VI. Kapitel.

Lichtstärke.

Soll irgend ein optischer Apparat alle Lichtstrahlen auffangen, welche von einem leuchtenden Punkt nach allen Seiten ausgestrahlt werden, so müsste dieser Apparat einen Oeffnungswinkel von 360^0 haben, d. h. er müsste als Vollkugel den leuchtenden Punkt umgeben, um alles Licht auffangen zu können, welches ausgestrahlt wird; alsdann müsste er noch die Eigenschaft haben, alles dieses Licht wieder in einen Bildpunkt zu vereinigen. Ganz nahezu verwirklicht ist dieses Ideal meines Wissens bis jetzt nur in dem Beleuchtungsapparat des Prof. Petzval, welchen ich anfänglich erwähnte, aber auch nur nahezu. Als bilderzeugender Apparat ist derselbe natürlich nicht zu gebrauchen. Alle unsere jetzigen photographischen Linsensysteme sind indess ganz ausserordentlich weit von solch idealer Ausnutzung entfernt. Ein einfaches Beispiel mag einigen Anhalt geben. Ich wähle absichtlich keins der ungünstigen und bemerke zuvor, wenn man es nicht mit selbstleuchtenden Körpern zu thun hat, dass man die Lichtausstrahlung eines opaken Körpers (zu denen ja die meisten Gegenstände der Photographie gehören) im Allgemeinen nur auf 180^0 Ausstrahlung setzen kann. Es sei also irgend ein Gegenstand im Atelier zu photographiren, welcher 10 Meter vom Linsensystem entfernt sei. Die wirksame Oeffnung desselben sei 10 Centimeter im Diameter, so fällt offenbar nur ein solcher Bruchtheil der Oberfläche einer Halbkugel von 10 Meter Radius als die Kreisfläche von 10 Centimeter enthält, nutzbar auf das Linsensystem, dies aber ist nur $= {}^1/_{80000}$ des gesammten ausgestrahlten Lichtes, unter der Voraussetzung, dass die Ausstrahlung nach allen Richtungen gleich stark ist. Ein Flächenelement des Objectes würde also im Bilde nur mit ${}^1/_{80000}$ dieses Lichtes sichtbar sein, natürlich nur, wenn das Bild die gleiche Grösse des Objectes hätte, die Linsenkraft $= 1$ wäre. Hier ist es nun, wo die Linsenkraft sehr in Betracht kommt. Kürzt sich der Focus des Systems um irgend einen Bruchtheil dieser Einheit ab, so ist klar, dass das Bild eben so vielmal kleiner wird wie das Object (siehe die obige Tafel der Grössen m). Wird das Bild aber m mal kleiner wie das Object, so wird dasselbe Lichtquantum, zur Erzeugung des Bildes, auf eine m^2 mal kleinere Fläche zusammengedrängt. Nehmen wir an, es habe obiges Linsensystem 25 Centimeter Bildweite für die Distance von 10 Meter, so ist das Bild $\frac{1000}{25} = 40$ mal kleiner wie das Object; sonach wieder durch die optische Arbeit der Linse um 40^2 mal heller geworden $= 1600$ mal. Die Gesammthelligkeit wäre also $\frac{1600}{80000} = \frac{1}{50}$, also ein Fünfzigstel der natürlichen Helligkeit. Hierbei ist aber noch gar nicht der Verlust durch Reflexion und Absorption an den Linsen in Abzug gebracht, auch vorausgesetzt, dass die schiefen Kegel auf ihren Durchgang durch das Linsensystem nirgends gehindert werden (was ja ein sehr seltener Fall ist). Dieses sehr einfache Verhältniss der Helligkeiten bei photographischen Aufnahmen wird irrthümlicher Weise nicht selten auf die Helligkeitsverhältnisse der Fernrohre mit ocularer Beobachtung übertragen, was entschieden fehlerhaft ist!

Das Licht, welches durch Reflexion an den Linsenflächen verloren geht, wird dem Auge des Beschauers durch die optischen Bilder (welche sich an jeder Linsenfläche zeigen) sichtbar, und bilden diese Bilder durch zwei oder mehrmalige Reflexion an den Linsenflächen immer lichtschwächer werdende Bilder, welche man mit dem Namen „Ghost" (also Geist) zu benennen pflegt, welche, wenn sie lichtstark genug sind und sich in der Nähe oder gar völlig in der Bildebene des Appartats befinden, falsche Bilder der Objecte, oder wenn ausser dieser Ebene liegend, sog. Lichtflecke erzeugen, welche sehr störend auf die Qualität der Photographien wirken können. Man sucht daher diese Bilder (Reflexe) so weit wie möglich (durch passend gewählte Curven) aus dem Bereich der Bildfläche zu entfernen! Es lassen sich die Grösse und Lage dieser Bilder durch Rechnung leicht nach den früher mitgetheilten Formeln berechnen, wenn man nur überall, wo eine Reflexion auftritt, den Brechungsindex $n = -1$ setzt.

Bei der Prüfung der Apparate soll gezeigt werden, wie man dieselben auch durch Experiment (ohne Aufnahme) bestimmen kann. Ausser diesem Verlust durch Reflexion, der in verschiedenem Grade an jeder Fläche, in den verschiedenen Richtungen, in welchem der Strahlenkegel die Linsen durchdringt, auftritt; findet noch der Verlust durch Absorption in der Masse des Glases der Linsen und ev. der Balsamschicht (welche zur Verkittung der Linsen dient) statt. Vor allem kommt der Verlust der actinischen (photographisch wirksamen) Strahlen, welche dem violetten Theile des Spectrums angehören, in Betracht. Gelbe oder gelbrothe Glasmassen zu den Linsen der Apparate verwandt, verlängern daher die Expositionszeit sehr beträchtlich und sollten wenigstens in den Fällen, wo die Linsen nicht sehr dünne sind, vermieden werden. Hauptsächlich leiden die schweren Flintgläser an diesem Fehler, so dass es besser ist, dieselben ganz zu vermeiden; auch hierin bezeichnen die neuen Jenenser Gläser einen grossen Fortschritt! Man kann sich leicht davon überzeugen, ob eine gelbliche Farbe in irgend bemerkbarem Grade entweder in den Gläsern, oder der Kittung vorhanden ist, wenn man die Linsen aus dem Apparat herausschraubt und auf ein Blatt recht weisses, mattes Papier legt und dieselben vom weissen Wolkenlicht beleuchten lässt. Man kann dann leicht unterscheiden, ob der Theil des Papieres, welcher von der Linse bedeckt wird, gelblicher erscheint wie der unbedeckte Theil des Papieres. Diese Probe wird noch verschärft durch den Umstand, dass das Licht, welches durch die Linse auf das Papier und dann zum Auge gelangt, die Linse zweimal passiren muss (daher den Fehler verdoppelt). Wenn alsdann die Mitte der Linse ebenso gelb erscheint wie der Rand, so liegt der Fehler wahrscheinlich in der überall gleich dicken Balsamschicht, obgleich dieses ein Fehler ist, der gar nicht vorkommen dürfte, denn die Kittschicht ist meistens so dünne, dass der Kitt schon förmlich braungelb sein muss, ehe dieser Fehler sichtbar wird! Der reine Canadabalsam oder auch der venetianische Terpentin ist so wenig gefärbt, dass derselbe in so dünner Schicht vollkommen farblos ist; indess scheinen einige Fabrikanten andere Materialen anzuwenden, welche nicht so gut sind. Einige verderben den Balsam auch dadurch, dass sie ihn vor dem Gebrauch derart eindampfen, dass er kaum von gewöhnlichem Colophonium zu unterscheiden ist! Doch kommen diese Fehler gar nicht gegen den bösen Einfluss des gelben Flintglases in Betracht, der alles Andere überwiegt. Die Lichtstärke der schief zur Axe auffallenden Lichtkegel muss natürlich unter allen Umständen geringer sein wie diejenigen des directen Kegels, welcher die Mitte des Bildes einnimmt. Es sollte indess diese Differenz nicht erheblich sein, weil alsdann der Rand des Bildes eine viel längere Expositionszeit zum Ausexponiren erfordert, wie die Mitte. Wir wollen nun die Ursachen dieser Abnahme und ihre Verhältnisse etwas näher betrachten. Sehen wir zuerst von der durch Reflexion und Absorption hervorgerufenen Abnahme ab, so wirken folgende Ursachen am stärksten auf die Abnahme der Lichtstärke der Randkegel. Die schlimmste aller Abnahmen des Lichtes gegen den Rand des Bildes wird dadurch hervorgebracht, dass der schiefe Kegel entweder durch zu kleine Linsen oder durch zu grosse

Distance der Bestandlinsen des Systems oder durch beides zugleich, erst theilweise und schliesslich gänzlich abgeschnitten wird!

Es ist eine üble Oeconomie mancher Optiker, die Linsen ohne Noth so klein im Durchmesser zu nehmen. Man kann sich leicht von diesem Fehler überzeugen, wenn man das Linsensystem gegen eine gut beleuchtete Fläche richtet, die matte Scheibe herausnimmt und das Auge an die Stelle derselben bringt. Sieht man zuerst in der Axenrichtung (Auge in der Mitte der matten Platte) durch das Linsensystem, so sieht man das Diaphragma voll und rund begrenzt. Bewegt man jetzt allmählich das Auge aus der Mitte des Feldes nach dem Rand desselben, so wird man meistens finden, dass sehr bald der eine oder andere Fassungsrand der Linsen das jetzt elliptisch erscheinende Diaphragma, wenigstens an einer Seite, häufig auch an beiden Seiten zugleich abschneidet und die elliptische Form der Grundfläche des schiefen Kegels in eine blattförmige (Zweieck) verwandelt, und dadurch ganz ausserordentlich in der Lichtstärke verringert, welche nur der Oberfläche dieses Zweiecks proportional ist, statt dass die Lichtstärke der Oberfläche der Ellipse proportional sein sollte! Je kleiner das angewandte Diaphragma war, desto weiter kann man das Auge aus der Bildmitte entfernen, ehe diese Erscheinungen eintreten. Man thut gut, sich zur Uebersicht eine kleine Tabelle anzulegen, in welcher man (etwa in Centimetern) für jeden im Atelier gebrauchten Apparat einträgt, wo derselbe zu vignettiren anfängt (wie man dieses nennt) und schliesslich, wo j e d e s Licht verschwindet! Wenn man vom Portraitsystem absieht, wo dieses Vignettiren wohl ganz erwünscht zum malerischen Effect sein mag, so sollte die Erscheinung des Zweiecks bei keinem Apparat innerhalb der Bildgrössen, für welche er bestimmt ist, eintreten. Der Optiker kann immer seine Linsen so construiren, dass dieselben nahe genug liegen und gross genug sind, um diesen Fehler zu vermeiden! Es ist freilich ja ganz richtig, dass es viel leichter ist, ein aplanatisches Linsensystem mit g r o s s e r Linsendistance herzustellen, als mit g e r i n g e r. Kann man die Distance nicht k l e i n genug halten, dann sollte man wenigstens die Linsen g r o s s genug machen! Sehen wir also jetzt von diesem g r o b e n Fehler ab, so reducirt sich die Lichtstärke gegen den Rand des Bildes immer noch s e h r b e t r ä c h t l i c h aus folgenden Ursachen: man bemerkt zuerst, dass das in der Bildmitte kreisförmig erscheinende Diaphragma von den Bildrändern aus gesehen elliptisch erscheint. Die grosse Axe dieser Ellipse ist gleich dem Radius des Diaphragmas, und die kleine Axe gleich dem sinus $90^0 - \Theta$, wo Θ der halbe Bildfeldwinkel ist. Da nun die Oberfläche dieser Ellipse (welche die Projection des Kreises vom Radius ε des Diaphragmas unter dem Winkel Θ ist) $=$ cosin^2 Θ

ist, so nimmt die Lichtstärke der schiefen Kegel aus dieser Ursache so viel ab. Wir haben aber früher gesehen, dass das Bild der schiefen Kegel, wenn solche einem ebenen Bilde angehören, wie die secante Θ wachsen müssen. Die Lichtintensität nimmt aus dieser Ursache um $\frac{1}{\text{secante}^2}\Theta$ ab, dies ist aber gleich $\cos^2\Theta$. Aus dieser und der vorhergehenden Ursache nimmt aber das Randbild um $\cos^4\Theta$ ab. Dieses findet also in dem allergünstigsten (idealem Zustande) statt, in welchem noch keine Rücksicht auf den Verlust der geneigten Lichtkegel durch Reflexion und dadurch, dass die schiefen Kegel (im Allgemeinen) eher mehr Glasdicke (in der Richtung der Cardinalstrahlen gemessen) durchlaufen, wie die des directen Kegels! Zu allen diesen Verlusten kommt noch ein anderer hinzu, welcher bis jetzt kaum Beachtung gefunden hat und der mit der Grösse der jeweilig angewandten Apertur stark wächst. Wenn man den Fehler begeht und nur die Brennglaswirkung einer Linse als Lichtstärke betrachtet, d. h. einerlei, wohin die Strahlen gerathen, wenn sie nur im Apparat sind, dann existirt dieser Fehler freilich nicht! Ich meine also die mangelnde Aplanasie der schiefen Kegel! Das Licht wirkt bekanntlich um so schneller auf einen je kleinern Raum es zusammengedrängt ist, und nach dem Quadrat der Breitenabweichung langsamer, je grösser dieser ist! Die Vollkommenheit schiefer Lichtkegel liefert also nicht allein ein schärferes Bild, sie vermindert auch das Vignettiren sehr erheblich! Die Wirkung ist analog der, als ob man mit einem Brennglas brennen will, das Object, das brennen soll, nicht in den Focus bringt! Wollen wir also annehmen, der Apparat sei für schiefe Kegel ideal vollkommen, und man betrachtet sämmtliche Linsenflächen als Ebenen (der Einfachheit wegen, um leicht ein genähertes Resultat zu erhalten), so nimmt die Lichtstärke schiefer Kegel (also unter den allergünstigsten Umständen) bereits so stark ab, wie nachstehende kleine Tabelle zeigt:

Abnahme des Lichtes auf der Visirscheibe.

Θ	2Θ	a	b
10^0	20^0	0,9406	0,8998
20^0	40^0	0,7798	0,7459
30^0	60^0	0,5625	0,5373
40^0	80^0	0,3444	0,3274
50^0	100^0	0,1707	0,1602
60^0	120^0	0,0625	0,0567

Es ist in dieser Tabelle Θ der halbe und 2Θ natürlich der ganze Bildwinkel, also der, welchem die Diagonale des grössten Sehfeldes entspricht. Unter a findet man die Lichtabnahme, welche $= \text{cosinus}^4\Theta$ angehört, und unter b die weitere Abnahme des Lichtes, wenn noch der Lichtverlust an einer einzigen planen Glasfläche hinzutritt. Auf die Absorption des Glases und auf die Krümmung der Linsenflächen ist hierbei noch keine Rücksicht genommen, da diese Grössen an jedem Apparat andere sind. Ferner ist noch keine Rücksicht hierbei auf die Abnahme des Lichtes durch die Grösse des Aberrationskreises der schiefen Strahlenbündel genommen! Es ist daher gewiss nicht übertrieben, wenn man bei Bildwinkeln von 120° auf Abnahmen, vielleicht $^1/_{30}$ bis auf $^1/_{50}$ der Lichtstärke des directen Kegels, unter ungünstigen Umständen stossen kann! Man hat nun zur Beseitigung dieses Fehlers mancherlei versucht, so z. B. Diaphragmen, welche die Lichtstärke des directen Kegels mehr schwächen, wie diejenigen des Randes, des Bildes, wie schwingende Sterne etc. In neuester Zeit hat auch Dr. A. Miethe die absorbirenden Medien in Contribution gesetzt, indem er eine Planconvexlinse aus sog. Neutralglas mit einer Planconcavlinse aus weissem Glase durch Verkitten vereinigt, und auf diese Weise ein annähernd wie ein Planparallelglas wirkendes Linsensystem erhält, welches die directen Kegel viel stärker schwächt wie die schiefen. Indess sind solche Mittel, welche die gleiche Lichtintensität der directen Kegel mehr schwächen wie die schiefen nur Palliativmittel. Man soll streben, die schiefen Kegel kräftiger zu machen, und die directen unverändert lassen! Ein Bedeutendes kann man schon dadurch erreichen, dass man die schiefen Kegel am vollkommensten aplanatisirt, wie ich es in der von mir erfundenen concentrischen Linse gethan habe, und zugleich die Neigung der schiefen Strahlen so wenig geneigt lässt gegen die Glasflächen wie möglich, ebenso die Linsen nicht zu dick am Rande macht, alles Eigenschaften meiner Linse. Einen bedeutenden Fortschritt könnte man indess noch in einer Weise machen, an welche noch niemand gedacht zu haben scheint. Es betrifft die Eintrittspupille des Diaphragma. Ich meine natürlich nicht die aus geometrischen Gründen völlig nutzlosen Experimente, dem Diaphragma solche Formen geben zu wollen, dass die Eintrittspupille gleichzeitig für schiefe Kegel grösser ist als für die directen, sondern ich meine die Neigung der schiefen Kegel, während solche die Eintrittspupille passiren, bedeutend zu verringern, ohne den Bildwinkel (Sehfeld) zu beeinträchtigen! In den bisherigen Linsensystemen traten die schiefen Kegel unter der Neigung Θ, des halben Bildwinkels, durch das Diaphragma; warum? weil das Diaphragma in Luft befindlich war. Denkt man sich z. B. ein Irisdiaphragma zwischen den beiden Linsen eines symmetrischen Weitwinkels in einer Flüssigkeit von hohem Brechungsindex, vielleicht $n = 1,7$, so ist Θ im Diaphragma auf $\frac{\sin \Theta}{n} = x$ verringert, also bei 120° Bildwinkel wäre $x = 30° 40'$;

der Defect der Abnahme der Lichtstärke wäre dann von 0,0567 auf $\sqrt{0,0567} = 0,238$ herabgegangen, also wie er jetzt ungefähr bei $\Theta = 45^0$ stattfindet.

Natürlich müssten alsdann die Linsen anders construirt sein wie die jetzigen, da die Ausgleichung des Astigmatismus bei den jetzigen Linsen hiedurch gestört würde. Die Sache liesse sich aber machen. Es ist dieses der Weg, auf welchem die Natur diese Schwierigkeit in unsern Augen besiegt hat. Bei unsern Augen liegt die Sache aber dadurch noch günstiger, dass das Bild in eine Hohlkugel fällt, wodurch also die Lichtabnahme gegen den Rand nochmals um eine Potenz günstiger wird. In Bezug auf Lichtabnahme gegen den Rand des Bildes muss ich leider bemerken, dass dies Feld so wenig wissenschaftlich bearbeitet ist, dass wir keinerlei zuverlässige Messungen besitzen, welche die Lichtabnahme (besonders aber die actinische, auf welche es hier ja vor allen Dingen ankommt) durch Absorption und Reflexion an den Linsen eines photographischen Objectivs darstellt. Wer jetzt Auskunft darüber wünscht, wird wohl am besten thun, durch Aufnahme einer gleichförmig beleuchteten Ebene den Grad der Fehler seines Apparates zu bestimmen, speciell jedenfalls für Weitwinkel. Bei Apparaten mit grosser Apertur und kleinem oder mittlerem Feld ist dies natürlich nur dann nothwendig, wenn es sich durch die oben mitgetheilte Probe herausstellen sollte, dass die schiefen Kegel zum Theil abgeblendet sind; ist dies nicht der Fall, so ersieht man leicht aus obiger Tabelle, dass die Lichtabnahme, wenn Θ 10^0 ja selbst 20^0 ist, ziemlich bedeutungslos ist. Nachdem ich in Obigem zuerst gezeigt habe, welch g e r i n g e s Quantum von dem vom Object ausgestrahlten Licht von den photographischen Linsen benutzt wird und wie auch dieses noch einer starken Abnahme gegen den Rand der Visirscheibe unterworfen ist, erübrigt es nur noch, die relative Lichtstärke verschiedener Apparate zu vergleichen. Um diesen Vergleich möglichst einfach zu gestalten, wollen wir nur die relative Lichtstärke der d i r e c t e n Lichtkegel vergleichen, zumal da man ja immer für jeden einzelnen Fall die Lichtstärke des Randes des Sehfeldes besonders zu untersuchen hat. Haben zwei Apparate gleiche Aequivalentbrennweite, so ist die Sache sehr einfach, es ist klar, dass sich alsdann die Lichtstärken wie die Quantitäten verhalten, welche zur Erzeugung der Bilder verwendet werden. Diese werden aber dargestellt durch den Querschnitt des durch die Eintrittspupille fallenden Lichtbündels. Diese Querschnitte verhalten sich aber wie die Q u a d r a t e der Durchmesser der Eintrittspupillen. Ich sage hier Eintrittspupillen, nicht Diaphragmen, weil nur in dem Fall dass zwischem dem Object und dem Diaphragma k e i n e Linse befindlich ist (wie z. B. bei der gewöhnlichen Landschaftslinse), das Diaphragma die Grösse der Eintrittspupille hat. Liegen ein oder mehrere Linsen zwischen dem Object und dem Diaphragma. so ist die Grösse der Eintrittspupille durch den Durchmesser des Bildes bestimmt, welches von diesen Linsen von dem Diaphragma entworfen wird und welches bei Anwendung positiver Linsen immer grösser wie das Diaphragma sein wird. Man könnte leicht nach einer der einfachen, früher erwähnten Formeln dieses Grössenverhältniss aus der Entfernung der Linse von dem Diaphragma und der Brennweite derselben berechnen, indess würde dieses Verfahren zu umständlich sein, da es die Bestimmung der Brennweite und Cardinalpunkte dieser Linsen erforderte. Das einfachste und hinreichend genaue Mittel besteht darin, ein Stück Pauspapier auf die äussere Linsenfläche des Apparates zu legen und die Grenzen des Lichtkreises zu notiren, welcher erscheint, wenn man an Stelle der Visirscheibe ein Stück Pappe mit einem kleinen Loch in der Mitte durch ein dahinter gestelltes Licht beleuchtet wird. Wenn man dies nicht blos durch zwei, sondern durch eine Anzahl Punkte am Umfang markirt und das Mittel daraus nimmt, so erhält man diesen Lichtkreis hinreichend genau. Die Pappscheibe muss dabei sehr nahe in der Bildweite des zu untersuchenden Objectes stehen.

Da die Lichtstärke sich nun ferner umgekehrt wie die Quadrate der Brennweiten verhält, weil ein n mal so grosses Bild dasselbe Licht auf eine n^2 mal grössere Fläche verbreitet, so kann man (wie es ja auch üblich ist) die relative Lichtstärke eines Apparates zu einem andern dadurch ausdrücken, dass man die Eintrittspupille durch die Aequivalentbrennweite dividirt. Es wäre z. B. die Eintrittspupille 8 mal in der Aequivalentbrennweite enthalten, dann sagt man dieses System ist $\mathfrak{F}/8$. Man versteht hierunter natürlich die grösste Apertur, welche es verträgt. Es sollte dies die Eintrittspupille der festen Blende sein; ob es aber dies immer ist, wollen wir dahin gestellt sein lassen. Da die Expositionszeiten (falls die übrigen Lichtverluste dieselben sind) sich wie die Quadrate dieser Lichtbündel verhalten, also hat z. B. $\mathfrak{F}/4$ vier mal so viel Licht wie $\mathfrak{F}/8$, so würde eine solche Scale, in welcher sämmtliche Aperturen aller Apparate in einem ganz einfachen und demselben Verhältniss ständen, jedenfalls das rationellste sein!

Nimmt man das Verhältniss der Oeffnung zur Bildweite (Siehe die Tafel auf pag. 142), welches streng genommen, das Verhältniss ist, von welchem die Expositionszeit abhängt, als Kleinstes 1 : 100 an und lässt dies Verhältniss immer um $^1/_{100}$ wachsen, so erhält man beistehende Tabelle, welche unter a dieses Verhältniss bezeichnet, in Form eines ächten Bruches, unter b ist dasselbe Verhältniss, aber die

Oeffnung ist hier als Einheit gesetzt und die Bildweite als Vielfaches, unter c findet sich dann das Verhältniss der Expositionszeiten; als Einheit desselben dient die Expositionszeit, wenn Oeffnung und Bildweite Einheit sind. Sollte jedoch die Einheit des Dr. Stolze vorgezogen werden, welcher $= \frac{1}{\sqrt{10}}$ das Verhältniss der Oeffnung zur Brennweite setzt, so bedarf es dann weiter nichts, als dass man durch ein Comma die letzte Einheit der Zahlen der Rubrik c abschneidet.

Alles Uebrige bleibt ungeändert. Diese Tabelle ist nur so weit geführt, als wirklich ausgeführte Linsensysteme vorhanden sind. Es wird wohl selten Jemand in die Lage kommen, dass er ein Linsensystem besitzt, das nicht irgend eine der Zahlen der Rubrik b nahe genug käme, so dass man Zuflucht zur einfachen Interpolation nehmen müsste.

Apertur des Linsensystems in Hundertsteln der Bildweite. a.	Bildweite, wenn die Apertur des Linsensystems = 1 ist. b.	Verhältniss der Expositionszeit, wenn Bildweite und Apertur = 1 sind. c.	Apertur des Linsensystems in Hundertsteln der Bildweite. a.	Bildweite, wenn die Apertur des Linsensystems = 1 ist. b.	Verhältniss der Expositionszeit, wenn Bildweite und Apertur = 1 sind. c.
1	100	10 000	21	4,8	23
2	50	2 500	22	4,5	21
3	33	1 089	23	4,3	19
4	25	625	24	4,2	17
5	20	400	25	4	16
6	16,7	278	26	3,8	15
7	14,3	204	27	3,7	14
8	12,5	156	28	3,6	13
9	11,1	123	29	3,4	12
10	10	100	30	3,3	11
11	9,1	83	31	3,2	10,4
12	8,3	69	32	3,1	9,8
13	7,7	59	33	3	9,2
14	7,1	51	34	2,9	8,6
15	6,7	44	35	2,86	8.2
16	6,3	39	36	2,78	7,7
17	5.9	35	37	2,7	7,3
18	5,6	32	38	2,6	6,9
19	5,3	28	39	2,56	6,6
20	5	25	40	2,5	6,3

Nimmt man die Zwischenwerthe für a = 3,162; b = 3,162; c = 10 als Einheit an, so hat man nur nöthig, von den Ziffern der Rubrik c die letzte Ziffer abzustreichen, und giebt alsdann die Tafel für die von Dr. Stolze und gleichfalls von Dallmeyer 1887 eingeführte Einheit $Z = \frac{1}{\sqrt{10}}$ die verlangten Werthe an.

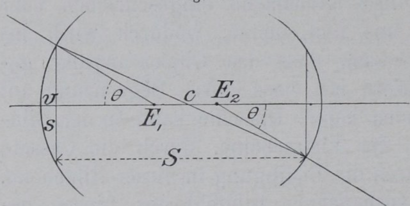
Unter Bildfeld versteht man bekanntlich die Ausdehnung des optischen Bildes, welches durch ein Linsensystem von irgend welchen Gegenständen entworfen wird. Nachdem wir alle Arten der Abweichungen, welche den optischen Bildern als Solchen anhängen, und im vorigen Abschnitt auch die Lichtstärke der so erzeugten Bilder behandelt haben, kommen wir zu den Bedingungen, von welchen die Dimension der Bildfelder abhängig sind.

Als Maass des Bildfeldes kann man entweder den Winkelwerth $2\,\Theta$ (wie bereits vorher angeführt), gelten lassen, welcher von den zwei äussersten Cardinalstrahlen gebildet wird, die entweder wirklich vorhanden sind, oder doch durch den entsprechenden Ort der diesen Cardinalstrahlen zugeordneten Kegeln gebildet wird. Statt des Winkelwerthes $2\,\Theta$ kann man auch die lineare Dimension des Bildes senkrecht zur Hauptaxe, in einem Hauptschnitt gemessen, nehmen. In diesem Fall wird die lineare Dimension B der Diameter einer kreisförmig gedachten, event. wirklich vorhandenen Bilddimension und alle andern Formen desselben (unter welchen die rechteckige die gewöhnlichste ist), denkt man sich in diese Kreisfläche eingeschrieben oder herausgeschnitten. Fragen wir uns nun zuerst, wodurch wird das Bild begrenzt, wenn wir voraussetzen, dass das Object angular gemessen 180^0 beträgt? Die Antwort ist, dass diese Begrenzung auf ganz verschiedene Weise stattfinden kann! Dieselbe kann in der Bildebene selbst durch den Rahmen der Visirscheibe, durch die Cassete etc. gebildet werden. Ferner durch die Bedingung in dieser Bildebene, dass man nur so viel von dem vorhandenen Bildfeld der Linsen benutzen will, welche einer gewissen Qualität des Bildes entspricht etc.; wie wir oben gesehen haben, nimmt im Allgemeinen die Bildqualität zuerst langsam, dann schneller gegen den Rand hin, ab. Aber alle diese Fälle müssen der praktischen Anwendung der Apparate überlassen bleiben, und wollen wir uns hier auf die Untersuchung der Fälle beschränken, wo die Begrenzung des Bildfeldes durch das Linsensystem selbst gegeben ist, dieses bildet natürlich auch zugleich die Grenze, welche durch keine andere Aenderung überschritten werden kann! Der einfachste, und zugleich bei allen symmetrischen Linsensystemen vorkommende Fall ist der, wo die Pupille des Systems im optischen Centrum liegt. In diesem Fall wird das Sehfeld durch die Cardinalstrahlen begrenzt, und direct durch den grössten Winkel derselben $= 2\,\Theta$ bestimmt. Wir können uns das optische Centrum als Mittelpunkt eines Kreises (im Hauptschnitt) denken und fragen, wenn sich der Cardinalstrahl mit immer wachsendem Winkel von der Axe aus bewegt, welches Hinderniss wird die Grenze setzen? Im Allgemeinen wird diese Grenze durch eine der äussersten Linsenfassungen gebildet, selten durch eine Linsenfassung im Innern des Linsensystems, weswegen wir uns auf den ersten Fall beschränken können, ausserdem kann auch leicht dieser Fall auf den andern Fall übertragen werden.

In Fig. 44 ist dieser Vorgang dargestellt. 2 s ist der Diameter der ersten (event. letzten) Linsenfassung, welche das Feld begrenzen, v der versus sinus der ersten Linsenfläche, und E_1 der erste Cardinalpunkt des ganzen Systems, vom ersten Linsenscheitel gemessen. Daher ist No. 33 $\operatorname{tang} \Theta = \frac{s}{E_1 - v}$. Ist das System vollkommen symmetrisch, so liegt C immer auf der halben Entfernung der beiden äussersten Linsenscheitel und wir können daher näherungsweise setzen $\operatorname{tang} \Theta' \doteq \frac{2\,s}{S}$ No. 34, wo S die Entfernung der beiden Auflagen der äussern Linsenfassungen bedeutet.

Man ersieht hieraus leicht, dass Θ wächst, wenn S abnimmt, und folgt hieraus, dass für grosse Bildwinkel S so klein sein muss, wie möglich ist, d. h. dass die Bestandlinsen des Systems einander möglichst nahe liegen müssen. Da dies aus andern Gründen für symmetrische Linsensysteme am leichtesten zu erfüllen ist, so findet man, dass in der That fast alle Weitwinkel völlig oder sehr nahe symmetrische Combinationen sind.

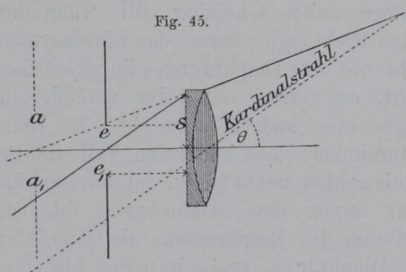
Fig. 44.



Will man aus der obigen Formel No. 34 die Grösse B ableiten, so hat man $B \doteq \frac{4\,s\,E}{S}$ No. 35. Gewöhnlich sind die Auflagen der Fassungsränder der beiden äussern Linsen bei symmetrischen Systemen einander gleich, oder bei unsymmetrischen in solchem Verhältniss, dass in beiden Fällen das Sehfeld von beiden Fassungsrändern zugleich begrenzt wird, was in der That auch das Zweckmässigste ist. Bei unsymmetrischen Systemen gilt nur die Formel No. 33, da man sich nicht gut die Vernachlässigung der Distance E^* und E^{**} bei diesen Systemen gestatten darf. Aber nur unter der vorher gemachten Voraussetzung, dass die Pupille des Systems in dem Punkte C oder in E^* oder E^{**} liegt. Am besten ist es jedoch im Punkte C. Ausser diesem sehr einfachen Fall haben wir noch den Fall zu betrachten, wo die Pupille des Systems nicht in einem der obigen Punkte sich befindet, sondern irgend wo anders. In diesem Punkte scheint auch zuweilen das wirkliche Sachverhältniss nicht immer ganz klar gewesen zu sein! Bevor ich jedoch hierauf eingehe, will ich noch erläutern, was denn den praktischen Optiker veranlassen kann, die Pupille in einen andern Punkt des Linsensystems zu verlegen. Dies Verfahren ist so alt wie die Herstellung der Linsen für die Zwecke der Photographie. Für die erste Herstellung derselben diente bekanntlich die Objectivlinse eines Opernglases, mit der flach concaven, event. planen Seite dem Object zugekehrt. In Front dieser Linse war ein Diaphragma von circa $\mathfrak{F}/15$ aufgestellt und zwar in einer solchen Entfernung von der Linse, dass die durch die Linse gebrochenen Strahlen (welche aus der Mitte des Diaphragmas divergiren) die hintere Convexfläche der Linse ohne Brechung durchsetzen.

In Fig. 45 ist dieser Strahlengang dargestellt. Man muss sich nun nicht dem Irrthum hingeben, als ob diese Strahlen zu Cardinalstrahlen würden, wie es wohl zuweilen geglaubt wird. Die Cardinalstrahlen, welche durch die Hauptpunkte gehen, verschwinden durch Abblenden bei dieser Anordnung bereits bei mässiger Neigung gegen die Axe, und es tritt dagegen als stellvertretende Strahlen ein Bündel der Seitenstrahlen aus dem Kegel, welcher die Cardinalstrahlen begleitet, auf. In der Fig. 45 ist durch die punktirten Linien der ideale und durch die scharf ausgezogenen Linien der reale Strahlengang bezeichnet. Zweck dieser Einrichtung ist, diejenigen Strahlen aus den gesammten Bündeln durch Diaphragmiren herauszuscheiden, welche am besten den früher aufgestellten Bedingungen an ein möglichst gutes ausgedehntes Bild entsprechen. Kommen wir nach dieser Abschweifung wieder auf unser ursprüngliches Thema, das Bildfeld zurück, bezugnehmend auf die Abtheilung über die Ein- und Austrittspupille, so fallen die Ein- und Austrittspupillen bei einem Linsensysteme zusammen, wenn das Diaphragma im optischen Centrum C des Systems steht. Steht dagegen das Diaphragma in einem der Cardinalpunkte E_1 oder E_2, so befindet sich sein Bild in dem andern der Cardinalpunkte, es bildet dann E_1 die Eintritts- und E_2 die Austrittspupille. Befindet sich jedoch das Diaphragma nicht in einem dieser Punkte, so erzeugt das Linsensystem, event. ein Theil desselben, ein Bild (nach den Regeln der conjugirten Brennweite) von dem Diaphragma und bildet dann immer dasjenige, welches dem Object zugelegen ist, die Eintrittspupille, das andere die Austrittspupille des Systems. Es kann nun aber kein Lichtstrahl zum Bild gelangen, der nicht von der Austrittspupille ausgeht, und kein Lichtstrahl vom Object zur Austritts-

Fig. 45.



pupille gelangen, der nicht in die Eintrittspupille gelangt ist. Mit Hülfe dieser Regel kann man nun immer das Bildfeld bestimmen, der Apparat mag noch so complicirt sein. Man muss natürlich seine Elemente wie Brennweite und Cardinalpunkte kennen. Wir werden später sehen, dass dies noch besonders wichtig bei der Construction von Projections- und Vergrösserungsapparaten ist. Kehren wir zu unserer Fig. 45 zurück, so sehen wir, dass die Oeffnung des Diaphragmas e e_1 die Eintrittspupille und a a_1 das Bild derselben die Austrittspupille darstellt. Wir finden nun bei Ausführung der Experimente über die Ein- und Austrittspupillen folgende Unterschiede zwischen solchen, die in den Cardinalpunkten oder optischem Centrum stehen und solchen Blenden, welche irgend eine andere Lage haben. Erstere stehen scheinbar still, wenn das Auge dieselben in verschiedenen Richtungen durch das Linsensystem betrachtet, und bei letzteren steht nur das Diaphragma (die physische Pupille) still, deren Bild aber nicht, es nimmt mit jeder veränderten Richtung des betrachtenden Auges eine andere Lage ein. Es rührt dies, wie leicht erklärlich, dadurch her, dass im ersten Fall die Pupillen von der Lage der Cardinalstrahlen unabhängig, im zweiten Fall aber abhängig sind, und zwar immer dem Strahlengang folgend, welcher entsteht, wenn die Oeffnung des Diaphragmas als Object für das Linsensystem (oder falls das Diaphragma zwischen den Linsen steht) von dem entsprechenden Theil desselben gebildet wird. In unserer Fig. 45 ist der einfachere Fall, dass sie vor dem Linsensystem steht. Hier ist also die Lage desselben in Bezug auf das Object constant, auf das Bild variabel. Zur Vereinfachung der Untersuchung des Strahlenganges bedient man sich immer des constanten Theils. Betrachten wir jetzt einen normal einfallenden Strahlenkegel, so fällt derselbe in der Richtung der Hauptaxe voll auf die Linse. Wächst nun der Winkel θ, so kommt zuerst eine Grenze, wo der Umfang des Strahlenkegels den Fassungsrand der Linse berührt. Für dieses Feld tritt der Kegel überall voll durch die Linse. Wächst der Feldwinkel θ noch weiter, so blendet die Linsenfassung einen Theil desselben ab und können wir noch einen zweiten Grad der hierdurch erzeugten Abschwächung des Lichtes annehmen, bei welchem die Axe des schiefen Kegels den Fassungsrand der Linse berührt. In diesem Fall geht gerade die Hälfte des einfallenden Lichtes nach dem Bilde und berührt die entgegengesetzte Seite des Kegels den Fassungsrand, so ist dies die Grenze, wo der letzte Lichtstrahl das Bild erreicht. Eine Folge dieser allmählichen Abnahme des Lichtes zwischen diesen beiden Grenzen ist die, dass das Bildfeld ohne scharfe Begrenzung erscheint von dem Augenblick an, dass die obere Grenze des Kegels den Fassungsrand berührt, abnehmend bis bei der Berührung des untern Randes die letzte Spur von Licht verschwindet. Bezeichnet wieder s die halbe Sehne der Linse, ε die halbe Apertur des Diaphragma und $\mathfrak{D}$ die Entfernung des Diaphragmas von der Linse und bezeichnen Θ den halben Feldwinkel des vollen Kegels, Θ_1 den des halben Kegels und Θ_2 den des letzten Lichtstrahls, so ist:

$$\operatorname{tang} \Theta = \frac{s - \varepsilon}{\mathfrak{D}} \qquad \operatorname{tang} \Theta_1 = \frac{s}{\mathfrak{D}} \qquad \operatorname{tang} \Theta_2 = \frac{s + \varepsilon}{\mathfrak{D}}$$

Analog diesem einfachen Fall wird auch jeder Fall behandelt, wo das Diaphragma zwischen den Linsen eines Systems steht und nicht in den Cardinalpunkt oder im Centrum, indem der Theil des Systems zwischen Object und Diaphragma für sich wie dieser Fall und der zugehörige Theil des Linsensystems zwischen Diaphragma und Bild gleichfalls wie dieser Fall für sich zu behandeln ist. Als Sonderfall kann noch derjenige angesehen werden, in welchem der Luftzwischenraum $\mathfrak{D} = 0$ wird, das Diaphragma also auf der Oberfläche der, vielleicht sehr dicken, Linse befindlich ist. In diesem Fall ist natürlich die Glasdicke der Linse unsern frühern Formeln entsprechend mit in Rechnung zu bringen, während der Fall eines Diaphragma im Centrum einer soliden Kugel unserm ersten Theil, wo das Diaphragma im Centrum steht, angehört.

Zum Schluss dieser Abtheilung mögen noch zum bequemen Gebrauch für den Leser nachstehende Tafeln dienen, welche unter der Rubrik a die gebräuchlichsten Grössen der Platten, unter b deren Diagonale enthält und in der zweiten Tafel unter c die Grade des Bildwinkels 2Θ, und unter d die Diameter der Bilder, d. h. den Diagonalen unter b der ersten Tafel entsprechend erhält, wenn die Aequivalentbrennweite des Systems $= 1$ gesetzt wird. Man kann durch Zuhülfenahme beider Tafeln leicht jede der Grössen bestimmen, wenn die Uebrigen gegeben sind. Bei Objecten, welche nicht sehr entfernt sind, ist natürlich statt der Brennweite die Bildweite (siehe pag. 117, 118, 119, 120) gleich 1 zu setzen.

			Zwischengrössen	
Format	a	b	a	b
Visit	9 × 12 cm	15 cm	10 × 13 cm	16,4 cm
Cabinet od.	12 × 16 „	20 „	16 × 21 „	26,4 „
Doppelvisit	13 × 18 „	22,2 „	21 × 27 „	34,2 „
Oblong.	13 × 21 „	24,7 „	26 × 31 „	40,5 „
	18 × 24 „	30 „	29 × 34 „	44,7 „
	24 × 30 „	38,4 „	39 × 47 „	61,1 „
	30 × 40 „	50 „	11 × 19 „	22 „
	40 × 50 „	64 „	Stereoscopplattenformat.	
	50 × 60 „	78 „		

Die gebräuchlichen Glasplatten-Formate.

Format	a	b
Ganze Platten	16,9 cm × 22,1 cm	27,8 cm
Halbe „	12,4 „ × 16,9 „	20,9 „
Drittel „	10,4 „ × 13,0 „	16,6 „
Viertel „	8,5 „ × 11,1 „	13,9 „
Sechstel „	7,2 „ × 8,5 „	11,1 „
Neuntel „	5,2 „ × 6,5 „	8,3 „

Bildwinkel = 2 Θ	Bildweite = 1 Diameter des Bildes in Bruchtheilen des Aequivalentes = B	Bildwinkel = 2 Θ	Bildweite = 1 Diameter des Bildes in Bruchtheilen des Aequivalentes = B
5°	0,088	65°	1,274
10°	0,175	70°	1,400
15°	0,263	75°	1,535
20°	0,353	80°	1,678
25°	0,443	85°	1,833
30°	0,536	90°	2,000
35°	0,631	95°	2,182
40°	0,728	100°	2,384
45°	0,828	105°	2,606
50°	0,933	110°	2,856
55°	1,041	115°	3,140
60°	1,155	120°	3,464

Der Gebrauch dieser Tafeln ist ein sehr einfacher. Man hätte z. B. eine Landschaftslinse von 18 cm Bildweite und wäre das Bild bis 50° brauchbar, so ist der Durchmesser dieses Bildes = B = 18 cm . 0,933 = 16,8 cm, diese Grösse bildet aber die Diagonale unter den rechteckigen Formaten unter der Rubrik b in obiger Tafel; man könnte demnach eine Platte von 10 × 13 cm, welche die Diagonale 16,4 cm hat, damit gebrauchen oder eine „Drittelplatte“ von 10,4 × 13 = 16,6 cm Diagonale. Im umgekehrten Falle wollte man z. B. ein Portrait in Cabinetformat 12 × 16 mit Diagonale = 20 cm aufnehmen, so brauchte man, wenn 30° Bildwinkel hierzu brauchbar sind, eine Bildweite des Apparates von 20 cm × 0,536 = 10,7 cm.

Focustiefe.

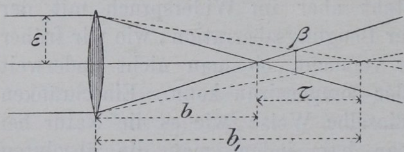
Ueber diesen Gegenstand ist viel geschrieben und viel gestritten worden und doch scheint noch keine genügend klare und gründliche Untersuchung über diesen so wichtigen Gegenstand vorzuliegen. Man findet die Focustiefe, bei der Beschreibung neuer Apparate, fast immer als eine besonders günstige Eigenschaft irgend eines neuen Linsensystems hervorgehoben; in neuester Zeit sogar als „Tiefe der Schärfe“ bezeichnet. Die Focustiefe hängt indess n u r von dem W i n k e l an der Spitze des bilderzeugenden Strahlenkegels ab! Ist das bilderzeugende Linsensystem jedoch mit Aberrationsrestern behaftet, so kann von einer Kegelspitze zur Erzeugung eines Bildpunktes überhaupt keine Rede mehr sein; es sind dann fast immer unendlich viele hinter einander liegende Kegelspitzen vorhanden, welche sich über die ganze sphärische Längenaberration erstrecken. In neuester Zeit hat man sogar den Fehler der Bildwölbung mit dem der Focustiefe (resp. der Tiefenaberration) zusammengewürfelt. Der Begriff der Focustiefe beruht ja überhaupt nur auf dem Compromiss, wie viel Aberration man in dieser Richtung gelten lassen will; d. h. wie viel Unschärfe man einer bestimmten Photographie darin gestatten will; da ja das einen körperlichen Raum einnehmende Bild nur auf einer einzigen Bildebene fixirt werden kann! Ist das Object unendlich weit vom Apparat entfernt, so liegt das optische Bild desselben in einer Ebene. Focustiefe ist also in diesem Falle nicht erforderlich. Je näher aber das Object dem Apparat liegt, je ausgedehnter dasselbe in der Tiefendimension ist, desto mehr Focustiefe ist erforderlich. Um nun die „Tiefenaberration", wie ich diese Aberration nenne, auf das geringste Maass einzuschränken, ist man genöthigt, die Lichtkegel so spitz wie möglich zu machen. Diese Bedingung steht aber im Widerspruch mit der Lichtstärke und schliesslich mit der Beugungsaberration; wie wir früher gesehen haben. Man hat daher versucht, ob man nicht anderweit diese Aberration einschränken oder compensiren kann. Einschränken kann man diese Aberration auf dieselbe Weise wie es die Natur bei den Augen der Geschöpfe gethan hat, indem man die absoluten Dimensionen der Apparate zu einem Mìnimum macht und nachträglich das dann in einer Ebene liegende Bild vergrössert. Die Vortheile und Nachtheile dieses Verfahrens setze ich als bekannt voraus. Ferner kann man während der Aufnahme des Bildes, entweder das Linsensystem oder die Platte in oscillirende Bewegung, innerhalb der Grenzen der erforderlichen Bildtiefe, setzen; so dass nach einander jeder Theil des räumlichen Bildes wenigstens zu wiederholten Malen zu scharfer Einstellung gelangt. Auch dieser Weg ist versucht worden, jedoch bis jetzt wenigstens ohne brauchbare Resultate zu liefern. Ferner hat man auch versucht, Linsensysteme anzuwenden, welche (mit Hülfe der sphärischen Aberration) eine unendliche Anzahl hintereinanderliegender Bilder erzeugte, natürlich auf den Raum beschränkt, welchen die Tiefendimension des Objecties erforderte. So weit mir bekannt, war J. H. Dallmeyer der erste, der diesen Weg mit dieser Absicht betrat (im Anfang der 60er Jahre), obschon, ohne bewusste Absicht, die ersten Objective, welche Daguerre anwandte, diese Eigenschaft bereits besassen. Man hatte diesen Weg indessen damals nicht mit der Absicht betreten, um ein scharfes Bild in der Tiefendimension zu erhalten, sondern um eine allgemeine sogenannte

„malerische Unschärfe" zu erzeugen. Das Verfahren dazu war richtig, die Ansicht eine verkehrte. Hätte es sich nur darum gehandelt, eine allgemeine „malerische Unschärfe" zu erzeugen, so hätte man die Bildung scharfer Contouren zerstören müssen (innerhalb einer gewissen Grenze)! Dies erreicht man aber nicht durch die Introduction der sphärischen Aberration. Die Bildcontouren bleiben scharf und umziehen sich nur mit einem Lichtnebel!

Hätte man statt dessen eine annähernd planparallele Glasplatte (die mit vielen kleinen, gleichförmigen Unregelmässigkeiten behaftet wäre) vor dem Objectiv eingeschaltet, so hätte man diese Absicht wirklich erreicht!

Da die Introduction der sphärischen Längenaberration sich von den bisher versuchten Mitteln zur Compensation der Tiefenaberration noch am geeignetsten gezeigt hat, so wollen wir diesen Gegenstand näher betrachten und zu diesem Zweck als Grundlage den Vorgang der Tiefenaberration zuerst genauer behandeln. Bisher hatte man sich nur auf die Betrachtung des Längsschnittes des Lichtkegels beschränkt, der die Mitte des optischen Bildes einnimmt und die schiefen Kegel unberücksichtigt gelassen. In Fig. 46 ist ein solcher Längsschnitt dargestellt. Es sei b die Bilddistance irgend eines von einem Objecte durch das Linsensystem erzeugten Bildes. In b_1 sei das von einem **näher** liegenden Objecte erzeugte Bild. Will man nun die Visirscheibe so einstellen, dass die Tiefenaberration ein Minimum wird, so muss dieselbe an der Stelle stehen, wo beide Kegel von b und b_1 sich gegenseitig durchschneiden und den Abweichungskreis der Tiefenaberration β bilden. Die Grösse desselben ergiebt sich aus der halben Oeffnung der Eintrittspupille (event. des Diaphragmas) des Apparates ε, wo

Fig. 46.



$\beta \mp \frac{\varepsilon \tau}{b}$ No. 37 ist und τ die Bildtiefe, d. h. $b_1 - b$ bedeutet. Der einfachste Fall ist der, wo b gleich der Brennweite ist, daher die Strahlen zur Bildung der Bildweite b parallell einfallen; während b_1 durch irgend ein näheres Object mit Hülfe des nun divergent einfallenden Lichtes erzeugt wird. Die einfache, hieraus abzuleitende Regel lautet also: „man nehme das Oeffnungsverhältniss des Apparates z. B. 𝔉/8 doppelt, also 𝔉/16 in diesem Fall, und multiplicirt dieses mit der Tiefendimension des Bildes τ, so erhält man den linearen Werth des kleinsten Abweichungskreises der „Tiefenaberration". Vergesse aber nicht, dass dies, streng genommen, nur für die Bildmitte gilt. Die Tiefenaberration ist aber auch für diese Bildmitte keine constante Grösse, dieselbe hat für die Bilder, welche den Raum des Bildes begrenzen, b und b_1 den Werth β und nimmt von da aus stetig ab bis zu dem Werth für $b + \frac{\tau}{2}$ oder $b_1 - \frac{\tau}{2}$, wo dieselbe $= 0$ wird. Gerade dieser Umstand macht sich aber empfindlich geltend, indem alle innerhalb dieses Raumes liegenden Objecte in verschiedener Qualität abgebildet werden! Um diesen Fehler beträchtlich zu reduciren, könnte man sich denken, dass jedes der, in verschiedenen Distanzen befindlichen, Objecte, welche Bilder in den Grenzen von τ an einer andern Stelle erzeugen, durch ebenso viele verschiedene Linsen gleichzeitig abgebildet werden, als Objecte vorhanden sind und dass die Bildweiten aller dieser Linsen in solcher Weise differiren, dass ihre sämmtlichen Bildweiten in $b + \frac{\tau}{2}$ fallen. Sind aber unendlich viele Objecte innerhalb dieser Grenzen abzubilden, so müssten natürlich auch unendlich viele solcher unendlich wenig von einander in der Bildweite verschiedener Linsen vorhanden sein und dieses ist praktisch, am allereinfachsten dadurch anzuführen, dass man dem Linsensystem die, durch τ bestimmte, sphärische Längenaberration ertheilt. Nur sollte dieselbe nicht wie bei Dallmeyer's Arrangement zugleich mit der chromatischen Aberration und den Anomalien veränderlich sein.

Man darf aber in diesem Fall nicht übersehen, dass irgend ein Punkt des Objectes nur durch eine entsprechende Zone des Linsensystems abgebildet wird, daher die Expositionszeit dadurch erhöht wird. Auf den ersten Blick könnte es scheinen, als ob auf diese Weise wohl ein Gewirr von Strahlen, aber kein deutliches Bild des Gegenstandes entstände? Durch den Umstand, dass nur an der Durchkreuzungsstelle der Strahlen irgend einer Zone ein scharfes Bild entsteht, und dass nur dieses actinisch, kräftig wirkt, ist es möglich, dass der photochemische Vorgang sich das möglichst beste Bild aus diesem Chaos heraussucht, vorausgesetzt, dass die Expositionszeit keine längere, als nöthig ist; andernfalls werden nach und nach sämmtliche Aberrationskreise genügend mitwirken, um das Bild zu verderben, d. h. dass das Bild statt einer allgemeinen Sanftheit der Contouren eine Tendenz zeigt, diese zur völligen Verschwommenheit ausarten zu lassen! Bis jetzt sind übrigens noch keine solche Linsensysteme hergestellt, welche streng diese Forderung erfüllen; ich sehe jedoch zur Herstellung derselben kein ernstliches Hindernis. Besonders im Portraitfach, wo durch den Umstand, dass das Object durch Curven, in jeder Richtung, begrenzt ist, also unendlich viele Bilder erforderlich sind, würde solche streng richtige Anordnung vom grössten Werthe sein. Auch hierzu würden die neuen Glasarten Schott's eine vortreffliche Unterlage für die Berechnung derartiger Systeme geben. Indem ich hoffe, dass Vorstehendes genügend deutlich geworden ist, erinnere ich nur noch daran, dass bei demselben Apparat bei starker Annäherung des Objectes die Bildkegel erheblich spitzer, also scheinbar günstiger werden, es wird dies aber durch das Wachsthum der Grösse τ vereitelt. Gehen wir jetzt zu den Verhältnissen der Tiefenaberration für schiefe Kegel über, so haben wir früher gesehen, dass die Bedingung für die treue Wiedergabe eines ausgedehnten Objectes auch in der Tiefendimension an die Bedingung gebunden ist, dass die Länge der schiefen Kegel mit der Secante Θ (des halben Bildwinkels) wachsen muss, in nahe demselben Verhältniss wächst indess auch die Grösse τ_1 (für den Rand des Bildfeldes), so dass aus diesem Umstand kein Vortheil zu ziehen ist. Indess sind die schiefen Kegel (wenn gut aplanatisirt), doch dadurch günstiger in Bezug auf die Tiefenaberration, dass die Grösse ε_1 (welche günstigen Falls nur die Projection von ε unter dem Winkel Θ ist) die Winkel an der Spitze der schiefen Kegel kleiner machen. Für $\Theta = 90^0$ würden dieselben sogar 0 werden, die Länge derselben zugleich unendlich. Alles dieses setzt aber voraus, dass die schiefen Kegel frei von den Anomalien sind, besonders von der Coma; denn diese Anomalien würden durch den Hinzutritt zur Tiefenaberration dieselbe sehr stark vermehren und nicht wie die sphärische Längenaberration des directen Kegels (die sich als solche immer in die schiefen Kegel mit hineinerstreckt) compensirend, also günstig, wirken. Die Coma wirkt in diesem Fall so besonders ungünstig, da sie eine Trennung sämmtlicher Kegelspitzen in der Richtung der Hauptebene veranlasst, während vorhandener Astigmatismus die Focustiefe nur in zwei auf einander rechtwinkligen Richtungen verändert; die Bildwölbung aber in dem Fall, der zu kurzen schiefen Kegel die Winkel an der Spitze derselben stumpfer macht, auch gleichzeitig das Hauptbild aus der Bildebene verschiebt. Aus diesem Grunde kann man allenfalls von einer „Tiefe der Schärfe“ reden, indem alle diese Anomalien die anderweitig gewonnene Bildtiefe zu verflachen, sich bestreben.