



This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

### **Usage guidelines**

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

- + *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
- + *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
- + *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
- + *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

### **About Google Book Search**

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at <http://books.google.com/>

QC  
373  
S3T6

OSTWALD'S KLASSIKER  
DER EXAKTEN WISSENSCHAFTEN.

Nr. 158.

BEOBACHTUNGEN  
NACH DER  
SCHLIERENMETHODE.

VON

DR. AUGUST TOEPLER.

UC-NRLF



⊕B 270 837

WILHELM ENGELMANN IN LEIPZIG.



- Nr. 31. **Lambert**, Photometrie. (1760.) Deutsch herausg. v. E. Anding. I. Heft: Theil I. u. II. Mit 35 Textfiguren. (135 S.) *M* 2.—.
- ▷ 32. — — II. Heft: Theil III, IV und V. Mit 32 Textfig. (112 S.) *M* 1.60.
- ▷ 33. — — III. Heft: Theil VI und VII. — Anmerkungen. Mit 8 Textfiguren. (172 S.) *M* 2.50.
- ▷ 34. **R. Bunsen** und **H. E. Roscoe**, Photochemische Untersuchungen. (1855—1859.) I. Hälfte. Herausgegeben von W. Ostwald. Mit 13 Textfiguren. (96 S.) *M* 1.50.
- ▷ 36. **F. Neumann**, Theorie inducirter elektr. Ströme. (1847.) Herausg. von O. Neumann. Mit 10 Textfiguren. (96 S.) *M* 1.50.
- ▷ 37. **S. Carnot**, Bewegende Kraft des Feuers und die zur Entwicklung dieser Kraft geeigneten Maschinen. (1824.) Übersetzt u. herausg. von W. Ostwald. Mit 5 Textfiguren. (72 S.) *M* 1.20.
- ▷ 40. **A. L. Lavoisier** u. **P. S. de Laplace**, Zwei Abhandlungen über die Wärme. (Aus d. Jahren 1780 u. 1784.) Herausgeg. von J. Rosenthal. Mit 13 Textfiguren. (74 S.) *M* 1.20.
- ▷ 42. **A. v. Humboldt** u. **J. F. Gay-Lussac**, Abhandl. über d. Volumengesetz gasförm. Verbindgn. 1805—1808. Herausgegeben v. W. Ostwald. (42 S.) *M* —.60.
- ▷ 44. Das Ausdehnungsgesetz der Gase. Abhandlungen von **Gay-Lussac**, **Dalton**, **Dulong** u. **Petit**, **Rudberg**, **Magnus**, **Regnault**. (1805—1842.) Herausg. von W. Ostwald. Mit 33 Textfig. (212 S.) *M* 3.—.
- ▷ 45. **Humphry Davy**, Elektrochemische Untersuchungen. Vorgelesen in d. königl. Societät zu London als Bakerian Lecture am 20. Nov. 1806 und am 19. Nov. 1807. Herausgeg. von W. Ostwald. Mit 1 Tafel. (92 S.) *M* 1.20.
- ▷ 52. **Aloisius Galvani**, Kräfte der Elektrizität bei der Muskelbewegung. (1791.) Herausgegeben von A. v. Oettingen. Mit 21 Figuren auf 4 Tafeln. (76 S.) *M* 1.40.
- ▷ 53. **C. F. Gauss**, Die Intensität der erdmagnetischen Kraft auf absolutes Maß zurückgeführt. Herausg. von E. Dorn. (62 S.) *M* 1.—.
- ▷ 56. **Ch. Blagden**, Überkaltung und Gefrierpunkterniedrigung. (1788.) Herausgegeben von A. v. Oettingen. (49 S.) *M* —.80.
- ▷ 57. **Fahrenheit**, **Réaumur**, **Celsius**, Thermometrie. (1724, 1730 bis 1733, 1742.) Herausgeg. von A. v. Oettingen. Mit 17 Textfig. (140 S.) *M* 2.40.
- ▷ 59. **Otto von Guericke**, Neue »Magdeburgische« Versuche über den leeren Raum. (1672.) Aus dem Lateinischen übersetzt und herausgegeben von Friedrich Dannemann. Mit 15 Textfiguren. (116 S.) *M* 2.—.
- ▷ 61. **G. Green**, Ein Versuch, die mathemat. Analysis auf die Theorien der Elektrizität u. des Magnetismus anzuwenden. (1828.) Herausg. von A. v. Oettingen und A. Wangerin. (140 S.) *M* 1.80.
- ▷ 63. **Hans Christian Oersted** und **Thomas Johann Seebeck**, Zur Entdeckung des Elektromagnetismus. (1820—1821.) Herausgegeben von A. v. Oettingen. Mit 30 Textfiguren. (83 S.) *M* 1.40.
- ▷ 69. **James Clerk Maxwell**, Über Faradays Kraftlinien. (1855 und 1856.) Herausgegeben von L. Boltzmann. (130 S.) *M* 2.—.
- ▷ 70. **Th. J. Seebeck**, Magnetische Polarisation der Metalle und Erze durch Temperatur-Differenz. (1822—1823.) Herausgegeben von A. v. Oettingen. Mit 33 Textfiguren. (120 S.) *M* 2.—.



**Beobachtungen**  
**nach der Schlierenmethode.**

Von  
**Dr. August Toepler.**

Herausgegeben  
von  
**A. Witting.**

Mit 4 Tafeln und 1 Textfigur.



Leipzig  
Verlag von Wilhelm Engelmann  
1906.

1873  
1876



[556]

## Über die Methode der Schlierenbeobachtung als mikroskopisches Hilfsmittel, nebst Bemerkungen zur Theorie der schiefen Beleuchtung.

Von

August Toepler.

(Poggendorffs Annalen, 1866, Bd. CXXVII.)

In einer Abhandlung<sup>1)</sup> über »Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode\*)« habe ich die Grundzüge eines Verfahrens niedergelegt, durch welches sehr kleine Veränderungen in den Brechungsverhältnissen durchsichtiger Medien zur unmittelbaren Anschauung gebracht werden können. Die Empfindlichkeit jener Methode, welche es sogar gestattet, die Lufterschütterungen, die in Form von Schall von der Entladungsstrecke kräftiger elektrischer Funken ausgehen, als ausgebildete Wellensphäroide zu sehen, legte den Wunsch nahe, auch für die mikroskopische Beobachtung einen analogen Apparat zu konstruieren, da gerade der Mikroskopiker meistens mit durchsichtigen Untersuchungsobjekten beschäftigt ist.

In der Tat ist das zusammengesetzte Mikroskop in der jetzt üblich gewordenen Form ganz geeignet, durch eine sehr leicht zu applizierende Veränderung einen Schlie[557]renapparat in kleinem Maßstabe abzugeben. Wenn auch aus naheliegenden Gründen die große Empfindlichkeit, welche in oben erwähnter Abhandlung für den Schlierenapparat im Großen nachgewiesen,

\*) Bonn bei Max Cohen u. Sohn. 1864.



bei dem Mikroskop nicht erreicht werden kann, so sind doch die Veränderungen, welche das mikroskopische Bild unter Anwendung der Methode bei stärkeren Vergrößerungen erfährt, der Beobachtung so günstig, daß sie selbst dem Laien auffallen müssen. Weil sich ferner die nötigen Vorrichtungen an jedem Mikroskop ohne große Kosten anbringen lassen, so dürfte sich vielleicht die Methode als brauchbares Hilfsmittel für die praktische Mikroskopie empfehlen lassen. Zugleich möchte ich Gelegenheit nehmen, einige Bemerkungen in bezug auf die sogenannte schiefe Beleuchtung, über welche bei den praktischen Optikern noch mancherlei abweichende Vorstellungen herrschen, beizufügen. Das Grundprinzip der fraglichen Methode lautet in allgemeiner Fassung folgendermaßen:

•Es sei durch  $aa'$  Fig. 13 Taf. VI eine kleine, scharf begrenzte, leuchtende Fläche dargestellt, welche zu einer Linse (oder einem beliebigen Kollektivsystem)  $bb'$  eine solche Stellung habe, daß bei  $cc'$  ein reelles Bild der leuchtenden Fläche entsteht. Man denke sich ferner einen Beobachter in der Richtung von  $cc'$  nach  $bb'$  durch eine geeignete optische Vorrichtung (Auge, Okular, Fernrohr, oder dgl.) hinblickend, so wird, wenn beispielsweise die oberhalb  $cc'$  wieder divergierenden Strahlen alle in jene Beobachtungsvorrichtung eindringen können, das Gesichtsfeld hell erscheinen. Befinden sich nun in den bei der Brechung beteiligten Medien innerhalb der Linse  $bb'$  oder nahe vor oder hinter derselben einzelne Stellen, welche die regelmäßige Ausbildung der von  $aa'$  ausgehenden Strahlenbündel stören, so wird bei obiger Normalstellung keine Veränderung im Gesichtsfelde veranlaßt werden, wenn nämlich die Unregelmäßigkeiten so gering sind, daß trotzdem noch alle Strahlen in den Beobachtungsapparat eindringen können. Die kleinste Unregelmäßigkeit wird aber sofort [558] sichtbar, wenn man gerade an der Stelle des Bildes  $cc'$  einen undurchsichtigen Schirm in der Richtung des Pfeiles etwa verschiebt und dadurch die regulären Strahlenbündel ganz oder teilweise abblendet. Ist hierbei noch die zweite Bedingung erfüllt, daß die deutliche Sehweite der oberhalb  $cc'$  aufgestellten Beobachtungsvorrichtung für diejenigen Punkte innerhalb (oder in der Nähe von)  $bb'$  akkommodiert ist, welche die Unregelmäßigkeit veranlassen, so sieht man jene Ungleichförmigkeiten als deutlich schattierte Figuren im Gesichtsfelde. Bedeutet z. B.  $m$  in Fig. 13 Taf. VI eine solche kleine Partie in der Ebene  $HH$ , für welche die dicht über  $cc'$  angebrachte beliebige Be-

obachtungsrichtung eingestellt ist, und es sei z. B. das Brechungsvermögen von  $m$  um ein geringes größer als das des umgebenden Mediums, so wird  $m$  wie eine schwach gekrümmte Sammellinse wirken. Man ersieht aus der Zeichnung, daß in diesem Falle noch Strahlen an der Kante  $c'$  vorbeistreichen müssen und somit sichtbar werden, wenn auch das reelle Bild  $cc'$ , kurz alle regulären von  $aa'$  ausgehenden Strahlen verdeckt sind. Es muß also von  $m$  eine einseitige helle Zeichnung auf dunklem Grunde erscheinen.

Man wird ferner aus Fig. 13 sofort bemerken, daß obiges auch eintreten muß, mag nun  $m$  zentral oder seitlich im Gesichtsfelde liegen. Endlich wird man erkennen, daß die Empfindlichkeit des Beobachtungsverfahrens in geradem Verhältnis zur Entfernung von  $m$  und  $cc'$  steht. Bei meinen Beobachtungen mit dem Schlierenapparat im Großen betrug diese Entfernung mindestens 12 bis 20 Fuß, und daraus ist die enorme Empfindlichkeit jenes Apparates erklärlich. In bezug auf die Einzelheiten sowie die Einfüsse der sphärischen und chromatischen Abweichung muß ich auf die oben zitierte Abhandlung verweisen.

Wenden wir uns zum Mikroskop, so erkennt man leicht, daß den beiden obigen Grundbedingungen in mehrfacher Weise Genüge geleistet werden kann. Es entstehen im zusammengesetzten Mikroskop, abgesehen von dem reellen Bilde des zu betrachtenden Objektes, noch mehrere optische [559] Bilder, welche für die Theorie des mikroskopischen Sehens und namentlich der Beleuchtungseffekte von großer Wichtigkeit sind; leider ist die Bedeutung derselben in den älteren Schriften über Mikroskopie gar oft übersehen worden. Legen wir das Schema Fig. 14 Taf. VI zugrunde, so bedeutet  $E$  die Objektivlinse (oder das Objektivsystem),  $C$  das Kollektiv-,  $O$  das Okularglas des kampanischen Okularsystems. In der Einstellungsebene  $HH$  befindet sich ein (durchsichtiges) Objekt  $ab$ , welches von unten durch den Spiegel  $AA$  beleuchtet wird. Zwischen Spiegel und Objekt wird jetzt allgemein bei vollkommeneren Mikroskopen eine Blendung  $BB$  eingeschaltet, welche sich in vertikaler Richtung verstellen läßt. Die Öffnung  $cd$  dieser Blendung wirkt beim Gebrauch des Apparates genau so, als ob sie selbstleuchtend wäre, unter der Voraussetzung nämlich, daß alle Strahlen, welche man von einem Punkte des Objektes aus rückwärts durch die Blendung verfolgen kann, den Spiegel und die wirkliche Lichtquelle (die Fensteröffnung z. B.) treffen.

Diese Voraussetzung ist bei hinreichender Ausdehnung von Spiegel und Lichtquellen stets erfüllbar. Sehen wir vorläufig von den etwaigen Ablenkungen der Strahlen im durchsichtigen Objekt ganz ab, so gehen also von den Punkten  $a$  und  $b$  die Strahlenbüschel  $eam$  und  $fbn$  aus, welche rückwärts verlängert die Ränder der Blendung  $cd$  tangieren\*). Es sind die Punkte  $a$  und  $b$  der Einfachheit halber in der Figur so gewählt, daß die Strahlenbündel noch ungehindert das Objektiv treffen können. Es ist hierbei vorläufig vorausgesetzt, daß der Öffnungswinkel des Objektivs bei weitem den Öffnungswinkel der beleuchtenden Strahlenbüschel  $cad$  oder  $cbd$  überwiege, wie [560] dies allerdings bei den stärkeren Systemen aller neueren Mikroskope der Fall ist. Aus der Figur ist ersichtlich, wie diese beiden Strahlenbündel bei  $b'a'$  das reelle, vergrößerte Bild des Objektes liefern und zuletzt nahezu als Strahlenzylinder aus  $O$  austreten, um ins Auge zu gelangen. Es liegt nun aber auf der flachen Hand, daß man ebenfalls die leuchtende Fläche  $cd$  als Bild gebendes Objekt auffassen kann, so daß man nun die Strahlenkegel  $mcf$  und  $edn$  ins Auge faßt. Diese liefern dann offenbar in  $d'c'$  das reelle, hell leuchtende Bild der Blendung. Es sind dies dieselben Strahlen wie oben, und in dem ganzen Verlauf eines jeden Strahles ändert sich durchaus nichts. Allerdings gesellen sich noch äußere Strahlen, wie  $ec$  und  $fd$  hinzu, welche das Objekt nicht passieren und das Bild  $d'c'$  verstärken. Der Sachverhalt ist also kurz folgender: Alle Strahlen, welche in den Apparat eindringen, müssen durch den kleinen Kreis, dessen Durchmesser  $d'c'$  ist, und man könnte hier, ohne die Helligkeit zu beeinträchtigen, eine zweite Blendung mit der Öffnung  $d'c'$  einschalten.

Man wird ferner erkennen, daß das Okularsystem bei  $c'd'$  ein zweites reelles (und zwar aufrechtes) Bild der Blendung entwirft, welches abermals ein Knotenpunkt für alle vom Objekte kommenden Strahlenbündel ist; desgleichen sammeln sich

---

\*) Unter dieser Voraussetzung ist die Verteilung von Licht und Schatten im mikroskopischen Bilde gleichfalls in dem trefflichen Werke: »Das Mikroskop, Theorie und Anwendung desselben« von *Nägeli* und *Schwendener* behandelt. Wenn ich in vorliegender Abhandlung mehrfach auf dieses Werk recurriere, so geschieht es, weil dasselbe unter den bekannteren Monographien über das Mikroskop vielleicht die einzige ist, welche einer korrekten Auffassung vom Standpunkte der theoretischen Physik entspricht.

in demselben alle übrigen von  $cd$  kommenden Strahlen ( $ce$  und  $fd$ ). Endlich entsteht ein drittes reelles Bild  $f'c'$ , ein umgekehrtes Bild der Objektivlinse selbst, welches ebenfalls durch Kreuzung desselben Strahlensystems hervorgerufen wird. Man begreift seine Entstehung sofort, wenn man die Strahlen  $ed'$  und  $ec'$  einerseits und die Strahlen  $fd'$  und  $fc'$  andererseits bis zu den Kreuzungspunkten verfolgt. Daß es sehr leicht ist, die Existenz dieser drei Bilder mittels einer mattgeschliffenen Glastafel experimentell zu bestätigen, versteht sich ganz von selbst. Diese Bilder sind es nun, welche bei der zu behandelnden Beobachtungsmethode einige Berücksichtigung verdienen.

[561] Es ergibt sich zunächst für den gewöhnlichen Gebrauch des Mikroskops aus einer Betrachtung der Fig. 14 Taf. VI ohne Erläuterung:

- 1) Rückt  $cd$  dem Objektiv näher, so vergrößern sich die Bilder  $c'd'$  und  $c''d''$ , indem sie sich vom Objektiv entfernen, während die Bilder  $b'a'$  und  $f'e'$  Lage und Größe beibehalten. Bei stärkeren Objektiven und nicht zu großen Blendungen ist  $c''d''$  meistens sehr klein.
- 2) Die Lage des Bildes  $c''d''$  bestimmt bekanntlich die Stelle, bis zu welcher man mit Berücksichtigung der durch die Cornea transparent bewirkten Verschiebung die Pupille zu nähern hat, damit alle Strahlenbündel von  $a'b'$  ins Auge gelangen, und keine Beeinträchtigung des Gesichtsfeldes erfolgt. Es kann bei gewisser Linsencombination der Fall vorkommen (namentlich bei schwachem Okular und großer Blendung  $cd$ ), daß das Bild  $c''d''$  größer wird als die Pupillenöffnung. In diesem Falle kann die Beleuchtungsintensität durch Vergrößerung der Blendung nicht mehr gesteigert werden, weil von jedem aus dem Okular fahrenden Strahlenbündel nur ein Teil ins Auge dringen kann.
- 3) Läßt man die Blendung  $cd$  ganz weg, so verschwinden die Bilder  $d'e'$  und  $c''d''$ . Dann tauchen aber die Bilder des Beleuchtungsspiegels, welcher doch immer begrenzt ist, etwas näher bei Objektiv und Okular auf und spielen dann ganz genau dieselbe Rolle, wie vorher die reellen Bilder der Blendung.
- 4) Denkt man sich bei weggelassener Blendung den Spiegel (samt Lichtquelle) unbegrenzt oder doch gegen die übrigen Dimensionen des Apparates sehr groß, so ver-

schwinden  $c' d'$  und  $c'' d''$ , und es bleibt nur  $f' e'$ . Um dann alles Licht ins Auge gelangen zu lassen, darf  $f' e'$  nicht größer als die Pupille sein. Einer unbegrenzten Steigerung der Helligkeit ist also [562] auch hier durch die Pupillenöffnung eine Grenze gesetzt\*).

\*) Ein solcher Fall ist ohne Zweifel bei *Nägeli* und *Schwendener* Seite 75 (Anmerkung) gemeint, wo die Lichtstärke bei einem *Roß*-schen Objektiv von  $60^\circ$  Öffnung und 12,7 mm. Brennweite = 4 gefunden wird, wenn die Gesamtvergrößerung 60, die Objektivvergrößerung 13 beträgt. In der Tat liefert die an jenem Orte aufgestellte Formel  $v = 4 \left( \frac{w}{m} \right)^2$ , wo  $w$  den Öffnungswinkel,  $m$  die Vergrößerungszahl bedeutet, obiges Resultat. Allein berechnet man aus den angeführten Größen den Durchmesser des Bildes  $e' f'$  Fig. 14 Taf. VI, so gestaltet sich die Sache ganz anders. Setzt man der Einfachheit halber ein reduziertes (einfaches) Okular voraus und nennt die Brennweite des Objektivs  $p$ , die Abstände des Objektes und des vergrößerten Bildes  $a' b'$  vom Objektiv bezüglich  $a$  und  $A$ , so ergibt sich aus den beiden Gleichungen

$$1) \quad \frac{1}{A} + \frac{1}{a} = \frac{1}{p} = \frac{1}{12,7}$$

$$2) \quad \frac{A}{a} = 13$$

$$\text{daß } a = \frac{12,7 \cdot 14}{13} \text{ und } A = 12,7 \cdot 14 \text{ mm.}$$

Der Durchmesser  $d$  des Objektivs von  $60^\circ$  Öffnung ergibt sich als Seite eines gleichseitigen Dreiecks, dessen Höhe gleich der Brennweite ist,

$$d = \frac{2 \cdot 12,7}{\sqrt{3}} = 14,7 \text{ mm.}$$

Ferner muß die Vergrößerungszahl des einfachen Okulars, da die Gesamtvergrößerung 60, die Objektivvergrößerung 13 beträgt,  $= \frac{60}{13} = 4,6$  seine Brennweite also  $= \frac{250 \cdot 13}{60}$  mm betragen, wenn die deutliche Sehweite zu 250 mm angenommen wird. Hierdurch sind alle Daten gegeben, welche nötig sind, um den Durchmesser des Bildes  $e' f'$  Fig. 14 zu kennen. Er findet sich nahezu = 4,5 mm.

Nun ist bei der obigen Formel  $v = 4 \left( \frac{w}{m} \right)^2$  vorausgesetzt, daß der Winkel, unter welchem die Pupille aus der deutlichen Sehweite erscheint,  $\frac{1}{2}$  Grad betrage. In diesem Falle ist ihr Durchmesser zu 2,18 mm angenommen. Selbst in der günstigsten Lage des Auges kann also nur ein Teil der Strahlen ins Auge fallen. Die vorausgesetzte Lichtstärke 4 ist also noch zu multiplizieren mit dem Quo-

[563] Nach dem eingangs über das Prinzip der Schlierenbeobachtung Mitgeteilten wird es nun einleuchtend sein, daß bei Anwendung einer Blending die Bilder  $c' d'$  und  $c'' d''$  sich ganz passend verwerten lassen. Man braucht nur bei normaler, gerader Beleuchtung eines der Bilder durch einen undurchsichtigen Schieber ganz oder teilweise seitlich abzublenden, um sofort kleine Unterschiede im Brechungsverhältnis des durchsichtigen Objektes stark schattiert zu erblicken. Das Bild  $c'' d''$  eignet sich allerdings hierzu am wenigsten, weil die Lage des Auges störend wirkt. Behalten wir also zunächst das Bild  $d' c'$  im Auge, so genügt dasselbe allen Anforderungen. Der darüber befindliche optische Teil (Okular und Auge) ist genau auf das transparente oder durchsichtige Objekt, also diejenigen Punkte adjustiert, welche Unregelmäßigkeiten im Strahlengange veranlassen. Dieses Objekt befindet sich im Vergleich zur Blending in der Nähe des Objektivs. Die oben auf Fig. 13 Taf. VI angewendete Betrachtung läßt sich somit unmittelbar auf Fig. 14 übertragen. Kehren wir nocheinmal zu Fig. 13 zurück, so wird der Strahl, welcher, von dem Rande  $a$  der Blending ausgehend, das Zentrum des wie eine Sammellinse wirkenden Elementes  $m$  trifft, in diesem keine Ablenkung erfahren, also genau die Kante  $c'$  des Schiebers erreichen. Alle Strahlen, welche  $m$  rechts vom Zentrum treffen, werden auf den Schieber gebrochen, während alle Strahlen, welche durch  $m$  links vom Zentrum hindurchgehen, eine solche Brechung erfahren, daß sie bei  $c'$  vorbei ins Okular gelangen können. Im Okular wird also folgende Erscheinung eintreten. Das Gesichtsfeld (die Punkte der Einstellungsebene  $HH$ ) erscheint bei der gezeichneten Schieberstellung dunkel, dergleichen die rechte Hälfte des Objektes  $m$ . Die linke Seite desselben wird jedoch heller sein, und zwar entweder ganz mit einem von rechts nach links abnehmenden Halbschatten überdeckt oder [564] sogar am äußeren Rande ganz hell. Dies letztere wird dann eintreten, wenn die am linken Rande von  $m$  bewirkte Ablenkung so stark ist, daß selbst die von  $a'$  kommenden Strahlen noch bei  $c'$  vorbei gebrochen werden. In diesem Falle werden überhaupt alle Strahlen, welche von

---

tienten  $\left(\frac{2,18}{4,5}\right)^2$  und wird dadurch annähernd  $= 1$ . Man sieht hieraus, wie nötig es ist, bei Betrachtungen über die Beleuchtungsverhältnisse den Strahlengang durch das ganze Mikroskop zu verfolgen.

der Blendung  $a a'$  nach den links gelegenen Randpunkten von  $m$  gedacht werden können, zur Erhellung des mikroskopischen Bildes beitragen. Es ist nun klar, daß man genau die umgekehrte Schattierung erhält, wenn man durch den Schieber das Bild  $c c'$  in Fig. 13 Taf. VI in umgekehrter Richtung als der des Pfeiles, abblendet. Ohne Erläuterung ergibt sich ferner, daß dasselbe eintreten muß, wenn das Brechungsvermögen von  $m$  kleiner ist als das des umgebenden Mediums; es verhält sich  $m$  alsdann wie eine schwache Hohllinse.

Um die obige Auseinandersetzung experimentell zu verfolgen, prüfe man mittels der Vorrichtung Kartoffelstärkekörnchen, welche in Kanadabalsam präpariert sind. Das Brechungsvermögen dieser beiden Substanzen ist sehr wenig verschieden, bei letzterer um geringeres größer. Die Stärkekörnchen wirken somit als schwache Hohlinsen. Bei gerader Beleuchtung erblickt man bei diesem Präparat natürlich nur die äußerst zarten Umrisse und den sogenannten Kern nebst seltenen Spuren der bekannten Schichtung. Desgleichen kann man sich leicht überzeugen, daß bei den stärkeren Objektiven auch durch schiefe Stellung des gebräuchlichen Beleuchtungsapparates keine Spur einer kugeligen Schattierung veranlaßt wird. Der Grund hiervon soll später berührt werden. Wird nun der Schieber an der richtigen Stelle vorgeschoben, so erblickt man bald die Stärkekörnchen aufs lebhafteste schattiert, während sich der Hintergrund, auf welchem sich das Bild zu projizieren scheint, allmählich verdunkelt. Gleichzeitig bemerkt man sofort, daß alle Stärkekörnchen sowohl in der Mitte, als am Rande des Gesichtsfeldes gleich stark schattiert erscheinen. Dies ist namentlich ein Umstand, welcher durch [565] schiefe Stellung des Beleuchtungsapparates nie erreicht werden kann.

Es wird weiter unten davon die Rede sein, wie man den Schieber sehr leicht in die Ebene  $d' c'$  richtig einstellen kann. Es sei nur bemerkt, daß sich diese richtige Stellung schon bei der Beobachtung durch eine besondere Erscheinung erkennen läßt. Entfernt man das Objekt ganz vom Beobachtungstisch, so erscheint das Gesichtsfeld in allen Punkten gleichmäßig verdunkelt, wenn der Schieber gerade durch  $d' c'$  Fig. 14 Taf. VI geht. Schiebt man ihn jedoch oberhalb oder unterhalb in den Lichtkegel ein, so wird das Gesichtsfeld nur partiell verdunkelt, und zwar im ersten Falle von links nach rechts, im zweiten Falle von rechts nach links. Dies erklärt

sich ohne alle Erläuterung aus einer Betrachtung von Fig. 14 Taf. VI.

Die bisherige Betrachtung bezog sich nur auf Punkte der Zeichnung, welche in der Papierebene liegen. Durch die Flächenausdehnung der Blendung  $aa'$  Fig. 13 wird aber im Hergang nichts geändert. Denkt man sich die Blendung  $aa'$  rechteckig, so daß der Punkt  $a$  eine verkürzte Seite (senkrecht zur Papierebene) darstellt, stellt man sich ferner den Rand des Schiebers, welcher die Ablendung des Bildes  $cc'$  bewirkt, genau parallel der Kante  $a$  vor, so gilt dieselbe Schlußfolgerung auch für alle Strahlen, welche von einem beliebigen Punkte der Kante  $a$  durch das Objekt  $m$  nach der Kante  $c'$  verlaufen, wenn dieselben auch nicht in der Papierebene liegen. Alle nach rechts abgelenkten Strahlen werden bei der Diaphragmenkante  $c'$  vorbei ins Okular gelangen und sich im mikroskopischen Bilde summieren. Eine rechtwinklige Form der Blendung mit paralleler Schiebekante wäre allerdings die günstigste Anordnung zur Erkennung kleiner Brechungsverschiedenheiten im Objekt. Allein eine solche Anordnung wäre nur sehr schwierig und unbequem zu handhaben. Eine kreisförmige Blendung kombiniert mit gerader, scharf geschnittener Schiebekante erfüllt den Zweck fast ebenso [566] gut, wie schon aus Schlierenbeobachtungen im Großen hervorgeht. (Siehe darüber meine »Beobachtungen«.)

Am überraschendsten ist die Wirkung bei sehr zarten und durchsichtigen Hautgebilden kleiner Insektenpräparate usw. Man erhält ein Bild, welches durch den plastischen Eindruck der gleichmäßigen Schattierung fast an das Stereoskop erinnert. Die ganze Erscheinung ist gleichsam eine gleichmäßig schiefe Beleuchtung, welche bis zur Übertreibung gesteigert werden kann. Man bemerkt gewöhnlich schon lange, bevor der Schieber die Grenzstellung erreicht hat, auffallende Veränderungen im Bilde. Das passendste Maß für die Vorrückung des Schiebers ist durch Versuche leicht festzustellen. Da ferner ein einziger Versuch nur diejenigen irregulären Strahlen zur Anschauung bringt, welche eine Ablenkung rechtwinklig zur vorgeschobenen Schiebekante erfahren haben, so ist es zur Vervollständigung der Beobachtungen nötig, den Schieber von verschiedenen Seiten her in das Bild  $cc'$  Fig. 13 Taf. VI hereinzuschieben, während das Objekt seine Lage nicht verändert. Man sieht alsdann letzteres nach und nach in den verschiedensten Richtungen schattiert und wird ebenfalls die



passendste Lage zur Erkennung gewisser Details ermitteln können.

Was nun die praktische Seite des Beobachtungsverfahrens betrifft, so ist zu erwähnen, daß bei allen Mikroskopen, deren Blending ohnedies eine Bewegung in der Längsrichtung des Instrumentes gestattet, die Anbringung des Schiebers ohne Umbau bewerkstelligt werden kann. Hebung und Senkung der Blending ist aber bei allen größeren Instrumenten (von *Hartnack* und *Zeiß* z. B.) durch einen besonderen kurzen Tubus unterhalb des Objektisches ermöglicht. In diesem Falle hat man nur nötig, zwischen der Mikroskopröhre *Ob* Fig. 15 Taf. VI und dem Objektiv das kurze (etwa  $\frac{1}{2}$  bis  $\frac{3}{4}$  Zoll lange) Rohrstück *bc* einzuschalten, welches die Schiebervorrichtung trägt. Fig. 16 und 17 Taf. VI zeigen dieses Einsatzrohr in etwa natürlicher Größe.<sup>2)</sup> Der Schieber *ss* bewegt sich lichtdicht in zwei seitlichen [567] Einschnitten des Rohres *bc*, welche Einschnitte so nahe als tunlich an dem unteren Ende *cc* angebracht sind. Der Seitenarm *sp* des Schiebers umfaßt den vertieften Hals einer Schraube *RQ*, deren Mutter *v* an dem Rohrstück *bc* seitlich angelötet ist. Durch Drehung des Schraubenkopfes *R* ist also eine Verschiebung leicht zu bewerkstelligen. Der Schieber besitzt zwei quadratische Öffnungen *m* und *n*. Die letztere ist mindestens so groß zu machen, daß eine Seite derselben gleich dem Durchmesser der größten (obersten) Objektivlinse ist. Die beiden Kanten von *n*, welche zu der Bewegungsrichtung des Schiebers senkrecht stehen, sind von oben nach unten schräg zugeschräfft, so daß eine Ablending nur in der unteren Schieberebene möglich ist. Die zweite Öffnung *m* ist mit einem eingekitteten Glasplättchen ausgefüllt, dessen untere Fläche fein matt geschliffen ist. Dieses Glasplättchen dient dazu, das optische Bild der Blending genau in die untere Schieberebene bringen zu können. Zur Ausführung einer jeden Beobachtung ist nun im allgemeinen eine doppelte Einstellung nötig, und zwar verfährt man dabei folgendermaßen:

- 1) Man stelle die Schieberöffnung *n* Fig. 15 Taf. VI möglichst zentrisch, so daß man nach Entfernung des Okulareinsatzes das ganze Objektiv vom oberen Ende des Tubus sehen kann. Hierauf setzt man in den Beleuchtungsapparat die dem Objektiv entsprechende Blending *q* Fig. 15 ein und stellt nun den Spiegel *AA* für vollständig gerade Beleuchtung ein. Dies ist leicht zu

erreichen, wenn man bei hinreichender Annäherung an das Fenster des Beobachtungslokales nach Entfernung des Okulareinsatzes das Bildchen der Blendung  $q$  von oben her vollkommen abgerundet erblickt. Endlich legt man das Objekt auf den Tisch und stellt nach Einfügung des Okulars das Mikroskop so ein, daß die Ränder scharf begrenzt erscheinen.

- 2) Hat man hierdurch das Objekt in die Einstellungs[568] ebene gebracht, so schiebt man dasselbe so weit zur Seite, daß es ganz aus dem Gesichtsfelde verschwindet, und die Lichtstrahlen also nur das Deckgläschen und die Unterlagsplatte zu passieren haben. Desgleichen entfernt man wiederum den Okulareinsatz  $O$ . Schraubt man jetzt den Schieber rückwärts, bis die matte Glasfläche im Tubus erscheint, so sieht ein von oben hineinblickendes Auge das Bildchen der Blendung undeutlich begrenzt. Man kann nun sehr leicht den Tubus  $t$ , auf welchem die Blendung  $q$  Fig. 15 Taf. VI ruht, so weit heben und senken, daß auf der matten Glasfläche ein möglichst scharfes Bildchen der hellen Blendung entsteht. Hat man dies erreicht, so schraubt man den Schieber wieder hinein, und das Instrument ist nach Einfügung des Okulars zum Gebrauch fertig.

Legt man nun wieder das Objekt unter, so genügt eine geringere Verschraubung des Schiebers, um alle Grade der Schattierung im mikroskopischen Bilde hervorzurufen. Man kann hierbei nacheinander die beiden geschärften Schieberkanten benutzen und so ad libitum entgegengesetzte Schattierungen veranlassen. Dreht man ferner den Tubus mit dem Schieber ohne das Objekt (was bei den meisten Instrumenten zu erreichen ist), so ist es leicht, das Bild nach jeder beliebigen Richtung aufs schärfste schattiert zu sehen. Die ganze doppelte Einstellung ist bei einiger Übung in  $\frac{1}{2}$  bis 1 Minute sicher zu erreichen. Dabei ist es behufs der Untersuchung verschiedener Objekte bei unveränderter Vergrößerung gar nicht nötig, jedesmal die Stellung der Blendung zu korrigieren, insofern nämlich die Dicke von Unterlagsplatte und Deckgläschen als nahezu gleichbleibend betrachtet werden kann. Anders verhält es sich bei Anwendung eines neuen Okular- oder Objektivsinsatzes. Namentlich im letzteren Falle ist eine Wiederholung der doppelten Einstellung unerlässlich.

Man wird nun unter Anwendung obigen Verfahrens sehr

bald bei verschieden starken Objektiven auf Schwie[569]rigkeiten stoßen, die der Praktiker jedoch leicht beseitigen kann. Bei sehr schwachen Objektiven wird man die Blendung nicht tief genug stellen können, damit ihr reelles Bild in die Schieberebene fällt. Dann schraubt man ganz einfach zwischen das Objektiv und Rohrstück *ccbb* Fig. 16 Taf. VI noch ein bereit gehaltenes Verlängerungsstück von  $\frac{1}{4}$  bis 1 Zoll Länge ein. Überhaupt wird es ratsam sein, für jedes Objektiv ein solches Ansatzrohr von entsprechender Länge bereit zu halten, damit die Einstellung der Blendung innerhalb der praktisch ausführbaren Grenzen bleibt. Umgekehrt wird man bei sehr starken Objektiven mit der Blendung nicht nahe genug an das Objekt herankommen können, weil die Glasplatte unterhalb des Objekts gewöhnlich zu dick ist. Dieser Fall tritt z. B. bei dem Objektiv *F* von *Zeiß* ein. Es gibt auch hier zwei Hilfsmittel. Entweder schaltet man zwischen der Blendung *q* Fig. 15 Taf. VI und dem Objekt noch eine starke, aplanatische Linse ein, welche innerhalb der Glasplatte auf dem Objektisch ein Bild der Blendung entwirft. Dieses übernimmt alsdann vollständig die Rolle der letzteren und kann dem Objekt selbstredend beliebig genähert werden. Sollte dieser Weg zu kompliziert und unbequem erscheinen, so hilft man sich mit demselben Erfolg dadurch, daß man bei sehr starken Objektiven nur zwischen zwei dünnen Deckgläsern beobachtet.

Obgleich nun das höchst einfache Verfahren, wie es oben beschrieben wurde, namentlich bei sehr durchsichtigen Membranen überraschende Wirkung zeigt, so kann ich nicht unterlassen, nochmals darauf aufmerksam zu machen, daß eine Empfindlichkeit, wie sie für die in meinen »Beobachtungen« beschriebenen Versuche gültig ist, nicht erwartet werden darf, insofern nämlich bei letzterem die große Entfernung von dem Beobachtungsobjekt bis zur analysierenden Vorrichtung eine nicht zu übersehende Rolle spielt. Dies beweist folgender Versuch. Läßt man unter dem Mikroskop zwei Tropfen von verschieden dichten Flüssigkeiten zwischen planen Glasplatten zusammenrinnen, so [570] sieht man selbst mit der Schiebervorrichtung kaum eine Spur von Bewegungserscheinungen, welche beim Vermischen auftreten. Der Schlierenapparat im Großen zeigt aber beim Vermischen von Flüssigkeiten in trogartigen Gefäßen mit planen Wänden selbst dann die Schlieren mit Leichtigkeit, wenn der Dichtigkeitsunterschied ein unmeß-

barer ist. Wollte man aber beim Mikroskop den Schieber weiter vom Objektiv entfernt in den Tubus verlegen, so würde, wie sich leicht übersehen läßt, das beleuchtete Gesichtsfeld im Okular auf eine sehr kleine Fläche zusammenrücken, was wiederum große Unbequemlichkeit zur Folge haben müßte. Allerdings ließe sich der Schieber bei starken Okularen ohne Störung bis in etwa die Mitte des Tubus verlegen. Allein leider ist bei den meisten jetzigen Mikroskopen die mechanische Einrichtung dieser Verlegung hinderlich. Ferner existiert beim Mikroskop noch eine Quelle der Ungenauigkeit, welche sich leider wohl schwerlich wird beseitigen lassen. Die Empfindlichkeit der Methode würde nämlich trotz der kleinen Entfernung des reellen Bildes  $d'c'$  Fig. 14 Taf. VI vom Objektiv eine fast unbegrenzte sein, wenn dieses Bild absolut fehlerlos wäre. Nun sind aber bekanntlich die Objektivsysteme von großer Öffnung nur für den Fall korrigiert, daß das Bild im Tubus einen zur Brennweite verhältnismäßig sehr großen Abstand hat, welcher Bedingung das Bild  $d'c'$  nicht mehr genügt.

Eine eigentümliche Bemerkung ist mir bei der Prüfung der Beobachtungen an Diatomeenpanzern aufgefallen. Das von mir benutzte Zeißsche Mikroskop löste mit gerader Beleuchtung die Längstreifen von *Navicula angulata* sehr deutlich, schwieriger die äußerst feinen Querstreifen. Wird nun der Schieber so vorgeschoben, daß seine Kante parallel mit den Längstreifen des Objektes steht, so verschwinden diese letzteren schon längst, bevor das Gesichtsfeld sich sichtlich verdunkelt, während die Querstreifen überraschend deutlich werden, obgleich sie zur Schieberkante rechtwinklig stehen. Man sollte das Umgekehrte vermuten, wenn man den Gang der irregulären Strahlen [571] unter der Voraussetzung verfolgt, daß sich die Streifen etwa wie schwache Zylinderlinsen verhalten. Ganz analoge Beobachtungen habe ich an *Pleurosigma angulatum* und *Hipparchia Janira* gemacht. Ich gestehe, daß ich den Schlüssel zu dieser auffälligen Erscheinung nur in der Vermutung finden kann, daß die zarte Zeichnung jener Objekte sich nicht auf linsenförmige Elemente der Oberfläche zurückführen läßt.

Daß man die praktische Ausführung der Beobachtungen auch noch auf andere Weise modifizieren kann, versteht sich von selbst. So konnte man bei den Mikroskopen, deren Blendung, wie es oft der Fall ist, auch eine seitliche Verschiebung

zulassen, die Schieberkante im Tubusrohr ruhen lassen, dafür aber die Blendung bewegen. Der Erfolg ist der nämliche. Ferner kann bei solchen Mikroskopen, welche keine besondere Blendung besitzen, das verkleinerte Bild des Spiegels im Tubus das reelle Bild der Blendung vertreten. Hierbei ist es ziemlich gleichgültig, ob der Spiegel im Bilde kreisförmig oder elliptisch erscheint. Jedoch dürfte bei Weglassung der Blendung die Einstellung des Bildes in die Schieberebene meistens große Schwierigkeiten haben.

Es kommen zuweilen Fälle vor, in denen ganz zufällig die Bedingungen erfüllt sind, welche bei der Ablendung durch die oben besprochene Schiebervorrichtung gefordert werden. So kam mir ein Instrument von *Petitpierre* in Berlin unter die Hand, welches, obgleich im allgemeinen von nur mittelmäßiger Leistung, Stärkekörnchen in Kanadabalsam bei schiefer Spiegelstellung fast ebenso stark schattiert zeigte, als andere Instrumente nach Anbringung des Schiebers. Bei genauerer Untersuchung zeigte sich, daß im Tubus in einiger Entfernung über dem Objektiv eine kleine Blendung angebracht war, welche bei der stärksten Vergrößerung (mit drei Objektivlinsen) ziemlich genau mit dem reellen Bilde des Beleuchtungsspiegels zusammenfiel. Bei seitlicher Stellung des letzteren war also eine Ablendung in günstigstem Sinne möglich. Ferner bestehen [572] die schwächsten Systeme von *Zeiß* und *Bénéche* aus zwei ziemlich weit voneinander getrennten Linsen. Es ist alsdann möglich, daß das reelle Bild des Spiegels gerade in die Ebene der oberen Linse fällt. Auch hierbei wird man Stärkekörnchen in Kanadabalsam bei seitlicher Spiegelstellung im ganzen Gesichtsfelde schattiert erblicken, da in diesem Falle die Fassung der oberen Linse den Schieber vertritt.

Es könnte auf den ersten Blick vorteilhaft erscheinen, das zweite reelle Bilde  $c'' d''$  Fig. 14 Taf. VI oberhalb des Okulars zur Anbringung des Schiebers zu benutzen, da dasselbe so bequem zugänglich ist. In der Tat, wenn man dasselbe durch ein mattes Glas aufsucht und eine geeignete Schiebervorrichtung anbringt, so erscheinen Stärkekörnchen, Öltropfen usw. lebhaft schattiert. Allein folgende Gründe wägen obigen Vorzug mehr als vollkommen auf.

- 1) Das Auge muß sich zu sehr vom Okular entfernen, wodurch man im allgemeinen das Gesichtsfeld nur teilweise überblicken kann. Auch ist eine jede Manipulation dicht vor dem Auge sehr unbequem.

- 2) Das Bild  $c''d''$  ist gewöhnlich viel kleiner, als  $c'd'$  (Fig. 14). Die Größe des Bildes ist aber bei Anwendung einer und derselben Blendung ein wesentlicher Faktor für die Empfindlichkeit.
- 3) Die Fehler in der sphärischen und chromatischen Korrektion des Okulars treten mit auf, und dies ist der Grund, Warum man die schattierten Bilder in diesem Falle verwaschen und sehr lebhaft gefärbt erblickt.

Es ist nun zum Schluß noch der Nachweis zu liefern, warum sich bei sehr starken Objektiven von großem Öffnungswinkel durch bloße schiefe Stellung des gebräuchlichen Beleuchtungsapparates die oben besprochene lebhaft Schattierung zarter Objekte meistens gar nicht oder nur unvollkommen erreichen läßt; ferner ist zu erörtern, weshalb die sogenannte schiefe Beleuchtung nie eine gleich starke Schattierung in allen Teilen des Gesichtsfeldes ver[573]anlassen kann. Wenden wir uns zu dem Ende zunächst zu den Vorgängen bei gerader Beleuchtung, so bedeute  $op$  Fig. 18 Taf. VI ein als Konvexlinse wirkendes Element des Objekts, welches sich gerade in der Mitte des Gesichtsfeldes befindet. Es sei ferner dieses Element verschwindend klein gegen seinen Abstand vom Objektiv sowohl, als von der Blendung, so kann man annehmen, daß das Objektiv  $mn$  von allen Punkten des Elementes gesehen unter gleichem Winkel  $\omega$ , desgleichen die Blendung unter dem konstanten Winkel  $\delta$  erscheint.  $\omega$  ist bedeutend größer als  $\delta$  vorausgesetzt, wie es bei starken Objektiven allerdings durchgehends der Fall ist. Wenn nun das Brechungsvermögen innerhalb  $op$  gar nicht von dem der Umgebung verschieden wäre, so würde das beleuchtende Strahlenbündel  $sot$ , welches durch den Punkt  $o$  des Randes geht, ungebrochen zum Objektiv gelangen. Denkt man sich nun das Brechungsvermögen der Linse zunehmend, so wird das Büschel der Beleuchtungsstrahlen in  $o$  nach rechts abgelenkt werden, kann aber noch immer auf die Fläche des Objektivs fallen, so daß der Punkt  $o$  im mikroskopischen Bilde ebenso hell erscheint als jeder andere Punkt des Elementes  $op$ . Es wird erst ein Dunklerwerden von  $o$ , also eine Schattierung des Bildes am Rande eintreten, wenn die Ablenkung nach rechts so stark wird, daß ein Teil des Strahlenbüschels durch den Rand  $n$  des Objektivs abgeblendet wird. Diese Grenze wird erreicht, sobald der Randstrahl  $os$  nach der Brechung in die Lage  $on$  kommt. Denn steigt das Brechungsvermögen von  $op$  noch

weiter, so kann nur ein Teil der gebrochenen Strahlen ins Objektiv gelangen, der Punkt  $o$  wird somit im Halbschatten liegen. Bei noch weiterer Zunahme des Brechungsvermögens wird endlich das gebrochene Strahlenbündel  $sot$  gänzlich neben der Objektivlinse hinausfahren. Diese zweite Grenze, bei welcher also  $o$  ganz dunkel erscheint, d. h. also im Kernschatten liegt, tritt ein, sobald selbst der Strahl  $ot$  so stark abgelenkt wird, daß er in der Richtung  $on$  ausfährt. Dieselbe Betrachtung gilt aber unter obigen Vor[574]aussetzungen auch für den Punkt  $p$  (unter Mitwirkung des Randes  $m$  des Objektivs), kurz für den ganzen Rand der Linse  $op$ . Die Winkel  $son$  und  $ton$  bezeichnen also die Grenzen, welche die Ablenkung erreichen muß, damit der Rand des linsenförmigen Objektes entweder ringförmigen Halb- oder Kernschatten zeigt. Bezeichnet man diese Grenzwerte mit  $\varrho'$  und  $\varrho''$ , so ergibt sich, da

$$son = 180^\circ - vos \text{ und}$$

$$vos = voh - soh = \frac{\omega}{2} - \frac{\delta}{2},$$

daß für das Auftreten eines Halbschattens bei gerader Beleuchtung

$$\varrho' = 180^\circ - \frac{\omega - \delta}{2}.$$

Ferner ist:

$$ton = 180^\circ - vot \text{ und}$$

$$vot = voh + hot$$

also tritt Kernschatten auf, wenn

$$\varrho'' = 180^\circ - \frac{\omega + \delta}{2}.$$

Dieses sind im wesentlichen dieselben Bedingungsgleichungen, welche schon *Nägeli* und *Schwendener* (»Das Mikroskop« S. 185 und 196) benutzt haben, um daraus die Verteilung von Licht und Schatten im mikroskopischen Bilde kugliger Objekte abzuleiten.

Diese Bedingungsgleichungen. bleiben dieselben

- 1) Wenn das Objektiv einen kleineren Öffnungswinkel als die Blende hat, denn stellt man sich unter  $\omega$  Fig. 18 Taf. VI den Öffnungswinkel der Blende, unter  $\delta$  den des Objektivs vor, so ist der Erfolg ganz derselbe,

wenn in einem Falle ein von der Blendung aus konstruierter Strahl den Rand des Objektivs oder ein vom Objektiv rückwärts konstruierter Strahl den Rand der Blendung nicht mehr trifft.

- 2) Gelten dieselben Bedingungsbedingungen, wenn das Element  $op$  als Hohllinse wirkt, da in diesem Falle die Ablenkung bei  $o$  ganz in derselben Weise mit dem Rande  $m$  in Konflikt kommt, wie vorher mit  $n$ .

[575] Es wird somit bei gerader Beleuchtung eine Schattierung nie bei solchen Objekten eintreten, welche nur geringe Ablenkung der regulären Lichtstrahlen veranlassen. Nur in dem einen Ausnahmefalle, daß nämlich  $\omega = \delta$ , tritt Halbschatten bei der kleinsten Ablenkung des beleuchtenden Strahlenbüschels ein. In diesem Falle ist  $\varrho' = 180^\circ$ , d. h. die Grenze ist schon erreicht, wenn der Randstrahl  $os$  ungebrochen bei  $o$  durchgeht; er würde bei der geringsten Ablenkung nach rechts das Objekt nicht mehr treffen. Für diesen Fall müßte also eine recht große Blendung mit großem Spiegel oder geeigneter Linsenkombination benutzt werden. Allein abgesehen von der praktischen Schwierigkeit, die Öffnungswinkel von Blendung und Objektiv (von einem zwischen ungleich dicken Glasplatten liegenden Objekt gerechnet) genau gleich zu machen, ist dieser Fall bei den gebräuchlichen stärkeren Objektiven ganz unzulässig. Es würde nämlich alsdann die volle Öffnung des Objektivs von denjenigen Strahlenbündeln ausgefüllt werden, welche ohne Ablenkung durch das Objekt gegangen sind. Daß aber für solche volle Beleuchtung die stärkeren Objektive nicht mehr aplanatisch sind, ist bekannt.

Gehen wir nun zu der mit dem gebräuchlichen Beleuchtungsapparat erzielbaren schiefen Beleuchtung über, so fragt es sich, inwiefern damit in solchen Fällen noch eine Schattierung des Objektes erzielt werden könne, wo die gerade Beleuchtung keine solche veranlaßt. Stellen wir uns wieder unter  $op$  Fig. 18 Taf. VI ein in der Mitte des Gesichtsfeldes befindliches Element des Objekts vor, welches als sehr schwache Sammellinse wirkt, so erscheint dasselbe nach obigem gleichmäßig hell bei senkrechter Beleuchtung. Man kann sich nun jedenfalls den Beleuchtungskegel  $sot$  so weit um den Punkt  $o$  gedreht denken, daß der Randstrahl  $so$  nach der Brechung mit  $on$  zusammenfällt, selbst wenn  $\varrho$  nahezu  $= 180^\circ$ , die Ablenkung also fast verschwindend ist. Es müßte sich demzufolge unter allen Umständen Halbschatten zeigen, wenn man



den Kegel *so t* so weit nach links dreht, daß *so* fast mit *vo* zusammenfällt. Nä[576]hert sich ferner *ot* der Richtung *ov* hinreichend, so müßte unter allen Umständen Kernschatten entstehen, bevor sich das ganze Gesichtsfeld verdunkelt. Im ersten Falle müßte die Drehung der Achse *oh* um *o* nahe  $= \frac{\omega - \delta}{2}$ , im zweiten  $= \frac{\omega + \delta}{2}$  betragen, wie die Figur von selbst ergibt. In der Praxis läßt sich dies erreichen durch seitliche Verschiebung der Blendung und gleichzeitig veränderte Spiegelstellung. Bei denjenigen Instrumenten jedoch, bei welchen die Blendung auf einem besonderen Tubus sitzt, ist durch die Dimensionen des letzteren eine Grenze gesetzt, wie ein Blick auf Fig. 15 Taf. VI zeigt. Eine größere Neigung, als es der Linse *qx* entspricht, ist nicht möglich. Daher kommt es, daß z. B. bei den größeren *Zeißschen* und *Hartnack-*schen Mikroskopen keine so schiefe Beleuchtung möglich ist, daß das obige Stärkepräparat bei den stärkeren Vergrößerungen auch nur Halbschatten erkennen ließe. Wollte man aber den Tubus unter der Blendung weglassen oder verkürzen, so würde man wiederum die großen Vorteile der vertikalen Verschiebung ganz oder teilweise opfern. Aber selbst wenn sich den obigen Bedingungen durch Komplikation der mechanischen Einrichtung genügen ließe, so bleibt doch immer das versuchsweise Herumfahren mit seitlich gestelltem Spiegel und gleichzeitiger schiefer Stellung der Blendung eine sehr mühevollen und unsichere Arbeit, verglichen mit der äußerst bequemen Handhabung des Schiebers.

Die hervorgehobenen Momente ändern sich, wenn es sich um Elemente des Objektes handelt, welche sich nicht mitten im Sehfeld befinden. Das letztere spielt in der Tat bei der schiefen Beleuchtung eine Rolle. Es sei *yo* Fig. 19 der Radius des kleinen Kreises, welcher bei gegebenem Objektiv und Okular auf einmal übersehen werden kann, so daß sich also das linsenförmige Element *op* am Rande des Sehfeldes befindet. Der doppelte Radius *yo* kann überhaupt als Maß des Gesichtsfeldes betrachtet werden, wenn man nicht darunter den Winkel  $2yu_o = \gamma$  [577] verstehen will, unter welchem der Kreis vom Radius *yo* vom Mittelpunkte des Objektivs aus erscheint. Dieser letztere Winkel ist aber offenbar gleich dem Winkel, unter welchem die Blendung des campanischen Okulars vom Objektiv aus, und zwar durch die Kollektivlinse gesehen erscheint. Der Winkel hingegen, unter welchem die Okular-

blendung (oder deren Durchmesser) durch das (obere) Okularglas erscheint, wird in einigen Schriften als »Gesichtsfeld« angegeben. Allein man sollte letzteren besser das scheinbare, ersteren das absolute Gesichtsfeld nennen. Beide Größen können natürlich auch in anderem, als Winkelmaß ausgedrückt sein. Stellt man sich nun vor, es sei in Fig. 19 Taf. VI zunächst wieder eine gerade Beleuchtung vorausgesetzt, so sind in diesem Fall die Bedingungen für das Entstehen eines Schattens bei  $o$  offenbar günstiger als in Fig. 18, da die Verbindungslinie von  $o$  mit dem Rande  $q$  des Objektivs weniger geneigt ist als in Fig. 18 die Linie  $on$ . Zum Auftreten des Halbschattens ist die nötige Ablenkung durch den Winkel  $soq$ , für den Kernschatten durch den Winkel  $toq$  bedingt. Denkt man sich nun die Winkel nicht in Grad-, sondern in Bogenmaß (also  $180^\circ$  durch  $\pi$ ) ausgedrückt, so ist:

$$soq = \pi - vos \quad \text{und} \quad vos = voh - \frac{\delta}{2}$$

ferner 
$$voh = x o q = \text{arc tg } \frac{xq}{ox}.$$

Bezeichnet nun  $R = uq$  den Halbmesser des Objektivs,  $r = yo$  den Halbmesser des Gesichtsfeldes in Längenmaß, so ist, wenn  $e$  den Abstand des Objektivs von der Bildebene ausdrückt,

$$\frac{xq}{ox} = \frac{R - r}{e}.$$

Es ist also der Grenzwert des Ablenkungswinkels für das Auftreten des Halbschattens:

$$q' = \pi - \left( \text{arc tg } \frac{R - r}{e} - \frac{\delta}{2} \right).$$

[578] Für den Kernschatten findet sich in ähnlicher Weise:

$$q'' = \pi - \left( \text{arc tg } \frac{R - r}{e} + \frac{\delta}{2} \right).$$

Setzt man näherungsweise voraus, daß der Halbmesser des Objektivs von allen Punkten des Gesichtsfeldes betrachtet unter gleichem Winkel  $\frac{\omega}{2}$  erscheine, so ist:

$$\begin{aligned} xop &= u o q - u o x \\ &= \frac{\omega}{2} - \frac{\gamma}{2}. \end{aligned}$$

Anstatt obiger Formeln erhält man also die Näherungswerte:

$$\varrho' = \pi - \frac{\omega - \gamma - \delta}{2}$$

$$\varrho'' = \pi - \frac{\omega - \gamma + \delta}{2}.$$

Es ergibt sich nun ganz von selbst, daß für alle Elemente des Objektes, welche zwischen  $o$  und  $y$ , also zwischen dem Rande des Gesichtsfeldes und der Mitte liegen, die betreffenden Werte von  $\varrho'$  und  $\varrho''$  variieren müssen, und zwar variieren dieselben zwischen dem obigen Resultat und dem früher für gerade Beleuchtung ermittelten. Dies heißt aber mit anderen Worten: Die günstigste schiefe Stellung von Spiegel und Blendung ist für jeden Punkt des Sehfeldes eine andere und muß für jeden besonders aufgesucht werden. Der Winkel  $\gamma$  darf neben  $\omega$  und  $\delta$  keineswegs als verschwindend angesehen werden. Er beträgt bei schwachen Okularen oft  $10^\circ$  und darüber. Man kann sich nun leicht überzeugen, daß auch für alle anderen Methoden und Vorschläge, schiefe Beleuchtung zu erzielen, eine analoge Schlußfolgerung gilt. So wird z. B. bei teilweisem Zudecken des Objektivs oder der Blendung von der Seite her das günstigste Verhältnis für das Auftreten eines Schattens immer nur je eine Stelle des Gesichtsfeldes betreffen. Eine Ausnahme macht nur der einzige anfangs besprochene Fall, daß die Ablendung in der Ebene vorgenommen wird, in welcher das reelle Bild der Blendung entsteht.

[579] Daß in der Tat beim gewöhnlichen Beleuchtungsapparat Unterschiede in der Schattierung für die verschiedenen Punkte des Gesichtsfeldes existieren, lehrt eine Beobachtung, welche man mit mäßig starken Objektiven leicht anstellen kann, in auffälliger Weise. Entfernt man von dem schwächsten Zeißschen Objektivsystem (oder dem entsprechenden System von *Bénéche*) die vordere Linse, so erhält man ganz schwache Vergrößerungen. Setzt man dann in den Beleuchtungsapparat eine nicht zu große Blendung ein, so gewährt das mehrfach besprochene Stärkepräparat bei gerader Beleuchtung alle Abstufungen der Schattierung in einem einzigen Bilde. In der Mitte des Gesichtsfeldes sieht man durchsichtige Stärkekörnchen ohne Spur eines Halbschattens. Je näher die Körnchen dem Rande des Gesichtsfeldes liegen, desto deutlicher tritt allmählich Halbschatten und zuletzt kräftiger Kernschatten auf, was sich

leicht erklärt, wenn man bedenkt, daß in diesem Falle  $\gamma$  neben  $\omega$  und  $\delta$  eine sehr hervortretende Rolle spielt.

Läßt sich nach den vorausgegangenen Erörterungen nicht bestreiten, daß die Methode der »Schlierenbeobachtung«, in der vorgetragenen Weise auf das Mikroskop angewendet, bei weitem nicht den Grad der Vollkommenheit und Empfindlichkeit erreichen kann, deren sich die Methode im großen erfreut, so ist die Empfindlichkeit doch mindestens ebenso groß, als sie durch irgend eine Art von schiefer Beleuchtung erzielt werden kann. Ich glaube, daher dem beschriebenen Schlierenapparat den Vorzug vor allen jetzt bekannten Apparaten für schiefe Beleuchtung geben zu dürfen, und zwar hauptsächlich aus zwei Gründen:

- 1) Die mit der Schiebervorrichtung versehenen Instrumente bedürfen nur eines höchst einfachen Beleuchtungsapparates für normales, gerade einfallendes Licht. Der sehr einfach zu handhabende Schieber gestattet mit größter Bequemlichkeit, alle möglichen Phasen der sogenannten schiefen Beleuchtung schnell und sicher bei sonst ungeänderter Stellung aller Teile des Mikroskops hervorzurufen.
- 2) Die Wirksamkeit des Schiebers ist unabhängig vom Öffnungswinkel des Objektivs, und namentlich betreffen die Veränderungen, welche das mikroskopische Bild erfährt, alle Punkte des Sehfeldes gleichzeitig und gleich stark, was der Schätzung über die räumliche Verteilung des Objektes ganz entschieden förderlich ist.

Schließlich bemerke ich, daß sich die Methode der Schlierenbeobachtung unter den nötigen Abänderungen auch als empfindliches Mittel zur Prüfung der Mikroskopobjektive auf sphärische und chromatische Abweichung oder sonstige Fehler benutzen läßt. Das hierbei einzuschlagende Verfahren ergibt sich ohne weiteres aus den Andeutungen, welche ich in der schon mehrmals berührten Abhandlung gegeben habe.



[33]

## Optische Studien nach der Methode der Schlieren- beobachtung.

Von

August Toepler.

Poggendorffs Annalen, 1867, Bd. CXXXI.

Die »Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode«, welche 1864 mit noch zum Teil unvollkommenen Hilfsmitteln von mir ausgeführt und darauf veröffentlicht wurden, versprochen in einzelnen Kapiteln der Experimentalphysik eine lohnende Ausbeute. Diese Vermutung bestätigte sich, [34] als ich die vorläufig nur aphoristisch mitgeteilten Ergebnisse nachträglich mit Hilfe von wesentlich vollkommeneren Apparaten weiter verfolgte. Namentlich mußten die höchst merkwürdigen, zum Teil verwickelten Phänomene am elektrische Funken, welche das neue Beobachtungsmittel ans Licht zog, meine Aufmerksamkeit im hohen Grade anregen. Diesen galten daher auch hauptsächlich einige neuere Versuchsreihen, deren Resultate ich, insofern sie als Ausfluß einer nicht geringen Zahl von Einzelbeobachtungen der theoretischen Interpretation zugänglich erscheinen, in einigen Abhandlungen veröffentlichen werde. Wenn sich dabei einzelne von den in meinen »Beobachtungen« ausgesprochenen Vermutungen unter Anwendung verbesserter Hilfsmittel umgestalten mußten, wenn ferner ein Teil der so mannigfachen, beobachteten Einzelheiten sich vielleicht noch nicht ganz befriedigend erklären läßt, so tröste ich mich mit der Tatsache, daß ähnliche Erfahrungen bei jedem neuen Beobachtungszweige gemacht werden dürften.

## I. Verbesserter Beobachtungsapparat.

Die Methode der »Schlierenbeobachtung«\*) erfüllt den Zweck, in scheinbar homogenen, durchsichtigen Medien sehr kleine Ungleichförmigkeiten oder Veränderungen des Brechungsvermögens unmittelbar sichtbar zu machen, so daß dadurch gleichzeitig manche der Ursachen, welche solche Ungleichförmigkeiten veranlassen (partielle Veränderungen der Dichte, Temperatur, Elastizität, Bewegungsphänomene usw.) der optischen Beobachtung zugänglich werden. Durch An-[35]bringung mehrerer naheliegender Verbesserungen, namentlich für momentane Beobachtung, hat der hierzu bestimmte optische Apparat, welchen ich kurz »Schlierenapparat« nannte, eine solche Empfindlichkeit erlangt, daß man jetzt imstande ist, die von dem schwächsten Funken der Elektriziermaschine ausgehende Schallwelle in der Luft zu sehen, daß man sich ferner fast vergeblich nach einem Mittel umsieht, ein absolutes Maß für diese Empfindlichkeit zu finden, wie unten zu erwähnende Versuche dartun werden. In folgendem will ich eine Form des Apparates beschreiben, welche selbst bei mäßigen Dimensionen zu subtilen Untersuchungen ausreichen dürfte.

Um bei späteren Mitteilungen allen Weitschweifigkeiten und Unklarheiten zu entgehen, sei mir zunächst gestattet, das Prinzip der Methode noch einmal kurz zu entwickeln und dabei auf einige Punkte nachträglich aufmerksam zu machen.

Fig. 1 Taf. I ist das Schema, welches in schiefer Projektion die Stellung der wesentlichsten Teile des Apparates und des Strahlenganges veranschaulichen soll. *abc* sei eine gleichmäßig erhellte Fläche, beispielsweise von Dreiecksform, wie man sie erhalten könnte, indem eine so gestaltete Öffnung in einem undurchsichtigen Schirm vor eine hell brennende, große Flamme gestellt wird. Die Gestalt der Öffnung ist im allge-

---

\*) Den Namen entlehnte ich der Einfachheit halber dem Umstande, daß die Methode zugleich als äußerst empfindliches Mittel benutzt wurde, um in Gläsern ungleichförmige Stellen, die sogenannten »Schlieren« mit Sicherheit zu erkennen. In meinen »Vibroskopischen Beobachtungen« Bd. 128 dieser Annalen, Seite 136 wurde eine Anwendung der Methode auf die Analyse singender Flammen erwähnt, desgleichen darauf hingewiesen, daß *Foucault* zur Prüfung von sphärischen Spiegeln ein Verfahren einschlug, welches obiger Methode im Prinzip nahe kommt, ohne von diesem Experimentator zu weiteren wissenschaftlichen Zwecken verwendet zu werden.<sup>3)</sup>

meinen unwesentlich. Wesentlich ist nur, daß sie wenigstens von einer Seite möglichst genau geradlinig begrenzt sei, und diese gerade Grenzlinie sei in unserm Beispiele die horizontale Kante  $ab$ . Unter obiger Voraussetzung können alle Punkte von  $abc$  als selbstleuchtend in die Betrachtung eingeführt werden. Eine große Linse, vorläufig ohne Fehler irgendwelcher Art vorausgesetzt, deren vertikaler Durchschnitt  $mn$  sei, entwerfe in ziemlich großer Entfernung das reelle Bild  $a'b'c'$ , wie durch den Gang der Randstrahlen bei  $m$  und  $n$  angedeutet ist. Ferner befinde sich dicht hinter dem Bilde  $a'b'c'$  das Objektiv eines nach  $mn$  gerichteten Fernrohrs (von welchem in der Figur nur der vordere Teil, und zwar der Deutlichkeit [36] halber etwas entfernt von  $a'b'c'$  verzeichnet ist), und es sei dieses Fernrohr so eingestellt, daß ein hinblickendes Auge alle Punkte der Linsenfläche  $mn$  deutlich sieht;  $m'n'$  sei das umgekehrte Bild der Linse  $mn$  im Fernrohr, so daß  $m$  und  $m'$  sowohl als  $n$  und  $n'$  korrespondierende Punkte von Gegenstand und Fernrohrbild darstellen. Es möge auf die Linse  $mn$  kein anderes Licht, als das von der Fläche  $abc$  entsendete auffallen. Endlich sei ein undurchsichtiger Schirm (Diaphragma)  $BA$  in der Richtung des Pfeiles so verschiebbar, daß seine geradlinige, untere Kante sich genau mit der Grenzlinie  $b'a'$  parallel bewege, so daß also das Bild  $a'b'c'$  sukzessive verdeckt werden kann, bis die Kante  $BA$  genau in die Lage  $b'a'$  fällt, so ist leicht einzusehen, daß bis zu dieser Grenzstellung des Schirmes die Linse  $mn$  für das am Fernrohr beobachtende Auge zwar abnehmend hell erscheinen muß, daß aber die ganze Linse bei jeder beliebigen Stellung des Diaphragmas als eine in allen Teilen gleichförmig erhellte Scheibe erscheinen wird, solange noch ein Rest des Bildes  $a'b'c'$  unverdeckt ist. (Es ist hierbei stillschweigend vorausgesetzt, daß von dem Einfluß der Lichtabsorption und der Spiegelung in und an der Linse  $mn$  abgesehen werden könne.)

Um die Richtigkeit letzterer Behauptung zu erkennen, braucht man nur zu berücksichtigen, daß jeder Punkt des Bildes  $a'b'c'$  gleichmäßig Strahlen von der ganzen Linse  $mn$  empfängt. Wird also durch Verschiebung des Schirmes  $BA$  z. B. zunächst der Punkt  $c'$  verdeckt, so fällt der Strahl  $mc'$ , welcher ja im Fernrohr nach  $m'$  gelangte, ganz weg. Das Fernrohrbild muß also bei  $m'$  eine Schwächung erfahren. Allein dasselbe gilt auch für  $n'$ , da ja bei  $c'$  auch der Strahl  $nc'$  eine Ablendung erfährt, kurz das Fernrohrbild  $m'n'$  wird

durch Verdeckung von  $c'$  in allen Teilen gleichmäßig dunkler. Dieselbe Schlußfolgerung gilt aber wie für  $c'$ , so auch für alle allmählich zugedeckten Punkte von  $a'b'c'$ , so daß das runde Fernrohrbild  $m'n'$  in der Tat immer dunkler wird, allein dennoch in jedem Augenblicke einen gleichförmig beleuchteten Kreis darstellt.

[37] Erreicht endlich der Schirm  $BA$  die Linie  $b'a'$ , so wird das Auge einen plötzlichen Übergang von Hell in Dunkel bemerken. Diese Stellung des Diaphragmas  $AB$  soll in Übereinstimmung mit früherem als »empfindliche Einstellung« bezeichnet werden.

Die eben geschilderten Vorgänge ändern sich nun, wenn in der Linse  $mn$  oder dicht vor oder hinter derselben in dem umgebenden Medium (Luft) die geringste partielle Änderung des Strahlenganges eintritt. Es bedeute  $E$  ein Element der Linsenoberfläche, welches eine Unregelmäßigkeit im Strahlengange veranlaßt. Man stelle sich beispielsweise vor, dieses Element wirke wie ein kleines, sehr spitzes Prisma, das auf die Linsenfläche aufgeklebt und mit seiner brechenden Kante nach  $m$  gekehrt ist, so werden die von  $abc$  durch  $E$  passierenden Strahlen eine nahezu konstante Ablenkung erfahren und sich nicht im Bilde  $a'b'c'$  vereinigen, sondern ein besonderes Bild  $\alpha\beta\gamma$  liefern. Wird also wieder das Diaphragma  $BA$  bis zur Linie  $b'a'$ , (der empfindlichen Einstellung) vorgeschoben, so dringt noch Licht unterhalb  $b'a'$  ins Fernrohr, welches Licht sich in demjenigen Punkte  $e$  des Fernrohrbildes sammelt, der dem Elemente  $E$  der Linse  $mn$  entspricht. Man wird hieraus zweierlei erkennen. Zunächst muß der Punkt  $e$  im Fernrohr sehr deutlich zu sehen sein, weil nach obigem bei der empfindlichen Einstellung alle übrigen Teile der Linse, also das ganze Gesichtsfeld, dunkel erscheinen. Man hat also den unschätzbaren Vorteil, nicht nur zu erfahren, daß überhaupt irgendwo bei der Linse  $mn$  eine Ablenkung stattgefunden hat, sondern man sieht auch die Stelle, welche die Ablenkung bewirkte, in der allerschärfsten Weise mit ihrer wahren Gestalt und Größe. Ferner wird, wenn die Entfernung von  $mn$  bis zum Fernrohr ziemlich groß ist, in der Tat die allerkleinste Winkelgröße der Ablenkung bei  $E$  genügen, um eine Sonderung der regelmäßigen Strahlen bei der Linie  $a'b'$  durch die »empfindliche Einstellung« zu ermöglichen, und somit  $E$  als hellen Fleck auf dunklem Grunde zu sehen.

Es bedarf ferner kaum der Erwähnung, daß die an der



[38] Linsenoberfläche bei  $E$  gedachte Ablenkung auch dann denselben Erfolg haben wird, wenn sie in der Glasmasse der Linse oder in geringer Entfernung vor oder hinter der Linse in der Luft oder einem dort befindlichen, durchsichtigen Medium stattfindet. Man hat nur jedesmal das Fernrohr scharf auf diejenige Vertikalebene einzustellen, in welcher die Ablenkung erfolgt. Die Ablenkung vom regelmäßigen Strahlengange kann aber innerhalb dieser Medien die mannigfachsten Ursachen haben; es können vorübergehende oder bleibende Ungleichförmigkeiten des optischen Verhaltens sein. Da es nun bei obiger Betrachtung gleichgültig ist, wo das ablenkende Element  $E$  auf der Linsenfläche liegt, so werden alle Punkte, welche eine Ablenkung im Sinne des Dreiecks  $\alpha\beta\gamma$ , also im Sinne der Schieberbewegung bewirken, bei der empfindlichen Einstellung hell auf dunklem Grund erscheinen, und so entstehen von den verschiedensten Vorgängen in durchsichtigen Medien sehr deutliche Zeichnungen im Fernrohr, deren Gestalt mit der räumlichen Verteilung jener Vorgänge in innigster Beziehung steht. Als wesentlichste Bedingung für diesen Erfolg sei nochmals der Umstand hervorgehoben, daß die Ebene des Diaphragmas mit der Bildebene  $a'b'c'$  zusammenfällt.

Um nun den Sinn der so entstehenden optischen Bilder übersehen zu können, mögen noch einige Punkte hervorgehoben werden:

1. Zunächst bemerkt man an den auf obigem Wege erhaltenen optischen Bildern Abstufungen der Helligkeit, wie z. B. die bei momentaner Beleuchtung sichtbaren Schallwellen in der Luft sehr zarte Schattierung zeigen. Die Erklärung ist sehr einfach. Denkt man sich nämlich außer dem Flächenelement  $E$  noch ein zweites auf der Linse  $mn$ , welches  $E'$  heißen möge, und es bewirke dieses zweite Element an den hindurchlaufenden Strahlen zwar eine Ablenkung in demselben Sinne, allein die Ablenkung bei  $E'$  sei stärker als bei  $E$ , so wird außer dem Dreieck  $\alpha\beta\gamma$  noch ein zweites gedacht werden müssen, das gegen  $a'b'c'$  noch stärker nach unten verschoben ist, als  $\alpha\beta\gamma$ . Bei der empfindlichen [39] Einstellung wird also von dem zweiten Dreieck durch den Schieber ein kleinerer Teil verdeckt werden, als von  $\alpha\beta\gamma$ . Daraus folgt, daß  $E'$  heller erscheinen muß, als  $E$ . In gleicher Weise wird also bei allen später zu beschreibenden Phänomenen die Zeichnung mancherlei Abstufungen der Helligkeit ergeben, was zur Beurteilung einer fraglichen Erscheinung sehr wesentlich sein kann.

2. Diese Schattierung der Bilder wird noch mannigfaltiger durch geeignete Veränderung der Diaphragmenstellung. Man denke sich das Diaphragma  $BA$  nur so weit gesenkt, daß von dem Dreieck  $b'a'c'$  noch ein schmaler Streifen übrig bleibt, welcher Licht ins Fernrohr treten läßt, so wird das Gesichtsfeld (das optische Bild  $m'n'$ ) ein gleichmäßiges Halbdunkel zeigen. Stellt man sich ferner vor, die Ablenkung des prismatisch wirkenden Elementes  $E$  geschehe in umgekehrtem Sinne (so daß also die brechende Kante nach  $n$  gekehrt ist), so wird  $\alpha\beta\gamma$  gegen  $a'b'c'$  aufwärts verschoben sein, so daß die Linie  $\alpha\beta$  oberhalb  $a'b'$  liegt. Alsdann ist es also möglich, daß alle von  $E$  kommenden Strahlen auf den Schirm fallen können;  $E$  wird nunmehr dunkel auf lichtem Grunde erscheinen. Es sind bei gewisser Schieberstellung und komplizierten Objekten also optische Bilder möglich, welche teilweise heller, teilweise dunkler als der Mittelton des Gesichtsfeldes erscheinen.

3. Aus der bisherigen Diskussion kann unmittelbar erkannt werden, daß bei der in Fig. 1 Taf. I angenommenen Stellung von  $abc$ ,  $a'b'c'$  ferner  $BA$  und  $F$  nur solche Ablenkungen vom normalen Strahlengange eine Wirkung auf das Fernrohrbild  $mn$  haben, welche in einer zur Diaphragmenkante  $BA$  senkrechten Ebene statthaben. Denn denkt man sich das prismatisch wirkende Element  $E$  so, daß seine brechende Kante parallel zum Vertikalschnitte  $mn$ , also genau senkrecht auf der Richtung der Linien  $ab$  und  $a'b'$  steht, so wird das irreguläre Bild  $\alpha\beta\gamma$  seitlich gegen  $a'b'c'$  verschoben erscheinen, so zwar, daß die Linien  $a'b'$  und  $\alpha\beta$  zusammenfallen. Wird also das Diaphragma  $AB$  wieder bis zur empfindlichen Stellung vorgeschoben, so verschwinden [40]  $a'b'c'$  und  $\alpha\beta\gamma$  gleichzeitig, das heißt: das Element  $E$  zeichnet sich im Fernrohr durch nichts vor den übrigen Punkten des Gesichtsfeldes aus.

Hieraus folgt, daß, wenn man im allgemeinen noch unbekannte Ablenkungsvorgänge oder deren Ursachen in der Linse  $mn$  oder in der Nähe ihrer Vorder- oder Hinterfläche mittelst der Methode aufsuchen will, man mit einem einzigen Versuche nicht ausreichen wird. Vielmehr wird man im allgemeinen eine Vorrichtung treffen müssen, um die Grenzlinie  $a'b'$  in beliebige Lage vor dem Fernrohr versetzen zu können, und daß desgleichen die Kante  $AB$  des Diaphragmas in entsprechend modifizierter Weise, und zwar stets parallel zu  $b'a'$  vorzuschieben ist. Daß man dies bei unveränderter Stellung aller

übrigen Teile durch Drehung der leuchtenden Fläche  $abc$  um die optische Achse des ganzen Apparates und einen zweckmäßigen Mechanismus der Schiebervorrichtung am Diaphragma erreichen kann, ist selbstredend.

4. Es möchte schon hier am Platze sein, darauf hinzuweisen, wie man in vielen Fällen zu verfahren habe, um aus der Schattierung eines der optischen Bilder Schlüsse auf die zugrunde liegenden Ursachen zu machen. Bei der Beobachtung von Schallwellen in der Luft kann beispielsweise die Frage auftreten, ob die dunklen oder die hellen Stellen des Bildes eine Verdichtung oder Verdünnung oder keiner von beiden entsprechen. Obgleich bei komplizierten Objekten die Entscheidung stetz einer besonderen Diskussion zu unterwerfen ist, ja zuweilen völlig zweifelhaft bleiben kann, so gibt der folgende, naheliegende Fall für viele Beobachtungen eine Richtschnur. Es sei  $pq$  in Fig. 1 Taf. I eine Stelle in der Glasmasse, welche um ein Geringes dichter ist als die Umgebung, so wird sie kleine Unregelmäßigkeiten im Strahlengange veranlassen, selbst wenn ihr eine bestimmte Begrenzung fehlt, so daß sie für das bloße Auge verborgen bleibt. Das Fernrohrbild ergebe in diesem Falle bei nahezu »empfindlicher« Einstellung des Diaphragmas eine späröidische Form jener wohl zu erkennenden Stelle, so ist leicht [41] zu erkennen, daß bei der in Fig. 1 Taf. I gezeichneten Anordnung und unter der obigen Voraussetzung der im Fernrohr sichtbare Fleck an der oberen Seite (bei  $p$ ) hell, bei  $q$  aber dunkel erscheinen muß. Das Umgekehrte würde eintreten, wenn die Dichte der Glasmasse bei  $pq$  geringer wäre als in der Umgebung. Die Schattierung würde ebenfalls die umgekehrte sein, wenn zufällig eine dichtere Stelle in der Glasmasse etwa die annähernde Form einer Hohl linse besäße. Daraus ergibt sich als praktische Regel das Folgende: Denkt man sich als Beobachter hinter dem Fernrohr stehend, und es sei dieses (wie in der Folge stets vorausgesetzt wird) ein astronomisches, also umkehrend, so wird eine auf dem gleichförmig dunkeln oder halbdunkeln Hintergrunde des Sehfeldes beobachtete schattierte Zeichnung, in welcher die helleren Partien der Bewegungsrichtung des Diaphragmas entgegen gerichtet sind, weniger stark brechende Stellen des untersuchten, durchsichtigen Mediums verraten, falls man aus anderweitigen Umständen auf konvexe Formverhältnisse schließen kann. Die Umkehr dieser Regel, je nachdem der

eine oder andere Faktor entgegengesetzten Sinn hat, ergibt sich von selbst.

Auf diese Weise sind z. B. die Bilder der dem bloßen Auge unsichtbaren Flammenzonen leicht zu interpretieren\*).

5. Endlich dürfte ohne Erläuterung aus Fig. 1 Taf. I zu ersehen sein, von welchen Umständen die Empfindlichkeit der Methode am wesentlichsten abhängt. Sie ist um so größer, je schärfer das reguläre Bild  $a'b'c'$ , also je vollkommener die Linse  $mn$  ist; ferner ist die Beobachtung um so zuverlässiger, je genauer sich die beiden Linien  $AB$  und  $a'b'$  bei der empfindlichen Einstellung zur Deckung bringen [42] lassen, je genauer sie also zunächst gerade Linien sind. Endlich wächst unter sonst gleichbleibenden Umständen die Empfindlichkeit direkt mit dem Abstände des Bildes  $a'b'c'$  von dem bei  $mn$  befindlichen, durchsichtigen Beobachtungsobjekt. Bei großen Entfernungen hat man durchaus keine Störung durch den Umstand zu befürchten, daß das ganze Bild  $a'b'c'$  nicht mehr auf der Vorderfläche des Fernrohrobjektives Platz hat. Alle obigen Schlüsse bleiben gültig, wenn auch nur ein Teil der Linie  $a'b'$  vor der Mitte des Objektivs zur Wirkung kommt.

Ebenso, wie das oben besprochene Verfahren als Prüfungsmittel der Linse  $mn$  über ihre Oberflächenbeschaffenheit und die Homogenität der Glasmasse unmittelbar Aufschluß gibt, so ist auch jeder andere Fehler der Linse auf den ersten Blick zu erkennen. Wie sich namentlich die sphärische und chromatische Abweichung in der Wirkung auf das Fernrohrbild sofort voneinander unterscheiden, wurde bereits in meinen »Beobachtungen« (Seite 11 und 12) erörtert. Desgleichen ist an genanntem Orte auseinander gesetzt, wie man sofort am Fernrohrbilde erkennen kann, ob das Diaphragma in der Tat durch die Ebene des Bildes  $a'b'c'$ , oder vor oder hinter derselben vorbeigehe.

Bei meinen älteren Beobachtungen wandte ich als leuchtende Flächen bei  $abc$  Fig. 1 Taf. I feine, kreisförmige Öffnungen an, deren optisches Bild ebenfalls durch den Schieber vor dem Fernrohr bis zum äußersten Rande verdeckt wurde. Obgleich bei solchen Öffnungen der Mechanismus des Appa-

---

\*) Ich erwähne an dieser Stelle, daß bei den Flammenbildern, welche ich in meinen »Beobachtungen« auf Tafel II Fig. 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13 gegeben habe, obiger Regel nicht entsprochen ist, wenn man durch ein astronomisches Fernrohr beobachtet. Man hat sich in diesen Figuren alsdann den Pfeil umgekehrt vorzustellen. Alle übrigen Figuren der »Beobachtungen« entsprechen der Regel.

rates so wie dessen Handhabung etwas einfacher wird, als bei geradliniger Abgrenzung der leuchtenden Fläche, so ist nicht zu verkennen, daß die letztere für sehr schwierige Objekte weitaus größere Empfindlichkeit versprechen mußte. Denn bei kreisförmiger Gestalt der lichtgebenden Öffnung tangiert die Schieberkante bei der empfindlichen Einstellung das optische Bild nur in einem Punkte. Bei schwierigen Objekten, welche nur bei dieser Einstellung überhaupt gesehen werden, können somit nur sehr wenige irreguläre Strahlen ins Fernrohr gelangen, die [43] Beobachtungen werden also an Lichtschwäche leiden. In der Tat wurde ich durch die in folgendem genauer beschriebene Anordnung des Apparates auf manche Einzelheiten aufmerksam, welche meinen älteren Beobachtungen vollständig entgangen waren.

Anordnung des Apparates für konstante Beleuchtung. Unter den verschiedenen Formen, in welcher der »Schlierenapparat« bis jetzt ausgeführt wurde, dürfte die in Fig. 2 und 3 verzeichnete, die bequemste und zu allen vorkommenden Zwecken tauglichste sein.\*) Ein genau gearbeitetes Stahlprisma  $xy$  Fig. 2 Taf. I kann in einer Hülse  $s$  so fest geklemmt werden, daß es sich auf einem soliden Stativ  $S$  vertikal um das Gelenk  $G$  und horizontal um  $H$  drehen läßt. An dem Stativ ist außerdem eine Triebstange mit Kurbel so angebracht, daß das Prisma samt den Gelenken gehoben und gesenkt werden kann. Auf dem Prisma schieben sich nun verschiedene Hülsen  $l, t, m, v$ , welche sowohl durch inwendig angebrachte Federn, als durch Klemmschrauben eine geradlinige Führung der auf den Hülsen befestigten Teile gestatten. Zunächst trägt die Hülse  $l$  eine vertikal verstellbare Gaslampe  $L$  mit doppeltem Luftzug. Den Glasschornstein der Lampe umfängt ein weiter, innen mit weißer Tonmasse bekleideter Metallzylinder, welcher an der Stelle der hellsten Lichtentwicklung ein horizontales Ansatzrohr  $z$  trägt. Dieses entsendet somit in horizontaler Richtung ein sehr gleichmäßiges Licht, während störendes Nebenlicht ziemlich vollständig ausgeschlossen ist. Die zweite Hülse  $t$  trägt einen innen geschwärzten Metalltubus  $T$ . An demselben befindet sich eine drehbare Scheibe  $i$ ,

---

\*) Im folgenden ist ein Apparat beschrieben, welchen *Weegmann & Wesselhöft* in Riga für die diesjährige Ausstellung in Paris anfertigten und dessen Leistungen sehr schwierige Proben mit Erfolg bestanden haben.

deren zentrale, etwa 10 mm weite, kreisförmige Durchbohrung dicht vor  $L$  aufgestellt werden kann. Vor der Durchbohrung läßt sich ein kleiner Stahlschieber mittels einer Mikrometerschraube senkrecht zur optischen Achse des Apparates verschieben. Die vor der Öffnung befindliche Kante des Schiebers ist mit aller möglichen Genauigkeit und Schärfe geradlinig geschliffen. Man ersieht, daß der vom Schieber freigelassene Teil in der Richtung gegen  $M$  hin als ein leuchtendes Kreissegment betrachtet werden kann, dessen gerade Seitenlinie in verschiedene Lagen zu bringen ist.  $T$  und  $L$  bilden den »Illuminator«. Eine dritte Hülse  $m$  trägt auf einem soliden Ständer das Linsensystem  $MN$ . Dieses System ist ein achromatisches Doppelobjektiv, ähnlich wie es bei einer größeren Camera obscura für photographische Zwecke benutzt zu werden pflegt. Es wird in der Folge »Hauptlinsensystem« genannt werden. Seine Entfernung vom Tubus  $T$  ist so zu bemessen, daß sich die Öffnung in der Scheibe  $i$  etwas außerhalb der Gesamtbrennweite von  $MN$  befindet, da von jener Öffnung in ziemlich großer Entfernung ein reelles Bild erzeugt werden soll. Aus demselben Grunde ist zu ersehen, daß, wenn man ein Objektiv einer gewöhnlichen Camera anwendet, diejenige Linse nach  $T$  gerichtet sein muß, welche in der Camera obscura nach innen gewendet ist. Bei den später zu erwähnenden Versuchen war  $MN$  ein Objektiv von ganz exquisiter Güte und Reinheit. Dasselbe hatte  $4\frac{1}{2}$  Zoll Öffnung und 26 Zoll Fokalweite. Die gröbere Verschiebung des Systems geschieht durch die Hülse  $m$ , die feinere jedoch mittels eines besonderen Triebes  $n$ . Vor der Linse  $N$  werden die durchsichtigen Objekte aufgestellt oder die Phänomene in Flüssigkeiten oder Gasen beobachtet. Für manche Versuche ist ein verstellbares Tischchen  $V$  auf der Hülse  $v$  sehr bequem. Außerdem gehören zum Apparate noch verschiedene Klemmvorrichtungen, welche an Stelle von  $V$  aufgeschraubt werden können. Ferner können vor der Linse  $M$  verschiedene Blendungen mit zentraler Öffnung eingesetzt werden, um für gewisse Zwecke mit schmäleren Strahlenkegeln experimentieren zu können.

Der zur Beobachtung bestimmte Teil des Apparates, der »Analysator«, ist durch Fig. 3 dargestellt. Derselbe unterscheidet sich von seiner früheren Form durch einen Mechanismus zur genauen Herstellung des Parallelismus zwischen der wirksamen Schieberkante und dem geradlinigen Rande des von  $i$  herstammenden optischen Bildes. Der »Analysator«

wird in einer Entfernung von 10 bis 20 Fuß von der Linsenöffnung  $N$  aufgestellt. Auf einem möglichst soliden Stativ  $h$  ist ein gabelförmiger Halter bei  $g$  vertikal und horizontal drehbar. Von dem einen Arme wird das (astronomische) Fernrohr  $Fo$  von 15 maliger Vergrößerung durch die Hülse  $H$  getragen und läßt sich in dieser so weit verschieben, daß das Objektiv sehr nahe an der hinteren Seite der großen Metallscheibe  $A$  steht. Diese Scheibe ist auf der vorderen (nach  $N$  gekehrten) Seite mit einem weißen Überzuge versehen. Eine zentrale Durchbohrung von dem Durchmesser des Fernrohrobjektivs läßt die Lichtstrahlen ungehindert auf letzteres gelangen. Auf der hinteren Seite von  $A$  schiebt sich ein Diaphragma  $d$  von Stahlblech (siehe die punktierten Linien), dessen untere Kante möglichst sauber geradlinig geschliffen ist. Eine feine Bewegung des Schiebers ist durch die Mikrometerschraube  $w$  vermittelt. Die Scheibe  $A$  samt Schiebervorrichtung ist nun um ihre zentrale Öffnung drehbar. Es sitzt nämlich auf der Mitte der Scheibe ein kurzer, vorn offener Tubus  $r$ , welcher von zwei Ringen  $a$  und  $b$  lose umschlossen wird. Von diesen ist  $a$  mit dem Stativ durch  $p$  fest verbunden. Man kann also der wirksamen Kante des Diaphragmas  $d$  vor dem Fernrohr jede gewünschte Lage geben. Hat man dies für einen bestimmten Zweck annähernd mit der Hand erreicht, so zieht man die Klemmschraube  $c$  an und bewirkt dadurch eine feste Verbindung zwischen  $A$ , dem Ringe  $b$  und einem Hebelarme  $f$ , dessen unteres Ende in der Gabel  $k$  zwischen einer Feder und der Spitze einer Mikrometerschraube spielt. Durch Handhabung der letzteren kann also noch eine feine Drehung von  $A$  bis zur gewünschten Lage bewirkt werden. Man sieht, daß durch diesen Mechanismus allen Bedingungen genügt werden kann, welche oben als für eine empfindliche Einstellung notwendig erkannt wurden.

[46] Was nun die Einstellung des Apparates betrifft, so ist dieselbe sehr rasch und sicher zu bewirken. Die Stative sind an einer solchen Stelle des Beobachtungslokales aufzustellen, wo durch Elastizität des Fußbodens keine Vibrationen oder Schwankungen möglich sind. Durch die Gelenke  $GH$  und  $gh$  Fig. 2 und 3 Taf. I kann die gegenseitige Stellung der beiden Teile leicht so reguliert werden, daß auf der Linse  $N$ , von  $o$  aus gesehen, keine Spiegelbilder von seitlichem Tageslichte erscheinen. Wird nun die Lampe vor  $i$  aufgestellt, so wird man auf der weißen Vorderfläche von  $A$  das undeut-

liche, vergrößerte Bild des Kreissegmentes bei  $i$  erblicken. Durch entsprechende Drehung des Prismas  $xy$  kann nun dieses Bild in eine solche Lage gebracht werden, daß die gerade Begrenzungslinie des hellen Kreissegmentes die Öffnung  $r$  durchschneidet. Man handhabt die Mikrometerschraube bei  $i$  so lange, bis  $r$  möglichst zentral von der Grenzlinie durchschnitten wird. (Bei der in den Fig. 2 und 3 angenommenen Lage würde alsdann die konvexe Seite des hellen Bildes auf  $A$  nach oben gekehrt sein.) Eine Korrektur der Linsenstellung bei  $m$  und  $n$  genügt, um dem Bilde, namentlich seiner geraden Grenzlinie, die möglichste Schärfe zu geben. Da die Metallscheibe  $A$  dünn ist, da ferner die bilderzeugenden Strahlenkegel sehr spitz sind, so ist ohne Fehler anzunehmen, daß, wenn die Schärfe des Bildes auf  $A$  konstatiert ist, der in die Öffnung  $r$  fallende Teil in der Ebene des Diaphragmas oder des Fernrohrobjektivs ebenfalls scharf begrenzt sein wird. Das Objektiv wird also auf der einen (in unserem Falle oberen) Hälfte Licht erhalten, die Linse  $N$  erscheint durchs Okular betrachtet blendend hell.

Senkt man nun das Diaphragma  $d$ , so wird im allgemeinen seine untere, gerade Kante nicht mit der geraden Grenzlinie des Lichtes auf dem Objektiv parallel sein, was man erkennt, wenn man durch die Schraube  $w$  eine Koinzidenz zu erreichen sucht. Eine Drehung von  $A$  wird zu Hilfe genommen werden müssen. Es gibt jedoch ein einfaches Mittel, um diese wesentlichste Korrektur mit großer [47] Schärfe vorzunehmen. Bekanntlich entwirft das Okular außerhalb des Fernrohrs an der Stelle, wo bei der Beobachtung das Auge aufzupflanzen ist, ein reelles, verkleinertes Bild des Objektivs. Nähert man sich diesem mit einer sehr starken Lupe, so sieht man in unserem Falle einen scharf begrenzten Halbkreis, welcher bei Handhabung der Schraube  $w$  von der konvexen Seite her allmählich verschwindet, so daß nur eine Lichtlinie übrig bleibt. Auch diese muß, wenn die wirksame Kante des Diaphragmas die richtige Lage hat, zuletzt plötzlich, und zwar in allen Punkten absolut gleichzeitig verschwinden. Sollte dies nicht der Fall sein, sondern das Verschwinden von einem Ende der Lichtlinie zum andern fortschreiten, so muß die Schraube bei  $k$  zu Hilfe genommen werden. Man wird erkennen, daß diese letzte Korrektur nicht allein als solche äußerst zuverlässig, sondern daß sie auch ein sicheres Mittel ist, die geradlinige Beschaffenheit der Schieberkanten bei  $i$  und  $d$  zu kontrollieren.



Ist der ganze Apparat einmal nach obiger Weise hergerichtet, so hat man bei allen Versuchen nur gelegentlich die Lage der Diaphragmenkanten bei  $i$  und  $A$  zu ändern. Es ist hierzu also nichts weiter nötig, als eine Drehung der Scheiben  $i$  und  $A$  um ihre Mittelpunkte und Wiederholung der zuletzt besprochenen Korrektur.

Apparat für momentane Beleuchtung. Für gewisse Versuche läßt sich die Illuminatorscheibe  $i$  von ihrem Tubus entfernen und durch andere Scheiben mit kleinen, zentralen, kreisförmigen Öffnungen ersetzen. Bei den Versuchen jedoch, welche den Zweck haben, sehr rasche Veränderungen in durchsichtigen Medien zu studieren, wie es z. B. bei Sichtbarmachung von Schallwellen der Fall ist, hat der Illuminator eine andere Einrichtung. Als Lichtquelle dabei dient, wie bei meinen älteren Beobachtungen, der elektrische Funke einer kleinen Leidener Flasche, jedoch ist die Entladungsvorrichtung zugunsten der optischen Wirkung wesentlich verändert worden. Fig. 4 Taf. I gibt einen Durchschnitt in etwas größerem Maßstabe. Das Rohr  $m'$  paßt [48] an der Stelle von  $i$  (Fig. 2) in den Hals des Tubus  $T$  und kann darin mit leichter Reibung gedreht werden. Auf das Rohr  $m'$  ist eine Scheibe  $P$  (Fig. 4) aufgelötet; auf ihr bewegen sich zwei Schlitten  $h'$  und  $k'$  zwischen Führungen mittels der Schrauben  $e'$  und  $f'$ . Diese Teile bilden mit den Entladerkugeln  $a'$  und  $b'$  und ihren Glas säulen ein gewöhnliches Funkenmikrometer. Zu gewissen Zwecken sind Teilungen mit Nonien an den Schlitten angebracht, desgleichen ist jede Entladerkugel um eine Achse drehbar, um die den Funken exponierten Teile der Oberfläche auswechseln zu können;  $c'$  und  $d'$  sind Klemmschrauben zur Aufnahme von Drähten, welche zur Leidener Flasche führen. Damit nun auch beim elektrischen Funken eine empfindliche Einstellung am Analysator möglich sei, muß das Funkenmikrometer so gestellt werden, daß die kürzeste Entfernung der Entladerkugeln (der Weg des Funkens) senkrecht zur wirksamen Kante des Schiebers am Analysator stehe. Dies ist leicht zu verstehen, wenn man bedenkt, daß das Licht des Funkens (siehe Fig. 5) nur an den Enden desselben, und zwar durch die Kugeln  $a'$  und  $b'$  scharf abgegrenzt ist. Man wird also im optischen Bilde die Kante  $AB$  des Diaphragmas in der Richtung der Pfeile (Fig. 5) vorzuschieben haben, und zwar bis zur Berührung mit dem optischen Bilde der einen Entladerkugel, etwa  $a'$ . Es ist aber hiermit noch nicht der

höchste Grad der Empfindlichkeit erreicht, denn, hat man auch in Fig. 5 Taf. I das ganze Funkenbild bis zum Ende verdeckt, so kann doch noch störendes Licht durch Reflexion von der nicht verdeckten Entladerkugel ins Fernrohr gelangen, wie der Gang eines bei  $o$  etwa auffallenden Strahles zeigt. Die Kugel ist glänzend hell in der nächsten Umgebung des Funkens. Bei der Beobachtung von Schallwellen und ähnlichen Phänomenen nach meinen früheren Angaben mittels eines einfachen Kugelentladers ist es daher allen Beobachtern, welche die Versuche wiederholten, aufgefallen, daß über das Gesichtsfeld eine störende Helligkeit verbreitet bleibt.

Um diese zu beseitigen, kann man am einfachsten die [49] Entladerkugeln schwärzen. Allein auch dies ist für sehr feine Beobachtungen nicht ausreichend. Desgleichen ist eine modifizierte Form der Entladerkugeln aus manchen Gründen unvorteilhaft. Vollständig erreicht man den Zweck durch folgendes Mittel. In Fig. 4 Taf. I denke man sich den Tubus  $m'$  bei der Öffnung  $n'$  zur Hälfte mit einem undurchsichtigen Metallblech verdeckt, dessen geradlinige Kante durch den Mittelpunkt der Öffnung geht. Schaltet man nun zwischen  $n'$  und die Kugeln  $a' b'$  noch ein kleines Linsensystem  $g'$  von kurzer Brennweite ein, so ist die Stellung der Kugeln leicht so zu regulieren, daß ein umgekehrtes Funkenbild gerade an der Kante von  $n'$  erscheint, und das Bild der einen Entladerkugel ( $b'$ ) vollständig durch  $n'$  verdeckt wird. Dieses Funkenbild wird nun als Lichtquelle im Illuminator benutzt; es dient die scharfe Kante von  $n'$  und nicht das natürliche Ende des Funkens zur Herstellung der empfindlichen Einstellung. Hieraus ist ohne weiteres ersichtlich, daß die Linsen  $g'$  durchaus nicht achromatisch oder überhaupt sehr vollkommen zu sein brauchen. Natürlich ist nun das Funkenbild auf der weißen Vorderfläche des Analysators ein aufrechtes.

Die Handhabung dieser Vorrichtung könnte auf den ersten Blick unbequem erscheinen. Sie ist aber in der Praxis äußerst einfach. Zur Erreichung der empfindlichen Einstellung befolge man folgendes Verfahren, welches ohne Erläuterung verständlich sein dürfte:

- 1) Man denke sich die ganze Vorrichtung mit dem Rohre  $m'$  in den Hals des Tubus  $T$  Fig. 2 an die Stelle von  $i$  geschoben. Alsdann plaziere man die brennende Lampe  $L$  dicht bei den Entladerkugeln. Sofort zeigt sich auf der weißen Scheibe des Analysators das dunkle Schatten-

bild der Entladerkugeln und der Kante  $n'$ , beides noch undeutlich. Das Ansehen des Bildes wird ungefähr das der Fig. 6 sein, wo die Buchstaben denen der Fig. 4 entsprechen.

- 2) In diesem Bilde Fig. 6 korrigiert man nun zunächst die Schärfe der Grenzlinie  $n'n'$  und hierauf die der Kugel [50]  $a'$  (wenn  $b'$  verdeckt sein sollte). Die erste Operation beschränkt sich auf eine Verschiebung des Systems  $MN$  (Fig. 2), die zweite auf das System  $g'$  (Fig. 4).
- 3) Kehren wir noch einmal zu Fig. 6 zurück, so ist die Stellung der Kugelbilder (mittels der Schlitten am Entlader) so zu regulieren, daß  $b'$  gerade vom Schattenbilde  $n'n'$  vollständig bedeckt ist. Man kann alsdann die Kugel  $a'$  oder deren Bild beliebig nähern und entfernen und somit beim Versuche Funken von beliebig kleiner Schlagweite zur Wirkung kommen lassen, wenn es erforderlich ist.
- 4) Bevor man das Lampenlicht entfernt, benutzt man das Schattenbild Fig. 6 noch dazu, um die Korrekturen am Analysator vorzunehmen. Dieser wird in eine solche Stellung gebracht, daß  $n'n'$  die Öffnung des Objektivs durchschneidet, und hierauf wird das Diaphragma vor dem Fernrohr wie oben gedreht, so daß die wirksame Kante bei dem Verschieben derselben in der Richtung der Pfeile mit der Grenzlinie  $n'n'$  genau zur Deckung kommt. Erst dann entfernt man die Lampe und verbindet den Entlader mit einer geeigneten Elektrizitätsquelle, um die Beobachtung anzustellen.

Es ist selbstredend, daß man von der aufgezählten Reihe von Korrekturen bei einer zusammenhängenden Versuchsreihe nur die letzte gelegentlich zu wiederholen hat. Im übrigen ist die ganze Justierung des Apparates in wenigen Minuten vollendet, wenn man nach obigen Angaben verfährt. Darf man voraussetzen, daß alle in der optischen Achse aufeinander folgenden Teile des Apparates vom Mechaniker richtig zentriert sind (eine Voraussetzung, von deren Richtigkeit man sich durch dieselben Hilfsmittel, welche für die übrigen optischen Instrumente Anwendung finden, zu überzeugen hat), so gibt das Aussehen des Gesichtsfeldes bei der empfindlichen Einstellung Aufschluß über gewisse Fehler in den Linsen oder der Aufstellung des Apparates. [51] Nur bei absoluter Fehlerlosigkeit bildet das Sehfeld bei jeder Stellung des Diaphragmas eine

gleichförmig erhellte Scheibe, welche in allen Punkten gleichzeitig dunkel wird. Eine partielle Verdunkelung deutet auf sphärische oder chromatische Abweichung des Hauptlinsensystems oder auf den Umstand, daß die wirksame Diaphragmenkante nicht in der Bildebene liegt, oder endlich auf Ungleichförmigkeiten (Schlieren) in der Glasmasse oder Unvollkommenheiten in der Oberflächenbeschaffenheit der Linsen. Wie diese verschiedenen Fehler sofort voneinander unterschieden werden können, das dürfte in meinen »Beobachtungen« (S. 4 bis 17) genügend erläutert sein. Nur bemerke ich, daß Fehler im Schliß der Hauptlinsen gewöhnlich als dunkle oder helle Stücke von oft konzentrischen Kreislinien erscheinen, während die Schlieren stets unregelmäßige Gestalt haben. Die chromatische Korrektur des Hauptlinsensystems kann bekanntlich nie vollständig sein, weshalb die »empfindliche Einstellung« sich auch dadurch kennzeichnet, daß das Gesichtsfeld in diesem Augenblicke aus zwei verschieden gefärbten Hälften besteht, deren Färbung entgegengesetzten Stellen des Spektrums entspricht.

Beugungsphänomene sind insofern charakteristisch, als sie bei der empfindlichen Einstellung die Ränder aller undurchsichtigen Körper, die zufällig oder absichtlich vor den Hauptlinsen sich befinden, hellglänzend machen. Daher zeigen sich Staubteilchen stets als hellstrahlende Pünktchen. (Das Nähere über den Einfluß der Beugungsphänomene siehe S. 26 und 27 der »Beobachtungen«.)

## II. Einige Versuche über die Empfindlichkeit der Beobachtungsmethode.

Schon aus dem Prinzip des in vorhergehendem erläuterten Beobachtungsverfahrens geht hervor, daß dasselbe an Empfindlichkeit wohl kaum von irgendeinem anderen optischen Hilfsmittel übertroffen oder erreicht werden dürfte. Auf Seite 19 und 20 meiner »Beobachtungen« leitete ich aus einigen Versuchen mit erwärmter Luft das Resultat ab, daß, wenn ein Teil der vor dem Hauptlinsensystem befindlichen Luft in ihrem Brechungsexponenten auch nur um ein Milliontel geändert wird, in Ferrarohr ganz zuverlässig ein Bild der partiell erwärmten Luftmasse mit ihren eigentümlichen, flammenartigen Bewegungserscheinungen auftritt. Es wurde an jener Stelle bemerkt, daß die Empfindlichkeit wahrscheinlich noch viel

größer sein müsse, weil die Temperaturveränderungen nicht in der Luft, sondern nur an dem Körper gemessen werden konnte, von dem die Lufterwärmung ausging. Folgender Versuch lehrt, daß die Empfindlichkeit des von mir benutzten Apparates in der Tat weiter reicht, als die gewöhnlichen Hilfsmittel; mit denen partielle Dichtigkeits- oder Temperaturveränderungen gemessen werden können.

Läßt man eine Salzlösung in einem Gefäß mit planen, parallelen Glaswänden, welches in den Apparat eingeschaltet ist, mit destilliertem Wasser zusammenfließen, so sieht man bekanntlich schon mit bloßem Auge, bevor die vollkommene Mischung hergestellt ist, die heterogene Beschaffenheit der bewegten Flüssigkeit, falls die Konzentration der Salzlösung erheblich war. Für den optischen Apparat ist dies Phänomen natürlich ein sehr bequemes Objekt, und ich dachte, die Empfindlichkeit dadurch bestimmen zu können, daß ich nach bekanntem Verhältnis sukzessive verdünnte Salzlösungen zur Anwendung brächte, bis jede sichtbare Mischungsbewegung verschwände.

Zu solchen und anderen Versuchen mit Flüssigkeiten bediene ich mich eines Glastroges, welcher auch zu Absorptionsversuchen usw. häufig in Anwendung ist. Ein Stück eines dickwandigen Glastroges *a* Fig. 7 ist mit seinen abgeschliffenen Rändern zwischen zwei planen Glasplatten *b* und *c* eingeklemmt, so daß er ein oben offenes Gefäß von kreisförmigem Querschnitt und rechteckigem Längsschnitt bildet. Die möglichst schlierenfreien Platten *b* und *c* werden durch federnde Klemmen, welche in der Zeichnung fehlen, mit hinreichendem Drucke auf die kreisförmigen Ränder von *a* gepreßt. Obgleich es auf diese Weise allerdings leicht gelingt, für alle Flüssigkeiten einen dichten [53] Verschuß zu erzielen, so ist es doch unmöglich, den Parallelismus der abgeschliffenen Zylinderränder so genau herzustellen, daß nicht die eingeschlossene Flüssigkeit ein Prisma von mehr oder wenigen spitzen Winkeln bildet. Die Unbequemlichkeit, welche hieraus für die Anwendung im optischen Apparat entspringt, läßt sich leicht beseitigen, wenn man das Hauptlinsensystem so weit abblendet, daß nur Lichtstrahlen durch die Flüssigkeit und nicht nebenbei durch die Luft gehen, und wenn dann erst die empfindliche Einstellung am Analysator korrigiert wird. Selbst bei genau paralleler Begrenzung der Flüssigkeitsschicht wäre übrigens eine solche Korrektion nötig, da ja durch eine eingeschaltete, dicke Platte

eines stärker als Luft brechenden Körpers die Bildebene in ähnlicher Weise verändert wird, wie es beim Mikroskop durch Anwendung der Deckgläser geschieht.

Der obige Versuch wurde nun folgendermaßen ausgeführt. Nachdem der Trog *a* auf das Tischchen nahe vor der Mitte des Hauptlinsensystems aufgestellt und zum Teil mit destilliertem Wasser gefüllt worden war, wurde ein ebenfalls mit destilliertem Wasser gefüllter Heber *d* (Fig. 8 Taf. I) mit dem einen Schenkel in *a*, mit dem andern in ein nebenstehendes Gefäß *e* getaucht. War der Heber selbständig unterstützt, so konnte man durch Hebung des Gefäßes *e* ein Überfließen der Flüssigkeit nach *a* bewirken. Es fand sich nun, daß in *a* stets Bewegungserscheinungen gesehen wurden, wenn auch in beiden Gefäßen nur Wasser war. Selbst dann als die Dimensionen von *e* so gewählt wurden, daß die Verdunstungsfläche zu Anfang des Versuchs gleich der bei *a* war, zeigte sich der ausfließende Strahl vor der Heberöffnung, also Wasser in Wasser, wenn nur die Bewegung nicht zu langsam war. Man könnte wohl eine Erklärung in einer Erwärmung der Flüssigkeit durch Reibung im Heber finden, aber jedenfalls zeigt der Versuch, auf welche Schwierigkeiten eine absolute Bestimmung der Empfindlichkeit dieses sensiblen Beobachtungsverfahrens stößt.

Daß die durch Verdunstung bewirkte Abkühlung leicht [54] in der Flüssigkeit gesehen wird, ist selbstredend. Man braucht nur den mit Wasser gefüllten Trog Fig. 7 von der Seite her anzufachen, so daß an der Flüssigkeitsoberfläche Luftbewegung stattfindet. Sofort sieht man, wie sich im Troge dicke Massen von der Oberfläche aus zu Boden senken. Bei längerer Dauer stellt sich ein regelmäßiger Wirbel her, an den Wänden abwärts, in der Mitte aufwärts gerichtet. Es genügt übrigens schon, die Flüssigkeitsoberfläche durch Umrühren mit einem Glasstabe zu stören, um die erkalteten Wasserteile in der Flüssigkeit zu sehen. Folgender Versuch zeigt, wie gering die sichtbare Temperaturdifferenz hierbei zu sein braucht. Stellt man einen dünnen Glasstab in den Trog und wartet, bis das Aussehen des Wassers ganz homogen geworden ist, und zieht man alsdann schnell den Glasstab senkrecht heraus, so wird gewöhnlich ein Wassertropfen, gleich nachdem das Ende des Stabes die Flüssigkeit verlassen hat, von diesem abfließen und zurückfallen. Man sieht nun diesen Tropfen mitten in der Flüssigkeit fast bis auf den Boden mit abnehmender

Geschwindigkeit niedersinken, bis er sich zuletzt gleichsam wie ein Wölkehen auflöst.

Läßt man einen Tropfen Alkohol auf das Wasser fallen, so sieht man im ersten Augenblicke an der Oberfläche eine heftige Bewegung. Es schlingen sich fadenartige Streifen unregelmäßig durcheinander. Diese fließen allmählich zu einer deutlich unterscheidbaren Schicht zusammen, welche langsam an Dicke zu-, an Deutlichkeit der Begrenzung abnimmt, um erst nach vielen Stunden zu verschwinden, wenn die Flüssigkeit nicht erschüttert wird.

Um zum Schluß ein Bild von dem Aussehen einer derartigen Erscheinung samt den begleitenden Beugungsphänomenen zu geben, stellt Fig. 1 Taf II möglichst getreu das Ansehen des Gesichtsfeldes dar, wenn man in den Glastrog auf Wasser eine nicht zu dicke Schicht Äther gießt. Die Figur ist ohne Erläuterung verständlich. Man sieht in der Luft über und um den Trog die diffundierenden Ätherdämpfe, im Äther selbst die lebhafteste Bewegung durch Verdunstungskälte, indem sich von der Oberfläche stets tropfenartige Massen herniederziehen, um sich über dem Wasser anzusammeln. Im Wasser selbst ist eine lebhafte Schlierenbildung von anderem Ansehen zu bemerken, welche sowohl durch die mitgeteilte Temperaturerniedrigung, als die Diffusion des Äthers entsteht. Die hellen Ränder des Glasapparates sind Folgen der Bewegung. Der durch die Figur geführte Pfeil deutet die Richtung an, in welcher bei der Beobachtung die wirksame Kante des Analysatordiaphragmas vorgeschoben wurde, natürlich vom Beobachter ausgerechnet und mit Rücksicht auf die Umkehr des Bildes. Ich bemerke ausdrücklich, daß in allen folgenden Figuren der Pfeil dieselbe Bedeutung haben soll.

Im Anschluß behalte ich mir zunächst eine Mitteilung über die am elektrischen Funken beobachteten Phänomene vor.

[180]

### III. Die vom elektrischen Funken in Luft erzeugte Welle.

Da der Schlierenapparat\*) mit solcher Leichtigkeit bei konstanter Beleuchtung die langsamen Luftströmungen zeigt,

\*) Zur Beibehaltung dieses Namens habe ich mich in den folgenden Abschnitten bequemen müssen, obgleich ich mir nicht verhehle, daß er eben so unpassend oder passend, als das Wort

welche durch ungleiche Erwärmung des Beobachtungsraumes vor dem Hauptlinsensystem entstehen, so kann die Sichtbarkeit von Luftwellen bei momentaner Beleuchtung nicht Wunder nehmen. In der Tat sieht man unter Anwendung des elektrischen Illuminators in den Luftschichten nahe vor den Hauptlinsen eine Luftwelle ganz gut, wenn unter mehreren Bedingungen namentlich die eine erfüllt ist, daß nämlich in dem durch das Gesichtsfeld des Apparates begrenzten Teile der Welle hinreichend große Differenzen der Luftdichtigkeit vorhanden sind, um wahrnehmbare optische Unterschiede zu veranlassen. Um die Notwendigkeit dieser Bedingung zu verstehen, stelle man sich vor, es werde in der Nähe des Apparates und zwar seitlich von demselben ein Ton erzeugt, welcher stark, aber nicht hoch sei. Setzt man der Einfachheit halber voraus, die abwechselnden Verdünnungs- und Verdichtungszone dehnen sich genau auf Kugelflächen um die Schallquelle aus, so werden je nach der Stellung des Apparates zur Schallquelle die von dem momentanen Lichtbündel durchlaufenen Teile der Wellen prismatisch wirken können. Mögen nun diese Um[181]stände auch noch so günstig vorausgesetzt werden, so ist zu ersehen, daß eine deutliche optische Wirkung nur dann zu erwarten ist, wenn auf die einzelnen Strahlenelemente des Sehfeldes möglichst verschiedene ablenkende Kräfte gewirkt haben, das heißt also zunächst, wenn in dem vom Sehfeld umspannten Luftraum unter sonst gleich günstigen Umständen möglichst große Differenzen der Dichtigkeit in Richtungen senkrecht zur optischen Achse des Apparates vorhanden sind. Wenn daher auch an den extremen Punkten in einer ganzen Welle eine bedeutende Differenz der Dichtigkeit vorausgesetzt wird, so wird jedenfalls innerhalb der wenigen Zolle des Sehfeldes ein großer optischer Unterschied nicht stattfinden, sobald die Wellenlänge einigermaßen erheblich ist, und die Dichte auf der ganzen Wellenlänge von einem extremen Wert in den andern nur allmählich übergeht. Es muß, um es kurz zu fassen, die Luft in der Richtung der Wellenfortpflanzung möglichst große Dichtigkeitsunterschiede in möglichst nahe gelegenen Punkten zeigen.

---

›Fernrohr‹ ist. Wie dieses ein Rohr für die Ferne, so ist jener ein Apparat für Schlieren. Eine Bezeichnung, welche unter den mannigfachen Zwecken des Apparates einem bestimmten entspricht, wäre leicht und korrekt zu geben. Ein Name jedoch, welcher alle möglichen Anwendungen umfaßte, dürfte kaum dem Vorwurf der Schwerfälligkeit entgehen.



Wollte man daher daran denken, mit den gewöhnlichen akustischen Hilfsmitteln zu experimentieren, so dürften nur sehr hohe und sehr intensive Töne Aussicht auf Erfolg versprechen. Außer der Intensität der Schallerregung muß noch die innere Gestaltung der Welle, wenn ich mich des Ausdrucks bedienen darf, das heißt also die Qualität der Erregung, einen maßgebenden Einfluß auf die Sichtbarkeit haben.

Die Erfahrung stimmt hiermit überein. Indem einerseits Schwingungen, welche den Gehörsinn mächtig anregen, sich der optischen Wahrnehmung entziehen, können andererseits Wellen gesehen werden, deren Eindruck auf das Ohr nur gering ist. Namentlich werden solche Wellen, welche ihren Ursprung einem sehr kurzen, aber kräftigen Impuls der Luft verdanken, am sichersten zu sehen sein. Unter diesen Umständen ist es gleichgültig, ob der Impuls nur ein einmaliger ist, oder ob viele derselben in regelmäßiger Wiederkehr den Eindruck eines Tones von bestimmter Höhe hervorrufen. Der elektrische Funke ist ein für den vorlie[182]genden Zweck sehr günstiger Schallerzeuger\*); man kann durch ihn der Luft einzelne Stöße erteilen und diese bis zur Entstehung eines Tones vermehren. Die durch die Funkenentladung in der Luft hervorgerufene Luftwelle will ich zunächst besprechen, da die hierbei gewonnenen Resultate bei andern Phänomenen als bekannt vorausgesetzt werden müssen.

Es handelt sich also hier um zwei Funkenentladungen. Die eine soll vor dem Hauptlinsensystem des optischen Apparates eine Luftwelle erregen. Hat diese je nach dem Zweck des Versuchs in einem kleinen Bruchteile einer Sekunde eine gewisse Ausbildung erlangt, so muß ein zweiter Funke am Entlader des Illuminators (siehe Abschnitt I meiner vorhergehenden Abhandlung) ein momentanes Lichtbündel nach dem Analysator senden, um die Luftwelle im Gesichtsfelde zu zeigen. Der Kürze halber soll in folgendem der erste Funke »Schallfunke«, der zweite »Beleuchtungsfunke« genannt werden. Da der elektrische Funke der einfachste Fall einer Schallerregung ist, indem er nur einen einmaligen, kurzen Impuls an die umgebende Luft mitteilt, so wird man erkennen, daß

---

\*) Der Ausdruck »Schall« ist hier natürlich für jeden wahrnehmbaren Eindruck des Gehörsinnes gebraucht, desgleichen das Wort »Schallwelle« auch für den Fall, daß die Luftteilchen keine volle Schwingung beschreiben.

der Zeitabstand zwischen beiden Entladungen maßgebend für den Raumabstand sein wird, um welchen die Luftwelle bei der Beobachtung von dem Schallfunken entfernt ist. Denkt man sich den Zeitabstand allmählich von Null anwachsend, so wird die sichtbare Welle im Beleuchtungsmomente stets größere Dimensionen annehmen. So wünschenswert es nun auch sein möchte, diesen Zeitabstand bei den Versuchen genau in der Gewalt zu haben, so erwiesen sich doch alle zu diesem Zweck ersonnene Entladungsvorrichtungen als unzureichend, weshalb ich bei demselben Hilfsmittel stehen blieb, welches schon früher in meinen »Beobachtungen« zugrunde gelegt [183] wurde; es führt unter allen noch immer am sichersten zum Ziel.

Aus Fig. 9 Taf. I ist die zum Beobachten der unten beschriebenen Erscheinungen sehr bequeme Anordnung des Schlierenapparates ersichtlich. *abgn* sind die mit den Buchstaben meiner vorigen Abhandlung übereinstimmenden Teile des elektrischen Illuminators. Ein zwischen den Kugeln *a* und *b* des Funkenmikrometers erzeugtes, momentanes Strahlenbündel durchläuft das Hauptlinsensystem *MN*, um in der Richtung nach *A* hin auf den Analysator zu gelangen. Die empfindliche Einstellung sei nach den bekannten Prinzipien vorher erzielt, so wird das Gesichtsfeld durch die Größe der Linse *N* bestimmt. Nahe vor dieser Linse sei nun eine Entladungsvorrichtung angebracht, deren gut isolierte Metallarme *ep* und *dq* nach allen Seiten drehbar sind, so daß die Kugeln *e* und *d* jede gewünschte gegenseitige Lage und Entfernung annehmen können. Von dem einen Arme *ep* führt eine isolierte Leitung zu einer Elektrizitätsquelle bei *Q*. Anderseits ist eine gut isolierende Leitung von *q* über *c* nach *b* ausgespannt. (Die Drähte *Qp* und *qcb* sind mit Guttapercha überzogen und ruhen auf Glasstützen.) Es bedeutet ferner *F* eine Leidener Flasche von veränderlicher Oberfläche, welche dadurch erhalten wird, daß man in einen weiten Glaszylinder ein dünnwandiges Reagensgläschen stellt, und innerhalb und außerhalb des letzteren Quecksilber bis zu beliebiger Höhe einfüllt. Auf das Quecksilber wird zur besseren Isolierung eine dünne Schicht Öl gegossen; zum äußeren, resp. zum inneren Quecksilber führen die in Kugeln endigenden Platinstäbe *h* und *c'*, so daß das Ganze einen kleinen, dünn Glasigen Kondensator bildet. Die innere Belegung dieser Flasche kann man nun in die Leitung *qcb* einschalten oder daraus entfernen, je nachdem man die beiden Kugeln *c* und *c'* verbindet oder trennt. Von

$a$  führt endlich noch eine Leitung über  $E$  nach  $h$ ; dieselbe ist nicht isoliert, sondern in allen Fällen bei  $E$  gut mit der Erde verbunden. (Von den durch punktierte Linien angedeuteten Leitungen wollen wir vorläufig ganz absehen.)

[184] Zur Erregung gespannter Elektrizität bei  $Q$  kann, wie bei meinen älteren Beobachtungen, der Pol eines kräftigen Funkeninduktors dienen; hierbei wird zweckmäßig der andere Pol der induzierten Rolle mit  $E$  verbunden. Allein da beim Induktionsfunken der Zusammenhang der optischen Erscheinungen viel verwickelter ist, als es mir von vornherein den Anschein hatte, so wandte ich mich zunächst zum Studium des einfacheren Funkens der Influenzmaschine, welcher ja eine mit dem Funken aus dem Konduktor der gewöhnlichen Elektriermaschine identische Entladungsart ist. Bei den folgenden Versuchen ist daher als Elektrizitätsquelle bei  $Q$  die kräftige Maschine, welche ich Bd. CXXX, S. 518 dieser Annalen beschrieb, überall benutzt worden, wo nicht ausdrücklich eines andern Mittels Erwähnung geschieht. Der Induktionsfunken soll später noch besonders behandelt werden.

Wenn  $Q$  in Tätigkeit ist, so schlagen zwischen  $e$  und  $d$  einfache Funken als Wellenerzeuger über. Es konnten an den Armen des Entladers verschiedene Kugeln angeschraubt werden. Zu allen Beobachtungen dienten fast ausschließlich zwei Kugel-paare von 12 und 20 mm Durchmesser. Die Schlagweite des Schallfunkens betrug meistens 10 bis 20 mm. (Zu Büschel- und Glimmlichtentladungen dienten noch kleinere Kugeln mit größerem Abstände.) Die Entladerkugeln am Funkenmikrometer  $ab$  des Illuminators hatten 15 mm Durchmesser, ihr Abstand ist stets sehr klein vorausgesetzt, er betrug bei fast allen Versuchen nur Bruchteile eines mm.

Man kann nun die Entladerarme  $ep$  und  $dq$  so stellen, wie es in Fig. 9 Taf. I gezeichnet ist, daß der Schallfunken in der Richtung der optischen Achse des Apparates überschlägt. Von  $A$  aus gesehen decken sich dann die Projektionen der beiden Kugeln, und man sieht den Schallfunken ebensowenig, als dasjenige, was in seiner nächsten Nähe vorgeht. Um so deutlicher aber bemerkt man das optische Phänomen, wenn es sich in größerer Entfernung um die Funken ausbildet. Diese Kugelstellung, welche in der Folge [185] kurz die »axiale« Kugelstellung heißen mag, bleibe jedoch vorläufig außer der Betrachtung. Wir nehmen vielmehr zunächst an, daß die Kugeln  $e$  und  $d$  durch passende Stellung der Entladerarme so

plaziert seien, daß man dieselben neben- oder übereinander und zwischen ihnen den Schallfunken selbst im Gesichtsfelde des Analysators sieht. Diese Kugelstellung heiße die »laterale« und bezeichne also zugleich einen Schallfunken, welcher ungefähr senkrecht zur optischen Achse des Apparates gerichtet ist.

Denkt man sich nun  $c$  und  $c'$  außer Verbindung gesetzt, so wird eine Entladung zwischen  $ed$  ihren Weg über  $dqc$  nehmen, dann die Unterbrechung bei  $ba$  in Form eines zweiten Funkens berspringen, um sich endlich über  $E$  zu verlieren. In diesem Falle ist der Zeitunterschied zwischen Schall- und Beleuchtungsfunken so gering, daß die bei  $ed$  erzeugte Luftwelle noch keine irgend wahrnehmbare Ausbildung im Beleuchtungsmomente zeigt, wenn nicht die bei  $ab$  einander nahe gegenüberstehenden Flächen der Elektroden eine erhebliche Ausdehnung haben. Man sieht den unveränderten Funken auf dunklem Gesichtsfelde.

Wird jedoch zwischen  $c$  und  $c'$  eine gut leitende Verbindung hergestellt, so wird durch den Schallfunken zunächst die Flasche  $F$  geladen, und diese kann sich bei geringem Abstande der Kugel  $ab$  hier sofort wieder entladen. In diesem Falle findet zwischen beiden Funken im allgemeinen eine merkliche Zeitdifferenz statt, so daß im Beleuchtungsmomente die Luftwelle in einigem Abstande um den Schallfunken gesehen wird. Von welchen Verhältnissen im übrigen die letzterwähnte Zeitdifferenz abhängig ist, das soll im nächsten Abschnitte, soweit bisherige Versuche darüber Aufschluß geben, erörtert werden. Desgleichen übergehe ich vorläufig den Umstand, daß, wenn die Flasche  $F$  fehlt, schon vor der Funkenentladung bei  $ed$ , während die elektrische Dichte auf der Kugel  $e$  allmählich anwächst, zwischen  $a$  und  $b$  Funken durch Influenzwirkung möglich sind.

In bezug auf die Zeitdauer zwischen Schall- und Beleuchtungsfunken bei eingeschalteter Flasche  $F$  sei hier nur [186] bemerkt, daß dieselbe durchaus nicht konstant ist, sondern in weiten Grenzen schwankt. Am bequemsten konnten bei den von mir benutzten Apparaten die Wellen übersehen werden, wenn der Schallfunken mitten vor dem Gesichtsfelde überschlug, wenn ferner die Flasche  $F$ , deren Dimensionen sich weiter unten finden, zur Hälfte mit Quecksilber gefllt war, und der Abstand der Illuminatorkugeln  $ab = 0,3$  mm betrug. In diesem Falle genügte jeder Schallfunken mehr als vollkommen, um

eine Entladung der Flasche  $F$  in der kleinen Schlagweite  $ab$  zur Folge zu haben; bei jedem Aufblitzen des Beleuchtungsfunkens wurde fast ausnahmslos ein Wellenphänomen gesehen, dessen Durchmesser jedoch zwischen 0 und 80 mm schwankte.

#### Aussehen des optischen Bildes.

Man sieht die Wellen bei der empfindlichen Einstellung des Analysatordiaphragmas als deutliche, helle Kurven in dem dunklen Gesichtsfelde, bald näher beim Schallfunken, bald mehr von ihm entfernt. Obgleich nun in vorliegendem Falle die mechanische Erregung durchaus nicht intensiv ist, so ist das Phänomen dennoch so leicht sichtbar, daß man das Gesichtsfeld nicht ganz auf »dunkel« einzustellen braucht, wodurch die Zeichnung deutliche Schattenverhältnisse gewinnt. (Siehe den Abschnitt I über den optischen Apparat.) Man tut sogar wohl daran, das Diaphragma so weit zurtückzuschrauben, bis das eigene Licht des Schallfunkens in der allgemeinen Helligkeit des Sehfeldes fast verschwindet.

Bei »lateraler« Kugelstellung hat alsdann die Erscheinung das Aussehen der Fig. 2 und 3 Taf. II. Ist die Funkenbahn gerade, wie in Fig. 2 bei kleiner Schlagweite, so ist das Bild sehr regelmäßig. Die Funkenbahn  $a$  ist manchmal in geringem Abstände von einem schattierten Gebilde  $bc$  wie von einem Zylinder umgeben, meistens jedoch ist dasselbe weiter entfernt von der Funkenbahn ausgespannt und nimmt dann die Gestalt der punktierten Linie  $b'c'$  oder  $b''c''$  an. Ist die Schlagweite größer, so daß die Funkenbahn (Fig. 3) zickzackförmig wird, so gleicht das Phänomen bei geringer [187] Ausbildung, wie die punktierten Linien  $bc$  andeuten, im Ansehen einem mehrfach geknickten, weiten Zylinder. Bei den meisten Funken jedoch zeigt sich hier das Bild, wie bei  $b'c'$  oder bei den punktierten Linien  $b''c''$ . Man erkennt auf den ersten Blick, daß das optische Bild die Projektion einer Umhüllungsfläche ist, deren Punkte von den nächstgelegenen Punkten der Funkenbahn gleichen Abstand haben. Die Gestalt dieser Umhüllungsfläche ist bei größerer Ausbildung die eines Sphäroides, das sich um so mehr der Kugel nähert, je größer es ist. Die Seitenansicht, welche unten bei »axialer« Kugelstellung beschrieben werden wird, bestätigt dies vollkommen. Bei der obigen Schlagweite des Beleuchtungsfunkens und halber Füllung der Quecksilberflasche, welche bei den folgenden Versuchen

beibehalten wurde, betrug der kleinere Durchmesser der Sphäroide in den bei weitem meisten Fällen 20 bis 40 mm; sowohl die größeren, als namentlich die kleineren bis zur schmalen Zylinderform, gehörten zu den Seltenheiten.

Außer den beschriebenen Sphäroiden bemerkt man an der Funkenbahn selbst noch eine zweite, deutliche Erscheinung. Dieselbe ist durch die Schattenverhältnisse so scharf gezeichnet, daß sie durch das Licht des Schallfunkens kaum gestört wird. Ihr Ansehen ist verschieden, je nachdem die gleichzeitig beobachtete Luftwelle großen oder kleinen Durchmesser hat. Ist die begleitende Wellenoberfläche zylindrisch von nicht mehr als 5 mm Durchmesser, so erscheint die Funkenbahn als glattes, hohles Röhrchen, *a* Fig. 2 Taf. II. Bei sphäroidischer Ausbildung der Welle ist dieses Rohr um die Funkenbahn ausgefrantzt und zerrissen, wie in Fig. 3; gewöhnlich ist dabei ein Unterschied des positiven und negativen Endes zu erkennen, ein Unterschied, der an der Luftwelle nicht beobachtet wird.

Was die Verteilung von Licht und Schatten in dem ganzen Bilde betrifft, so ist dieselbe charakteristisch. Denkt man sich von der Stellung des Beobachters aus das Analysatordiaphragma vorgeschoben in der Richtung des Pfeiles, der durch die Fig. 2 und 3 gezogen ist, so sind die [188] hellen Partien stets nach der Richtung des Pfeiles gekehrt. Verfolgt man in Fig. 3 Taf. II die Schattierung in der Richtung von  $b'$  und  $c'$ , so stößt man bei  $b'$  zunächst auf den dunkelsten Saum des Wellenbildes, auf den ein hellerer, unbestimmt begrenzter Streifen folgt. Von nun an erscheint das Gesichtsfeld ganz eben und gleichmäßig, bis man sich  $c'$  nähert. Hier begegnet man wieder zunächst einer dunkleren Zone, und zuletzt folgt ein ganz heller Saum  $c'$ . Es ist nun besonders hervorzuheben, daß das Gebilde *a* bei der Funkenbahn stets die entgegengesetzte Schattierung zeigt. Die helle Seite ist in Fig. 2 und 3 nach oben gekehrt. Von dem Bilde verschwindet bei der absolut empfindlichen Einstellung alles bis auf diejenigen Streifen, welche in Fig. 2 und 3 heller als der Mittelton des Gesichtsfeldes sind. Diese werden dabei um so schärfer gesehen.

Aus der Diskussion, welche in Abschnitt I (siehe meine vorhergehende Abhandlung) über die Interpretation der Schattenverhältnisse gegeben wurde, ergibt sich, daß die schattierten Ränder des Wellensphäroides einer Luftverdichtung, bei dem

Bilde *a* an der Funkenbahn jedoch einer Luftverdünnung entsprechen. In allgemeinen Zügen ist also die Erscheinung leicht zu verstehen. Bei der Entladung wird eine fortschreitende Verdichtungswelle erregt, während auf der Funkenbahn durch Erhitzung verdünnte Luft zurückbleibt. Der Hergang ist ganz ähnlich, wie bei der Explosion eines leicht zersetzbaren Körpers, z. B. des Jodstickstoffs. Auch hier unterscheidet man, wenn die Explosion unter günstigen Umständen durch den elektrischen Funken eingeleitet wird, eine Erschütterung und die zusammengeballte Wolke der erhitzten Zersetzungsgase am Ausgangspunkte der Erschütterung.

In den »Beobachtungen« bezeichnete ich die eigentümliche Erscheinung *a* auf der Funkenbahn mit dem Namen des »Funkenmantels«. Diese Benennung soll auch in der Folge beibehalten werden. Seine genauere Untersuchung folgt in einem besonderen Abschnitte. Am auffälligsten ist der Mantel beim Induktionsfunken, fehlt aber auch dem schwächsten Funken der Elektrisiermaschine nicht. Daß die [189] Wellensphäroide ihrer Natur nach wesentlich von dem Funkenmantel verschieden sind, beweist der Umstand, daß erstere sich genau nach den Gesetzen der Schallfortpflanzung ausbilden, wenn man sie mit einem starren Körper von bestimmter Gestalt in Konflikt kommen läßt. Schlägt der Schallfunken zwischen zwei nur wenig entfernten, parallelen Glasplatten über, welche senkrecht zur optischen Achse des Apparates stehen, so erscheinen die Wellenprojektionen in der eingeschlossenen Luftscheibe ohne Formveränderung, während der Funkenmantel gleichsam ein plattgedrücktes Ansehen hat. (Beobachtungen, Seite 46 und 47.)

### Reflexion der Wellen.

Bei der in Fig. 2 und 3 Taf. II vorausgesetzten, lateralen Stellung der Entladerkugeln im Gesichtsfelde ist der Umstand störend, daß außer dem Schallfunken bei empfindlicher Einstellung auch noch seine Spiegelbilder auf den Flächen der Hauptlinsen durchs Fernrohr gesehen werden. Man beobachtet die Luftwellen daher, falls man sie allein sehen will, am besten bei axialer Stellung der Entladerkugeln, wie sie in Fig. 9 Taf. I vorausgesetzt ist. Auf diese Weise ist dem Beobachter sowohl der Schallfunken, als auch sein Mantel durch die Kugel *d* verdeckt; desgleichen können keine Spiegelbilder

gesehen werden. Man gebe den Schallfunken gleichzeitig so geringe Schlagweite, daß die Bahn nur geradlinig wird. Als dann sieht man die Projektionen der Wellen als vollendete, zart schattierte Kreise, wie in Fig. 4 Taf. II. Bei der von mir benutzten Elektrizitätsquelle sind die Funken so zahlreich, daß dieselben bei 15 mm Schlagweite einen hörbaren Ton liefern. In diesem Falle glaubt man, viele Wellen gleichzeitig zu sehen. Jedem Funken entspricht aber nur ein einziger Kreis, wie man bei gemäßigter Tätigkeit des elektrischen Apparates sofort erkennt. Ferner überzeugt man sich hierbei, daß eine Täuschung, als ob jeder Beleuchtungsfunken nicht die Welle des zugehörigen Schallfunkens, sondern die des nächst voraufgegangenen sichtbar machte, gar nicht vorkommen kann.

[190] In Fig. 4 Taf. II bedeutet  $pq$  eine in einiger Entfernung von den Entladerkugeln angebrachte Spiegelglasplatte. An derselben zeigt sich die bekannte Reflexion der Welle sehr schön. Ich mache darauf aufmerksam, daß der reflektierte Zweig genau in denselben Punkten ( $p$  und  $q$ ) ansetzt, in denen der noch nicht reflektierte Teil der Welle aufhört. Es ist dies insofern bemerkenswert, als aus Versuchen mit dem Induktionsfunken leicht auf eine Vorauseilung des reflektierten Zweiges geschlossen werden könnte. Dieser scheint nämlich infolge einer später zu erwähnenden optischen Täuschung beim Induktionsfunken zuweilen über die primäre Welle überzugreifen.

Sehr gut lassen sich auch die Reflexionsgesetze an gekrümmten Flächen dem Auge sichtbar machen. Stellt man anstatt der ebenen Platte in der Nähe des Schallfunkens ein Stück eines weiten Glaszylinders als Konkavspiegel auf, und zwar so, daß die Funkenbahn mit der optischen Brennlinie des Zylinderspiegels zusammenfällt, so sind die reflektierten Zweige geradlinig. Rückt der Funken in einige Entfernung außerhalb der Brennweite, so sieht man bei größeren Wellen gleichsam die Reproduktion eines reellen, akustischen Funkenbildes an einer gewissen Stelle des Sehfeldes.<sup>4)</sup>

Manchmal projiziert sich das Wellensphäroid nicht als einfacher Kreis, wie in Fig. 4 Taf. II, sondern es erscheinen statt eines Kreises zwei exzentrische Kreislinien, wie in Fig. 5. Dies ist fast durchgehends der Fall, wenn die Schlagweite so groß ist, daß die Funkenbahn gekrümmt oder zickzackförmig wird. Die Erklärung ergibt sich unmittelbar aus noch-



maliger Betrachtung von Fig. 3, da dies die Seitenansicht desselben Falles ist. Stellt man sich in dieser Figur unter den Linien  $m'n'n$  Strahlen des Hauptlinsensystems vor, so bilden dieselben Tangenten an der unregelmäßigen Wellenoberfläche. Vom Analysator gesehen werden also  $m'n'$  und  $mn$  je einer kreisförmigen Projektion entsprechen. In Fig. 5 sieht man außerdem bei  $r$  die aufsteigende, erhitzte Luft, welche stets störend wird, sobald der Funkenstrom längere Zeit angedauert hat.

[191]

## Refraktionsversuche.

Wird in der Nähe des Schallfunken eine Flamme oder ein Rohr angebracht, aus dem ein leichtes Gas senkrecht aufsteigt, so sieht man in beiden Fällen eine deutlich schattierte, glatte Säule vor dem Gesichtsfelde, wenn die Luft des Beobachtungslokales recht ruhig geworden ist. Beginnt nun in der Nähe die Schallerregung durch den Funkenstrom, so sieht man die mit jener Säule zusammentreffenden Zweige der Sphäroide in der Gassäule gebrochen. Dieser Versuch, den ich schon früher beschrieb, mißlingt jedoch leicht, weil die Schallerregung sehr bald eine Disturbation der Gassäule veranlaßt. Es lassen sich die Refraktionsgesetze auf folgende sehr einfache und instruktive Weise für das Auge darstellen. Man stelle sich ein Gefäß mit parallelen Seitenwänden von der in Fig. 10 Taf. I gegebenen Form her. Zwei ausgesuchte, schlierenfreie Plangläser  $v$  und  $w$  sind in dem Metallrahmen  $B$  so eingekittet, daß das Ganze einen oben offenen Kasten bildet. Die oberen Ränder der Glasplatten und des Metallrahmens werden später zusammen abgeschliffen, bis sie möglichst genau in einer Ebene liegen. Die fehlende, obere Wand läßt sich alsdann sehr leicht luftdicht durch ein dünnes Kollodiumhäutchen überspannen, welches als elastische Membran die Fortpflanzung des Schalles aus Luft in verschiedene Gase vermitteln soll. Zur Füllung des Kastens mit diesen letzteren dienen zwei Ansatzrohre  $r$  und  $s$ , von denen das eine durch einen Gummischlauch mit einem Gasometer kommuniziert; das andere gestattet der verdrängten Luft freien Abzug durch eine ausgezogene Spitze. Das ganze Gefäß wird unter dem Entlader für die Schallfunken so aufgestellt, daß sich die Funkenstrecke  $ed$  Fig. 10 Taf. I in einiger Entfernung etwa über der Mitte der elastischen Membran befindet. Sorgt man dafür,

daß das beleuchtende Strahlenbündel möglichst rechtwinklig durch die Glaswände *vw* hindurchgeht, so sieht man in dem aufblitzenden Momentanbilde jedes Wellensphäroid an der Trennungsfäche in zwei Zweige gespalten, einen reflektierten und einen ge[192]brochenen. Die Gestalt des letzteren ist von dem gasförmigen Inhalte des Gefäßes *B* abhängig.

Das Kollodiumhäutchen muß äußerst dünn sein, wenn der gebrochene Zweig der Wellenoberfläche nicht gegen den reflektierten an Deutlichkeit zurücktreten soll. Folgendes ist das Verfahren, welches ich befolge, um in wenigen Minuten die dünnsten Häutchen über *vw* auszuspannen, wie sie auf künstlichem Wege vielleicht erzielt werden können. Gutes Kollodium wird auf mindestens das 10 fache mit Äther verdünnt, die Lösung reichlich und gleichmäßig auf eine reine Spiegelglas-tafel gegossen und darauf der Überschuß sofort wieder zum Abfließen gebracht. Nachdem das Zurückbleibende zu einem unsichtbaren Überzuge eingetrocknet ist, vollführt man auf der Platte in der Nähe des Randes einen Strich mit einem scharfen Messer und läßt aus einer Spritzflasche destilliertes Wasser auf diesen Strich am Umfange der Platte fließen, während dieselbe horizontal liegt. Das Wasser zieht sich unter die kaum getrocknete Haut, welche nun prächtig schillernd auf dem Wasser schwimmt. Alsdann wird der ebene, obere Rand des Kastens *B* leicht angefettet und umgekehrt auf die trockene Mitte des schwimmenden Häutchens aufgedrückt. Durch reichlichen Wasserzufluß von den Seiten her gelingt es leicht, das an dem fetten Rande anklebende Häutchen unbeschädigt abzuheben. Man erhält auf diese Weise Häutchen, welche vermöge ihrer geringen Dicke die brilliantesten Interferenzfarben erster Ordnung zeigen; bei einiger Vorsicht ist die Färbung sogar ziemlich gleichförmig auf der ganzen Membran. Diese Häutchen sind so zart, daß sie schon bei einem unvorsichtigen Hauch oder zu rascher Bewegung des Gefäßes reißen. Etwa anhaftende Wassertropfen lasse man durch freiwillige Verdunstung verschwinden, da keine Entfernung durch mechanische Mittel ohne Zerstörung des fragilen Gebildes möglich ist. Dergleichen muß bei der Füllung des Kastens *B* mit irgendeinem Gase sehr vorsichtig verfahren werden, damit nicht durch Druckdifferenzen eine Zerspaltung stattfinde.

[193] Die Versuche gelingen mit überraschender Vollkommenheit. Fig. 6 und 7 Taf. II zeigen zwei entgegengesetzte Fälle, ersteren bei Anwendung von Kohlensäure, letzteren

bei Wasserstoffgas.  $pq$  ist die trennende Membran, oberhalb welcher die Wellenerregung in Luft stattfindet. Beim Wasserstoffgas Fig. 7 ist auch die Einwirkung der Totalreflexion auffällig. Der reflektierte Zweig erscheint häufig an den beiden Enden (bei  $p$  und  $q$ ) viel stärker schattiert, als in der Mitte bei  $t$ , weshalb es namentlich bei den größeren Sphäroiden den Anschein hat, als ob das Mittelstück ganz fehle\*). An den Seiten ist nämlich der Einfallswinkel der Impulse so groß, daß Totalreflexion eintreten kann. Der gebrochene Zweig  $x$  ist daher auch selten bis zu seinen Enden deutlich zu verfolgen. Er erscheint breiter und verwaschener, als die Welle in der Luft, wegen der vergrößerten Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Überhaupt gehört die Refraktion in Wasserstoffgas schon zu den schwierigsten Objekten und kann daher recht wohl zur Prüfung eines guten optischen Apparates dienen. Das gewöhnliche Steinkohlenleuchtgas läßt sich ebenfalls aus der Gestalt des gebro[194]chenen Zweiges auf eine größere Geschwindigkeit der Stoßfortpflanzung, verglichen mit Luft, schließen, obgleich für reines ölbildendes Gas das Gegenteil zu erwarten ist. (*Dulong.*) Bei allen diesen Versuchen ist es vorteilhaft, die wirksame Kante des Analysatordiaphragmas parallel zur brechenden Membran zu stellen.

---

\*) Dieses scheinbare Fehlen des Mittelstückes der Kurven läßt auch noch eine andere Annahme zu, nämlich die Annahme, daß an dieser Stelle eine Umkehr in der Schattierung eintritt, welche optisch einen ähnlichen Erfolg haben kann. Mit Rücksicht auf den von der Theorie geforderten Unterschied zwischen der Reflexion an der Grenze dichter und weniger dichter Medien ließe sich in der Tat etwas derartiges erwarten. Ich habe in dieser Richtung jedoch vorläufig die Versuche nicht weiter verfolgen können, da, um bei momentanen Gesichtseindrücken über Schattenverhältnisse urteilen zu können, diese sehr stark hervortreten müssen, was bei den an Gasen reflektierten Zweigen um so weniger der Fall war, als die ursprüngliche Lufterregung schon an und für sich eine wenig intensive war. Um die Versuche mit Funken der Leidener Flasche zu wiederholen, müssen stärkere Häutchen von gerade passender Dicke ausprobiert werden. Daß die obigen Häutchen nur für die schwachen Funken der Elektrysiermaschine taugen, bei Flaschenfunken aber reißen, versteht sich von selbst. Da die vorliegenden Mitteilungen mehr den Zweck haben, den Zusammenhang der optischen Erscheinungen am Funken zunächst ins Klare zu bringen, so will ich auf den eben berührten Gegenstand bei späteren Beobachtungen eingehen.

## Zustandekommen des optischen Bildes.

Aus den Fig. 2, 3, 4, 5, 6 und 7 Tafel II ist ersichtlich, daß der Anblick der Sphäroide ungefähr der eines schattierten Wulstes ist, welcher einen scheinbar ebenen Teil des Gesichtsfeldes in gewissem Abstände von der Funkenbahn umspannt. Daß die Schattierung des äußersten Randes auf eine Verdichtungszone hinweist, wurde bereits oben hervorgehoben. Daß ferner die Dichtigkeit nach der Funkenbahn hin zunächst wieder abnimmt, ist ebenfalls aus dem Bilde zu erkennen. Man würde jedoch sehr irren, wenn man die Grenzen der bewegten Luftmasse mit jenen des optischen Bildes verwechseln wollte. Das Bild bezeichnet ohne Zweifel den geometrischen Ort derjenigen Punkte, in denen der rascheste Übergang der Dichtigkeit aus einem Werte in den andern stattfindet. Es sind dies diejenigen Punkte, welche gleichzeitig den ersten Impuls in kürzester Entfernung von der Funkenstrecke empfangen. Minder schroffe Übergänge oder Schwankungen der Dichte können recht gut im Verlaufe der ganzen Bewegungserscheinung vorkommen, ohne optisch auffällig zu werden. Daß aber das optische Bild von einer Wellenerscheinung herrührt, kann nach dem Voraufgeschickten nicht bezweifelt werden. Ebensowenig glaube ich bezweifeln zu dürfen, daß dieselbe Luftwelle bei den mit den elektrischen Funken verknüpften Schallempfindungen beteiligt ist. Eine Änderung des optischen Bildes konnte auch dann nicht bemerkt werden, als die Intensität des Schallfunkens sehr gesteigert wurde. Verbindet man in Fig. 9 Tafel I die Leitung  $Qp$  bei  $k$  mit der inneren Belegung einer zweiten Flasche  $H''$  (siehe die punktierten Linien), die äußere Belegung derselben aber [195] mit  $E$ , so wird sich durch die Tätigkeit von  $Q$  zunächst  $H''$  laden, dann wird eine Entladung über  $ed$  stattfinden, welche eine sofortige Ladung von  $H'$  und eine zweite Entladung über  $ab$  zur Folge hat. Man sieht bei dieser Kombination die Sphäroide weit unsicherer und seltener auftreten, als vorher; sie sind sehr stark schattiert, aber ganz übereinstimmend mit den obigen Figuren, obgleich in diesem Falle die Verdichtungsstöße so stark sind, daß leichte Körperchen in der Nähe des Schallfunkens fortgeschleudert werden.

Ein Interferenzversuch mag hier erwähnt werden. Ich entfernte aus der Anordnung Fig. 9 Tafel I den Entlader  $pedq$  und schaltete statt dessen eine Leitung solcher Beschaffenheit ein, daß der Schallfunken zwei Unterbrechungsstellen zu durch-

schlagen hatte. Beide waren so angebracht, daß sie vom Analysator gesehen an entgegengesetzten Seiten außerhalb des Sehfeldes fielen. Die Leitungsdrähte waren so gekrümmt, daß das Gesichtsfeld ganz frei war. In diesem Falle entstehen zwei Wellen von fast genau gleicher Ausbildung, welche sich im Gesichtsfelde begegnen. Bei einiger Geduld sieht man nun bei dem wandelbaren Durchmesser alle möglichen Stadien des Ineinandergreifens beider Sphäroide. Die Kreuzungspunkte der Verdichtungszone erscheinen durch Interferenz sehr stark markiert, nirgends bemerkt man jedoch eine Unterbrechung oder Schwächung der beiden Ringe, ein Beweis, daß das Bild einem raschen Wechsel der Dichte, der durch die gekrümmte Gestalt der Wellenoberfläche sichtbar wird, entspricht. Wenn die beiden Verdichtungszone sich gerade gegenseitig durchschritten haben, so hat vielmehr die Erscheinung das Ansehen von Fig. 8 Tafel II.

Die später zu erörternde allmähliche Veränderung, welche der Funkenmantel gleich nach der Entladung zeigt, spricht für einen sehr raschen Verdichtungsimpuls. Alle dahin schlagenden Erscheinungen lassen sich durch die Annahme genügend erklären, daß der vom elektrischen Funken getroffene Luftfaden, während er auseinander gesprengt wird, [196] sich gleichzeitig so stark durch die Entladung erhitzt, daß die Luftteilchen eben durch die Erhitzung längere Zeit in einer Dilatation verharren, ohne die Tendenz, in ihre alte Lage eben so schnell zurückzukehren. Außerdem findet auf der Funkenbahn nach der Entladung noch eine zweite Bewegung statt, welche mit der Luftwelle nichts zu tun hat. Die Erhitzung wirkt also gewissermaßen wie ein Widerstand, welcher dem Impulse folgt und die Teilchen in der rückgängigen Bewegung verzögert. Die betreffenden Beobachtungen am Funkenmantel sollen später nachgetragen werden.

Ich weiß den Vorgang, der die optischen Erscheinungen am Funkenmantel begleitet, nicht besser als durch ein Bild zu charakterisieren. Die Luft verhält sich gewissermaßen wie eine Spiralfeder, deren Schwere außer Betracht gelassen werden kann. Denkt man sich eine solche Feder nach einer Seite begrenzt, nach der andern aber ins Unendliche fortlaufend, so wird eine elektrische Entladung etwa mit dem Falle vergleichbar sein, daß das Ende der Spirale plötzlich in der Richtung derselben eine Verschiebung erfährt, welche erst ganz allmählich mit der vorausgegangenen Lage vertauscht wird. Obgleich dieses Bild selbstredend nur annähernde Geltung haben kann, so dürfte doch aus der Betrachtung der optischen Erscheinung

unzweideutig hervorgehen, daß die Luftwelle des elektrischen Funkens nicht aus dem heftigen Zusammenfahren der durch den Funken auseinander geschleuderten Luft entsteht, wie es leicht angenommen werden könnte, daß vielmehr ein sehr kurzer Verdichtungsimpuls dasjenige hervorruft, was das Ohr bei der elektrischen Entladung empfindet. Die Kürze und Intensität dieses Impulses sind das, was das Phänomen so deutlich sichtbar macht.

#### Abhängigkeit des Wellenbildes von der Art der Entladung.

Die Projektionen der Sphäroide bilden im Sehfelde Ringe, welche nach außen hin merkwürdig scharf begrenzt sind; nach innen verläuft die Schattierung viel undeutlicher, wie [197] aus allen Figuren zu ersehen ist. Man könnte nun einen Zusammenhang zwischen der Breite des schattierten Ringes und der Dauer des durch den Funken in der Luft bewirkten Verdichtungsimpulses vermuten. Nach dem Vorhergehenden ist ersichtlich, daß schon aus optischen Gründen nicht unmittelbare Schlüsse aus dem Bilde gezogen werden dürfen. Es wirken nämlich bei dessen Ausbildung mehrere Faktoren zusammen. Setzt man z. B. voraus, daß sich jedes Sphäroid optisch wie eine Hohlkugel verhalte, deren Wandung eine gewisse Dicke und einen größeren Brechungsindex als Luft besitzt, so lehrt eine einfache, mathematische Betrachtung des Strahlenganges, daß unter allen Umständen der kreisförmige, schattierte Ring, welcher sich im Schlierenapparate projiziert, nach innen breiter erscheinen muß, als die Wanddicke der Hohlkugel. Ferner darf die Dauer des Beleuchtungsfunkens nicht ganz außer Acht gelassen werden, da sich während derselben die Welle immerhin um eine gewisse Strecke im Sehfelde fortpflanzt. Dieses zeigt sich auch deutlich, wenn man die Schlagweite  $ab$  und die Kapazität der Flasche  $F$  Fig. 9 Tafel I sehr vergrößert, wodurch die Entladung daselbst eine merkliche Dauer erhält. Es erscheinen alsdann allerdings nur sehr selten vereinzelte Wellen. Dieselben sehen in der Tat an der äußeren Grenze verwaschener aus, etwa wie in Fig. 5 Tafel II. Auf die Veränderung des optischen Bildes durch eingeschaltete Widerstände werde ich später noch zurückkommen. — Endlich ist aus rein mechanischen Gründen eine allmähliche Verflachung der Welle, wenn der Ausdruck zulässig ist, nicht allein wegen des Fortschreitens auf immer

ausgedehntere Luftsphären, sondern auch wegen der auf den ersten Impuls folgenden seitlichen Stoßkomponenten voraussetzen. Daher nimmt das Wellenbild bei größerem Abstände vom Funken an Deutlichkeit mehr und mehr ab. Eine Messung mit Hilfe einer im Gesichtsfelde neben dem Schallfunken aufgestellten Skala ist aber selbst schätzungsweise fast illusorisch, weil die Ringe, wie schon erwähnt, nach innen [198] stets so undeutlich begrenzt sind. Einige Punkte sind jedoch bei der Beobachtung ohne weiteres auffällig.

1. Zunächst erscheinen die Ringe breiter bei gesteigerter Intensität der Schallfunken. Dies mag einerseits seinen Grund in dem immerhin begrenzten optischen Vermögen des Apparates haben, so daß bei größeren Dichtigkeitsunterschieden im Sehfeld mehr und mehr Punkte in den Bereich der wahrnehmbaren Schattierung gezogen werden; andererseits mag auch in manchen Fällen und bis zu gewissem Grade die gesteigerte Entladungsdauer bei der Verbreiterung des Bildes mitbeteiligt sein. Vergleicht man das Phänomen bei gleicher Größe, je nachdem es mit großer, eingeschalteter Funkenflasche  $F'$  oder mit dem bloßen Funken vom Konduktor der Influenzmaschine bei 15 mm Schlagweite, oder mit demselben Funken bei 6 mm Schlagweite erzeugt wird, so gewahrt man eine sukzessive Abnahme der Ringbreite. Sie wurde beziehungsweise zu 7, zu 4 und 2 mm geschätzt.

2. Das Phänomen entsteht ausschließlich durch diejenigen Entladungsarten, welche das bloße Auge als eine fadenförmige Funkenentladung erkennt, selbst wenn der hörbare Schall sehr schwach ist. Zu dieser Entladungsart sind auch die Funken zu rechnen, welche bei großer Schlagweite stark verästelt und mit mattem Licht bei  $ed$  Fig. 9 Tafel I überspringen und sich im Ansehen schon entschieden zur eigentlichen Büschelentladung neigen. Die Ringe sind hier sehr dünn und unregelmäßig.

Am besten erkennt man die Zusammengehörigkeit des Wellenphänomens mit dem Fadenfunken in einem Falle, bei welchem zwei Entladungsarten unmittelbar aufeinander folgen, beim Funken des Induktionsapparates. Wird ein solcher bei  $Q$  Fig. 9 Tafel I in der oben erwähnten Weise zur Wirksamkeit gebracht, so sind bekanntlich die Funken bei  $ed$  dem Ansehen nach von denen der Elektrisiermaschine sehr verschieden. Ein hellerer Faden erscheint von einer matt glimmenden Hülle umgeben, und es ist bekannt, daß der Fadenfunken der zweiten Entladungsart vorausgeht. Je nach [199] dem nun die Schlagweite

variiert, ist die eine oder die andere Entladungsart ausgebildeter. Bei großer Schlagweite verschwindet die Hülle zum großen Teil; die Wellen erscheinen alsdann so stark, als beim Funken vom Konduktor der Elektrisiermaschine. Umgekehrt verwandelt sich der Induktionsfunken bei kleiner Schlagweite (1 bis 3 mm) und spitzen Elektroden in ein breites Lichtwölkchen, in dem das Auge kaum noch einen zentralen, helleren Faden unterscheidet, während das Ohr ebenso undeutlich den Schall vernimmt. Der Schlierenapparat konstatiert jedoch noch immer das Vorhandensein der äußerst zarten Reifen von unschätzbar kleiner Breite, selbst wenn dieselben an Größe das ganze Sehfeld umspannen. In einem solchen Falle dauerte die Gesamtentladung des Öffnungsstromes, wie eine Messung mit dem rotierenden Spiegel lehrte, etwa 0,0083 Sekunden. Der Induktionsfunken erschien im Spiegel als breites Band, welches mit einer unmeßbar schmalen, hellen Linie dem Bilde des fadenförmigen Funkens anfang. An dieses schloß sich ein langer, leicht meßbarer, matter Schweif, welcher durch die lichtblaue Färbung der negativen Seite bewies, daß er der Glimmlichtentladung angehörte. Hier war also der Fadenfunken im Verhältnis zu der darauf folgenden Entladungsart unmeßbar kurz von Dauer. (Die Dauer müßte aus dem Bilde der Welle im Schlierenapparat zu schließen ebenfalls ungeheuer klein sein.) Jedenfalls aber erkennt man aus der Übereinstimmung des Spiegelversuchs mit dem Wellenbilde, daß nur die Entladungsart des fadenförmigen Funkens mit dem Wellenphänomen etwas zu tun hat.

Es ist schließlich selbstredend, daß man die Wellen auch in größerer Ausbildung, wenn auch nur stückweise, beobachten kann, falls man den Schallfunken in einiger Entfernung außerhalb des Gesichtsfeldes wirken läßt und die bewußte Zeitdifferenz zwischen Wellenerregung und Beleuchtung passend zu regulieren sucht.

[200]

**IV. Bemerkung über die Zeitdifferenz zwischen den Funkenentladungen in zwei Luftstrecken, welche in ein und derselben Leitung hintereinander angebracht sind.**

So wenig nach dem Vorhergehenden aus dem optischen Bilde der Wellensphäroide auf die Zeitdauer des Luftimpulses mit Zuverlässigkeit geschlossen werden kann, so sicher ist es, daß der Durchmesser der beobachteten Luftwelle (besser gesagt der Abstand der Welle vom Schallfunken) ein Maßstab für die



Zeitdifferenz zwischen den beiden beteiligten Funkenentladungen ist.

Man stelle sich vor, daß in Fig. 2 Tafel II ein Glasstreifen mit einer Teilung in geringer Entfernung vor und hinter den Schallfunken so aufgestellt sei, daß die Skala der Richtung  $hk$ , also senkrecht zur geradlinigen Funkenbahn im Fernrohr gesehen werde, so wird man an der Skala den senkrechten Abstand  $ba$ ,  $b'a$  oder  $b''a$  ermitteln können. Es ist dies zwar insofern nicht leicht, als der Durchmesser der Sphäroide von Funken zu Funken wechselt, so daß das Auge beim jedesmaligen Aufblitzen des optischen Bildes nicht vorher weiß, an welcher Stelle des Sehfeldes sich die Welle befinden wird. Allein man findet bald nach den ersten Entladungen, daß bei gegebenen ungeänderten Verhältnissen (Schlagweite, Flaschengröße usw.) der Durchmesser bei weitem der meisten Wellensphäroide in ziemlich engen Grenzen schwankt. Weiß man somit ein für allemal, auf welchen Punkt der Teilung der Funken  $a$  trifft, so hat das Auge sich nur in einer gewissen Gegend der Skala zu orientieren, um bei den meisten Sphäroiden den Teilstrich zu bemerken, bei dem die Wellenoberfläche einschneidet. Der äußere Rand des optischen Bildes ist, wie schon bemerkt, so merkwürdig scharf, daß man manchmal kaum über einen Teilstrich in Zweifel sein kann. Setzt man die Geschwindigkeit der Stoßfortpflanzung in Luft = 333 m voraus, so erhält man also die Zeitdifferenz zwischen dem Eintritt eines jeden Schallfunken und dem Beleuchtungsfunken, indem man den senkrechten Abstand der [201] Wellenoberfläche vom Schallfunken, ausgedrückt in Millimetern, multipliziert mit der Zahl 0,000003.

Legen wir nun bei unserer Betrachtung nochmals die durch Fig. 9 Tafel I gegebene Anordnung der leitenden Verbindung zugrunde, so erkennt man schon bei einigen rohen Vorversuchen, daß zwischen der mittleren Größe der Wellensphäroide und der Flasche  $F$  einerseits und der Schlagweite bei  $ab$  andererseits ganz unverkennbar eine Beziehung stattfindet, wenn man einen der beiden Faktoren willkürlich ändert. Es tritt diese Beziehung bei der vorliegenden, höchst einfachen Kombination viel auffälliger zutage, als bei dem viel komplizierteren Falle, mit dem ich es bei meinen älteren Beobachtungen unter Anwendungen des Induktionsapparates zu tun hatte. Es mußte mich daher freuen, die Beziehungen, welche ich am genannten Orte Seite 33 bis 45 bereits andeutete, im allgemeinen vollkommen bestätigt zu finden. Beginnen wir mit dem einfachsten Falle:

1. Es sei in Fig. 9 sowohl die Flasche  $F'$  als auch die zugehörige Leitung entfernt, desgleichen durch Lösung der Verbindung  $cc'$  die Flasche  $F$  gänzlich ausgeschaltet, so wird eine einfache Funkenentladung vom Konduktor über  $ed$  und  $ab$  stattfinden. Die Schlagweite  $ed$  sei konstant = 15 mm vorausgesetzt, die Funkenstrecke bei  $ab$  sei dagegen sehr klein. Läßt man nun  $Q$  sehr langsam wirken, so wird man, bevor noch bei  $ed$  ein Funken übergeht, zwischen  $ab$  einen oder mehrere schwache Fünkchen bemerken, welche offenbar die in der isolierten Leitung  $qcb$  abgestoßene Influenzelektrizität der zweiten Art ableiten. Ist endlich auf  $e$  die Dichte hinreichend groß, so daß eine Entladung zwischen  $ed$  stattfindet, so bemerkt das Auge auch zwischen  $ab$  einen starken Funken, der die voraufgehenden an Helligkeit weit übertrifft, da er ja die Ladung des ganzen Konduktors der Maschine abführt. Es ist nun zunächst leicht, durch die Beobachtung zu konstatieren, daß, wenn man im Analysator an dem Funken  $ed$  irgend ein Phänomen sieht, dies stets durch die Beleuchtung des letzten [202] Hauptfunkens bei  $ab$  und nicht durch die voraufgegangenen Influenzfunken entsteht. Man erkennt dies leicht bei hinreichend langsamem Gange der Maschine.

Man erkennt ferner, und dies ist besonders hervorzuheben, daß das Erscheinen von Wellen am Schallfunken nur abhängig ist von der Form der Elektroden bei  $ab$ . Es ist nur dann nämlich am Schallfunken etwas zu bemerken, wenn die Elektroden des Illuminators so beschaffen sind, daß hier eine Anordnung der Elektrizität nach Art der Flaschenentladung möglich ist. Diese Tatsache, so wenig sie theoretisch mit Bestimmtheit vorgezeichnet war, läßt sich auch durch Anwendung des Induktionsfunkens unzweifelhaft konstatieren. Wurden bei  $ab$  anstatt der Kugeln sehr schlanke Spitzen oder dünne Drähte auf dem Funkenmikrometer befestigt, so war bei 0,1 bis 2,0 mm Abstand derselben an dem Schallfunken gar nichts zu bemerken. Da man aber das optische Phänomen schon in den allerersten Stadien seiner Ausbildung sehr gut erkennt, selbst wenn dasselbe auch den Funken gewissermaßen wie ein glatter Zylinder von nur 1 mm Durchmesser umgibt, so folgt, daß in diesem Falle die Zeitdifferenz zwischen Schall- und Beleuchtungsfunken noch nicht 0,000 0015 Sekunden betrug. Bei den gewöhnlichen Kugeln des Funkenmikrometers (von 15 mm Durchmesser) zeigten sich nur zuweilen zylindrische Wellen von 3 bis 5 mm Durchmesser. Wurden aber als Entladerkugeln bei  $ab$  solche von 30 mm



Durchmesser mit 1 mm Schlagweite gewählt, so zeigten sich schon regelmäßig Wellen, allerdings meistens von nur wenigen Millimetern Durchmesser. Einige seltene erreichten jedoch eine Ausbildung bis zu 10 und 12 mm. In gleichem Sinne spricht der folgende Versuch. Benutzte man als Elektroden bei  $ab$  0,8 mm dicke Drähte, deren stumpfe Enden sich unter Öl auf 0,6 mm gegenüber standen, so sah man sehr regelmäßig kleine Wellen von 2 bis 6, zuweilen 10 mm Durchmesser. Hier ermöglichte ohne Zweifel die isolierende Beschaffenheit des Öles vor der Entladung eine Anhäufung an den gegenüberstehenden Drahten[203]den, wie sie in Luft nur bei größerer Ausdehnung der gegenüberstehenden Elektrodenfläche möglich ist.

2. Sehr deutlich spricht sich der Einfluß der vorherigen Ansammlung auf einer größeren Oberfläche dann aus, wenn man durch Verbindung von  $c$  mit  $c'$  die Flasche  $F$  einschaltet. Hierbei ist man gleichzeitig imstande, den Einfluß der Schlagweite  $ab$  bei konstantem Kondensator zu verfolgen. Von mehreren Versuchsreihen, welche in dieser Richtung unternommen wurden, teile ich im folgenden nur eine mit, da aus ihr der Zusammenhang deutlich genug hervorgehen dürfte. Die Quecksilberflasche  $F$ , welche einen Kondensator von veränderlicher Oberfläche darstellt, konnte zur Verstärkung ihrer Wirkung mit mehreren ähnlichen Flaschen zu einer kleinen Batterie vereinigt werden. Ich wählte zu diesem Zwecke mehrere Reagensgläser, deren jedes

einen äußeren Durchmesser =	15 mm,
eine totale Höhe	= 160 mm
und eine Dicke der Wand =	0,4 mm

besaß. In der folgenden Tabelle ist als Einheit für die bindende Oberfläche ein solches Reagensglas verstanden, wenn es innen und außen bis zu  $\frac{1}{4}$  der Höhe mit Quecksilber umgeben war. Eine halbe Füllung bedeutet also 2 Einheiten usw. Der Kondensator erhält auch hier durch Influenz schon eine sehr schwache Ladung, bevor noch der Schallfunken überspringt. Aber diese Ladung ist bei allen Versuchen so gering, daß vor dem eigentlichen Beleuchtungsfunken im Illuminator keine Entladung stattfindet.

Im Illuminator wurden Entladungskugeln von 15 mm Durchmesser benutzt, die Schlagweite daselbst wurde sukzessive verändert. Der Schallfunken schlug zwischen Kugeln von 12 mm Durchmesser über und hatte 15 mm Schlagweite. Um die

Spiegelbilder in den Hauptlinsen zu vermeiden, waren die Entladerkugeln  $ed$ , Fig. 9, axial gestellt und die Skala dicht bei  $d$  aufgepflanzt, so daß sie von  $A$  aus gesehen mitten durch die aufeinander fallenden Projektionen der Kugeln ging. Unsichtbar blieben also einerseits [204] die Wellen, welche kleiner als 12 mm, andererseits diejenigen, deren Durchmesser größer als das Sehfeld (in diesem Falle = 95 mm) waren. Man kann sich aber hier über den Verbleib der Welle in keinem Falle täuschen, da man einerseits durch die Reihenfolge der Erscheinungen geführt wird, andererseits aber der in vorigem Abschnitte bereits erwähnte Funkenmantel als Kontrolle dienen kann. Dieser nämlich zeigt nach der Entladung ebenfalls eine sukzessive Form- und Größenveränderung, welche noch besprochen werden soll. Bemerkt man also keine Wellen, so hat man nur die Kugeln  $de$  so zu stellen, daß man den Mantel des Funkens sehen kann, um jeden Zweifel zu lösen. Daß bei der auffallenden Inkonstanz des Durchmessers nur approximative Mittelwerte erlangt werden konnten, versteht sich von selbst. Es wurden daher bei jedem Versuch mindestens 50 Entladungen des Illuminators abgewartet, um daraus ein Mittel zu ziehen. Wenn bei einem solchen Versuch die mittlere Ausbildung der Wellen schon der Grenze nahe kommt, welche durch die Größe des Sehfeldes bedingt ist, so bleibt schon ein Teil der Sphäroide unsichtbar. Daher ist in der Tabelle an folgender Bezeichnung festgehalten »Sehr häufig« drückt aus, daß bei 50 Beleuchtungsfunken mindestens 45 Wellen gesehen werden, »Häufig«, daß ca. 35 bis 45, »Viele«, daß 25 bis 35, »Wenige« 10 bis 25 und »Spärlich«, daß weniger als 10 Sphäroide auf 50 Beleuchtungsfunken kamen.

$D$  bedeutet den Durchmesser der meisten Sphäroide eines jeden Versuchs in Millimetern, und  $z$  die daraus berechnete mittlere Zeitdifferenz zwischen Schall- und Beleuchtungsfunken in Sekunden ausgedrückt. Wegen der abnormen Beschaffenheit des vom Funken ausgeübten Stoßes bieten die Zahlen, wenn auch vielleicht keinen absoluten, so doch einen relativen Anhaltspunkt.<sup>5)</sup>

[205]

		Oberfläche des Kondensators				
Schlagweite des Beleuchtungsfunkens		1	2	4	8	12
0,1 mm		$D < 12$ $\lambda < 0,000018$	$D > 12$ $\lambda > 0,000018$	Sehr häufig $D = 15$ bis 30 $\lambda = 0,000033$	Viele $D = 50$ bis 80 $\lambda = 0,000099$	Wenige $D > 90$ $\lambda > 0,000135$
0,2		$D < 12$ $\lambda < 0,000018$	Sehr häufig $D = 12$ bis 15 $\lambda = 0,000020$	Viele $D = 50$ bis 80 $\lambda = 0,000099$	Wenige $D > 90$ $\lambda > 0,000135$	Spärlich
0,3		Sehr häufig $D = 12$ bis 15 $\lambda = 0,000020$	Häufig $D = 20$ bis 50 $\lambda = 0,000054$	Wenige $D > 90$ $\lambda > 0,000135$	Spärlich	Spärlich
0,5		Sehr häufig $D = 20$ bis 30 $\lambda = 0,000039$	Viele $D = 50$ bis 80 $\lambda = 0,000099$	Spärlich	Spärlich	Fast keine
1,0		Häufig $D = 30$ bis 60 $\lambda = 0,000069$	Wenige $D > 90$ $\lambda > 0,000135$	Spärlich	Fast keine	Fast keine
1,5		Viele $D = 60$ bis 90 $\lambda = 0,000114$	Spärlich	Fast keine	Fast keine	Keine
3,0		Spärlich $D > 90$ $\lambda > 0,000135$	Fast keine	Fast keine	Keine	Keine

[206] Obgleich ich für diese Zahlen keinen größeren Wert beanspruche, als es für Schätzungsresultate zulässig ist, und somit nicht daran gedacht werden kann, aus der Tabelle ein Gesetz herzuleiten, so ist dennoch die Zunahme der mittleren Zeitdifferenz zwischen Schall- und Beleuchtungsfunken mit steigender Schlagweite des letzteren und mit wachsender Oberfläche des Kondensators deutlich zu bemerken. Folgende Bemerkungen seien noch zum Verständnis hinzugefügt. Zunächst finden bei jeder Schlagweite und jeder Oberfläche, wenn auch selten, Ausnahmefälle statt. So wird man z. B. bei allen Versuchen, bei denen in der Tabelle »keine Wellen« vermerkt sind, finden, daß sich dennoch gelegentlich eine solche ins Sehfeld verirrt, wenn man nur Zeit und Geduld opfert, um den Versuch recht lange fortzusetzen. Desgleichen kommen bei mittleren Wellendurchmessern von 25 auch vereinzelt Fälle von 70 bis 80 mm vor. Auch wird man bei den ersten Abteilungen der ersten drei Vertikalkolumnen, hin und wieder, wenn auch sehr selten, einer Entladung begegnen, welche weder Welle, noch Funkenmantel besitzt, wie man bei lateraler Kugelstellung erkennt. In diesen letzten Ausnahmefällen ist also die Zeitdifferenz sicherlich kleiner als 0,0000015 Sekunden.

Ferner muß ich ausdrücklich hervorheben, daß, wenn man den Kondensator oder die Schlagweite im Illuminator ganz allmählich verändert, nie eine sprungweise oder periodische, sondern eine stetige Zunahme der mittleren Wellengröße beobachtet wird. Desgleichen zeigen die bei einem Einzelversuch um ihre Mittelgröße schwankenden Wellen nie eine Regelmäßigkeit oder Periodizität. Es ist dies insofern bemerkenswert, als man mit Rücksicht auf die konstante Schlagweite des Schallfunkens etwas derartiges vermuten könnte.

Bleibt dessen Schlagweite nämlich ungeändert, so ist selbstredend, daß, obwohl bei kleinem Kondensator ein jeder Schallfunke eine Entladung im Illuminator zur Folge haben kann, dies nicht mehr der Fall sein wird bei vergrößertem Kondensator. Es bedarf alsdann mehrerer Funken vom Konduktor der Maschine, um den Kondensator so weit zu laden, bis ein Beleuchtungsfunke überspringt. Dieser korrespondiert in bezug auf die optische Wirkung mit dem letzten der Ladungsfunken, während die vorausgehenden bei der in Fig. 9 vorausgesetzten Anordnung vom Analysator aus gar nicht gesehen werden. Eine kleine Zahlenreihe genügt, um die tatsächlichen Verhältnisse zu erläutern. Es wurde bei einer bestimmten Oberfläche

des Kondensators und bei einer konstanten Schlagweite des Schallfunkens (Ladungsfunken) von 15 mm der Abstand der Entladerkugeln im Illuminator sukzessive vergrößert. Sehr bald erreicht man die Grenze, bei deren Überschreitung nicht mehr jeder Schallfunke eine Entladung des Kondensators bewirkt. Diese Grenze betrug z. B. bei der Oberfläche 2 des Kondensators 0,55 mm. Von da ab bemerkt man bald je 2 Ladungsfunken auf einen Illuminatorfunken, bis auch diese bei mehr als 0,95 mm Abstand nicht mehr genügen usw. In folgender Tabelle finden sich für die Oberflächen 1, 2, 4 die betreffenden Schlagweiten am Illuminator, für welche gerade je 1, 2, 3 oder 4 Ladungsfunken genügen. Die ladenden Schallfunken hatten, wie erwähnt, die konstante Schlagweite von 15 mm:

Zahl der Ladungsfunken auf je eine Entladung des Kondensators	Oberfläche des Kondensators		
	1	2	4
1	1,0 mm	0,45 mm	0,20 mm
2	1,9	0,85	0,45
3	2,9	1,35	0,70
4	3,8	1,80	1,00

Man könnte aus diesen Zahlen eine periodische Veränderung der oben besprochenen Zeitdifferenz vermuten. Denn faßt man beispielsweise die Oberfläche 1 mit 1,5 mm Schlagweite ins Auge, so ist aus der Tabelle ersichtlich, daß hier schon zwei Ladungsfunken erforderlich waren. Dieselben genügen aber auch für die Schlagweite 1,9 mm. [208] Man sollte daher glauben, daß der Kondensator bei 1,5 mm Schlagweite durch 2 Funken vom Konduktor gewissermaßen überladen werden müßte, und daß dieser Umstand nicht ohne Einfluß auf die obige Zeitdifferenz bleiben werde. Es müßte sich dieser Umstand jedesmal geltend machen, wenn bei zunehmender Schlagweite des Illuminators einer der Werte in letzterer Tabelle überschritten wird. Wie schon bemerkt, konnte etwas derartiges jedoch durchaus nicht beobachtet werden, wie schon aus der ersten Vertikalkolumne der früheren Tabelle ersichtlich ist. Im vorigen Abschnitt wurde erwähnt, daß die Wellen sich sehr schön zeigten bei der Oberfläche 2 und 0,3 mm Schlagweite am Illuminator. Aus der letzten

Tabelle ist ersichtlich, daß die Oberfläche 2, durch einen Schallfunken noch hinreichende Ladung erhielt, um den Schlagraum 0,45 zu durchbrechen. Also war auch hier der Kondensator jedesmal für die ihm gebotene Schlagweite mehr als hinreichend geladen.

Die Schlagweite des Schallfunken war für die fragliche Zeitdifferenz von untergeordneter Bedeutung, wenigstens war ich nicht imstande, einen wesentlichen Unterschied in dem mittleren Wellendurchmesser zu finden, als bei mehreren Versuchsreihen die Schlagweite der Funken vor dem Hauptlinsensystem zwischen 5 und 20 mm variierte. Höchstens schien bei Zunahme der letzteren eine geringe Abnahme der Wellengröße angedeutet.

3. Wenn man in Fig. 9 Tafel I außer dem Kondensator  $F$  noch einen zweiten  $F'$  in der durch punktierte Linien angedeuteten Weise einschaltet, so daß zwischen  $ed$  zunächst der Entladungsfunken von  $F'$  übergeht, so kann der weitere Verlauf des Stromes unter Umständen ein sehr verwickelter werden; das Auftreten der Sphäroide ist im allgemeinen noch viel unregelmäßiger, als bei der vorherigen Anordnung. Aus den hierüber angestellten Versuchen war nur etwa folgendes mit Sicherheit zu erkennen: War der Kondensator  $F'$  in bezug auf seine Oberfläche klein im Verhältnis zu  $F$ , so nahmen die Erscheinungen ungefähr denselben Verlauf, wie im vorigen Falle. War aber  $F'$  ebenso groß oder [209] größer als  $F$ , so wurden zwar merkwürdigerweise noch öfters Sphäroide gesehen. Dieselben waren aber in Auftreten und Größe so unregelmäßig, daß sie als Ausnahmefälle von der Regel betrachtet werden konnten, und daß sich keine Abhängigkeit von der Schlagweite bei  $ab$  konstatieren ließ.

Was nun endlich die theoretische Erklärung über die Ursache der vielbesprochenen Zeitdifferenz zwischen Schall- und Beleuchtungsfunken betrifft, so kann selbstverständlich bei den ausschließlich benutzten, kurzen Drahtleitungen von der Zeitdauer, welche die Fortpflanzung der Elektrizität von  $ed$  bis  $ab$ , Fig. 9 Tafel I (oder gar des Lichts in umgekehrtem Sinne) erfordert, nicht die Rede sein. Ferner muß ich hier einer Auffassung entgegen treten, auf welche man vielleicht bei oberflächlicher Betrachtung verfallen könnte. Bekanntlich wies *Feddersen* nach, daß die Funkenentladung einer Leidener Flasche im allgemeinen eine meßbare Zeit dauert, und daß dieselbe bei sehr kurzer, gut leitender Schließung mit der



Schlagweite und der elektrischen Oberfläche wächst. Im Hinblick auf die unter Nr. 2 dieses Abschnittes besprochene Anordnung könnte man vielleicht vermuten, der gewöhnliche Funken der Elektrisiermaschine als Schallfunken sei im Verhältnis zum Beleuchtungsfunken von sehr kurzer Dauer, so daß an beiden Unterbrechungsstellen die Entladung gleichzeitig beginnt, im Illuminator aber länger dauert. Es könnte dann ferner geschlossen werden, daß die länger dauernde Entladung im Illuminator etwa durch intermittierende Lichtentwicklung\*) jenes optische Phänomen an dem bereits erloschenen Ladungsfunken hervorrufen könne. Berücksichtigt man jedoch die tatsächlichen Verhältnisse, so kann an etwas derartiges gar nicht gedacht werden. Die erste der beiden obigen Tabellen weist nach, daß bei den immerhin nur in Quadratzollen ausdrückbaren Oberflächen meiner Kondensatoren und bei den winzigen Schlagweiten mittlere Zeitdifferenzen vorkommen, welche nach den Beobachtungen von *Feddersen* nur mit der Entladungsdauer einer Batterie von 8,8 Quadratfuß Oberfläche und  $3\frac{3}{4}$  mm Schlagweite verglichen werden könnten. (Siehe Bd. CXIII dieser Annalen S. 455.) Auch spricht neben so manchen anderen Gründen die ungeheuere Inkonstanz der Wellendurchmesser schon deutlich genug gegen eine derartige Interpretation. Daß die oszillierende Entladung unter gewissen Bedingungen, wenn man zur Erzeugung beider Funken große Batterien mit erheblicher Schlagweite einschaltet, das optische Bild der Welle beeinflussen und komplizieren muß, ist nicht zu bezweifeln. Allein bei meinen Versuchen konnte, wie bereits hervorgehoben, der Einfluß der Entladungsdauer nur dadurch erkannt werden, daß bei den größeren Kondensatoren die ringförmige Projektion des Wellenbildes etwas breiter und verwaschener wurde. Man hat übrigens bei den Versuchen Gelegenheit zu beobachten, daß unter günstigen Umständen in vereinzelt Fällen die Zeitdifferenz zwischen Schall- und Beleuchtungsfunken so groß wird, daß sogar ein kundiges Ohr in gleichen Entfernungen von beiden den Unterschied wahrnimmt.

Es besteht somit die Tatsache, daß ein Kondensator sich in einem ihm dargebotenen Schlagraume nicht entladet, bevor eine unter gewissen Umständen

---

\*) Einen eigentümlichen Fall von intermittierender Lichtentwicklung werde ich bei der Anwendung des Induktionsfunkens besprechen.

sehr meßbare Zeit verfließen ist. Dies ist erwiesenermaßen selbst dann der Fall, wenn der Kondensator eine zur Durchbrechung des Schlagraumes mehr als nötige Ladung besitzt. Soweit mir bekannt, existieren über diesen Gegenstand noch keine eingehenderen Erfahrungen. *Rieß* spricht an einer Stelle (Abhandlungen zu der Lehre von der Reibungselektrizität, Seite 183, 209 und 210) die Vermutung aus: »daß Elektroden die zu einem Funken nötige elektrische Dichtigkeit eine geraume Zeit besitzen müssen, ehe der Funken eintreten kann.« Es stützt sich diese Annahme auf gewisse Beobachtungen bei den elektrischen Pausen und auf den sogenannten Übergangswiderstand. Wenn man von diesem Aussprüche Bezug nehmen will auf die Erklärung der obigen Versuche, so bleibt nur noch der Einfluß des Kondensators zu erörtern, welcher Einfluß aus dem Mitgeteilten [211] zweifellos hervorgeht. An die Zeitdauer, welche nötig ist, damit die Elektrizität sich auf dem Kondensator anordne, kann dabei füglich nicht gedacht werden.

Indessen glaube ich, daß sich sehr leicht eine Erklärung ergibt, welche mit keinem der obigen Versuche in Widerspruch steht, wenn man die Anordnung der Elektrizität auf dem isolierten System von Leitern von  $d$  bis  $b$ , Fig. 9 Tafel I berücksichtigt. Nimmt man an, daß auf den Elektroden die zur Durchbrechung des Schlagraumes gerade nötige Dichtigkeit eine geraume Zeit vorhanden sein muß, um gewissermaßen die Funkenentladung vorzubereiten, so läßt sich unmittelbar schließen, daß auf den Elektroden auch eine etwas höhere Dichtigkeit, als die gerade erforderliche, eine kurze Zeit vor der Funkenentwicklung verweilen kann. Zunächst hat nun von vornherein die Voraussetzung die meiste Wahrscheinlichkeit für sich, daß, wenn überhaupt der Entladung eine gewisse Zeitdauer vorausgeht, diese wesentlich abhängen muß von der elektrischen Dichte derjenigen Flächenelemente der Elektroden, zwischen denen der Funken entsteht. Es ist vorauszusetzen, daß die fragliche Zeitdauer abnimmt mit zunehmender Dichte auf den genannten Flächenteilen.

In der Tat ergab sich bei obigen Versuchen, daß die kleinste Zeitdifferenz (eine unmerkliche) beobachtet wurde, als die Flasche  $F$  ausgeschaltet war, und bei  $ab$  spitze Elektroden zur Anwendung kamen. In diesem Falle ist nicht allein die Gesamtoberfläche des Systems von Leitern  $dpcb$  am kleinsten, sondern es wird auch durch die Form der Elektrode  $b$  sowohl, als

durch den Einfluß der Elektrode  $a$ , des einzigen in der Nähe befindlichen Leiters, die Dichte auf den Elektrodenspitzen vor Beginn der Entladung größer sein, als bei allen übrigen Versuchen.

Wurde nun die Flasche  $F$  eingeschaltet, so war die Zeitdifferenz sehr merklich, mochten nun die Elektroden Kugeln oder Spitzen sein. In diesem Falle ist folgendes zu bemerken. Die letzte der beiden mitgeteilten Tabellen beweist durch die angenäherte Proportionalität zwischen der [212] Zahl der Ladungsfunken und der Grenzschlagweite, daß innerhalb der Grenzen der Versuche durch jeden Ladungsfunken ungefähr eine gleiche Menge Elektrizität von dem Konduktor der Maschine auf den Kondensator und die mit ihm zusammenhängenden Teile befördert wurde. Es gilt dies natürlich nur ausnahmsweise für die stets innegehaltenen, schwachen Ladungen des Kondensators. Die durch je einen Ladungsfunken übertragene Elektrizitätsmenge wird sich nun auf dem isolierten System so anordnen, daß bei weitem der überwiegende Teil sich auf  $F$ , ein verhältnismäßig kleiner auf der Elektrode  $b$  einfindet. Man kann die zugekehrten Flächen der Elektroden gewissermaßen als zum Kondensator gehörig betrachten, da  $a$  mit  $h$  und  $b$  mit  $c$  kommuniziert. Die Entladung kann nicht eher eintreten, bevor nicht eine gewisse Dichte auf  $b$  erreicht oder überschritten wird. Mag nun diese Grenze durch einen oder mehrere Ladungsfunken erreicht werden, immerhin ist der plötzliche Zuwachs, den die Ladung auf der Elektrode  $b$  unmittelbar vor ihrer Entladung durch den letzten Schallfunken erfährt, absolut genommen gering und um so geringer, je größer  $F$ . Es erhellt daraus einerseits, daß bei dieser Anordnung die auf den Elektroden unmittelbar vor der Funkenbildung herrschende Dichtigkeit in keinem Falle um beträchtliches größer ist, als zur Überwindung des durch den Schlagraum gebotenen, eigentümlichen Widerstandes gerade nötig. Zur Erkennung des fraglichen Zeitunterschiedes sind also hier die Bedingungen besonders günstig. Andererseits erklärt sich in Übereinstimmung mit obiger Voraussetzung die Zunahme jener Zeitdauer mit wachsender Oberfläche des Kondensators, weil mit dieser die Dichtigkeit auf der Elektrode oder vielmehr ihr plötzlicher Zuwachs durch den letzten Ladungsfunken abnimmt.

Der Einfluß, den die Vergrößerung der einander zugekehrten Elektrodenflächen ohne Kondensator hatte, ist nur eine Modifikation des vorherigen Falles. Sind diese Flächen groß, so

wird die dem isolierten System durch einen Schallfunken gegebene Elektrizitätsmenge sich der Form und Lage [213] der Flächen entsprechend anordnen, und somit auf diejenigen Flächenelementen, zwischen denen der Funken auftritt, um so weniger Elektrizität vorhanden sein, je größer die Oberfläche der Elektroden. Überhaupt wird ein jeder mit der Leitung  $qcb$  in Verbindung gesetzte Leiter von großer Oberfläche ähnlich wirken.

Ferner ist eine der obigen ganz analoge Schlußfolgerung in dem Falle zulässig, daß zur Hervorrufung der optischen Erscheinung die beiden Kondensatoren  $F$  und  $F'$  gleichzeitig angewendet wurden, und die Kapazität des letzteren im Vergleich zu ersterem gering war.

Der Umstand, daß es nicht gelang, mit zweifelloser Sicherheit einen Einfluß der Schlagweite der Ladungsfunken zu konstatieren, obgleich eine Steigerung der letzteren eine Abnahme der fraglichen Zeitdauer zur Folge haben müßte, kann nicht als Einwand gelten. Die Werte, innerhalb deren ich die Länge der Schallfunken ohne Störung des regelmäßigen Ganges abändern konnte, waren durch die Aufstellung, Form usw. der Apparate so beschränkt, daß die Unterschiede in der Wellenbildung offenbar innerhalb der Grenzen fielen, welche durch die unvermeidliche Inkonstanz des optischen Phänomens gezogen sind. Sehr kleine Schlagweite der schallerzeugenden Funken konnte schon deshalb nicht zum Vergleich herbeigezogen werden, weil die Wellenbilder alsdann so zart wurden, daß sich die größeren leicht der Beobachtung entzogen.

Der Einfluß, den nach obigen Versuchen die Schlagweite des Illuminatorfunktens hat, ist gleichfalls eine Bestätigung der obigen Annahme, denn mit zunehmender Entfernung der Elektroden muß die Dichte auf den zugekehrten Flächenelementen abnehmen\*). Desgleichen beweist der [214] Versuch, bei welchem

---

\*) Dies letztere gilt natürlich nur unter der Annahme, daß dem isolierten System von Leitern, vom ersten bis zum zweiten Entlader gerechnet, stets die gleiche Elektrizitätsmenge gegeben wird, bevor der Beleuchtungsfunken sich ausbildet, d. h. also, so lange zu jeder Entladung des Kondensators nur je einer oder je zwei Ladungsfunken erforderlich sind. Wenn bei zunehmender Schlagweite einer der früher besprochenen Grenzwerte überschritten wird, so reicht die Erklärung allerdings nicht aus. Man müßte dann eben eine Ungleichförmigkeit in der Veränderung der mittleren Zeitdifferenz bemerken. Diese Ungleichförmigkeiten können jedoch innerhalb der so auffälligen, unvermeidlichen Inkonstanz der Zeitdifferenz liegen und somit bei den Versuchen nicht bemerkt werden.

Elektroden unter Öl zur Anwendung kamen, daß die Beschaffenheit des isolierenden Mediums, welches den Schlagraum erfüllt, von wesentlichem Einfluß ist.

Im übrigen dürfte sich die Inkonstanz der fraglichen Zeitdifferenz zur Genüge erledigen, wenn man bedenkt, daß die Elektroden durch jede Entladung eine längst bekannte Veränderung erfahren, wenn man ferner bedenkt, daß die Luft im Schlagraum nie ruhig ist, um so weniger, als sich die Entladungen rasch wiederholen. Ferner dürfte der Umstand sehr ins Gewicht fallen, daß der Funken nicht allein Luft von mittlerer Dichtigkeit, sondern auch die an den Elektroden haftende, verdichtete Luftschicht zu durchbrechen hat. Die Veränderungen in dieser Luftschicht entziehen sich unserer Wahrnehmung. Wenn man auch annehmen muß, daß diese verdichtete Gashülle schon durch die erste Entladung aufgerissen wird, so wird doch während der folgenden Funken ein fortwährender Konflikt stattfinden müssen zwischen der Entladung einerseits und andererseits zwischen der Tendenz der Elektroden, sich mit einer neuen Gashülle zu überziehen, ein Konflikt, dessen jeweiliges Resultat durch die fortwährenden Veränderungen der festen Oberfläche noch schwankender gemacht wird. Endlich ist darauf hinzuweisen, daß im Kondensator ein Rückstand bleibt, welcher nie absolut gleiche Werte haben kann. Ist nämlich der eigentümliche Widerstand der Luftstrecke nicht konstant, so werden auch durch zwei aufeinander folgende Entladungen nicht genau dieselben Elektrizitätsmengen zum Ausgleich gebracht. In der Tat werden die folgenden Mitteilungen beweisen, wie unregelmäßig die Vorgänge im Funkenkanal (Temperaturveränderungen usw.) ausfallen. Daher kann auch die Dichte, welche vor jeder Entladung auf der Elektrode herrscht, nicht gleiche Werte haben, selbst wenn in aller [215] Strenge die jedesmal zugeführte Ladung eine gleiche wäre. Man wird erkennen, daß die Summe aller dieser Einflüsse, besonders bei kleiner Schlagweite, nicht verfehlen kann, auf die in Rede stehende Zeitdifferenz bedeutend einzuwirken. Befinden sich die Elektroden unter Öl, so gelten ähnliche Rücksichten. Es tritt hiermit noch die chemische Zersetzung wahrscheinlich mit ins Spiel, so daß auch hier die Inkonstanz der Wellenausbildung nichts auffälliges haben kann. Der Gegenstand scheint mir jedoch für die Kenntnis der Entladungsvorgänge von solchem Interesse zu sein, daß er auch durch andere Beobachtungsmittel eine Bestätigung und weitere Verfolgung verdient.

## [194] V. Erscheinungen am elektrischen Funken.

(Poggendorffs Annalen, 1868, Bd. CXXXIV.)

In einer früheren Mitteilung berichtete ich über einige Erscheinungen am elektrischen Funken. Da diese Erscheinungen neben dem rotierenden Spiegel ein zweites Mittel an die Hand geben, kleine Zeitdifferenzen von Funkenentladungen mit Bequemlichkeit zu konstatieren, so ergänze ich jene Mitteilung, indem ich zugleich eine Anwendung derselben vorführe. Die am genannten Orte gegebene Erklärung der daselbst beschriebenen Erscheinungen beruht auf einer Voraussetzung über den Zeitabstand zweier Funkenentladungen, welche sich vielleicht verständlicher und den mitgetheilten Tatsachen entsprechend folgendermaßen ausdrücken läßt:

Ein kleiner Kondensator  $D$  sei in der durch Fig. 1 Taf. III versinnlichten Weise mit einem System von Leitern kombiniert. Die Leitung von  $a$  bis  $b$  sei bei  $d$  mit der inneren Belegung metallisch verbunden, im übrigen isoliert und durch die Luftstrecken  $ma$  und  $bn$  begrenzt. Die Elektrode  $m$  stehe bei  $Q$  mit einer Elektrizitätsquelle (Elektrophormaschine, Influenzmaschine), die Entladerkugel  $n$  über  $ieD$  mit der äußeren Belegung des Kondensators und außerdem bei  $e$  mit der Erde in leitender Verbindung. Der Kondensator kann also stoßweise durch Funken bei  $am$  geladen werden. Die Luftstrecke  $nb$  sei im allgemeinen als klein gegen  $am$  vorausgesetzt, so wird sich der Kondensator über  $bn$  entladen können. Wie nun auch im übrigen die maßgebenden Umstände beschaffen sein mögen: immer kann man sich ein solches Verhältnis der beiden Luftstrecken hergestellt denken, daß ein einziger Funken bei  $am$  gerade genügt, um den Kondensator zur Entla[195]dung über  $bn$  zu veranlassen. In diesem Falle findet zwischen Ladungs- und Entladungsfunken (an dieser Bezeichnung für die beiden Funken soll unten festgehalten werden) eine unter Umständen sehr merkliche Zeitdifferenz statt; dieselbe bleibt auch dann noch merklich, wenn man nun die Luftstrecke  $nb$  wesentlich verkleinert, so daß der Kondensator durch jeden Ladungsstoß mehr als nötig geladen wird, um den Schlagraum  $bn$  zu durchbrechen.

Es wurde ferner aus den Versuchen gefolgert, daß diese Zeitdifferenz zwischen Ladungs- und Entladungsfunken im all-

gemeinen sehr schwankt, daß sie jedoch in einer deutlichen Abhängigkeit steht zu der Größe des Kondensators, der Form der Elektrode  $bn$ , ihrem Abstände und der Beschaffenheit des trennenden Isolators daselbst. Da es mir wesentlich erschien, die Existenz dieser Zeitdifferenz auch auf anderem Wege zu konstatieren, so teile ich im nächsten Abschnitte noch eine Reihe von Versuchen mit, welche, wie ich glaube, die obige Voraussetzung und somit eine von *Rieß* längst ausgesprochene Ansicht über das Zustandekommen des elektrischen Funkens unwiderleglich beweisen dürften.

Zunächst muß ich eine Erscheinung besprechen, welche in meiner letzten Abhandlung nur vorübergehend erwähnt werden konnte.

Schaltet man die in Fig. 1 Taf. III versinnlichte Vorrichtung derartig in den Bd. CXXXI, S. 34 beschriebenen optischen Apparat ein, daß der Ladungsfunken  $am$  vor dem Hauptlinsensystem, der Entladungsfunken  $bn$  aber in der Illuminatorvorrichtung überschlägt, so werden in dem plötzlich erleuchteten Gesichtsfelde des analysierenden Fernrohrs vermöge der obigen Zeitdifferenz zwischen beiden Funken die Dichtigkeitsveränderungen momentan sichtbar, welche der Ladungsfunken  $am$  in der umgebenden Luft veranlaßt hat. Jene in ihrer Begrenzung so auffallend regelmäßige Ringfigur, welche den Funken umspannt, erwies sich als das optische Bild der vom Funken ausgehenden Luftperturbationswelle. Die Bewegungsursache, welche die Luftteilchen von der Funkenbahn heftig nach den Seiten treibt, ist bei den Entladungen, mit denen ich es bei allen Versuchen zu tun hatte, jedenfalls eine sehr kurz andauernde, und daraus erklären sich alle Eigentümlichkeiten in dem Ansehen der erzeugten Wellenbilder.\*) Obgleich für die mitgeteilten Versuche wohl schwerlich irgend eine andere Deutung denkbar sein dürfte, so werde ich dennoch im folgenden Abschnitte eine Tatsache hervorheben, welche deutlich dafür spricht, daß man es im vorliegenden Falle mit einer wahren Luftwelle zu tun hat. Sind die Funken nicht zu schwach, so kann man die Welle auf ziemlich große Entfernung

---

\*) Da die Dauer der fortgepflanzten Erschütterung eine so sehr kurze ist, so folgt für den Fall, in welchem ein rascher, hinreichend regelmäßiger Funkenstrom einen summenden Ton von deutlich unterscheidbarer Höhe liefert, daß zwischen je zwei aufeinander folgenden Erschütterungswellen die Luft auf einer verhältnismäßig großen Strecke als ruhend betrachtet werden kann.

beobachten. Als ich den Ladungsfunken sukzessive seitlich von der Achse des Linsensystems entfernte, so gelang es (je nach dem günstigen Zutreffen der obigen Zeitdifferenz) die sphäroidischen Wellenprojektionen, wenn auch nur stückweise, zu verfolgen, bis ihr Durchmesser 12 bis 14 Zoll betrug; ihre regelmäßige Form blieb ungeändert, solange die Empfindlichkeit des optischen Apparates ausreichte, sie überhaupt zu sehen. Übrigens sei noch einmal darauf hingewiesen, daß man nicht erwarten darf, in dem schattierten Bilde alle Details der Bewegungserscheinung zu überblicken. In der aufblitzenden Ringfigur werden nur diejenigen Flächenelemente des Sehfeldes dem Auge auffällig, in denen ein hinreichend rascher Wechsel der Luft-dichte stattfindet.

Ist nach dem anfänglichen Stoße das Gleichgewicht der vom Funken auseinander getriebenen Luft mit der Umgebung hergestellt, so wird ein noch heißer und deshalb verdünnter Luftfaden im Schlagraume zurückbleiben. Derselbe muß nun allmählich seinen Temperaturüberschuß an die kalte Umgebung abgeben. In der Tat sieht man mittels [197] derselben optischen Hilfsmittel diese erhitzte Luft auf der Funkenstrecke zurückbleiben, jedoch nicht in Ruhe, sondern in einem eigentümlichen Bewegungszustande. Ich will die Erscheinung kurz beschreiben, wie sie am gewöhnlichen Funken der Elektrophormaschine oder am Funken eines kleinen Kondensators gesehen wird, je nachdem man dauernde oder momentane Beleuchtung anwendet. Es handelt sich hier stets um Funken vom Ansehen eines glatten, einfachen Fadens von 15 bis 20 mm Länge.

Es seien die Kugeln *am* Fig. 1 Taf. III einfach vor dem optischen Apparate aufgestellt und dieser durch die Lampe konstant erleuchtet, so daß man also im Fernrohr den Ladungsfunken in dauernd hellem Gesichtsfelde sieht. Natürlich sieht man in diesem Falle von der vorerwähnten Luftwelle keine Spur; dieselbe kann überhaupt nur bei momentaner Beleuchtung erscheinen, wegen der Geschwindigkeit ihrer Ausbreitung. Man bemerkt jedoch sehr deutlich, daß nach jeder Funkenentladung ein Wölkchen von unregelmäßiger Gestalt, etwa von Ansehen und Größe wie Fig. 7 Taf. III, im Schlagraume erscheint. Es tritt plötzlich im Sehfelde auf, hat im ersten Augenblicke eine heftige, unregelmäßig wirbelnde Bewegung, kommt jedoch rasch zum Stillstand und beginnt dann langsam aufzusteigen, um in höheren Luftschichten zu zerfließen. Es ist also erhitzte Luft, was auch durch die Lage des Schattens



bestätigt wird. (Der Pfeil hat in den folgenden Figuren mit Ausschluß von Fig. 13 und 14 Taf. III dieselbe Bedeutung, wie in den Zeichnungen meiner vorigen Abschnitte; er gestattet einen Vergleich der Schattierung mit der Bewegungsrichtung der analysierenden Diaphragmenkante.) Bei den allermeisten Funken sieht man, daß die Anhäufung erhitzter Luft am stärksten ist an einem gewissen Punkte in der Nähe der negativen Elektrode, demselben Punkte, welcher sehr häufig dem bloßen Auge als lichtschwache Stelle oder Lücke im fadenförmigen Funken erscheint.

Um den Zustand des heißen Luftfadens in kurzen Zeiträumen nach der Entladung verfolgen zu können, muß man [198] wiederum die momentane anstatt der dauernden Beleuchtung anwenden. Man schaltet daher die Entladungsvorrichtung Fig. 1 Taf. III wie früher so in den Beobachtungsapparat ein, daß der Ladungsfunken *am* durchs Fernrohr betrachtet wird, während der Entladungsfunken *bn* nach kurzer Zeit das Sehfeld behauptet. Je nach der Zeitdifferenz beider Funken, welche zum Teil aus dem Durchmesser der gleichzeitig gesehenen Wellenprojektion abgeschätzt werden kann, beobachtet man folgende Reihe von Erscheinungen (die meisten Beobachtungen wurden mit starker Vergrößerung des Fernrohrs angestellt):

1. Ist die Kante des analysierenden Diaphragmas parallel zur Bahn des Funkens gestellt, und ist die maßgebende Zeitdifferenz Null, so erscheint der Funke bei schwacher Vergrößerung ungeändert im Gesichtsfelde. Bei stärkerer Vergrößerung unterscheidet man jedoch auf der einen Seite eine dunkle, auf der andern eine helle Parallellinie dicht neben der Funkenbahn herlaufend. Dies deutet mit Rücksichtnahme auf die Einstellung der Diaphragmenkante an, daß der Funke von einem Mantel sehr verdichteter Luft im ersten Augenblicke eng umschlossen ist.

2. Fängt die optisch maßgebende Zeitdifferenz an, merklich zu werden, so schwillt um den Funken ein stark schattierter Zylinder an, am Umfange aus verdichteter Luft bestehend. Erst wenn dieser Zylinder einen Durchmesser von 8 bis 10 mm erlangt hat, so bemerkt man in seinem Innern um die Funkenbahn einen zweiten, engen Zylinder, welcher in bezug auf den ersten stets entgegengesetzt schattiert ist. Fig. 2 Taf. III zeigt die Erscheinung; der äußere Zylinder ist nur durch punktierte Linien angedeutet. (Siehe außerdem Fig. 2 Taf. II, Bd. CXXXI.) Der innere Zylinder ist die ausgedehnte, heiße Luft des Funken-

kanals; aus ihr wird später das heiße Luftwölkehen. Der äußere Zylinder entwickelt sich zu den früher beschriebenen Wellensphäroiden und deren Projektionen im Sehfelde.

3. Beträgt der Durchmesser des den Funken umspannenden Wellenbildes senkrecht zur Funkenbahn gemessen [199] 20 bis 30 mm (Zeitdifferenz also = 0,000 030 bis 0,000 45 Sek.), so bemerkt man am heißen Luftfaden sehr zahlreiche, oft äußerst feine Ausbauchungen oder Anschwellungen (Fig. 3 Taf. III). Dieselben sind noch deutlicher zu sehen, wenn die Welle im Sehfelde etwa 80 mm Durchmesser hat (Zeitdifferenz 0,000 120). Das Ansehen ist alsdann wie in Fig. 4 Taf. III. Man bemerkt, daß die Ausbauchungen durchaus ungleich stark sind, namentlich zeichnet sich gewöhnlich eine in der Nähe der negativen Elektrode aus.

4. Bei größerem Zeitabstande nach der Entladung, bei welchem die Erschütterungswelle sich schon außerhalb des Gesichtsfeldes ausgebreitet hat, verwandeln sich die größeren Ausbauchungen in eigentümliche, schwer zu beschreibende Protuberanzen (Fig. 5 Taf. III). Die Zahl derselben nimmt ab, während kleinere Ausbauchungen auf Kosten der größeren verschwinden. Das Überwiegen der oben erwähnten Stelle bei der negativen Elektrode wird noch auffälliger. Bei noch größerem Zeitabstande wird das bis dahin in bezug auf die Funkenbahn streng symmetrische Bild unregelmäßig (Fig. 6 Taf. III), und das Ganze nähert sich im Ansehen mehr und mehr dem nebligen Bilde des Luftwölkechens, das man bei dauernder Beleuchtung sieht. (Fig. 7 Taf. III.)

Der eben beschriebene Verlauf ist der normale. Zuweilen treten auch abnorme Formen auf, so z. B. sind die Ausbauchungen zuweilen in den ersten Stadien so regelmäßig, daß das Ganze wie eine Schnur auf den Funken aufgereihter, ungleich dicker, linsenförmiger Körper aussieht. Dies wurde namentlich bemerkt, wenn die analysierende Diaphragmenkante senkrecht zur Funkenbahn gerichtet war, am besten bei langen Funken des Induktoriums. Oft ist die Ausbauchung an der erwähnten Stelle bei der negativen Elektrode schon in den ersten Stadien ganz unverhältnismäßig entwickelt (Fig. 8 Taf. III), seltener ist noch ein zweiter Punkt mit einer stark hervorragenden Protuberanz versehen (Fig. 9 Taf. III); stets aber bildet das Ganze einen Rotationskörper, die Funkenbahn als geometrische Achse betrach-<sup>200</sup> tet. Ist der Funken zickzackförmig (Fig. 10 Taf. III), so sind die Stellen der stärksten

Einknickung nicht diejenigen, an welchen gerade die auffälligsten Protuberanzen erscheinen.

Man beobachtet in diesen Erscheinungen also offenbar eine ganz eigentümliche Bewegung, in welcher sich die erhitzte Luft verhältnismäßig lange Zeit nach der Entladung befindet. Die Ursache der auffallenden Formveränderung des heißen Luftfadens muß von dem die Wellensphäroide veranlassenden allseitigen Stoße als unabhängig betrachtet werden. Ich glaube, daß man den Grund zu der Erscheinung nur in einer besonderen Eigentümlichkeit des Entladungsvorganges suchen kann, dafür spricht unzweideutig die Übereinstimmung jenes ausgezeichneten Punktes in der Nähe der negativen Elektrode mit der dunklen Stelle im fadenförmigen Funken.

Im folgenden will ich für die Erscheinung wenigstens den Versuch einer Erklärung liefern. Hat sich der von der Entladung allseitig ausgeübte Stoß in die elastische Umgebung fortgepflanzt, so gelangt in der heißen Luft der Funkenbahn eine zweite in der Richtung des Entladungsstromes hervorgerufene Bewegung zur Geltung. Stellt man sich unter  $AB$  Fig. 11 Taf. III die Achse der Funkenbahn vor, und nimmt man an, daß die Luftteilchen des Funkenkanals (wenigstens am äußeren Rande desselben) außer dem allgemeinen seitlichen Stoß noch eine fortschreitende Bewegung durch den Entladungsstrom annehmen, welche auf abwechselnden kurzen Strecken der Funkenbahn entgegengesetzt gerichtet ist, so dürften sich die Protuberanzen leicht erklären. Gesetzt, es seien  $a, a, \dots$  Punkte der Bahn, in denen sich, wie durch Pfeile angedeutet ist, die Bewegungsrichtung umkehrt, so werden die Luftteilchen nach den Punkten  $b, b, \dots$  fortgerissen. Hier kann also eine Anhäufung und ein symmetrisches Hervorströmen nach den Seiten  $c, c, \dots$  stattfinden. Die weitere Folge wird dann sein, daß aus der Umgebung kalte Luft in der Richtung  $d, d, \dots$  nach  $a, a, \dots$  herbeiströmt. Zwischen den Strömen  $c$  und  $d$  kann sich dann später wirbelnde Bewegung [201] ausbilden, und diese scheint mir am besten die wulstige Form der Protuberanzen zu erklären. Eine besonders starke Luftanhäufung müßte man dann an der dunklen Stelle bei der negativen Elektrode voraussetzen. Die ganze Bewegungserscheinung muß endlich ein heftiges Durcheinanderfahren der heißen mit der benachbarten kalten Luft veranlassen. Das Breiterwerden des optischen Bildes in späteren Zeitabständen nach der Entladung beruht somit hauptsächlich auf dieser Mischungs-

bewegung; die Deutlichkeit der Schattierung und äußeren Begrenzung nimmt sukzessive ab.

Ich bemerke an dieser Stelle, daß Herr *Rieß* bei der Funkenentladung auf der Bahn Intermittenzstellen annimmt, und daß derselbe auf Grund dieser Annahme bekanntlich eine einfache Erklärung des geschichteten elektrischen Lichtes in verdünnten Gasgemischen gegeben hat. (Abhandlungen zur Lehre v. d. Reib.-El., S. 195—201.) Auch dort wird das Maximum der Luftfortführung und -anhäufung im dunklen Raume bei der negativen Elektrode vorausgesetzt.

Die obige Erklärung kann sich natürlich nur auf diejenigen Fälle der Entladung beziehen, in welchen jene Eigentümlichkeit zunächst beobachtet wurde, auf den fadenförmigen Funken der Elektrisiermaschine und kleiner Kondensatoren, also auf Entladungen, bei denen kleine Elektrizitätsmengen durch verhältnismäßig große Luftstrecken gingen. Wie sich die Sache bei einer hin- und hergehenden (oszillierenden) Entladung verhalten würde, bleibe dahingestellt.

Mag man nun über die Ursache der Erscheinung denken, wie man will: immerhin ist bewiesen, daß in der Richtung der Funkenbahn von Strecke zu Strecke ein schroffer Wechsel der mechanischen Tätigkeit stattfindet, welcher sich der Wahrnehmung mit dem bloßen Auge entzieht. Es liegt ferner der Schluß sehr nahe, daß, weil bei der Ausbildung des optischen Bildes augenfällig kleinere Ausbauchungen durch benachbarte größere unterdrückt werden, die Abteilungen, auf denen in der Funkenstrecke die mechanische Tätigkeit abwechselt, ursprünglich viel zahlreicher sein können, als selbst die Zahl der zuerst sichtbar gewordenen minimalen Ausbauchungen.

Bei den bekannten mechanischen Wirkungen, welche man an Entladungsfunken von gesteigerter Intensität beobachtet, nehmen die mitgeteilten Vorgänge ihren Anteil. Außer dem in die Ferne regelmäßig fortgepflanzten Stoß spricht man nicht mit Unrecht von einem heftigen Durcheinanderschleudern der Luftteilchen an der Funkenbahn mit der nächsten Umgebung. Daß auch der letztere Akt je nach den Umständen bedeutende Dimensionen annehmen könne, versteht sich von selbst.

Schließlich bemerke ich, daß die im vorhergehenden mitgeteilte Reihenfolge der Erscheinungen mit leicht erklärbaren Abweichungen auch dann beobachtet wurde, als der Funken in andern Gasen überschlug. In Kohlensäure erscheinen die Protuberanzen an dem heißen Funkenkanal noch schärfer und

dicht gedrängt, als in Luft; in Wasserstoff war die ganze Erscheinung unbestimmt begrenzt und schwach schattiert. Auch in Flüssigkeiten (Alkohol und Wasser), durch welche der Funken schlug, zeigte sich ein in mancher Beziehung ähnliches Phänomen, wahrscheinlich von momentan entwickeltem und dann rasch wieder kondensiertem Dampf herrührend. Jedoch sind die Versuche in ruhigen Flüssigkeiten unsicher, weil die ungleiche Erwärmung schon nach der ersten Entladung alle folgenden optischen Bilder stört.

Wenn die Entladung in der Flüssigkeit nicht in Form eines zusammenhängenden Funkens, sondern in der Mitte dunkel und nur an den Elektroden leuchtend auftritt (eine bekannte Entladungsform), so sieht man ausschließlich an letzteren Stellen das Phänomen im Schlierenapparate entstehen. Dabei werden, wenn die Elektroden bis zu ihrem freien Ende in Glas eingeschlossen sind, und wenn man andauernde Beleuchtung anwendet, Ringe von erhitzter, wirbelnder Flüssigkeit gesehen, welche von den Elektroden fortgestoßen in der Flüssigkeit langsam fortschreiten, ähnlich den bekannten Rauchringen in Luft.

[203] Der Hergang, wie ich ihn oben für atmosphärische Luft beschrieb, gilt mit einigen Unterschieden auch beim Öffnungsfunken des Induktoriums. Ich machte schon früher auf die höchst unregelmäßige Verteilung der Erwärmung in seiner Bahn aufmerksam; Entzündung oder Verkohlung organischer Körper gelingt am leichtesten bei jener Stelle, an welcher die vornehmliche Anhäufung von erhitzter Luft stattfindet. Die optischen Bilder erleiden eine Modifikation, auf welche ich noch zurückkommen werde. In meinen »Beobachtungen« von 1864 erfuhr dieselbe eine nicht ganz irrtumsfreie Erklärung, die sich aus den gegenwärtigen Erörterungen leicht berichtigt.

## VI. Über die Zeitdifferenz zwischen dem Ladungs- und Entladungsfunken eines isolierten Leiters.

Es erschien mir wesentlich, die hauptsächliche Voraussetzung, auf welcher die Beobachtungen der vorhergehenden Abschnitte beruhen, durch einige besondere Experimente außer Zweifel zu setzen, also zu beweisen, daß zwischen Ladungs- und Entladungsfunken eine Zeitdifferenz unter den erwähnten Bedingungen existiert, sowie diese Bedingungen näher festzustellen.

Zunächst erwähne ich einige Versuche, welche darauf beruhen, daß die vorigen optischen Phänomene nicht in ruhender, sondern in sehr rasch bewegter Luft beobachtet wurden. Findet wirklich eine Zeitdifferenz zwischen dem Ladungsfunken im Sehfelde und dem Zeitmomente statt, in welchem der Entladungsfunken das Sehfeld beleuchtet, so muß die erscheinende Figur gegen die Lage des ersten Funkens in der Richtung des Luftstromes verschoben erscheinen.

Zum Versuche diente die Entladungsvorrichtung Fig. 12 Taf. III mit zwei Kondensatoren, da in diesem Falle die untersuchten optischen Bilder deutlicher zum Vorschein kommen, als wenn der Ladungsfunken nur von der Influenzmaschine her stammt. Die Kondensatoren waren wie früher Zylinder von gut isolierendem Glase von etwa 14 mm innerer Weite [204] und 150 mm Länge, welche in Quecksilber tauchten und inwendig bis zur Höhe des äußeren Niveaus mit Quecksilber gefüllt waren. Jedoch wählte ich keine sogenannten Reagensgläser, weil deren Glas meist zu schlecht isoliert und zu leicht vom Funken durchbrochen wird. Die Glasdicke betrug etwa 0,8 mm. Aus Fig. 12 Taf. III ersieht man, daß von der Elektrizitätsquelle  $Q$  aus zunächst der erste Kondensator  $C$  ohne Funken geladen wird, daß alsdann bei hinreichender Dichte auf den Elektroden  $am$  der zweite Kondensator  $D$  von dem ersteren durch einen Funken geladen wird. (Die äußeren Belege sind, wie ersichtlich, leitend verbunden.)  $D$  kann sich dann über  $bnc$  entladen. Auch hier möge der Funken  $am$  Ladungs-,  $bn$  Entladungsfunken heißen. Bei den Versuchen war nun die ansammelnde Quecksilberoberfläche  $C$  stets viel kleiner, als bei  $D$ . (Verhältnis 1:3 bis 1:8.) Die Abstände  $am$  und  $nb$  waren wie früher so bemessen, daß jeder Ladungsfunken genügte, um sofort eine Entladung bei  $bn$  zu veranlassen. Also war  $nb$  stets klein im Verhältnis zu  $am$ . Der Ladungsfunken wurde im Schlierenapparate beobachtet.

1. Ich brachte unter der Strecke  $am$  die Mündung eines aufsteigenden Glasrohres von 11 mm Weite an, aus dessen Mündung ein konstanter kalter Luftstrom von 784 ccm pro Sekunde durch den Schlagraum ging. Der Abstand der Kugeln  $am$  betrug 10 mm. Die Tätigkeit der El.-Quelle  $Q$  war bei allen Versuchen so gemäßigt, daß in 2 Sekunden höchstens 3 Ladungsfunken übersprangen. Zunächst überzeugte ich mich durch Betrachtung mit dem bloßen Auge, daß durch den Luftstrom an dem Funken keine Änderung hervorgebracht wurde.

Er wurde nicht in die Breite geblasen, sondern erschien wie bei ruhender Luft genau als kürzeste gerade Verbindungslinie der Entladerkugeln. Dies beweist, daß für die hier maßgebenden Zeitverhältnisse die Dauer des Funkens aus dem kleinen Kondensator als verschwindend betrachtet werden kann. (Dasselbe galt für den Funken bei *bn*.) Nur dann, wenn absichtlich der Luftstrom gemäßigt wurde, dagegen bei *am* [205] zwei Ladungsfunken sehr rasch aufeinander folgten, konnte es vorkommen, daß die aufwärts geblasene heiße Luft des vorhergehenden Funkens noch oberhalb zwischen den Elektroden sich befand und dem nächsten Funken als mehr oder minder gekrümmte Brücke diente. Dieser Fall ist bei den folgenden Versuchen zunächst ausgeschlossen.

2. Alsdann wurde die Vorrichtung Fig. 12 Taf. III wie früher im Schlierenapparate angeordnet, so daß durch passende Krümmung der Leitungsdrähte *ab* und *ne* der Ladungsfunken *am* vor dem Hauptlinsensystem im Fernrohr erschien, *nb* jedoch im Illuminator fungierte. Das Oberflächenverhältnis von *C:D* war beispielsweise 1:8, die beiden korrespondierenden Funken hatten  $am = 10$  mm, *bn* 0,6 bis 0,9 mm Schlagraum. (*bn* konnte bis auf 1,1 mm vergrößert werden; bis zu dieser Grenze korrespondierte je einem Ladungs- ein Entladungsfunken.) Die optischen Bilder um den Funken *am* zeigten sich wie früher regelmäßig bei ruhiger Luft. Als hierauf zwischen den Elektroden der obige Luftstrom hergestellt wurde, zeigte sich das Bild des ausgebauchten, heißen Luftfadens fast ausnahmslos über den Funken in der Richtung des Luftstromes verschoben, etwa so wie es in Fig. 13 Taf. III dargestellt ist. *r* ist die Rohrmündung, aus welcher die Luft ausfließt. Die Verschiebung läßt sich um so sicherer beurteilen, als man den Ladungsfunken (die punktierte Linie *am*) durch die Dauer des Lichteindruckes gleichzeitig vor Augen zu haben glaubt. Der heiße Luftfaden mit seinen Protuberanzen, welcher bei ruhiger Luft stets als konzentrische Hülle den Funken umschloß, erschien in der Lage *b* oder *c* oder *d* Fig. 13 Taf. III je nach der Verspätung des Entladungsfunkens im Illuminator. Der Schlagraum dieses letzteren Funkens konnte von 1,1 bis 0,6 mm reduziert werden, ohne daß die Verschiebung des Funkenkanals und somit die Zeitdifferenz zwischen beiden Funken gänzlich verschwand. Dieser Versuch beweist ebenso unumstößlich, wie jeder Spiegelversuch, daß zwischen den beiden Funken eine Zeitdifferenz stattfindet, denn offenbar hat der heiße Luftkörper, wenn [203] er durch

den Lichtblitz des Illuminators sichtbar wird, die der Geschwindigkeit des Luftstromes entsprechende Zeit gebraucht, um von der Bahn des Ladungsfunkens in seine neue Lage zu gelangen. Dieser Schluß bleibt richtig, mag im übrigen die Deutung der optischen Erscheinungen sein, wie sie wolle. Ich bemerke außerdem, daß der hier beschriebene Versuch einen Umstand konstatiert, welchen ich in Abschnitt Nr. IV dieser Mitteilungen aus dem höchst veränderlichen Durchmesser der Wellensphäroide herleitete, daß nämlich unter ungeänderten Umständen die Zeitdifferenz zwischen Ladungs- und Entladungsfunken sehr schwanken kann. Es erscheint nämlich bei konstantem Luftstrom der fortgeblasene heiße Funkenkanal bald näher, bald weiter von der Funkenbahn *am* Fig. 13 Taf. III, der Abstand und somit die Zeitdifferenz kann sogar im Verhältnis 1 : 25 variieren ohne Änderung der Versuchsbedingungen. — An dem fortgeblasenen heißen Funkenkanal erkennt man sehr wohl in den ersten Stadien die charakteristischen Anschwellungen. Gekrümmt erscheint er oberhalb offenbar deshalb, weil die Geschwindigkeit des Luftstromes zwischen den Entladerkugeln nicht konstant ist.

3. Gleichzeitig mit den allerersten Entwicklungsphasen der Ausbauchungen am Funkenkanale zeigt sich auch hier im Sehfelde noch die vom Funken ausgegangene Luftwelle mit ihrer sphäroidischen Begrenzung, bald näher, bald weiter vom Funken abstehend, je nach der Zeitdifferenz zwischen Ladungs- und Entladungsfunken. Auch diese müßte in dem Luftstrom verschoben erscheinen, wenn nicht das Verhältnis der Geschwindigkeit des Luftstromes zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle ein so kleines wäre, daß diese Verschiebung innerhalb des kleinen Sehfeldes unmerklich wird; aus einem andern Umstande kann man jedoch, wenn auch nur mit rohester Annäherung, einen Schluß auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Luftwelle machen. Obgleich es nicht möglich ist, mit irgend welcher Zuverlässigkeit im Momentanbilde den höchst wandelbaren Abstand [207] der Welle vom Funken zu messen\*), so

\*) Die früheren Angaben über den Durchmesser der Wellensphäroide wurden an einer Glasskala im Sehfelde abgeschätzt, auf welcher Teilstriche nur von 10 zu 10 mm schwarz aufgetragen waren. Das früher besprochene kleine Linsensystem *g* im Illuminator (siehe Abt. I über den optischen Apparat) wurde nur benutzt, um die Schattenverhältnisse mit Bestimmtheit zu beurteilen. Bei allen späteren Versuchen dienten im Illuminator einfach geschwärzte Kugeln von Messing.



unterscheidet doch das auf den Funken im Zentrum des Sehfeldes gerichtete Auge leicht, ob die Wellenkurve  $pq$  (siehe Fig. 14 Taf. III) sehr nahe bei dem dunklen Rande des Sehfeldes  $xy$  aufblitzt, oder ob sie noch weit davon entfernt ist. Bei den Versuchen betrug der Durchmesser des Sehfeldes (die nutzbare Öffnung der Hauptlinsen, vor welchen die Elektroden standen) 80 mm, der Abstand der Welle also im Maximum 40 mm. Nun konnte man sich leicht überzeugen, daß man den vom Luftstrome verschobenen Funkenkanal  $b$  nur dann gleichzeitig mit der Wellenkurve sah, wenn die Verschiebung der Achse des Funkenkanals weniger als etwa 1,0 mm betrug, welcher Fall am häufigsten eintrat, wenn der Funken im Illuminator etwa 0,7 bis 0,8 mm Schlagweite hatte. War die Verschiebung merklich kleiner, so erschien auch das Wellensphäroid kleiner; betrug die Verschiebung 1,3 mm und darüber, so sah man kein Wellensphäroid, dasselbe war vielmehr zuverlässig über die Grenzen des Sehfeldes fortgeschritten und würde stückweise sichtbar geworden sein, falls man die Elektrodenkugeln exzentrisch im Sehfelde aufgestellt hätte. Die Geschwindigkeit des Luftstromes in der Ausflußöffnung berechnet sich nach obigen Daten  $v = 8,247$  m. Ist die Welle mit der Schallgeschwindigkeit ( $V = 333$  m) um den Radius des Sehfeldes fortgeschritten, so ergibt sich die Größe der gleichzeitigen Verschiebung des Funkenkanals theoretisch  $= 40 \cdot \frac{v}{V} = 0,99$  mm. So wenig

das hier befolgte Verfahren zu einem genauen Resultate führen kann, so beweist doch die für den Versuch genügende Übereinstimmung der Zahlen für beobachtete und berechnete Verschiebung, daß [208] die schattierte Ringfigur um den Funken in der Tat das optische Bild einer »Luftwelle« ist, welche sich mit der Schallgeschwindigkeit fortpflanzt, und daß man die Dimensionen dieses Wellenbildes vergleichungsweise als Maßstab für die Zeitdifferenz zwischen Ladungs- und Entladungsfunken benutzen darf.

4. Auch durch andere Hilfsmittel kann man sich von der Zeitdifferenz zwischen dem Ladungs- und Entladungsfunken der Vorrichtung Fig. 12 Taf. III Rechenschaft geben. Bevor ich hierauf eingehe, verweile ich nochmals bei Fig. 12 Taf. III, um den Verlauf der Erscheinungen zu präzisieren.  $Q$  Fig. 12 ladet  $C$  kontinuierlich. Nach Überschreitung einer gewissen elektrischen Dichte der unter Influenz stehenden Kugeln  $a$  und  $m$  entsteht ein Funken daselbst. Hierbei bildet sich ein Funken-

kanal als mehr oder minder leitende Brücke zwischen *am*. Die auf *C* (und dem Konduktor der Maschine *Q* etwa) vorhandene Elektrizität wird sich nun auf *C* und *D* nach den Dimensionen, nach Form etc. der metallischen Oberflächen verteilen und fast ebenso anordnen, wie es bei metallischer Verbindung eines geladenen Kondensators mit einem nicht geladenen der Fall ist. Dasselbe tut die Elektrizität der äußeren, dauernd verbundenen Belege von *C* und *D* Fig. 12 Taf. III.

Es wird daher in *C* noch eine verhältnismäßig beträchtliche Ladung gleichen Zeichens mit der ursprünglichen Ladung zurückbleiben können; der Übergang zwischen *am* endet, wenn die Differenz des elektrischen Zustandes daselbst unter einen gewissen kleinen Wert gesunken ist. Gleichzeitig mit der Ladung von *D* findet bei *nb* durch Influenz eine Anhäufung von Elektrizität statt. Ist *n* an *b* bis zu einem gewissen Wert angenähert, welcher *g* heißen möge, so entladet sich der auf *D* transportierte Anteil von Elektrizität nach einem kleinen Zeitintervall, und dieses Zeitintervall kann im allgemeinen noch merklich bleiben, wenn der Abstand *nb* bis auf den Wert  $\frac{g}{2}$

verkleinert wird. Durch das Vorhandensein dieses Zeitunterschiedes erledigt [209] sich ein Fall, welcher sonst wohl unerklärlich bleiben würde. Zunächst ist klar, daß, wenn die Zeitdifferenz zwischen beiden Funken Fig. 12 Taf. III klein wird, der heiße Funkenkanal zwischen *am* noch vorhanden sein kann, indem *D* sich entladet. Nun wird aber, sobald die Entladung von *D* vollendet ist, auf den Elektroden *am* wieder eine erhebliche Spannung rege werden, weil ja in *D* noch ein der Oberfläche entsprechender Ladungsanteil zurückblieb. Es ist dann gleichzeitig mit oder unmeßbar rasch nach dem Entladungsfunken *nb* ein zweiter Funken bei *am* möglich, und dieser Fall tritt ein, wenn die Oberfläche von *C* nicht klein ist im Verhältnis zur Oberfläche *D*.

In der Tat führten mich Versuche mit dem rotierenden Spiegel, mit welchem ich der Kontrolle halber die Zeitdifferenz zwischen Ladungs- und Entladungsfunken konstatierte, auf obigen Fall. Man denke sich die Leitungsdrähte der Fig. 12 Taf. III so gekrümmt, daß die Kugeln *m*, *a*, *b*, *n* wie in Fig. 15 Taf. III nahe übereinander stehen, sonst aber dieselbe Rolle wie in Fig. 12 Taf. III spielen. Die beiden Funken erscheinen im ruhenden Spiegel in einer geraden Linie (*f*). Die Versuchsbedingungen waren wie oben

Oberflächenverhältnis der Kondensatoren  $C : D = 1 : 8$   
 Schlagraum  $am$  . . . . . = 10 mm  
 Grenzwert der Schlagweite  $nb$ , bei welcher  
 jeder Ladungsfunken einen Entladungsfunken  
 veranlaßte . . . . . = 1,4 »

War  $nb = 1,4$  bis  $1,3$ , so sah man bei langsamster Spiegelrotation das Funkenbild  $f'$ , d. h. den Entladungsfunken in der Richtung der Spiegelrotation meistens sehr stark verschoben. Auch hörte das Ohr sehr oft ganz deutlich den doppelten Schall. Wurde  $nb$  von  $1,2$  bis  $0,7$  verkleinert, so wurde die Verschiebung kleiner und konnte zuletzt bei raschester Spiegelrotation (150 pro Sekunde) nicht mehr bemerkt werden. Die Verschiebung war übrigens bei gleichbleibenden Umständen durchaus inkonstant, übereinstimmend mit den Resultaten früherer Versuche. Wurde nun anstatt des Oberflächenverhältnisses  $1 : 8$  das Verhältnis  $1 : 4$  her[210]gestellt, so hatte das Funkenbild im rotierenden Spiegel sehr häufig das Aussehen  $f'$  Fig. 15 Taf. III. Der helle Entladungsfunken  $e$  erschien ebenfalls verschoben gegen den Ladungsfunken  $l$ ; außerdem zeigte sich aber noch ein zweiter, schwächerer Ladungsfunke  $l'$ . Ich glaube nicht, daß man diesen anders erklären kann, als in der vorausgeschickten Weise. Wenn  $e$  überspringt, so ist der Funkenkanal von  $l$  noch vorhanden, und die Entladung  $e$  ist erst die Veranlassung zur zweiten Funkenbildung  $l'$ . Der große Raum  $l$  und  $l'$  war vollständig dunkel. Da die Elektrizitätsquelle  $Q$  Fig. 12 Taf. III bei diesen Versuchen möglichst langsam wirkte, so ist gar nicht daran zu denken, daß in der kurzen Zeit (von nur Zehntausendstel Sekunde) eine erneuerte Ladung von  $C$  den Funken  $l'$  Fig. 15 Taf. III veranlasse.

Aber noch auf viel einfacherem Wege kann man sich ein Urteil über das Vorhandensein der obigen Zeitdifferenz und der damit verknüpften Umstände verschaffen. Ist die zu Anfang dieses Paragraphen gegebene Erörterung begründet, so wird, wenn man an dem gegebenen Oberflächenverhältnis  $1 : 8$  bei den Kondensatoren  $C$  und  $D$  Fig. 12 Taf. III festhält, die Helligkeit des Funkens  $am$  verschieden sein müssen, je nachdem zwischen Ladung und Entladung von  $C$  eine merkliche Zeitdifferenz stattfindet oder nicht. Findet eine solche zwischen den Funken  $am$  und  $nb$  statt, so wird sich, wie oben erwähnt, durch den Ladungsfunken nur ein Teil der in  $D$  vorhandenen El. von  $m$  nach  $a$  begeben; findet keine merkliche Zeitdifferenz

statt, so wird sich durch die gleichzeitig vorhandenen Funkenkanäle zwischen  $am$  und  $bn$  die ganze Elektrizitätsmenge von  $D$  über  $m, a, b, n, e, CD$  ausgleichen. Sind die Oberflächenverhältnisse günstig, so muß sich dies in der Helligkeit des Funkens  $am$  schon zeigen. In der Tat, wurde unter den obigen Verhältnissen die Luftstrecke  $nb$  auf den Wert Null gebracht, so zeigte sich der Funken  $am$  hellglänzend. Dasselbe blieb, wenn  $nb$  allmählich bis 0,6 mm vergrößert wurde. (Bis dahin war nach obigem die Zeitdifferenz verschwindend.) Bei  $nb = 0,6$  bis 0,8 erschienen teils [211] glänzende, teils auffallend mattere Funken bei  $am$ , und zwischen  $nb = 0,8$  bis 1,4 war der Ladungsfunken stets matt, weil hierbei die oben erläuterte Teilung der El. zwischen  $D$  und  $C$  eintritt. Auch in der Größe des Rückstandes im Kondensator  $C$  könnte man erkennen, ob das Funkenpaar mit oder ohne erhebliche Zeitdifferenz eintritt.

5. Man könnte einen Konflikt zwischen den obigen Ergebnissen und den bekannten *Wheatstoneschen* Versuchen über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektrizität in guten Leitern vermuten. Bei näherer Betrachtung ergibt sich jedoch leicht, daß bei *Wheatstones* Versuchen die Umstände, unter denen meine Beobachtungen gemacht wurden, keine Rolle spielten. Entfernte ich aus der Vorrichtung Fig. 12 Taf. III die Flasche  $C$  durch Lösung der Verbindung  $d$ , so verschwand im Schlierenapparate sowohl als im rotierenden Spiegel alles, was auf eine merkliche Zeitdifferenz hätte hindeuten können, desgleichen, wenn alsdann zwischen  $n$  und  $e$  noch eine dritte kurze Luftstrecke eingeschaltet wurde. In diesem Falle war die durch den Ladungsfunken  $am$  auf den Elektroden  $nb$  plötzlich bewirkte Dichtigkeitsdifferenz um vielfaches größer als nötig, um diesen Schlagraum zu durchbrechen: es ist dies ganz derselbe Fall, als ob bei eingeschaltetem Kondensator  $D$  der Abstand der Kugeln  $bn$  kleiner als 0,6 mm bei obigen Versuchen gewesen wäre. Nur dann hätten sich bei *Wheatstones* Versuchen die hier in Rede stehenden Verhältnisse Geltung verschafft, wenn sein Kondensator nicht viel mehr Elektrizität hergegeben hätte, als zur Ladung der langen Drähte erforderlich gewesen wäre, ein eigentümlicher Fall, welchen der scharfsinnige Experimentator gewiß nicht unbeachtet gelassen hätte.

6. Die isolierende Substanz des Kondensators  $D$  ist nicht Ursache der Zeitdifferenz in den besprochenen Fällen. Es wurde die Anordnung Fig. 16 Taf. III getroffen. Den Quecksilberkondensator vertauschte ich mit einem Luftkondensator  $h$ , be-

stehend aus zwei nackten, ebenen Messingscheiben von  $3\frac{1}{2}$  Zoll Durchmesser, welche in einem überall gleichen Ab[212]stande von 2 mm nur durch Luft getrennt waren. Der Ladungsfunke *am* war der einfache Funke der Elektrophormaschine, die Schlagweite *nb* wurde wiederum so bemessen, daß jedem Ladungsfunken eine Entladung korrespondierte. Auch hier zeigten sich die Wellenphänomene im Schlierenapparat, und *nb* konnte um mehr als  $\frac{1}{3}$  seines ursprünglichen Wertes verkleinert werden, bevor die Zeitdifferenz unmerklich wurde. Ferner habe ich mich überzeugt, daß die Umhüllung der Leitungsdrähte *ab* und *d* Fig. 12 Taf. III keinerlei Einfluß hatte; dieselben waren stets kurze Kupferdrähte, entweder nackt oder mit Seide oder Guttapercha überzogen, ohne Änderung des Resultates.

7. Einen bedeutenden Einfluß können jedoch, wie ich glaube, unvollkommene Verbindungsstellen in der Leitung *ab* haben. Die Drähte waren an den Kugeln teils mit Schrauben eingeklemmt, teils unter sich durch Schlingen verbunden; nirgends war bei allen Versuchen ein Funkenüberspringen außer in den dazu bestimmten Luftstrecken zu sehen. Um jedoch diesen Einfluß zu eliminieren, wiederholte ich die Versuche in folgender Weise. Die Leitung zwischen den beiden Funken wurde wie in Fig. 17 Taf. III auf eine einzige Kugel verkürzt, so daß der Kondensator *D* sich durch diese auf einer Seite lud, auf der andern entlud. Die übrigen Details waren dieselben. Folgendes waren die Dimensionen:

Verhältnis der Oberfläche *C*:*D* . . . . = 1 : 3,5  
 Schlagweite des Ladungsfunkens *am* . . . = 2,5 mm  
 Die Kugel *n* mußte genähert werden auf . = 0,7 > ,  
 damit jeder Ladungsfunken eine Entladung veranlaßte.

Unter diesen Umständen hörte das Ohr zuweilen sehr deutlich einen doppelten Schall. Der um eine horizontale Achse rotierende Spiegel zeigte, selbst als *n* noch weiter genähert wurde, sehr häufig die Verschiebung beider Funken; desgleichen sah man wie in § 4 den Unterschied zwischen starken und schwachen Funken bei *am*. Zu bemerken ist nur, daß die Grenze der Annäherung von *n*, bei welcher [213] in keinem Falle eine Zeitdifferenz mehr beobachtet wurde, etwas früher einzutreten schien. Die Entfernung *na* konnte höchstens um  $\frac{1}{5}$  verkürzt werden, bis dies der Fall war.

Endlich überzeugte ich mich, daß analoge Umstände eintreten können, wenn die Elektrizität nicht auf einem Kondensator

sator, sondern auf einem Körper von großer Oberfläche angesammelt wird. Fig. 18 Taf. III zeigt die Anordnung.  $Q$  war mit dem sehr kleinen Konduktor der Influenzmaschine verbunden. Die Kugel  $a$  diente wiederum als Ladungs- und Entladungskugel zugleich und war mit einer isolierten Messingkugel  $K$  von 14 Zoll Durchmesser nebst zylindrischem, 8zölligem Ansatz verbunden. Als die Luftstrecke

$$am = 3 \text{ mm}$$

und

$$nb = 1,9 \text{ bis } 1,5 \text{ mm}$$

betrug, wurde zuweilen Zeitdifferenz hörbar, und der Spiegel zeigte Verschiebung der Funkenbilder. Jedoch bemerke ich, daß bei den beiden letzten Versuchen die Differenz viel unregelmäßiger und schwankender im Wert ausfiel als bei den früheren Anordnungen.

8. Einen unverkennbaren Einfluß übt auf das Auftreten einer Zeitdifferenz zwischen Ladungs- und Entladungsfunken die Luftbeschaffenheit zwischen den Elektroden des letzteren Funkens aus. Die Vorrichtung Fig. 12 Taf. III wurde in der bekannten Weise mit dem Schlierenapparate kombiniert, so daß die Kugeln  $bn$  durch die Kugeln des Illuminators ersetzt wurden; die Kugeln  $am$  waren hintereinander im Zentrum des Sehfeldes angebracht. War nun das Verhältnis der Kondensatoren  $C:D = 1:3,5$ , die Schlagweite  $am = 10 \text{ mm}$ , so wurde eine veränderliche Zeitdifferenz bei  $nb = 2,9 \text{ bis } 1,0$  beobachtet. Bei  $nb = 1,2 \text{ bis } 1,3$  sah man unter 50 Fällen mindestens 20 Wellenprojektionen, die meisten von 20 bis 25 mm Durchmesser. \*)

[214] Nun wurde zwischen den Elektroden des Entladungsfunkens im Illuminator die Luft durch Ströme verschiedener Gase verändert. Einige Resultate stelle ich in folgendem zusammen:

---

\*) Es gelang bei diesen Versuchen nicht so häufig wie bei früheren, ein Wellenbild im Sehfeld zu sehen. Nähert man sich der Grenze, bei welcher die Zeitdifferenz des Funkenpaares stets = Null wird, so haben schon vorher viele, sogar die meisten Funkenpaare eine verschwindende Zeitdifferenz. Bei letzteren Versuchen hatte ich mit größerer Vorsicht auf die Kontaktstellen geachtet, als es vielleicht früher der Fall war.

Luftbeschaffenheit zwischen den Elektroden des Entladungsfunkens	Veränderung am mittleren Durchmesser des Wellenbildes
Heftiger Strom atmosph. Luft	Durchmesser ein wenig vergrößert
Langsamer Strom von Kohlen- säure	Mittlerer Durchmesser sehr stark verkleinert
Langsamer Strom von Leuchtgas	Wellenbilder gänzlich verschwun- den

Einfach ist folgender Versuch: Brachte ich unter den horizontal gestellten Elektroden des Illuminatorfunkens  $5\frac{1}{2}$  Zoll entfernt eine Lichtflamme an, so sah man den mittleren Wellendurchmesser sehr rasch kleiner werden, bis er fast verschwand. Nach Entfernung der Flamme wuchs er ebenso rasch auf den anfänglichen Mittelwert.

Endlich verfällt man bei obigen Versuchen unabsichtlich auf eine Tatsache, welche ganz von selbst den Einfluß der Luftbeschaffenheit nachweist. Bei allen Beobachtungen war dafür gesorgt, daß die einzelnen Ladungsfunken (also auch die entsprechenden Entladungsfunken) sich höchstens in 0,6 Sekunden folgten, damit die Luft zwischen den Elektroden jedenfalls Zeit zum Zurückkehren in ihre normale Beschaffenheit hatte. Wurde nun die Elektrizitätserregung so gesteigert, daß der Doppelfunken sich in der Sekunde 20 bis 30mal wiederholte, so sah man den mittleren Wellendurchmesser sehr merklich abnehmen; er konnte sogar auf Null gebracht werden, wenn die Rotation der Influenzmaschine noch mehr gesteigert wurde. Offenbar hatte die Luft zwischen den sehr nahen Elektroden des Entladungsfunkens nicht Zeit, ihre Temperaturerhöhung bis zur nächsten Entladung auszugleichen, die mittlere Zeitdifferenz zwischen Ladung und Entladung wurde kleiner.

9. Herr *Rieß* hat, wie schon früher erwähnt, zur Erklärung mehrerer Erscheinungen schon längst die Annahme ausgesprochen, daß der elektrische Funke erst einige Zeit [215] später ausbricht, als die Elektroden die dazu nötige Dichtigkeit erlangt haben, und daß, wenn diese Dichtigkeit durch Influenz gesteigert worden, vor dem Funken eine Glimmlightentladung eintreten kann. Der Funke schließt somit eine bereits früher eingetretene lichtlose oder lichtschwache Entladung. (Abhandlungen zu der Lehre von der Reibungselektrizität S. 58—61.) Mir scheint diese Annahme gerade für die vorliegenden Versuche, bei wel-

chen die entladenden Elektroden stets geringen Abstand hatten, berechtigt zu sein. Bei diesen Versuchen würde also der Beleuchtungsmoment den Augenblick bezeichnen, in welchem die lichtschwache Entladung durch den eigentlichen Entladungsfunken geschlossen wird, während die ersten lichtschwachen Stadien optisch unwirksam bleiben.

Wenn auf den Elektroden *bn* Fig. 1 Taf. III eine lichtschwache die gesamte Entladung unter den vorausgesetzten Umständen beginnt, so muß vor dem Eintritt des Funkens nicht nur eine Abnahme der elektrischen Dichte auf den Elektroden, sondern auch eine Veränderung der Luftbeschaffenheit im Schlagraume als sehr wahrscheinlich angenommen werden. Es läßt sich in der Tat sehr leicht durch denselben optischen Apparat zeigen, daß die Glimmlichtentladung einen solchen Einfluß ausübt.

Ein Buchsbaumstäbchen mit abgerundeten Enden, ungefirnißt, wurde mit der Elektrizitätsquelle (Elektrophormaschine) verbunden und dem freien Ende eine zur Erde abgeleitete Metallkugel genähert. Im Dunkeln glimmte das Stäbchen an seiner Oberfläche nicht allein an seinem Ende, sondern noch einige Zentimeter rückwärts. Wurde die Vorrichtung vor dem Hauptlinsensystem des optischen Apparates bei konstanter Lampenbeleuchtung betrachtet, so erblickte man eine wallende Luftbewegung, welche sich flammenartig von dem Stabe nach der Kugel hinzog.

Der Stab wurde mit einer schlanken Spitze vertauscht. Diese glimmte bei schwacher Elektrisierung nur als heller Punkt. Bei stärkerer jedoch bildete sich unter fühlbarem Luftstrome ein blauroter Lichtschweif ohne alles Geräusch [216] bis zur Kugel, in welchem sich Streifen oder Büschelfunken durchaus nicht unterscheiden ließen. Der optische Apparat zeigte im Zentrum des Lichtschweifes einen ruhigen, schattierten Faden, der sich aus der Lage des Schattens als optisch weniger dicht mit Rücksicht auf die Umgebung erwies. Dieser Faden zertheilte sich um die ableitende Kugel, und noch hinter dieser letzteren sah man den wallenden Luftstrom.

Es muß nun bemerkt werden, daß diese Erscheinungen aus der bloßen strömenden Luftbewegung nicht erklärt werden können, denn ein bloßer kalter Luftstrom, aus einem Blasebalg etwa, kann viel heftiger sein, ohne vor dem optischen Apparate irgend sichtbare Erscheinungen zu veranlassen, wenn nicht Temperaturdifferenzen etc. mitwirken, um Dichtigkeitsunter-



schiede in den bewegten Luftschichten zu veranlassen. Man bemerkt auch in der Tat die wallende Luftbewegung bei den obigen Versuchen nur in dem Teile des Luftstromes, welcher mit der glimmenden Stelle in unmittelbarer Berührung war. Daher wird man wohl eine wenn auch geringe Temperaturerhöhung in den beim Glimmen beteiligten Luftschichten voraussetzen müssen.

Eines leicht auszuführenden Versuches will ich noch hier gedenken, welcher sich mit der Entladungsvorrichtung Fig. 1 Taf. III anstellen läßt, und welcher sich ebenfalls zum Teil aus den besprochenen Umständen erklärt. Anstatt der Elektrophormaschine verband ich den einen Pol eines sehr kräftigen Induktors mit  $Q$  Fig. 1 Taf. III, den andern mit  $e$ , alles übrige blieb ungeändert.  $D$  war ein Quecksilberkondensator mit ganzer Füllung. Die Luftstrecke  $ma$  betrug 12 mm,  $bn$  jedoch war sehr klein (0,3 mm). Als nun die Leitungen so gekrümmt waren, daß die beiden Funken in einer geraden Linie im rotierenden Spiegel gesehen wurden, erschien der Ladungsfunke schon bei mäßiger Rotation als breites, mattleuchtendes Band, welches mit einer hellen Linie anfang, da der Öffnungsfunke des Induktoriums mit einem hellen, fadenförmigen Funken beginnt, durch dessen Funkenkanal sich der Strom in Form der bekannten [217] mattleuchtenden Aureole als verhältnismäßig lange andauernde Lichterscheinung ergießt. Der Entladungsfunke  $bn$  erschien im Spiegel bei jedem Schlage des Interruptors neben dem Bande als eine prächtige Funkenreihe, deren einzelne Lichtpunkte durch ganz dunkle Zwischenräume getrennt waren; letztere waren um so kleiner, je kleiner die Luftstrecke  $bn$ . Die ganze Erscheinung ist nichts weiter, als eine intermittierende Entladung, über deren Eigentümlichkeiten ich noch besonders zu referieren gedenke. Der Öffnungsstrom ladet den Kondensator kontinuierlich, die Entladung erfolgt stoßweise. Es fällt nun sofort auf, daß der erste Funke jener Funkenreihe nicht allein in vielen Fällen der Zeit nach sehr merklich hinter dem Anfange des Ladungsstromes zurückbleibt, sondern daß er auch an Helligkeit die übrigen Funken der Reihe weit übertrifft. Für den ersten Entladungsfunken gelten die obigen Betrachtungen, während sie für die folgenden Entladungsstöße der Funkenreihe zum Teil wegfallen, daher der Unterschied in der Intensität.

Faßt man das Ergebnis der vorhergehenden Paragraphen zusammen, so dürfte sich dasselbe in folgendem Resultate wiedergeben lassen: 6)

Werden zwei gegenüberstehende Elektroden plötzlich entgegengesetzt geladen, so kann vor dem Ausbruche eines Funkens eine merkliche Zeitdauer vorhergehen, während welcher sowohl die Dichte auf den Elektroden als die Beschaffenheit des Schlagraumes durch dunkle Entladung geändert wird. Dieser Prozeß vollzieht sich nur dann in unmerklich kurzer Zeit, wenn die plötzlich auf den Elektroden hergestellte Spannung um vielfaches größer ist, als überhaupt zur Funkenbildung erforderlich. Von wesentlichem Einflusse sind außer der elektrischen Dichte die Beschaffenheit und Form der Elektroden, außerdem die Beschaffenheit des den Schlagraum erfüllenden Gases. Bei der normalen Funkenentladung in Gasen findet eine Diskontinuität in der mechanischen Wirkung auf der Funkenbahn statt.

---

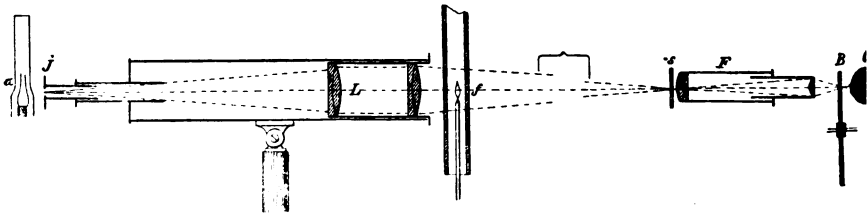


## Anmerkungen.

1) Zu S. 3. Vgl. diese Klassiker Bd. 157.

2) Zu S. 12. Die Tafeln sind hier auf  $\frac{3}{4}$  der Originalgröße verkleinert.

3) Zu S. 25 Anm. Die Erwähnung *Foucaults* und die Bezugnahme auf einen schon in einer früheren Arbeit *Toeplers* enthaltenen Hinweis gibt uns Veranlassung, einige Bemerkungen zur Geschichte der Schlierenbeobachtungen hier anzuschließen. Die 1866 erschienene Abhandlung *Toeplers*: »Vibroskopische Beobachtungen über die Schwingungsphasen singender Flammen, mit Benutzung des Schlierenapparates« Pogg. Ann. 128 S. 126 bis 139 benutzt, wie aus dem Titel ersichtlich, das Prinzip der stroboskopischen Scheibe als Hilfsmittel zur optischen Analyse zugleich mit dem Schlierenapparat. Die Anordnung der Apparate ist aus der folgenden, ohne weitere Erläuterungen verständlichen Figur zu ersehen.



Die fragliche, auf S. 136 stehende Anmerkung *Toeplers* lautet:  
» . . . . Bei dieser Gelegenheit kann ich nicht unerwähnt lassen, daß Herr Prof. *Kirchhoff* in Heidelberg mich auf eine Abhandlung von *L. Foucault*: »Mémoire sur la construction des télescopes en verre argenté« (Annales de l'observatoire imp. de Paris, Tome V) aufmerksam machte, in welcher bereits in dem Abschnitte »examen des surfaces optiques« (S. 203) ein meiner Schlierenbeobachtung ganz analoges Prinzip, jedoch

ohne Zuhilfenahme des Fernrohres zur Prüfung von sphärischen Spiegeln empfohlen wird. *Foucault* sagt dann S. 205 »Faisant abstraction de la surface pour ne considérer que le faisceau réfléchi, — — les particularités qui ont été signalées comme des attributs d'une surface sphérique, deviennent à juste titre les propriétés réelles d'un faisceau lumineux exactement conique. Or, comme dans les instruments d'optique la netteté des images dépend expressément de la convergence finale des rayons lumineux, ces instruments, quels qu'ils soient, tombent sous le contrôle des mêmes moyens d'épreuve.« Es kann somit nicht bezweifelt werden, daß *Foucault* die allgemeine Brauchbarkeit des Prinzips zur Prüfung optischer Kollektivsysteme bereits erkannt hatte. Allein an eine Übertragung der Methode auf wissenschaftliche Untersuchungen allgemeinerer Art scheint *Foucault* nicht gedacht zu haben, da hierüber durchaus nichts erwähnt wird. Außerdem dürften sich meine »Beobachtungen« wohl schwerlich mit einer katoptrischen Vorrichtung wiederholen lassen, selbst wenn man von der Benutzung des Fernrohres und der damit verknüpften Vorteile ganz absieht, da bei Anwendung von Hohlspiegeln der Strahlenkegel das Beobachtungsobjekt zweimal durchlaufen müßte. Im übrigen konstatiert schon *Foucault* in Übereinstimmung mit meinen Beobachtungen die kaum glaubliche Empfindlichkeit der Methode, indem er S. 208 sagt: »— — ce qui semble indiquer, que ce genre d'examen réalise, à l'égard des surfaces optiques, une sorte de réactif sensible à l'excès.«

Diese klare Auseinandersetzung *Toeplers*, sowie die Anm. S. 25 dieses Bändchens scheinen vielfach übersehen worden zu sein. Zwei Jahre später (1868) behauptet *Bertin* in einem Referat\*) über die *Toeplerschen* »Beobachtungen« ohne Beweis, daß die Schlierenmethode »la reproduction exacte« der *Foucaultschen* sei; im Jahre 1902 sagt *Raveau*\*\*), daß *Bertin* diese Übereinstimmung zuerst nachgewiesen habe, und diese Auffassung findet sich nebst andern Ungenauigkeiten in manchen sonst sehr kritisch abgefaßten Lehrbüchern, z. B. bei *Chwolson* (S. 403). Es erscheint demnach zweckmäßig, hier mit einer genaueren Untersuchung einzusetzen. Die *Foucaultsche* Abhandlung vom Jahre 1858\*\*\*) enthält drei Methoden

\*) Annales de chim. et phys. 18, S. 471.

\*\*) Journal de phys. (4) 1, S. 15.

\*\*\*). Wieder abgedruckt in: Recueil des trav. scient. de *L. Foucault*, Paris 1878.

zur Prüfung eines sphärischen Spiegels, die dann angewendet werden, um aus ihm einen parabolischen zu schleifen.\*) Nur die dritte kommt für uns in Frage; hier heißt es wörtlich (S. 240 des »Recueil«):

»On dispose . . . un point lumineux au voisinage du centre de courbure de manière à ne pas masquer les rayons en retour; apres s'être croisés, ces rayons forment un cône divergent dans lequel l'oeil se place, pour ensuite se porter au devant du foyer jusqu'à ce que la surface paraisse entièrement illuminée; puis, à l'aide d'un écran à bord rectiligne, on intercepte l'image jusqu'au point de la faire disparaître entièrement. Cette manoeuvre produit, pour l'oeil qui observe, une extinction progressive de l'éclat du miroir qui, dans le cas d'une sphéricité exacte, conserve jusqu'au dernier moment et dans toute l'étendue de la surface une intensité uniforme. Dans le cas contraire, l'extinction n'a pas lieu simultanément sur tous les points, et du contraste des ombres et des lumières résulte pour l'observateur, avec un sentiment de relief exagéré, la perception en clair-obscur des proéminences et des dépressions qui portent atteinte à la figure sphérique. C'est là un effet résultant nécessairement de la marche des rayons qui convergent plus ou moins exactement vers un foyer commun.«

Man erkennt hieraus deutlich, daß, trotz der Anwendung der Blende zur Abfangung der regulären Strahlen, von einer »Schlierenmethode« nicht die Rede sein kann. *Foucault* hat nicht daran gedacht, die verschiedene optische Dichte durchsichtiger Objekte oder, kurz gesagt, die Schlieren solcherart zu erforschen, sondern er benutzt die Untersuchung des Strahlenganges zur Beurteilung der Oberflächenbeschaffenheit des Spiegels und erwähnt, wie weiter oben angemerkt, daß man ebenso auch zur Prüfung des Linsenschliffes verfahren könne. Gedankengang und Ziel beider Methoden, die nur wegen Benutzung der Blende eine gewisse Verwandtschaft haben, sind wesentlich verschieden. *C. Raveau* bemerkt aber in jener Note auch, daß schon *Huyghens* eine der *Foucault'schen* ähnliche Methode beschrieben habe, um die Fehler und Unvollkommenheiten der Oberflächenpolitur einer Linse zu finden. Die fragliche Stelle steht in den *Opuscula postuma* vom Jahre 1703 in der Abhandlung »*Commentarii de formandis poliendisque vitris ad telescopia*«, deren zweiter

---

\*) Vgl. die einwandfreie mit einigen der *Foucault'schen* Figuren versehene Darstellung in *Winkelmanns* Handbuch der Physik.

Abschnitt »de eligendis Vitris« zur Erkennung von Adern (Schlieren) die schräge Durchsicht empfiehlt, und dann S. 274 zur Erkennung der Oberflächenbeschaffenheit eine Reflexionsmethode angibt:

Vitrum situ erectu, et superficie, de qua suspicio, ad posteriora versa, mensae imponitur in cubiculo obscuro: tum candelae ardentis quam manu tenemus lux reflexionem patiatu a vitro, curando ut prior reflexio semper in vitri medio fiat, dein retrogredimur, donec reflexio posterior candelam invertere incipiat, totumque vitrum luce refulgeat, tunc enim vitia optime deprehenduntur, ut et imperfectiones politurae: denique si vitrum majoris sphaerae sit 40 puta aut ultra pedum utimur parvo telescopio 3 aut 4 pollicum ad detegenda vitia in hac reflexione.

Man wird hierin wohl keine Ähnlichkeit mit der *Foucault*-schen, geschweige denn mit der Schlierenmethode finden können. Endlich führt *Raveau* noch eine Stelle aus einem 1767 erschienenen *Traité d'Optique* an:

»Il y a encore un moyen facile de s'apercevoir si le verre qu'on destine à faire un objectif est défectueux. Ayant d'abord commencé par le rendre plan des deux côtés, on n'a qu'à le mettre sur un objectif et regarder la lune ou une bougie éloignée, de manière que l'oeil se trouve au foyer de l'objectif; alors le verre paraîtra tout illuminé et on apercevra jusqu'au moindre défaut.«

Man sieht, daß diese Art der Beobachtung zu den in der ersten *Toeplers*-schen Abhandlung\*) S. 2 angeführten Kunstgriffen der praktischen Optiker gehört, mit der Schlierenmethode also nichts zu tun hat. Überhaupt aber möchte betont werden, daß es ein anderes ist, das Prinzip einer Untersuchungsmethode auszusprechen, ein anderes, daraus einen brauchbaren Präzisionsapparat zu konstruieren. Die »Beobachtungen« *Toeplers*, sowie die in diesem Bändchen beschriebenen Anordnungen des Schlierenapparates legen dafür ein beredtes Zeugnis ab. Darin gerade liegt der hohe Wert der klassischen Originalabhandlungen der exakten Wissenschaften, daß man in die Werkstatt des Genius hinabsteigt und sieht, wie das, was in Lehrbüchern als fertige Tatsache dargestellt wird, aus einfachen und oft jedermann zugänglichen Erscheinungen durch mühsame Arbeit nach und nach herauswächst. Gute Ideen haben viele, aber

\*) Vgl. Nr. 157 dieser Sammlung.

ihre Tragweite zu erkennen und sie zweckvoll auszunützen, vermochten immer nur wenige Auserwählte.

Vielfach wird die schließlich noch zu besprechende *Dvorschaksche* Methode (Wied. Ann. 1880, 9, S. 502 bis 511) als eine Vereinfachung der Schlierenmethode hingestellt. Hier wird eine möglichst punktförmige Lichtquelle, z. B. ein kleines Loch in einer Blende im Brennpunkte eines Linsensystems benutzt und damit ein Schirm erleuchtet. Schlieren, die zwischen Loch und Schirm sind, werden in einer bei näherer Überlegung so komplizierten Weise auf den Schirm projiziert, daß ein Rückschluß von dem Bilde auf die Stelle der Dichtigkeitsänderung selbst kaum möglich ist, von einem Bilde der Schlieren also keine Rede sein kann. Es scheint bisher vielfach übersehen worden zu sein, daß diese *Dvorschaksche* Projektion nur bei undurchsichtigen Objekten zu genaueren Resultaten führen kann. Das wesentliche der *Toeplerschen* Schlierenmethode ist die durch Anwendung einer Blende an richtiger Stelle, durch die »empfindliche Einstellung« hervorgerufene getreue Abbildung von Schlieren in derjenigen Schicht, auf welche der Analysator eingestellt ist.

4) Zu S. 51. Photographische Aufnahmen davon hat neuerdings *Wood* gemacht; vgl. S. 101.

5) Zu S. 63. In der Tat hat *E. Mach* später gezeigt, daß hier allerdings eine abnorme Beschaffenheit vorliegt, daß also die Vermutung *Toeplers* richtig war; die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Knallwellen eines elektrischen Funkens kann die bei gewöhnlichen Schallwellen auftretende beträchtlich übersteigen.

6) Zu S. 92. Diese hier zum ersten Male experimentell erwiesene, merkwürdige Tatsache ist später auch von andern Physikern untersucht worden, vgl. insb. *E. Warburg* Berl. Ak. B. 1896, 1897, Wied. Ann. 1897.

---

Die in den Bändchen 157 und 158 der Klassiker der exakten Wissenschaften erneut abgedruckten *Toeplerschen* Abhandlungen über die Schlierenbeobachtungen gehören jener Zeit an, in der Deutschland begann, sich auf dem Gebiete der Experimentalphysik eine führende Stellung zu erringen. In die Reihe der glänzenden Vertreter dieses Gebietes — wir nennen nur *Kirchhoff*, *Kohlrausch*, *Kundt*, *Quincke*, *Wiedemann* — trat

*Toepler* mit dieser neuen Beobachtungsmethode, deren Wert er sogleich durch eine große Zahl wichtiger, von ihm entdeckter Tatsachen bewies. Die Untersuchung der Veränderungen durchsichtiger Körper durch Temperatur und Druck, die optische Analyse von Diffusionsbewegungen und von Flammen, die Beobachtungen am elektrischen Funken sind nicht nur in ihren Ergebnissen und in der Darstellung der Methode wertvoll, sondern sie geben auch dem Studierenden ein klassisches Beispiel physikalischer Forschung. Nicht mit Unrecht sagt überdies der amerikanische Physiker *Wood* neuerdings in seinem trefflichen Lehrbuche »Physical optics« von der Schlierenmethode »The method is an extremely useful one, and can be applied to many lines of investigation, and the student should be thoroughly familiar with its possibilities«.

Am auffallendsten und merkwürdigsten von den Resultaten *Toeplers* war die Möglichkeit, die Schallwellen und die damit verwandten Erscheinungen in Gasen zu sehen. Da sich neuerdings das Interesse diesen Experimenten wieder mehr zuzuwenden scheint, so dürfte es angemessen sein, hier möglichst vollständig die Arbeiten anderer Physiker anzuführen, die die Schlierenmethode zu Schallwellenbeobachtungen weiter angewendet und dabei in Einzelheiten gefördert haben. Hier ist zuerst *E. Mach* zu nennen, der im Wien. Akad. Anz. 1876, S. 89 und S. 194, in Pogg. Ann. 1876, 159, S. 330 bis 331 (»Über die Momentanbeleuchtung bei Beobachtung der Luftwellenschlieren«) und zusammen mit *L. Groß* in den Sitzungsber. d. Wiener Akad. 1878, 78, II, S. 467 bis 480 (»Optische Untersuchung der Funkenwellen«) eine auf Grund des von *Oettingenschen* Brückenversuches erdachte Anordnung von Leydener Flaschen angegeben hat, die ein Mittel liefert, Wellenbilder von sehr konstanter Größe in einfacher Weise herzustellen. Diese Abhandlung scheint größerer Beachtung von Seiten der Experimentatoren wert zu sein. Die Möglichkeit, mittels photographischer Trockenplatten Momentaufnahmen scharf beleuchteter Objekte zu machen, verwertete im Jahre 1887 zuerst *E. Mach*\*) in Verbindung mit *P. Salcher* und teilweise auch *L. Mach* bei einer Reihe von photographischen Aufnahmen der Luftschlieren, die durch heftige Stöße erregt

\*) Vorher ging eine Arbeit von *E. Mach* und *Wentzel*: »Ein Beitrag zur Mechanik der Explosionen« 1885, Bd. 92, S. 625 bis 638, in der die photographische Anordnung angegeben war. Vgl. auch *Volkmer*, Photogr. Aufnahme von Unsichtbarem. Halle 1894.



waren. In den Sitzungsber. der Wiener Akad. **95**, II, S. 764 bis 780 beginnt die Abhandlung: »Photographische Fixierung der durch Projektilen in der Luft eingeleiteten Vorgänge«, in der zum ersten Male die Knallwelle (Kopfwelle) eines mit über Schallgeschwindigkeit fliegenden Geschosses aufgenommen war. Eine Fortsetzung erfuhren diese bemerkenswerten Untersuchungen 1889 in Bd. **98**, IIa, S. 41 bis 50: »Über die in Pola und Meppen angestellten ballistisch-photographischen Versuche«, bei denen im Illuminator Elektroden aus Magnesiumdraht (nach Vorschlag von *A. Cornu*) verwendet wurden, die in einer Rinne einer Hartgummiplatte befestigt und mit einer Glasplatte zugedeckt waren. Der Beleuchtungsfunken wurde dadurch gezwungen, geradlinig zu verlaufen, und konnte so dem Blendenrande parallel gestellt werden. Auf S. 1310 bis 1326 sind »Weitere ballistisch-photographische Versuche« mitgeteilt, die im Prager phys. Institut mit verschiedenartigen Gewehrprojektilen angestellt waren; 18 ausgezeichnete photographische Aufnahmen sind beigegeben. Auf S. 1333 bis 1336 wird »Über die Interferenz der Schallwellen von großer Exkursion« berichtet, wo eine der oben angeführten ähnliche Anordnung von vier Flaschenbatterien eine konstante Zeitdifferenz zwischen den Versuchs- und den Beleuchtungsfunken gewährleistet; 6 Bilder von hervorragender Schärfe begleiten die Abhandlung.

»Weitere Versuche über Projektilen« veröffentlichte *L. Mach* 1896. Sitzungsber. d. Wien. Akad., **105**, IIa, S. 605 bis 633, bei denen auch über Interferenzversuche berichtet wird; wiederum müssen die 17 photographischen Aufnahmen als musterhaft gerühmt werden. Noch im 98. Bande S. 1303 bis 1309 findet man von *E. Mach* und *P. Salcher*: »Optische Untersuchungen der Luftstrahlen«, wo mittels der Schlierenmethode die eigentümlichen Wellengebilde photographisch fixiert sind, die beim Ausströmen von Preßluft aus Düsen entstehen. An diese knüpft *L. Mach* in Bd. **106**, IIa, 1897 in einer gleichbenannten Abhandlung S. 1025 bis 1074 an, die ebenfalls durch die Beigabe von hervorragend scharfen Photogrammen ausgezeichnet ist. Hier sei noch *Robert Emden* erwähnt, der in seiner Habilitationsschrift (vgl. Wied. Ann. 1899, **69**, S. 264 bis 289 und S. 426 bis 453: »Über die Ausströmungserscheinungen permanenter Gase«) die Schlierengebilde nach der, wie oben gezeigt, keineswegs einwandfreien *Dvorschakschen* Methode untersucht.

Von besonderer Bedeutung für die Schießtechnik waren schon die ersten Versuche von *E. Mach* und *Salcher*, da sie

eigentümliche Erscheinungen aufdeckten, die nur bei den hohen, mit den modernen Waffen erreichbaren Geschößgeschwindigkeiten auftreten. Als nun die explosionsartigen Wirkungen moderner Infanteriegeschosse beim Durchschlagen von Tierkörpern und von wassergefüllten Gefäßen bekannt wurden, stellten zunächst *C. Cranx* und *K. R. Koch* (Wied. Ann. 1900, 3, S. 247 bis 273) Versuche an, mit Hilfe der *Machschen* photographischen Schlierenmethode die Phänomene zu fixieren, ganz besonders aber machte sich *W. Schwinning* um die Aufhellung der Sache verdient. In dem von der Medizinal-Abteilung des Kgl. Pr. Kriegsministeriums herausgegebenen Werke (Die Funkenphotographie, insbesondere die Mehrfach-Funkenphotographie in ihrer Verwendbarkeit zur Darstellung der Geschößwirkung im menschlichen Körper ... von Dr. *Kranzfelder* und Dr. *W. Schwinning*, Berlin 1903) ist neben einer klaren Darstellung des Prinzips der Schlierenmethode und der Beschreibung der von *W. Schwinning* erdachten Mehrfach-Funkenphotographie durch eine Reihe hervorragend scharfer Photographie der Wert der Schlierenmethode zur Aufklärung einer Reihe von wesentlichen Fragen der Waffen- und Munitionstechnik erwiesen. So ist z. B. aus den Photographen der Laufmündung während des Schusses zu erkennen, ob Pulvergase zwischen Geschöß und Lauf hindurchdringen.

Ganz besonders ausgedehnte Reihen photographischer Aufnahmen von Schallwellen verdankt man endlich noch *Wood*, der (vgl. Phil. Mag. 1899, S. 218; 1900, S. 148; 1901, S. 589, sowie das 1905 erschienene Lehrbuch Physical Optics) nicht nur alle von *A. Toepler* angegebenen Versuche über Reflexion und Refraktion von Wellen mit vollem Erfolge wiederholte, sondern auch viele neu ersonnene, geistreiche Experimente ausführte. Bemerkenswert ist die Absicht seiner Photographien: die Probleme der Wellenlehre (z. B. *Huyghenssches* Prinzip, Wirkung eines Stufengitters) zu Unterrichtszwecken anschaulich darzustellen.

Um die interessanten Wellensphäroide, die durch den elektrischen Funken verursacht werden, objektiv darstellen zu können, hat *M. Toepler* (Ann. d. Phys. 1904, 14, S. 838 bis 842) die von ihm mehrfach untersuchten Gleitfunken als Beleuchtungsquelle benutzt und dadurch eine hinreichend intensive Erhellung des Projektionsschirmes erreicht; diese Anordnung dürfte übrigens auch zu photographischen Zwecken aus nahe liegenden Gründen sehr geeignet sein.

Dem ursprünglichen Zwecke des Schlierenapparates, »Schlieren« in Gläsern zu entdecken, dient im Zeißwerk zu Jena eine von *Abbe* angegebene, etwas veränderte Form, bei der die Blende des Illuminators ein kreisförmiges Loch, die andere Blende einen ringförmigen Ausschnitt zeigt, dessen undurchsichtiges Innere jenem Loche gleich ist.

Eine Anwendung der Schlierenmethode zur Bestimmung des Brechungsindex mikroskopisch kleiner Körper hat *S. Exner* in seinem Mikrorefraktometer gegeben (Repert. d. Phys. 21, S. 555 und Referat von *Czapski* Zeitschr. f. Instr.-Kunde 6, 1886, S. 139), wo ein Mikroskop mit einer oberhalb des Okulars angebrachten Blende versehen ist\*).

Endlich hat *W. Hittorf* (Zeitschr. f. phys. Chem. 1902, 39, 613 bis 629 und 1903, 43, S. 239 bis 249; auch Archives Néerland. Jubelband) das Durchtreten von Salzlösungen durch Diaphragmen bei der Elektrolyse mittels des Schlierenapparates beobachtet.

---

\*) Vgl. die erste Abh. dieses Bändchens, insbes. S. 16 und 17.



# Inhalt.

---

	Seite
Über die Methode der Schlierenbeobachtung als mikroskopisches Hilfsmittel, nebst Bemerkungen zur Theorie der schiefen Beleuchtung . . . . .	3
Optische Studien nach der Methode der Schlierenbeobachtung . . . . .	24—93
I. Verbesserter Beobachtungsapparat . . . . .	25
Anordnung des Apparates für konstante Beleuchtung	32
Apparat für momentane Beleuchtung . . . . .	36
II. Einige Versuche über die Empfindlichkeit der Beobachtungsmethode . . . . .	39
III. Die vom elektrischen Funken in Luft erzeugte Welle	42
Aussehen des optischen Bildes . . . . .	48
Reflexion der Wellen . . . . .	50
Refraktionsversuche . . . . .	52
Zustandekommen des optischen Bildes . . . . .	55
Abhängigkeit des Wellenbildes von der Art der Entladung . . . . .	57
IV. Bemerkung über die Zeitdifferenz zwischen den Funkenentladungen in zwei Luftstrecken, welche in ein und derselben Leitung hintereinander angebracht sind . .	59
V. Erscheinungen am elektrischen Funken . . . . .	73
VI. Über die Zeitdifferenz zwischen dem Ladungs- und Entladungsfunken eines isolierten Leiters . . . . .	80
Anmerkungen . . . . .	94

---

**Druck von Breitkopf & Härtel in Leipzig.**

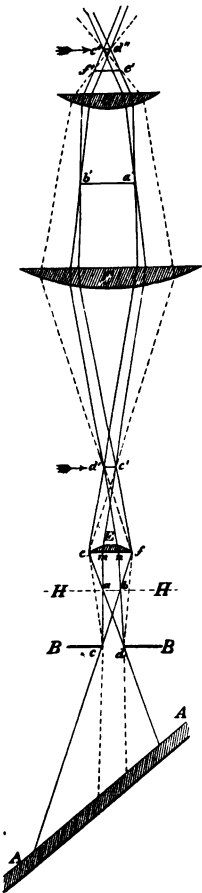


Fig. 14.

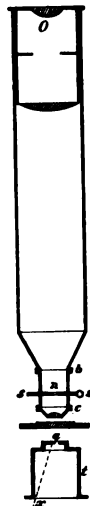


Fig. 15.

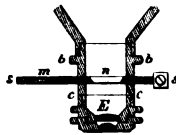


Fig. 16.

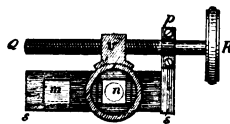


Fig. 17.

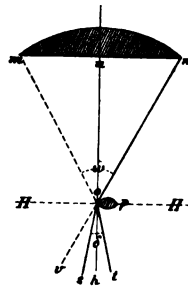


Fig. 18.

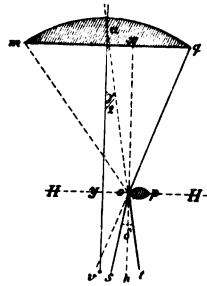


Fig. 19.

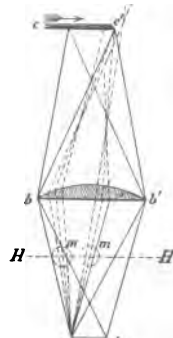


Fig. 13.







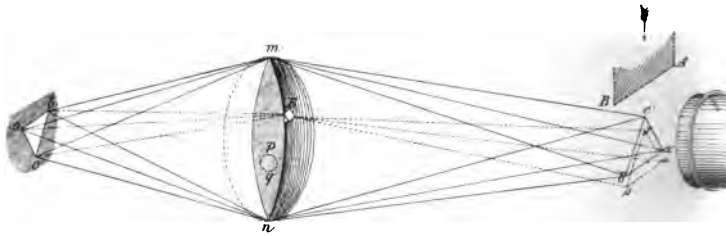


Fig. 1.

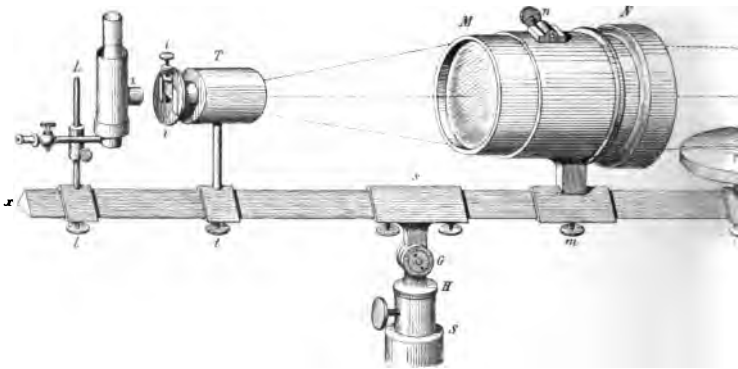


Fig. 2.

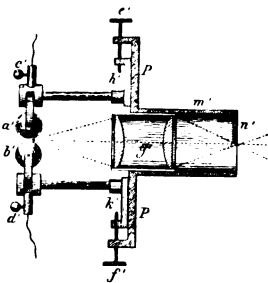


Fig. 4.

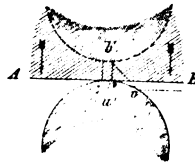


Fig. 5.



Fig. 7.



Fig. 8.

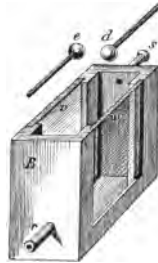


Fig. 10.

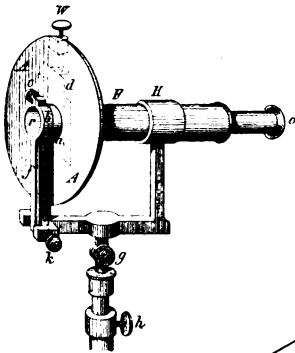


Fig. 3.

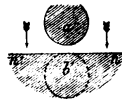


Fig. 6.

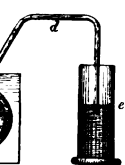


Fig. 8.

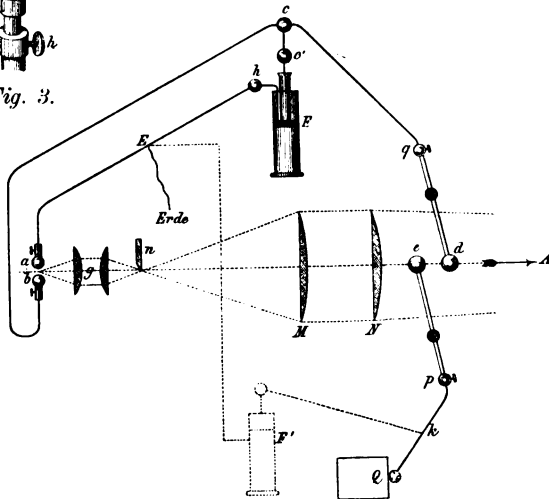


Fig. 9.







*Fig. 1.*



*Fig. 2.*



*Fig. 5.*



*Fig. 6.*



Fig. 3.



Fig. 4.



Fig. 7.

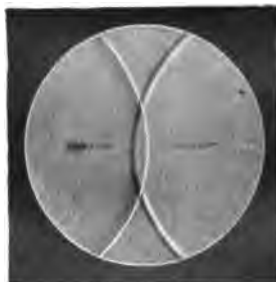
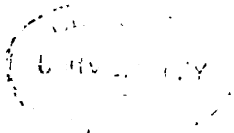


Fig. 8.







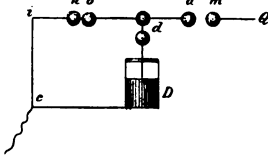


Fig. 1.

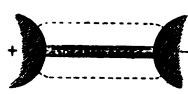


Fig. 2.

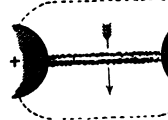


Fig. 3.



Fig. 7.

Fig.

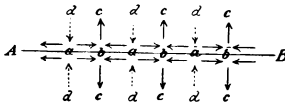


Fig. 11.

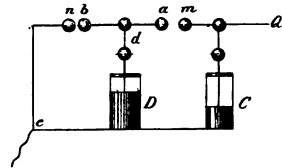


Fig. 12.

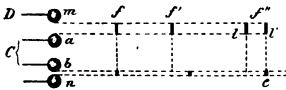


Fig. 15.

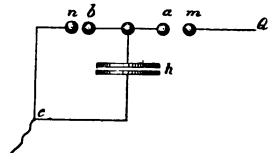


Fig. 16.

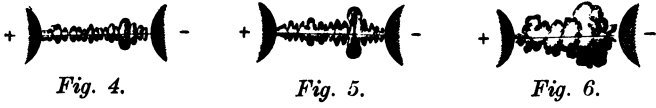


Fig. 4.

Fig. 5.

Fig. 6.



8.

Fig. 9.



Fig. 10.

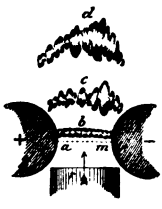


Fig. 13.

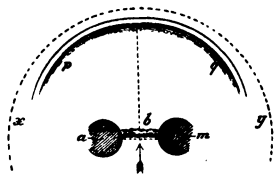


Fig. 14.

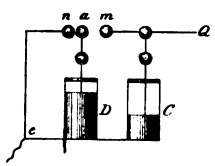


Fig. 17.

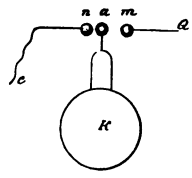


Fig. 18.





THIS BOOK IS DUE ON THE LAST DATE  
STAMPED BELOW

Nr. 72.

**AN INITIAL FINE OF 25 CENTS**

WILL BE ASSESSED FOR FAILURE TO RETURN  
THIS BOOK ON THE DATE DUE. THE PENALTY  
WILL INCREASE TO 50 CENTS ON THE FOURTH  
DAY AND TO \$1.00 ON THE SEVENTH DAY  
OVERDUE.

SEP 11 1938

AUG 6 1946

JAN 9 1947

MAY 2 1947

22 Mar 51 ML

31 Mar 51 LU

27 Aug '59 BP

REC'D LD

AUG 27 1959

AUG 24 1978

REC. CIR. AUG 4 '78

LD 21-95m-7,'37

119. Horace Bénédict de Saussure, Hygrometrie. II. Heft. (1783.)  
Herausgegeben von A. v. Oettingen. Mit 2 Textfiguren. (170 S.)  
M 2.40.

- 24. **H. Helmholtz**, Abhandlungen zur Thermody von Dr. Max Planck. (84 S.) *M* 1.40.
- 26. **Michael Faraday**, Experimental-Untersuch Herausgegeben von A. v. Oettingen. IX. Selbstind. u. Dielectr. Mit 15 Textfiguren. YB 098
- 28. — — — — — Herausg. von A. v. Oettingen. XII. und XIII. (1838.) Arten d. Entladung. Mit 29 Textfiguren. (138 S.) *M*
- 31. — — — — — Herausg. von A. v. Oettingen. XIV. und XV. I Arten d. Entladung. Mit 2 Textfiguren. (48 S.) *M* —80.
- 32. **Thomas Andrews**, Kontinuität der gasförmigen und flüssige stände der Materie und über den gasförmigen Zustand der Ma Herausg. von A. v. Oettingen und Kenji Tsuruta aus J Mit 12 Textfiguren. (82 S.) *M* 1.40.
- 34. **Michael Faraday**, Experimental-Untersuchungen über Elektrizität. Herausgegeben von A. v. Oettingen. XVII. VII. Reihe. (1840.) Gegen Contacttheorie. Mit 18 Textfigur. (S.) *M* 1.60.
- 36. — — — — — XVIII. und XIX. Reihe. (17 3.) Dampfelekt.- Masch. u. Drehg. d. Polaris.-Ebene. Mit (58 S.) *M* 1.20.
- 38. **Christian Huygens**, Bewegungen die Zentrifugalkraft. Herausgege 49 Textfiguren. (79 S.) *M* 1.40. h den Stoß. Über Hausdorff. Mit
- 39. **C. M. Guldberg**, Thermodynamik Molekulartheorie und chemische Gleichgewicht en aus den Jahren 1867, 1868, 1870, 1872. en übersetzt und herausgeg. von R. A. Be (85 S.) *M* 1.50.
- 40. **Michael Faraday**, E über Elektrizität. Herausgegeben von is XXIII. Reihe. (1846, 1849, 1850) ismus. Mit 11 Textfiguren. 74152118
- 42. **Wilb**, Fünf Abhandlungen über ab standsmessung. Herausgeg. 2 Bildnissen. (116 S.) *M* 1.80. gsburg 1611.) Übersetzt und hrg. 43 Textfiguren. (114 S.) *M* 2.—.
- 44. — — — — — Beitrag zur physiolog. Optik. Herausgegeben von Prof. Dr. Otto Schwarz. Mit einem Bildnis und 2 lithograph. Tafeln. (52 S.) *M* 1.40.
- 50. **Joseph Fraunhofer**, Bestimmung des Brechungs- und Farbenzerstreuungs-Vermögens verschied. Glasarten in bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernröhre. Herausgegeben von A. v. Oettingen. Mit einem Bildnis, 6 Figuren im Text und 2 Figuren auf einer Tafel. (36 S.) *M* 1.20.
- 52. **Theodor von Grotthuß**, Abhandlungen über Elektrizität und Licht. Herausgegeben von R. Luther und A. v. Oettingen. Mit einem Bildnis und 5 Textfiguren. (199 S.) *M* 3.—.
- 57. **August Toepler**, Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode. Ein Beitrag zur Experimentalphysik. Herausgegeben von A. Witting. M und 4 Tafeln. (62 S.) *M* 1.50.
- 58. — — — — — Beobachtung e. Herausgegeben von A. Witting. (103 S.) *M* 3.—.

GC 473  
S3T6

