch bei Linsen, z. B. Fernrohrchromaten das Radienverhältniss ungeschickt gewählt, so dass ein erhebliches Quantum untercorrigirter Astigmatismus vorherrscht, so kann es allerdings kein Wunder nehmen, wenn solche kurze Bildwölbungen vorkommen, wie der Astronomer Royal in den „Proceedings at the Meeting of the Royal Astronomical Society, Jan. 1888, pag. 62 u. 63“ erwähnt, dass bei einem Sehfeld ungefähr nur  $5\frac{3}{4}$  Quadratgrade bedeckend, bei einem Objectivglase von 4 Zoll Oeffnung und 60 Zoll Brennweite, also  $F/15$  eine gekrümmte Platte zur Aufnahme nöthig war, welche circa nur 22 Zoll Radius hatte, während bei corrigirtem Astigmatismus dieser Radius wenigstens 72 Zoll hätte sein müssen! Bleiben wir einmal beim einfachen Achromaten und fragen die Petzval'sche Gleichung, welche Constanten wir zu einer ebenen Bildfläche gebrauchen.

In Petzval's dritter Gleichung ist  $\frac{1}{np} + \frac{1}{n_1 p_1} = 0$ . Es muss in dieser

Gleichung  $p$  oder  $p_1$  negativ sein, nehmen wir  $p_1$  negativ und setzen  $p_1 = -1$ , so ist um der genäherten Farbgleichung zu genügen  $p = \omega$ ; hieraus ergibt sich aber  $\frac{n_1}{n} = \omega$  ein Verhältniss, das bisher für optische Gläser nicht existirte, im Gegentheil  $n_1 > n$ , obgleich hier  $n > n_1$  sein sollte. Dem Verdienste Abbe-Schott verdanken wir es, dass solche Gläser (laut deren Liste) jetzt vorhanden sind. Setzen wir jedoch deren Werth in die Petzval'sche Formel, so findet man wohl, dass der Radius der Bildwölbung viel länger wird wie aus den frühern Gläsern, da die Bedingung  $n > n_1$  erfüllt ist, aber keine Combination giebt  $R = \infty$ . Wir müssen uns jedoch erinnern, dass wir der Einfachheit wegen nur die genäherte Farbgleichung benutzt haben. Zieht man also die Glasdicken als Correctoren hinzu, so ist es recht gut möglich, mit den neuen Jenenser Gläsern im Scheitel der Bildfläche ebene Bilder zu erzeugen. Ich werde später bei Beschreibung der neuesten Systeme darauf zurückkommen. Einige Beispiele mögen noch zur Erläuterung des Gesagten dienen. Nehmen wir die Brennweite eines Doppelachromaten zu 10 Zoll an, so ist die Scheitelbildwölbung  $R$  bei Anwendung von Soft Crown und Dense Flint, Chance =  $R = 13,7$  Zoll, von Light Flint und Dense Flint, Chance =  $R = 12,6$  Zoll, von Schott & Gen. Glas No. 4 und No. 26 =  $R = 18$  Zoll. Bei allen diesen Combinationen zeigt sich, dass die Kraft des Flintglases zu klein ist, um das Bild zu ebenen. Man kann sich leicht mit Hülfe der Petzval'schen Gleichung davon überzeugen, dass auch die Combination zweier Achromate zu einem Linsensystem, von denen der eine Achromat eine positive, der andere aber eine negative Brennweite hat (wie z. B. das orthoskopische Objectiv von Petzval) keineswegs günstigere Resultate liefert, wie einige Schriftsteller behaupten.

Es ist übrigens auffallend, wie schon oben bemerkt, dass die Petzval'sche Formel weder die Scheiteldistanzen der Kugelflächen, noch die Lage der Bilder des Objectes enthält. Es liegt dies nicht allein darin, dass diese Formel eine Näherungsformel ist, sondern auch darin, dass die Wölbung der Bildfläche sich nur dann wesentlich ändert, wenn durch den Einfluss dieser Grössen die Bildfläche astigmatisch wird, in welchem Fall die Petzval'sche Gleichung überhaupt keine Gültigkeit hat. Die Scheiteldistanzen der Linsen sind indess nicht so ganz ohne Einfluss, und werden dieselben besonders gross, so wird auch ihr Einfluss sehr bemerklich und hauptsächlich durch das (in diesem Fall günstig wirkende) Verhältniss der Einfällshöhen der Strahlenbündel. Es ist dieser günstige Umstand auch schon früher durch die tatonnirnde Optik bei der Herstellung der terrestrischen sowohl als auch

besonders von „Jesse Ramsden“, in dem nach ihm benannten „Ramsden'schen Ocular“ geschehen, um das Sehfeld zu ebnen. Später hat Carl Kellner bei der Construction der von ihm erfundenen orthoskopischen Ocularen gleichfalls Gebrauch von diesem Princip gemacht. Es mag hier gleich erwähnt sein, dass das im Prechtl beschriebene Ramsden'sche Ocular gar kein Ramsden'sches ist. Man findet die Beschreibung desselben in „Philos. Transactions Vol. 73 pag. 94—99“. Ramsden scheint mir der erste gewesen zu sein, der mit solchem Erfolg die Bilder so eben durch dieses Mittel bei der Anwendung von nur zwei einfachen Planconvexlinsen gemacht hat. Leider scheint es wenig beachtet worden zu sein und ja auf die photographischen Linsensysteme nur unter besondern Umständen mit Erfolg anwendbar. Etwa im Jahre 1837 ist auch von Goring und Pritchard dieses Hilfsmittel angewendet worden, um Systeme für das Projectionsmikroskop herzustellen, welche möglichst ebene Bilder geben müssen. Auch Prof. Petzval erwähnt übrigens a. a. O., dass die Linsendistance ein durch nichts zu ersetzendes Correctionselement sei!

In Nachstehendem will ich versuchen, einen Begriff von dem Wesen der Sache zu geben. Stehen 2 Linsen einander verhältnissmässig nahe, so fällt nicht allein der direkte Lichtkegel der ersten Linse centrirt auf die zweite Linse, es fallen auch alle Seitenkegel der ersten Linse auf dieselbe Seite der zweiten Linse, wie Fig. 38 zeigt. Die Abweichung wird daher gegen die Abweichung der ein-

Fig. 38.

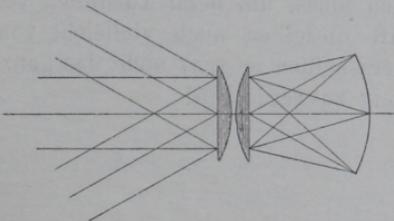
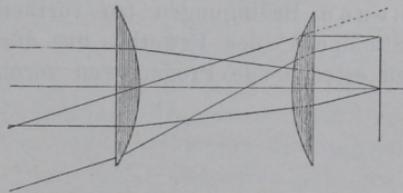


Fig. 39.



fachen äquivalenten Linse (durch die längern Curven, vertheilt auf 2 Linsen) nur wenig verringert, aber nicht gehoben. Wird die Distance beider Linsen aber so sehr erweitert, dass der schiefe Kegel der ersten Linse auf die entgegengesetzte Seite der zweiten Linse fällt, wie Fig. 39 zeigt, so findet dadurch, dass dieselben Linsenfehler in entgegengesetzter Lage wirken, eine compensirende Wirkung der Fehler statt. Es ist nun nicht schwer, das Bild so weit zu strecken, dass es eben wird. Im Allgemeinen ist es vorteilhaft, dass die Fehler der zweiten Linse recht erheblich sind (um eine grössere compensirende Kraft auszuüben) und ist dies der Grund, weshalb beim

Ramsden-Ocular die zweite Linse eine möglichst unvortheilhafte Stellung in Bezug auf sphärische Aberration besitzt, damit die Compensation vollständig wirkt. Es ist hier nicht der Raum, auf dieses höchst interessante Thema ins Detail einzugehen, das eigentliche Wesen der Sache wird aber wohl klar geworden sein! .

Der Grund, weshalb von diesem höchst ingeniösen Princip wenig Anwendung in der gewöhnlichen Photographie gemacht werden kann, liegt in dem Umstand, dass im Allgemeinen der Photograph wünscht, mit recht kleinen Linsen recht grosse Bilder zu erzeugen, und dass er gleichzeitig eine möglichst gleichförmige Beleuchtung des Bildfeldes verlangt. Eine Ausnahme hiervon pflegt das Portraitobjectiv zu machen, das, um einen malerischen Effect hervorzubringen, das Portrait scharf und die Umgebung, als nebensächlich, nur gleichsam skizzirt zeichnen soll, so dass starkes Vignettiren nützlich ist. Dieses obige Princip ist auch bei dem Petzval'schen Portraitobjectiv mit angewandt und wird noch dadurch unterstützt, dass die zweite Linse stark übercorrigirt ist; welches einen Theil der fehlenden Distance ersetzt. Man kann natürlich mit Vortheil, wo nicht die Nebenbedingungen es verhindern, die Vorzüge zur Ebenung der Bilder, welche die Jenenser Gläser darbieten, mit denen der Linsendistance vereinigen, um auf diese Weise z. B. ein vorzügliches neues Portraitobjectiv herzustellen. Im Allgemeinen muss man jedoch den Schluss aus dem bisher Vorgetragenen ziehen, dass man bei der geringen Anzahl der disponiblen Elemente, welche zur Erfüllung so vieler Bedingungen ausreichen müssen, Vorsicht anwenden muss, um beim Aufstellen von neuen Bedingungen (so vortheilhaft dieselben auch vielleicht vom Standpunkt des Erwerbes aus auch erscheinen mögen) nicht das ganze zu errechnende Product von vornherein zu verderben!

---