Ueber elektrische Entladungen.

Vorläufige Mitteilung.

Von E. Wiedemann und H. Ebert.

Einleitung.

1. Die Erscheinungen der elektrischen Entladungen in gasverdünnten Räumen sind sowohl in qualitativer wie in quantitativer Hinsicht vielfach Gegenstand eingehender Untersuchungen gewesen. Der specifische Unterschied zwischen Anode und Kathode, die Rolle, welche ihre Form und Grösse und zwar vor allem die der Kathode, sowie die des ganzen Entladungsrohres spielen, der dunkle Raum um die Kathode, die Glimmlichtschicht, das Wesen der Kathodenstrahlen mit ihrer ausserordentlichen Wärmewirkung, ihrer Eigenschaft Fluorescenz und Phosphorescenz zu erregen, die Verteilung des Entladungsgefälles, die Wirkung von Ableitungen am Rohre auf dasselbe u. a. m. bieten noch immer der Erklärung grosse Schwierigkeiten.

2. Wir glauben den Versuch einer Erklärung qualitativ wie quantitativ begründen zu können, aus welcher eine grosse Anzahl der Erscheinungen Entladungen in gasverdünnten Räumen einheitlich und ohne Annahme neuer Eigenschaften der elektrischen Bewegungen abgeleitet werden kann [1]). Die Grundvorstellung ist die folgende:

3. Jedes Entladungsrohr ist ein Kondensator[2]), bei dem

1) Im Folgenden ist zunächst wegen Mangels an Raum nur eine Reihe der in Frage kommenden Punkte etwas eingehender besprochen; andere sind nur angedeutet. In einer demnächst in den Annalen der Physik und Chemie erscheinenden Abhandlung werden die Einzelheiten mitgeteilt und dort auch die Untersuchungen anderer Forscher behandelt werden.

2) Wir bemerken ausdrücklich, dass wir bei den hier zunächst mitgeteilten Versuchen Entladungsröhren verwenden, welche mit ihren beiden Metallelektroden in den Schliessungskreis eingeschaltet sind. Bei solchen mit äusseren Belegungen oder solchen ohne Belegungen gestalten sich die Verhältnisse selbstverständlich etwas anders.

die Elektroden die Rolle der Belege, die Gasfüllung die des Dielektrikums spielt. Die aus isolierendem Materiale bestehenden Rohrwände beteiligen sich zum Teil als Belege, indem sie sich mit freier Elektrizität laden, zum Teil sind ihre dielektrischen Eigenschaften massgebend; sie sind für die Capacität des Rohres wesentlich mitbestimmend. Die Capacität ist meist sehr klein; sie ist ausser von der Gestalt und dem Material des Rohres von der Natur des füllenden Gases und dessen Dichte abhängig.

4. Bei der Entladung der Röhre bilden sich elektrische Oscillationen aus, welche für die Art des Elektrizitätsüberganges massgebend sind. Die spezielle Entladungsform richtet sich nach der Art der ausgebildeten Oscillationen, ihrer Periode, Verteilung im Rohr und der Grösse der durch sie übergeführten Energie.

5. Wie sich in den einzelnen Fällen die Erscheinungen gestalten müssen, darüber giebt die Theorie der elektrischen Oscillationen Aufschluss, welche seit den Arbeiten von G. Kirchhoff und Sir W. Thomson nach den verschiedensten Richtungen hin ausgebaut und namentlich in neuester Zeit durch ausgedehnte experimentelle Untersuchungen bestätigt worden ist. Wir bemerken, dass wir von dieser Theorie zunächst nur Sätze benutzen werden, welche sich sowohl vom Standpunkte der Maxwell'schen Theorie (Arbeiten von Maxwell, Lord Rayleigh, Hertz, Poynting u. A.) als auch vom Standpunkte der älteren Theorien von F. Neumann und W. Weber ergeben (z. B. Arbeiten von Kirchhoff und Stefan).

6. Wir wollen die hier zur Anwendung kommenden bekannten Eigenschaften rascher elektrischer Schwingungen kurz zusammenstellen. Eine genaue Diskussion der Erweiterungen, die sie in den einzelnen Fällen erfahren, wird später gegeben werden.

I. Elektrische Schwingungen verlaufen fast nur in der Oberfläche der Leiter. Bei immer grösseren Schwingungszahlen verlaufen sie mehr und mehr an der Grenze von Leiter und Dielektrikum. Kommen rasche elektrische Schwingungen aus dem Dielektrikum an einen Leiter, so dringen sie nicht oder nur sehr wenig in diesen ein. Hierauf beruht die Schirmwirkung der Metalle solchen Schwingungen gegenüber. Wir können sagen, Metalle erzeugen vermöge ihrer Eigenschaft dem Eindringen der Schwingungen einen Widerstand (Impedienz engl. Impedanz) entgegen zu stellen hinter sich einen elektrodynamischen Schatten.

II. Nicht nur hinter sich, sondern auch unmittelbar vor sich, üben die Metalle eine Schirmwirkung aus; sie kommt durch die Wechselwirkung der ankommenden und vom Metalle zurückgeworfenen Wellen zu Stande. Dieselbe studierte z. B. Stefan in der Weise, dass er die „sekundäre" und die „primäre" Funkenstrecke auf derselben Seite einer Blechtafel und zwar erstere knapp vor derselben aufstellte. Auch vor sich erzeugt eine Metallfläche, wenn sie elektrischen Oscillationen ausgesetzt wird einen Schatten, einen dunklen Raum, elektrodynamisch gesprochen.

III. Elektrische Schwingungen ordnen sich auf einem Leiter gerade so an, wie es die freie Elektrizität thun würde, die man auf ihn bringt; sie drängen sich also bei einem abgeschnittenen Drahte gegen das Ende desselben hin, bei einer Platte gegen den Rand derselben.

IV. Bringt man in die Nähe eines Leiters, auf dem Oscillationen stattfinden, einen anderen Leiter, so verschieben sich die Oscillationen auf ersterem gerade so, wie sich freie Elektrizität auf ihm nach einem in die Nähe gebrachten Leiter hin verschieben würde, der auf sie influenzierend wirkt.

V. Die genannten Eigenschaften sind bei sehr schnellen Schwingungen nahezu unabhängig vom Ohm'schen Widerstand des Leitermateriales.

7. Um zu zeigen, dass diese wenigen bekannten, auf Grund der älteren wie der neueren Theorie der Elektrodynamik sich ergebenden Sätze, ausreichen, typische Erscheinungen in Entladungsröhren qualitativ und quantitativ zu erklären, zerlegen wir das umfangreiche Erscheinungsgebiet in eine Reihe von Gruppen. Um den Gang der Untersuchung hervortreten zu lassen, geben wir hier zunächst eine gedrängte Uebersicht über die hauptsächlichst in Betracht kommenden Punkte.

A) Wir zeigen zunächst, dass man wirklich ein Entladungsrohr als einen Kondensator betrachten kann und bestimmen zuerst angenähert seine Capacität. Hierbei ergiebt sich bei der bekannten Beziehung zu dem Selbstinduktionskoeffizienten und der Capacität (der Widerstand ist sehr klein) die Dauer der Schwingung mit kleinster Schwingungszahl, deren das Entladungsrohr unter den obwaltenden Verhältnissen fähig ist, die elektrische Grund- oder Eigenschwingung des Rohres. Die Messungen führen auf Schwing-

ungsdauern von der Ordnung von 10^{-8} Sekunden, also wie sie bei den Versuchen von Hertz, Sarasin und De la Rive u. A. verwendet wurden und für die die Schirmwirkung und die anderen in 6) genannten Eigenschaften erwiesen sind. Aus den durch das Experiment festgestellten Wellenlängen dieser Schwingungen ergiebt sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Entladungen in gasverdünnten Räumen; wir kommen zu Werten, welche den von J. J. Thomson direkt gefundenen, also der Lichtgeschwindigkeit, sehr nahe liegen.

B) Bedingt der Bau einer Entladungsröhre schon an sich das Auftreten oscillatorischer Entladungen, so muss die Lichtverteilung in dem Rohr sich aus den Eigenschaften dieser elektrischen Schwingungen ableiten lassen. Um dieselbe möglichst rein zu erhalten, erregen wir das Rohr durch elektrische Schwingungen, die der Grundschwingung des Rohres selbst entsprechen und sorgen durch passend gewählte Elektrodenform dafür, dass der Durchgang derselben durch das Rohr nur in einem Sinne erfolgt. Die auftretenden Phänomene lassen sich zum Theil ohne weiteres aus den in § 6 genannten Sätzen über elektrische Oscillationen ableiten.

C) In einem Entladungsrohr, das wir nicht von vornherein mit elektrischen Schwingungen bestimmter Art anregen, die der Grundschwingung entsprechen, sondern das wir sich selbst anregen lassen, wie bei Anwendung von Ketten und zum Theil bei derjenigen von Influenzmaschinen, gestalten sich die Verhältnisse viel komplizierter. Zu der Grundschwingung treten Oberschwingungen hinzu, die zum Teil durch die Capacität der einzelnen Teile des Rohres bestimmt sind. Hiermit hängt die Teilung der positiven Lichtsäule in einzelne Schichten zusammen, deren Abstand je nach der Rohrweite eine verschiedene ist.

Noch weit verwickelter müssen die Erscheinungen werden, wenn wir Induktorien benutzen, in den Stromkreis Funkenstrecken einschalten oder solche in einem Nebenschluss hervorrufen. Wir werden eine Reihe der hier auftretenden Erscheinungen vom Standpunkte unserer Grundanschauung aus näher erörtern.

D) Wir wenden uns hierauf spezieller den Vorgängen an der Kathode zu, welche für den ganzen Entladungsvorgang von grosser, ja in gewissem Sinne bestimmender Bedeutung sind.

Da wo die aus der Anode austretenden, in das verdünnte

Gas eintretenden Oscillationen aus dem Gase wieder austreten, erzeugen sie eine Kathode. Gelangen sie an ein Metall, so verlaufen sie dort nur an der Oberfläche, da sie nur schwer in das Metall eindringen können, eventuell umgehen sie die Kathode so weit sie nur irgend können, um an dem von der Anode möglichst weit entfernten Ende in dieselbe einzudringen.

Wir haben hier das Beobachtungsmaterial unter folgenden Gesichtspunkten behandelt.

α) Die an der Oberfläche der Kathode verlaufenden Oscillationen geben dort Energie ab, die hauptsächlich in den folgenden drei Formen wieder zur Wahrnehmung gelangt a) als mechanische Arbeit, b) als Wärme, c) als Kathodenstrahlen.

β) Die Kathodenstrahlen sind ganz speziell untersucht worden. Nach der früher von dem einen von uns geäusserten Ansicht sind die Kathodenstrahlen kurzwelligen Lichtstrahlen zu vergleichen. Um ein Urteil über die Amplitude derselben zu gewinnen, wird ihre Energie bestimmt; sie ist ca. $1{,}4 \cdot 10^5$ mal grösser als diejenige des hellsten Sonnenlichtes an der Erdoberfläche; ihre Amplitude ist daher ca. 370 mal grösser als die des letzteren.

Daraus erklärt sich die grosse Helligkeit der Kathodolumineszenz, der Einfluss der Temperatur auf letztere u. a. m.

γ) Sind die Kathodenstrahlen durch auffallende Oscillationen erregt, so ist von vornherein wahrscheinlich, dass nicht alle derselben Schwingungsdauer entsprechen; in der That lassen sich diese verschiedenartigen Schwingungen durch den Einfluss eines Magneten sondern, (Dispersion der Kathodenstrahlen).

δ) Weiter sind zu behandeln die Erscheinungen des Durchganges von Kathodenstrahlen durch dünne Metallschichten.

Wir zeigen, dass Metallschichten, wenn ihre Dicke eine gewisse Grenze nicht überschreitet, durchsichtig für die Kathodenstrahlen sind, entgegen der Maxwell'schen Theorie, die hier fundamentale Lücken zu bieten scheint.

ε) Ferner werden wir genauer die Vorgänge der diffusen Reflexion der Kathodenstrahlen untersuchen; Leiter und Nichtleiter verhalten sich verschieden; nicht nur die elektrische Albedo ist eine verschiedene, sondern auch der Grad, mit der für sie das Lambert'sche Gesetz gilt.

ζ) Wird der Einfluss des Magneten auf die Kathoden-

strahlen in ihrem Verlauf und vor allem auf das Entladungspotential behandelt.

η) Werden die Erscheinungen erörtert, welche eine Folge der schnellen Schwingungen der ankommenden Oscillationen sind. Ist die Kathode bis auf einen kleinen Teil mit einem Dielektrikum, etwa Glas umhüllt, so drängen sich die Oscillationen, die nicht durch das Metall selbst entweichen können, nach der Glasoberfläche: Das Glas verhält sich dann wie eine Kathode.

ϑ) Durch die Rückwirkung der auf die Kathode auftreffenden und der von ihr zurückgeworfenen Oscillationen entsteht vor der Kathode eine Schirmwirkung, „der dunkle Raum", der dem Eindringen von Oscillationen der verschiedensten Art einen grossen Widerstand entgegensetzt, und zwar, sowohl dem Eindringen der Kathodenstrahlen als auch demjenigen der Oscillationen, die von einer in den dunklen Raum gebrachten Anode ausgehen.

E) Weiter sind zu behandeln die Beziehungen des positiven Lichtes, des dunklen Trennungsraumes, der Glimmlichtstrahlen und der Kathodenstrahlen zu einander, sowie die die Entladungen auslösenden Momente wie ultraviolettes Licht, Erhitzen der Elektroden, ferner der Einfluss des Magneten auf die Entladungen u. s w. Die hierher gehörigen Beobachtungen und Diskussionen können erst in der ausführlichen Mitteilung gebracht werden.

A) Capacitätsbestimmungen von Entladungsröhren.

8. Eine Entladungsröhre ist ein Kondensator. Dass sich eine Entladungsröhre ausser an den Elektroden auch an den Glaswandungen wie eine Leydener Flasche mit freier Elektrizität ladet, zeigen schon sehr einfache Versuche. Bei einigermassen reichlicher Elektrizitätszufuhr oder bei eingeschalteten Funkenstrecken fühlt man beim Annähern der Hand Elektrizität entweichen, bei gesteigerter Ladung kann man aus der Entladungsröhre Funken ziehen.

Recht anschaulich ist folgender Versuch:

Eine weit ausgepumpte Entladungsröhre mit einer Spitze (Anode) und einer Platte (Kathode) wird dadurch geladen, dass sie mit der Plattenelektrode auf den positiven Pol einer kräftigen Influenzmaschine aufgesetzt wird; der negative Pol der letzteren ist zur Erde abgeleitet, der positive von der Erde durch eine Funkenstrecke getrennt, welche gestattet die positiven Spannungen bis

auf etwa 20000 bis 30000 Volt zu bringen. Bei der Ladung wird die Aussenwand der Röhre zur Erde abgeleitet. Entfernt man die Röhre, so erhält man selbst nach längerer Zeit kräftige Flaschenentladungen wenn man die Plattenelektrode berührt. Bei jeder Entladung zeigt die Platte die typischen Kathodenerscheinungen sehr schön; sie liefert kräftige Kathodenstrahlen, deren Verlauf man etwa an einem axial gestellten mit Balmain'scher Leuchtfarbe bestrichenen Glimmerschirm verfolgen kann.

9. Auch die Rückentladungen bei dauernder Verbindung mit dem positiven Pol der Maschine liefern Kathodenstrahlen. Lässt man die Röhre mit dem positiven Pole der Maschine in der vorigen Anordnung verbunden, so erhält man ebenfalls glänzende Kathodenstrahlen. Es treten scheinbar bei Zuführung von + E. zu der Platte an dieser Kathodenstrahlen auf. In Wirklichkeit laden sich die inneren Röhrenwände langsam mit + E. bis in der Funkenstrecke eine Entladung erfolgt; dann strömt die + E. auch aus der Röhre aus und giebt zu den Kathodenerscheinungen an der Platte Veranlassung.

Dass hierbei die Ladung wie bei einer gewöhnlichen Leydener Flasche erfolgt, erkennt man, wenn man eine gewöhnliche Geissler'sche Röhre auf die Aussenwand der Röhre aufsetzt und die andere Elektrode zur Erde ableitet. Man sieht, wie bei der Ladung die + E. von der Aussenwandung fortgetrieben wird, diese sich also mit gebundener — E. ladet.

10. Eine Entladungsröhre von mittleren Dimensionen hat eine Capacität von der Ordnung derjenigen wie sie kleine Leydner Flaschen besitzen. Die Capacität der Entladungsröhren wurde in folgender Weise bestimmt: Die Pole der Influenzmaschine waren mit einem grossen Paraffinkommutator verbunden; ein Pol wurde zur Erde abgeleitet, der andere mit der Röhre verbunden. Von hier ging die Elektrizität durch ein auf Ampère's geaichtes Galvanometer mit gut isolierten Wickelungen zur Erde.

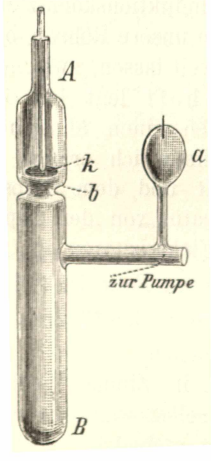
Die Zahl der Entladungen im Entladungsrohr wurde im rotierenden Spiegel durch Vergleich mit den in bestimmten Zeitintervallen erfolgenden Lichtblitzen einer von hinten erleuchteten Phosphoroskopscheibe mit 4 Schlitzen bestimmt. Aus der Zahl der Entladungen z in der Sekunde und der am Galvanometer gemessenen in dieser Zeit durchgegangenen Elektrizitätsmenge e

ergiebt sich die angesammelte Elektrizitätsmenge, die bei jeder einzelnen Entladung überging, zu $\varepsilon = e/z$.

Um die Spannungsdifferenz P zwischen den Elektroden wenigstens angenähert zu erhalten, wurde dem Rohr parallel ein Funkenmikrometer geschaltet, dessen beide Kugeln mit den beiden Elektroden verbunden waren. Die Kugeln wurden bei der Messung von P einander so weit genähert, bis eben Funken zwischen ihnen überspringen.

Aus P und ε ergiebt sich die Capacität des Ansammlungsapparates $C = \varepsilon/P$.

Fig. 1.



Zur Erläuterung möge das folgende Beispiel dienen: Entladungsrohr Fig. 1: 20 cm lang, 2 cm weit. Die Kathode k war eine Aluminiumplatte von 0,8 cm Durchmesser. An das Verbindungsstück der Röhre mit der Pumpe war seitlich ein kurzes Capillarrohr angeschmolzen, dass ich oben bei a erweiterte wie bei gewöhnlichen Geissler'schen Röhren, hier war eine Aluminiumspitze als Anode eingeschmolzen. Das Rohr war unterhalb der Kathode bei b bis auf 0,5 cm verengt. Der Druck war so tief, dass lebhaftes grünes Licht das ganze Haupt-Rohr B erfüllte.

Zahl der Entladungen in der Sekunde $z = 500$. Galvanometerausschlag: 36 mm. 1 mm entspricht einem Strome von $4{,}3 \times 10^{-6}$ Amp. also einer abgeflossenen Menge von $4{,}3 \times 10^{-6}$ Coulomb in der Sekunde; die gesamte in der Sekunde durch das Entladungsrohr gegangene Elektrizitätsmenge ist $e = 4{,}3 \times 10^{-6} \times 36$ Coulomb $= 4{,}3 \times 10^{-6} \times 36 \times 3 \times 10^{9} = 4{,}6 \times 10^{5}$ El. St. Masseneinheiten, bei einer Entladung gingen über $\varepsilon =$ ca. 10^{3} $cm^{\frac{1}{2}} \cdot gr^{\frac{1}{2}} \cdot sec^{-1}$.

Die Funkenstrecke, welche der Spannungsdifferenz im Rohr entsprach, war 0,2 cm lang, d. h. die Spannungsdifferenz war (0,7 cm Kugelradius) nach Paschen (interpoliert) $P = 27{,}8$ $cm^{\frac{1}{2}} \cdot gr^{\frac{1}{2}} \cdot sec^{-1}$ oder 8340 Volt.

Daraus ergiebt sich eine Capacität $C = \varepsilon/P$ von ca. 36

El. St. Capacitätseinheiten $= 4 \times 10^{-5}$ Mikrofarads $= 4 \times 10^{-20}$ El. Mag. Capacitäts-Einheiten.

Eine andere gleich grosse Entladungsröhre gab für Drucke zwischen 0,0038 und 0,0014 cm Quecksilber (50 bezw. 18 cm^{-1} gr sec^{-2}) $C = 3000\ cm^{3/2}\ gr^{1/2}\ sec^{-1} / 41\ cm^{1/2}\ gr^{1/2}\ sec^{-1} =$ 73 cm Capacität, also ebenfalls einen Wert wie ihn kleinere Kondensatoren zeigen.

11 Gleicht sich in Entladungsröhren die Elektrizität aus, so muss dieser Ausgleich oscillatorisch erfolgen. Der Ohm'sche Widerstand R in der Entladungsbahn einer evacuierten Röhre ist sehr klein; das folgt z. B. aus der geringen Erwärmung in dieser Bahn (vergl. die Messungen von Hittorf und E. Wiedemann). Der Selbstinduktionskoeffizient L der kurzen Schliessungskreise, in denen sich unsere Röhren befanden, lag, wenn wir die Grenzen möglichst weit fassen, zwischen 10^2 und 10^6 cm (elektromagnetisch). [Kirchhoff legt bei Berechnung der Feddersen'schen Oscillationen einen ähnlichen Wert, nämlich 4×10^6 cm zu Grunde]. Bekanntlich erfolgt in einem Schliessungskreise vom Widerstande R und dem Selbstinduktionskoeffizienten L, in dem ein Kondensator von der Capacität C eingeschaltet ist, der Ausgleich der Elektrizitäten in Oscillationen, wenn $R < 2\sqrt{L/C}$ ist. In unserem Falle ist sicher $R < 2\sqrt{10^2/4 \times 10^{-20}}$, also muss sich die an den Elektroden angehäufte Elektrizität in Oscillationen ausgleichen.

Diese Oscillationen machen sich an allen im Zimmer befindlichen Leitern in hohem Grade bemerklich, selbst wenn sie mit der Entladungsbahn in gar keiner Verbindung stehen.

12. Die Schwingungszahlen der Eigenschwingungen gewöhnlicher Entladungsröhren haben die Ordnung der vielfach zu Versuchen über elektrische Schwingungen benutzten, für die fast vollkommene Schirmwirkung der Metalle experimentell erwiesen ist. Die Schwingungsdauer elektrischer Oscillationen ist nach Kirchhoff und Sir W. Thomson bestimmt durch

$$T = 2\pi\sqrt{LC}\ \sec\varrho$$

wo $\sin\varrho = R^2C/4L$. Da R sehr klein ist, können wir $\sec\varrho$ gleich 1 annehmen und erhalten, wenn wir L und C, in cm messen,

$$T = 2\pi A\sqrt{LC}, \qquad A = 1/3 \times 10^{10}\ cm^{-1}\ sec.$$

Wir erhalten für unsere Rohrschwingungen $T = 2 \times 10^{-10} \times \sqrt{10^2 \times 36}$ bis $2 \times 10^{-10} \times \sqrt{10^6 \times 36}$ oder 10^{-8} bis 10^{-6} sec. 10^8 Schwingungen in der Sekunde entsprechen die meisten der in neuerer Zeit bei den Hertz'schen Versuchen verwendeten Oscillationen.

13. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Entladungen durch verdünnte Gase ist von der Ordnung der Lichtgeschwindigkeit. Bei den unter B) beschriebenen Versuchen mit Drahtschwingungen fanden wir für die Grundschwingungen unserer Röhren Wellenlängen von 3 bis 4 Meter. Dies führt bei einer Schwingungsdauer von 10^{-8} sec. auf eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit von rund 3×10^{10} cm sec^{-1}. J. J. Thomson fand experimentell $1{,}6 \times 10^{10}$ cm sec^{-1}.

B) Die Entladungsröhren unter dem Einflusse electrischer Entladungen von bestimmter Periode.

12. Die Lecherschen Versuche gelingen bei Anwendung der Influenzmaschine. Zur Erzeugung electrischer Wellen von der Länge, wie sie den Grundschwingungen unsrer Röhren entsprechen, d. h. von etwa 3—4 m, verwendeten wir den Lecher'schen Apparat. Die Platten hatten die Grösse: 30×30 cm, die Drähte die Dicke von 1 mm und eine Länge von 17 m.

Die Anordnung war so getroffen, dass in einfacher Weise sowohl die Capacität (durch Annähern und Entfernen der immer einander parallel bleibenden Platten) wie die Selbstinduction verändert und dadurch die Schwingung am Ende des Drahtes auf die Grundschwingung der Röhren abgestimmt werden konnte.

Ein wesentlicher Unterschied gegenüber den früher verwendeten Anordnungen bestand darin, dass wir an Stelle des Inductoriums die viel übersichtlicher arbeitende Influenzmaschine zur primären Erregung verwendet haben. Die Versuche gelingen sehr gut mit derselben.[1])

---

1) Die Verwendung der Influenzmaschine dürfte für gewisse Fälle den Vorzug in so fern verdienen, als man bei der Berechnung der Selbstinduction und der Capacität des primären Oscillators und damit seiner Schwingungsdauer nicht auf das theoretische Bedenken stösst, wie man

13. Die bei den Lecher'schen Versuchen benutzte Röhre muss auf die Schwingungen abgestimmt werden um möglichst empfindlich zu sein. Hat man bei gegebener Schwingungsdauer des primären Oscillators und bei gegebener Stellung des Bügels auf den Kupferdrähten in dem abgegrenzten Teile derselben eine stehende Schwingung von bestimmter Schwingungsdauer erzeugt, so ist es nicht gleichgültig, welche Röhre man auf die Enden der Drähte auflegt. Um ein gutes und empfindliches Ansprechen zu erhalten, müssen mehrere Bedingungen erfüllt sein, zu deren Feststellung wir verschiedene Röhren mit

---

beim Inductorium die mit den primären Leitern dauernd verbundenen Windungen des Inductoriums mit ihrer ungeheuren Selbstinduction und enormen Capacität in Rechnung setzen soll. H. Poincaré bemüht sich zu zeigen, dass man das Inductorium gerade wegen seiner hohen Selbstinduction und grossen Capacität gegenüber dem Oscillator vernachlässigen kann. Uns scheint es, als ob man nicht ganz so, wie es H. Poincaré thut, hierbei schliessen dürfe. Poincaré's Betrachtungen (Poincaré Electricité et Optique II p. 160 f. 1891) kommen darauf hinaus zu zeigen, dass der Spannungsausgleich durch die ganze Spirale hindurch während der Dauer der Oscillationen der primären Strecke verschwindend klein ist, diese sich zur Inductionsspirale also verhält wie ein kurzes Pendel von geringer Masse mit schnellen Schwingungen zu einem sehr langen Pendel mit grosser Masse, an welches es angehängt ist. Nun ist freilich richtig, dass man das Inductorium, nachdem der Ausgleich in Gestalt eines Funkens stattgefunden hat, für die folgende kurze Dauer der Oscillationen, als Ganzes betrachtet als stromlos ansehen kann, die Erfahrung lehrt aber, dass es gerade die den Enden nächsten Teile der Spirale sind, von denen fortwährend noch Electricität nachfliesst, die bald in so reichlichem Maasse angehäuft ist, dass auf der einmal geschaffenen Entladungsbahn die erste Partialentladung durchbrechen kann. So lange man also nicht weiss, aus welcher Tiefe der Inductionsspirale während der Oscillationen noch Electricität nach der primären Funkenstrecke hinfliesst, wie viele von den Windungen man also eigentlich noch zum Leitersystem der primären Strecke zu rechnen habe, scheint uns eine Berechnung der Capacität des primären Oscillators, welche nur die Plattengrösse, Drahtlänge und Kugelgrösse derselben in Betracht zieht, von theoretischen Bedenken nicht ganz frei zu sein.

Fast ganz frei davon ist man bei Anwendung der Influenzmaschine, die verglichen mit einem Inductorium derselben Leistungsfähigkeit für den vorliegenden Fall eine verschwindende Selbstinduction und eine sehr kleine Capacität hat.

verschiedenen Electrodenformen bei verschiedenen Drucken untersucht haben.

Die Röhre muss auf die Schwingung, die sie anzeigen soll, möglichst genau abgestimmt sein. Daher muss

a) ihre Capacität einen bestimmten Wert haben. Diese hängt ab von ihrer Grösse, ihrem Material und dem Drucke in ihr. Nur schwer gelingt es eine Röhre anzuregen, indem man eine ihrer Oberschwingungen auf sie wirken lässt. Hat man z. B. zwei gleichweite und auch sonst ähnlich beschaffene gleichweit evacuierte Röhren, von denen die zweite doppelt so lang ist, wie die erste, so kann man mit einer Schwingung, die der Grundschwingung der kleinen entspricht nur diese, nicht aber die grosse anregen. Verdoppelt man die Capacität des Oscillators, stimmt die Schwingungen also auf die grössere Röhre ab, so leuchten jetzt beide Röhren, die kleinere, weil gewisse ihrer Oberschwingungen lebhaft erregt werden.

Je niedriger der Druck, um so mehr spricht die Röhre nicht nur auf ihre Eigenschwingungen, sondern auch auf solche an, welche diesen nahe liegen. Dies kann zweierlei Gründe haben: Entweder ist der Empfindlichkeitsbereich des Rohres bei niederen Drucken wirklich ein grösserer oder bei den niederen Drucken geht Electricität durch das Rohr, selbst wenn der Bügel nicht genau an einem Knotenpunkte liegt, sondern ein Teil der Energie sich durch diesen ausgleicht. Ferner kommt in Betracht die variabele Capacität der Röhren. Namentlich bei niederen Drucken laden sich immer grössere Teile der Rohrwände; die dadurch veränderte Capacität stellt sich auf die ankommende Schwingung ein; das Rohr führt eine erzwungene electrische Schwingung aus. Dieses Nachgeben muss bei tieferen Drucken grösser als bei hohen Drucken sein. Kommt es darauf an, die Knoten auf den Drähten möglichst scharf abzugreifen, so darf der Gasdruck in dem anzeigenden Rohre nicht zu tief sein, weil sonst das Ansprechen nicht hinreichend bestimmt ist.

b) Das zur Entladung nötige Potential muss ein möglichst geringes sein. Die Entladungspotentiale wurden angenähert durch parallel geschaltete Funkenstrecken in der oben angegebenen Weise ermittelt. Für Entladungsröhren mit äusseren Elektroden, wie sie u. A. Lecher verwendete, fanden wir selbst bei sehr geringen Wanddicken so hohe Potentiale (100 El. St. E. u. mehr), dass ihre Verwendung nicht empfehlenswert erschien.

Entladungsröhren mit eingeschmolzenen Elektroden und capillarem Verbindungsstück erfordern auch noch verhältnissmässig hohe Potentialdifferenzen. Am besten eigneten sich weite und nicht zu lange Röhren mit Elektroden im Inneren und Quecksilberzuleitung zur Vermeidung von Funkenstrecken, welche den Oscillationsrhythmus verändern würden.

c) Auch die Elektrodenform ist von Wichtigkeit. Spitzenelektroden bieten als Kathoden, namentlich wenn sie zum grössten Teile ihrer Länge eingeschmolzen sind, grosse Uebergangswiderstände. Auch dann, wenn sie als lange Drähte frei in das Rohr ragen, wird nur wenig gewonnen, da bei den hier in Betracht kommenden schnellen elektrischen Schwingungen auch das Metall zu grosse Widerstände entgegenstellt (vergl. S. 3). Am geeignetsten erwiesen sich Elektroden von Plattenform, welche auf den axialen Zuleitungen senkrecht stehen.

14. Durch Verwendung von Spitze und Platte als Elektroden lässt sich ein Ventil für elektrische Schwingungen konstruieren. Verwendet man zwei Platten, so sind die Ladungs- und Entladungserscheinungen auf beiden Seiten abwechselnd gleich. Bei dem raschen Verlaufe des Zeichenwechsels lagern sich die Entladungsbilder über einander, das Auge bemerkt die gleichen Erscheinungen an beiden Elektroden.

Um die Erscheinungen an der Anode und Kathode zu trennen, worauf es uns besonders ankam, verwendeten wir eine kleine Spitze und eine Platte; die Entladungsröhre wirkt dann zugleich als elektrisches Ventil, die Schwingungen gehen nur im Sinne Spitze (Anode)- Platte (Kathode) hindurch.

15. Ein empfindliches Ventilrohr zeigt, wenn Schwingungen gleich seiner Grundschwingung hindurchgehen das Grundphänomen der Gasentladungen. Sorgt man in der soeben angegebenen Weise dafür, dass elektrische Schwingungen, auf welche das Entladungsrohr gut anspricht, nur in einem Sinne hindurch gehen, so beobachtet man Folgendes: Ein rosafarbenes Lichtbündel setzt sich an der Spitze der Anode an, durchzieht ziemlich geschlossen und eng begrenzt axial etwa bis auf $^1/_3$ des Elektrodenabstandes das Rohr, geht dann aber in einen Lichtmantel auseinander, der sich immer mehr trichterförmig erweitert und in einigen Millimetern Entfernung die Rohrwand etwa wieder auf $^1/_3$ des Elektrodenabstandes bekleidet. Dann

zieht sich der Mantel zusammen und strebt sich verengernd der Kathode zu, aber nur dem Rande derselben. Hier mündet die geometrische Figur der Mantelfläche in der Richtung der Plattenebene in diese ein. Ehe dies jedoch geschieht, vermindert sich die Helligkeit des rosafarbenen Lichtes, aus dem Plattenrande kommen ihm die in die Mantelfläche fallenden blauen Glimmlichtstrahlen entgegen, die von ihm durch den dunklen Trennungsraum geschieden sind. Wir sehen also:

1) Der Ausgleich der Elektrizitäten findet in der Glimmlichtschicht statt.

2) Die elektrischen Oscillationen drängen sich gegen den Rand der Platte zusammen; in der That ordnen sich Oscillationen auf einem Leiter gerade so an, wie es die freie Elektrizität thun würde: Satz III.

3) Die Mitte der Platte ist dunkel.

Dieselben Erscheinungen beobachten wir auch sonst häufig in gewöhnlichen Entladungsröhren, aber viel unregelmässiger, die positive Lichtsäule geht bald an die, bald an jene Stelle der Kathode u. s. w.

Elektrische Oscillationen rufen also in einem Entladungsrohr die typischen Lichtverteilungen hervor, wie wir sie gewöhnlich zu beobachten pflegen.

16. Bei Ableitung des Rohres treten Verschiebungen der Entladung ein. Leiten wir irgendwo die Röhrenwand ab, so bieten wir den elektrischen Schwingungen einen anderen Weg zum Austritt aus dem Rohrinneren, wir schaffen eine secundäre Kathode. Wir bemerken:

1) An der abgeleiteten Stelle setzt sich ein Bündel blauer Glimmlichtstrahlen an, welches sich dem Rande der Kathodenplatte zuwendet.

2) Auf der Platte sammeln sich die blauen Glimmlichtstrahlen zum grossen Theile an der der abgeleiteten Stelle gegenüberliegenden Randstelle und streben den sekundären Glimmlichtstrahlen an der Rohrwand zu. In der That zeigt die Theorie der elektrischen Oscillationen, dass, wenn man in die Nähe eines mit Schwingungen bedeckten Leiters einen anderen Leiter bringt, sich die Schwingungen gerade so verschieben, wie es die freie Elektrizität in Folge der Influenzwirkung thun würde: Satz IV.

3) Zwischen beiden Bündeln stellt sich, getrennt von beiden

durch je einen dunklen Raum, ein Faden des rosafarbenen positiven Lichtes ein.

Die Beobachtungen zeigen also genau das, was eintreten muss, wenn wir als die Ursache der Lichterscheinungen in Entladungsröhren rasche elektrische Schwingungen betrachten.

17. Evacuiert man das Rohr weiter, so wird, wenn keine Ableitung vorhanden ist, der Ring des Glimmlichtes immer breiter und breiter, zunächst bleibt aber in der Mitte noch ein dunkler Fleck übrig, der bei noch tieferen Drucken zuletzt auch verschwindet.

C) Einfluss eingeschalteter Funkenstrecken.

18. Lassen wir nicht, wie bei den soeben beschriebenen Versuchen schon praeformierte Schwingungen auf eine Entladungsröhre wirken, sondern regen wir sie durch grosse Ketten, Influenzmaschinen oder Induktorien an, so gestalten sich die Verhältnisse komplizierter. Vor allem zeigt sich auch hier, wie bei dem unregelmässigen Anblasen einer Pfeife, dass die Grundschwingung verhältnissmässig schwierig erhalten wird, dass es wesentlich Oberschwingungen sind, die sich ausbilden, wobei jeder Teil auf die Schwingungen anspricht, deren Periode ihm vermöge seiner Capacität eigentümlich ist. In diesen einzelnen Teilen bilden sich durch diese spezifische Resonanz stehende elektrische Schwingungen aus und wir werden in der ausführlichen Abhandlung näher ausführen, wie hierauf die Ausbildung der Schichten beruht, die in engen Teilen des Rohres (kleine Capacität) enger bei einander stehen, als in den weiten Teilen (grosse Capacität).

An dieser Stelle wollen wir uns damit begnügen an einigen Beispielen zu erläutern, wie es wesentlich der Entladungsrhythmus, die Oscillationsdauer der einzelnen Entladungen, ist, welcher die Eigenschaften der Gasentladungen bestimmt.

19. Einschalten von Funkenstrecken macht Entladungen empfindlich gegen angenäherte Leiter. Bei Ableitung einer Stelle sind weiter nach der Kathode hin gelegene Stellen weniger empfindlich, als ohne die erste Ableitung.

Wir erzeugen in einem 500 cm langen und 0,6 cm weiten Rohr durch Einschalten von Funkenstrecken sogenannte empfindliche Entladungen; sie entsprechen Oscillationen von grosser

Schwingungsdauer T, und werden von angenäherten Leitern etc. in höherem Grade beeinflusst als solche mit kleiner Schwingungsdauer. Ausser diesen Schwingungen sind aber stets noch lokale Eigenschwingungen des Rohres vorhanden. Nähern wir nun einem Punkte des Rohres einen Leiter, so werden die Oscillationen mit grosser Schwingungsdauer T zu diesem abgelenkt, sie drängen sich an die Wand; es entsteht hier eine sekundäre Kathode, der sich dadurch bildende dunkle Raum bietet den Oscillationen mit kleineren T einen grossen Widerstand (Impedienz), die positive Lichtsäule wird abgelenkt und zwar von der Berührungsstelle fort. Berühren wir noch eine zweite weiter von der Anode, der Austrittsstelle der Oscillationen gelegene Stelle, so ist hier die Entladung fast unempfindlich, und muss es sein, da die Energie der Oscillationen mit grossem T bereits an der ersten Stelle zum grössten Teil abgegeben worden ist.

Sind die Schichten eine Folge stehender Wellen von weit grösserer Schwingungszahl als der Grundschwingungen, so müssen sie demnach von der abgeleiteten Stelle aus nach der Anode hin besonders scharf auftreten, was man auch in der That beobachtet (vgl. die vollständige Arbeit).

20. Dass bei bestimmten Längen der eingeschalteten Funkenstrecken die Empfindlichkeit besonders gross ist, erklärt sich daraus, dass dann gerade die Eigenschwingungen des Rohres besonders stark angesprochen werden, die wie die Grundschwingungen am unstabilsten sind.

21. Die Entladung in einem weiten Rohr entspricht bei langsamer Elektrizitätszufuhr Schwingungen mit kleinerer Schwingungszahl als bei starker Elektricitätszufuhr. Dies ist ein Analogon zu dem Verhalten beim Anblasen von Pfeifen; dabei ändert sich auch das Potential.

Einem 3,6 cm weiten, 38 cm langen, ziemlich weit evacuierten Entladungsrohr mit ebenen Platten als Elektroden, wurde durch die Töplersche Influenzmaschine zunächst langsam Elektrizität zugeführt. Das positive Licht erstreckte sich fast durch das ganze Rohr bis beinahe an die Kathode, die von einem blauen Schein bedeckt war. Sobald die Rotationsgeschwindigkeit der Maschine vergrössert wurde, bildeten sich die Teile um die Kathode normal aus, die positive Lichtsäule zog sich zusammen,

wurde hell und zeigte dabei deutliche Schichten. Sowie also die Elektricitätszufuhr eine reichlichere ist, bilden sich Schwingungen mit kleinerer Schwingungsdauer aus.

22. Parallel zu dem obigen Entladungsrohr wurde ein Funkenmikrometer geschaltet. Dabei ergab sich bei höheren Drucken bei langsamerem Umdrehen das Entladungspotential grösser als bei schnellem Umdrehen, bei niederen Drucken tritt das umgekehrte ein.

23. Einschalten von Funkenstrecken ändert die Potentialdifferenz an den Elektroden, sowie das Potentialgefälle zwischen zwei Stellen im Rohr.

Wir führen nur für das letztere ein Beispiel an.

In ein aus weiten und engen Teilen zusammengesetztes Entladungsrohr wurden zwei Sonden eingesenkt, die mit den Kugeln eines Funkenmikrometer verbunden waren. Standen letztere so nahe, dass zwischen ihnen keine Entladung eintrat, wenn im Hauptschliessungskreis keine Funkenstrecke eingeschaltet war, so gingen Funken zwischen ihnen über, sobald in den Hauptkreis Funken eingeschaltet wurden. Die Verwendung von Sonden zur Untersuchung des Potentialgefälles ist also in diesem Fall nicht ohne weiteres gestattet. Ob bei der hier eintretenden Erhöhung des Potentialgefälles allein das Auftreten bestimmter Oscillationen von Einfluss ist, oder auch die schnellere Zufuhr der Elektrizität bei Einschalten der Funkenstrecke, ist noch genauer zu untersuchen, dass letzterer nicht allein maassgebend ist, zeigen die unter 22 beschriebenen Versuche.

24. Bei den zuletzt erwähnten Röhren zeigt sich eine Abhängigkeit des Entladungspotentiales von der Capacität z. Bsp. bei einer äusseren Ableitung des Rohres oder auch nur einer Annäherung von Leitern an dasselbe.

Man kann daher von einem Potential, das zur Entladung nötig ist, in dem gewöhnlichen Sinne des Wortes nicht sprechen. Das Eintreten der Entladung hängt vielmehr in vieler Hinsicht von den vorhandenen Oscillationen ab, es lässt sich mit dem Ansprechen einer Pfeife vergleichen.

25. Mit dem Inductorium werden trotz des complicierten Entladungsmechanismus Schichtenbildungen erhalten und zwar wegen seiner grossen Selbstinduc-

tion und Capacität. Dass man trotz des so sehr complicierten Baues des Inductoriums, der auftretenden Pratialentladungen etc. auch mit diesem deutliche Schichtenbildung in den Entladungsröhren erhält, liegt daran, dass die Selbstinduktion so gross ist, dass für Oscillationen in den Entladungsrohr fast nur die Verhältnisse in diesem massgebend sind. Aber auch nur fast allein; denn wir sehen, dass im Verlauf einer Entladung bei den verschiedenen Partialentladungen die Lage der Schichten sich verschiebt. Oft erhält man auch keine Schichten, dann lagert sich eine grosse Anzahl von verschiedenen Oscillationen übereinander, wie bei einer unregelmässig angesprochenen Kundt'schen Röhre.

26. Die Entladungen von galvanischen Säulen durch gasverdünnte Räume, sind als Ströme mit darüber gelagerten Oscillationen aufzufassen. Letztere müssen eintreten, da die Röhre wie ein Kondensator wirkt. Da bei den Säulen die Selbstinduktion klein ist, so müssen die Verhältnisse in diesen selbst und etwa eingeschaltete Widerstände bei den Berechnungen der Schwingungsdauer berücksichtigt werden. Einschalten von Widerständen ändert ja z. Bsp. die Zahl der im Rohr auftretenden Schichten.

An Stelle der beiden Ansichten, nach denen die Entladungen grosser Ketten durch gasverdünnte Räume discontinuirlich resp. continuirlich erfolgen, würde die unsrige als eine vermittelnde treten.

D. Vorgänge an der Kathode.

α) Umsetzung der Energie der eintretenden Oscillationen an der Kathode.

Wir haben oben erwähnt, dass an der Kathode sich für die austretenden Oscillationen grosse Hindernisse, „eine Impedienz", entwickeln. Diese Hindernisse bedingen einen grossen Energieverlust, welcher a) teils als mechanische Arbeit, b) teils als Wärme, c) teils als Energie der Kathodenstrahlen sich bemerkbar macht.

27. a) Die mechanische Arbeit, die an der Kathode geleistet wird, macht sich zum Teil in dem Zerstäuben der Kathode geltend. Die losgerissenen Elektrodenteile müssen nach allen Seiten sich von der Kathode entfernen und beschlagen die Wand ringsherum (vgl. z. Bsp. E. Wiedemann, Wied. Ann. 20. 749). Das

Zerstäuben hängt also nicht mit den Kathodenstrahlen zusammen; es tritt schon bei Drucken und Entladungen ein, bei denen die Energie der Kathodenstrahlen noch viel zu klein ist, als dass sie den dunklen Raum zu durchsetzen vermöchten.

b) In Bezug auf die Erwärmungserscheinungen an der Kathode selbst machen wir hier nur auf folgendes aufmerksam.

28. Das Glühen der Kathode hängt von dem Druck und dem Rhythmus der Entladungen ab.

Ein dünner Platindraht als Kathode glüht a) bei höheren Drucken nicht, b) bei ziemlich niedrigen Drucken sehr schön, c) bei noch niedrigeren nicht mehr. Die Erwärmung der Kathode nimmt also mit abnehmendem Drucke erst zu, dann ab, die Ausbildung der Kathodenstrahlen nimmt stetig zu.

Die oscillatorischen Entladungen, welche die Kathode umspielen, geben an dieselbe einen Teil ihrer Energie ab. Bei den Drucken unter a) liegen die Verhältnisse noch nicht so, dass überhaupt sehr grosse Energiemengen von den Oscillationen abgegeben werden, bei den Drucken unter b) wird die von den Oscillationen abgegebene Energie nur oder doch überwiegend zur Erwärmung der Kathode verwendet, bei den Drucken unter c) wird ein Teil der Energie zur Erzeugung von Kathodenstrahlen, ein Teil zur Erwärmung verwendet, letztere muss daher kleiner sein als im Falle b).

29. Schaltet man in die Leitung, welche die obige Kathode enthält, wachsende Funkenstrecken ein, so glüht diese zuerst nicht, dann aber bei einer bestimmten Grösse der eingeschalteten Funkenstrecke setzt das Glühen ein, bei einer noch grösseren Funkenstrecke verschwindet es wieder.

Schaltet man keine Funkenstrecke ein, so gehen alle Oscillationen an dem Drahte entlang und treten durch ihn hindurch; schaltet man Funken ein, so suchen sie durch das ihn umhüllende Glas einzudringen, bewegen sich eventuell auch nach den Wänden und dann erst nach dem Draht, ihre Energie wird dann zum Teil nicht am Draht, sondern an andern Stellen des Rohrs verbraucht (vergl. w. u. 52 p. 37).

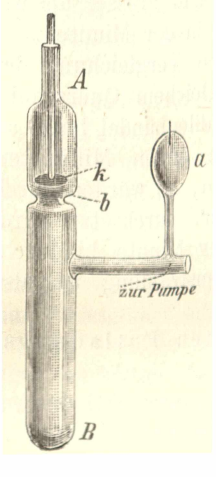
β) Erscheinungen an den Kathodenstrahlen. c) Energie der Kathodenstrahlen.

30. Zum Verständnis der eigenthümlichen Vorgänge in den

Kathodenstrahlen ist unbedingt notwendig, zunächst ein Urteil zu erhalten über die Grössenordnung ihrer Energie, und falls wir sie als lichtstrahlenartige Gebilde auffassen, über diejenige ihrer Amplituden, wofür man bisher noch keinen bestimmten Anhalt hatte.

31. Bestimmung der Energie der Kathodenstrahlen. Der untere Teil B des Entladungsrohres (Fig. 2) wurde in ein mit Terpentinöl gefülltes Calorimeter zugleich mit einem Thermometer gesetzt; das Calorimeter war durch einen doppelten blanken Metallmantel vor Strahlung geschützt. Dabei blieb das Rohr dauernd mit der Pumpe in Verbindung; der Druck wurde aus der Zahl der vorgenommenen Evacuationen und dem Verhältnisse bestimmt, in welchem sich bei höherem Drucke bei je einer Evacuation der Druck im Manometer erniedrigte (Aichen der Pumpe); Wasserwert des Calorimeters, des Thermometers und des eintauchenden Teiles der Glasröhre sowie derjenige des Terpentins wurden in bekannter Weise ermittelt. Im Uebrigen war die Anordnung wie bei der Bestimmung der Capacität (vergl. p. 6); die negative Electricität wurde der Platte k zugeleitet, die Anode a war mit der Erde verbunden.

Fig. 2.



a) Bei einem Drucke zwischen 0,0038 und 0,0014 cm Quecksilber (d. i. bei einem specifischen Druck von 50 bezw. 18 Dyne auf den qcm) leuchtete der ganze untere in das Terpentinöl eintauchende Teil des Rohres sehr intensiv grün. Die im Calorimeter beobachtete Wärmezufuhr, bei deren Berechnung die gesammte auf Grund des Temperaturverlaufes in der Vor- und Nachperiode in bekannter Weise abgeleitete Correction der Endtemperatur berücksichtigt wurde, betrug 3 gr cal in der Minute, der thermische Effect der Kathodenwirkung war also 5×10^{-2} sec gr cal, der mechanische demnach 2×10^{6} Secundenergs.

b) Im rotirenden Spiegel waren die Entladungsbilder (343 in der Sec.) völlig scharf. Wir können daher annehmen, dass die Dauer einer Entladung noch nicht $^1/_{1000}$ von der Zeit zwischen zwei

Entladungen betrug. Jedenfalls war sie noch viel geringer, so dass $^1/_{1000}$ als oberer Grenzwert anzusehen ist.

c) Wollen wir die Energie der Kathodenstrahlen vergleichen mit derjenigen von Lichtstrahlen, die von einem kontinuierlich leuchtenden Körper ausgehen, so müssen wir beachten, dass erstere höchstens während $^1/_{1000}$ der Gesammtzeit ausgesandt werden. Würden daher die Kathodenstrahlen mit derselben Intensität wie bei unserem Versuch kontinuierlich ausgesandt werden, so wäre die von ihnen erzeugte Erwärmung mindestens 1000 mal grösser als wir sie beobachtet haben, also gleich 3000 gr cal in der Minute.

d) Weiter müssen wir bei einer solchen Vergleichung der Energie zweier Strahlenbündel solche von gleichem Querschnitt etwa von 1 qcm, betrachten. Das Kathodenstrahlenbündel hatte an der Kathode einen Durchmesser von etwa einem Millimeter. Rechnen wir den Querschnitt zu rund 1 qmm, so würden durch 1 qcm, der von Kathodenstrahlen senkrecht durchsetzt wird, $3 \times 10^3 \times 10^2 = 3 \times 10^5$ gr cal in jeder Minute hindurchgehen, der thermische Effect der Kathodenstrahlung ist also 5×10^3 sec gr cal pro cm^2.

32. Vergleich mit der gesammten Entladungsleistung.

Wir wollen nun untersuchen, ein wie grosser Teil der gesammten beim Durchgang der Entladung verbrauchten Energie in der Energie der Kathodenstrahlen vorhanden ist.

Die Spannungsdifferenz an den Enden der Röhre war zu 41 $cm^{1/2}\ gr^{1/2}\ sec^{-1} = 12300$ Volt, die gesamte in einer Sekunde abfliessende Elektrizitätsmenge zu $3{,}4 \times 10^{-4}$ Coulombs gefunden worden. Die Stromarbeit ist also in dieser Zeit $1{,}2 \times 10^4 \times 3{,}4 \times 10^{-4}$ d. i. ca. 4 Joule oder 0,98 gr cal. Der gesamte Stromeffekt ist also rund 1 sec gr cal, oder 20 mal so gross als der Effekt der Kathodenstrahlen allein, vergl. 31, a). Dies ist in vollkommener Uebereinstimmung mit den Werten, welche man bei gesonderten Bestimmungen der thermischen Leistung in den einzelnen Teilen der Entladungsröhre erhält.

33. Vergleichung der Energie der Kathodenstrahlen mit der Energie des Sonnenlichtes.

Um ein Urteil über die Grösse der Energie in den Kathodenstrahlen zu erhalten, vergleichen wir dieselbe mit der Energie des Sonnenlichtes. Die Sonnenstrahlung liefert ausserhalb der Erd-

atmosphäre nach den neuesten Bestimmungen rund 3 gr cal auf den qcm in einer Minute bei senkrechter Incidenz. Der thermische Effekt der Sonnenstrahlung ist also ausserhalb der Erdatmosphäre $3/60 = 0{,}05$ sec gr cal. Beim Durchgang durch die Erdatmosphäre gehen davon in unseren Breiten im Mittel etwa 30 Prozent verloren, so dass der thermische Effekt auf einem senkrecht zur Sonnenstrahlung stehenden Flächenelement an der Erdoberfläche ist: $0{,}05 \times 0{,}7 = 0{,}035$ sec gr cal pro cm^2. Der mechanische Effekt der Sonnenstrahlung ist an der Erdoberfläche für ein Quadratcentimeter gleich $1{,}5 \times 10^6$ Ergs pro Sekunde.

Der Effekt der Kathodenstrahlen ist also [vergl. 31,d] $(5 \times 10^3)/(3{,}5 \times 10^{-2}) = 1{,}4 \times 10^5$ mal grösser als der des hellsten Sonnenlichtes. Demnach ist auch die Energie eines von Kathodenstrahlen erfüllten Raumes über hunderttausendmal so gross, als die des gleichen von Sonnenstrahlen erfüllten Raumes.

Hieraus erklärt sich auch ohne weiteres, dass wir durch Bestrahlen mit Kathodenstrahlen selbst Platin in kurzer Zeit bis zum Weissglühen erhitzen können.

Da sich die Amplituden harmonisch periodischer Schwingungen verhalten wie die Wurzeln aus der Energie gleicher von ihnen erfüllter Räume, so ist die Amplitude der Kathodenstrahlen a_k etwa 370 mal so gross wie die a_s des Sonnenlichtes.

Die Amplitude a_s ist aber nach L. Graetz, wenn wir nur die Grössenordnung berücksichtigen

$$a_s \geqq 6 \cdot 10^{-10} \text{ cm},$$

daraus folgt

$$a_k \geqq 10^{-7} \text{ cm}$$

als untere Gesetze für die Amplitude der Kathodenstrahlen.

34. In festen und flüssigen Körpern ist der Abstand der Moleküle und ihre Grösse kleiner als 10^{-8} cm. Die Amplitude 10^{-7} cm der Schwingungen der Kathodenstrahlen ist also grösser als die Dimensionen der Moleküle, während diejenige der Sonnenstrahlen weit kleiner ist. Erstere müssen daher in festen und flüssigen nicht leitenden Körpern wesentlich anderen Absorptionsgesetzen gehorchen als letztere. Nach Graetz wird die Durchsichtigkeit für Strahlen von grösseren Amplituden als denen des Sonnenlichts wesentlich kleiner als für diese.

In der That werden von Dielektricis die Kathodenstrahlen ausnehmend stark absorbiert, so dass sie schon von den dünnsten Schichten vollkommen absorbiert werden.

In Bezug auf das Verhalten der Metalle vgl. w. unter 44.

35. Druck auf die Vorderfläche. Aus der Solarkonstante und der Lichtgeschwindigkeit 3×10^{10} cm sec^{-1} ergibt sich die in einem von hellem Sonnenlicht erfüllten cbcm an der Erdoberfläche enthaltene Energie zu

$$\frac{1{,}5 \times 10^{6}}{3 \times 10^{10}} \frac{cm^2\ gr\ sec^{-2}}{sec\ cm^2\ cm\ sec^{-1}} = 5 \times 10^{-5} \frac{cm^2\ gr\ sec^{-2}}{cm^3}$$

Diese entspricht nach der Maxwell'schen Theorie dem Druck p, welcher in der Fortpflanzungsrichtung der Welle ausgeübt wird; also:

$$p = 5 \times 10^{-5} \frac{cm\ gr\ sec^{-2}}{cm^2} = 5 \times 10^{-5}\ cm^{-1}\ gr\ sec^{-2}$$

Die Kathodenstrahlenenergie ist pro cbcm $1{,}4 \times 10^5$ mal grösser, also auch der Druck an der Vorderfläche; er ist demnach in dem von uns benutzten Rohre gleich 7 cm^{-1} gr sec^{-2}, oder 7 Dyne pro qcm; er ist also von der Ordnung des Gasdruckes in unserem Rohre, der bei den Beobachtungen zwischen 18 und 50 Dyne pro cm^2 lag.

Wohlausgebildete Kathodenstrahlen entwickeln sich in einem Rohre, welches evakuiert wird, erst dann, wenn der Druck an der Vorderfront von derselben Grössenordnung geworden ist, wie der auf der Kathode lastende Gasdruck. Kathodenstrahlen, die eine Energie besitzen, welche unterhalb einer bestimmten vom Druck abhängigen Grenze liegen, können demnach überhaupt nicht aus der Kathode austreten, selbst wenn sie in dieser durch auftreffende Oscillationen erregt werden.

36. Schalten wir Funkenstrecken in die Entladungsbahn ein, so steigern wir dadurch die Energie der einzelnen Oscillationen und damit diejenige der Kathodenstrahlen; wir können auf diese Weise bei höheren Drucken Kathodenstrahlen erzeugen, als es ohne Einschaltung von Funkenstrecken möglich wäre.

Hiermit hängt auch der Einfluss der Grösse der Kathode auf die Ausbildung der Kathodenstrahlen zusammen, bei kleinen Elektroden treten sie bei höheren Drucken auf als bei grossen Elektroden.

Um ein Urteil über die Energie und damit die Amplitude der Kathodenstrahlen zu gewinnen, können wir statt der Wärmewirkungen der Kathodenstrahlen und der Sonne auch die Helligkeiten des von beiden hervorgerufenen Phosphorescenzlichtes vergleichen.

37. Der Leuchtenergieinhalt des kathodolumineszierenden Glases ist im Verhältnis zu demjenigen des photolumineszierenden Glases ausnehmend gross. Wir können annehmen, dass die Abklingungskonstante des Leuchtens des unter dem Einfluss der Kathodenstrahlen und des Sonnenlichtes luminescierenden Glases die gleiche ist, da sie nur von der Art des Mechanismus abhängt, der die Glasmoleküle mit ihren Aetherhüllen verbindet. Daher verhalten sich die Leuchtenergieinhalte beider wie die Helligkeiten gleicher Massen.

Direkt kann man die Helligkeit der Photo- und Kathodolumineszenz eines Körpers nicht vergleichen; bei der ersteren leuchten dicke Schichten der Substanz, bei der letzeren nur sehr dünne.

Eine obere Grenze für die Dicke der kathodolumineszierenden Schicht erhalten wir folgendermassen: Glashäutchen, welche die Farben dünner Blättchen zeigen (also etwa von 0,002 mm Dicke) zeigen die Kathodolumineszenz ebenso hell wie dicke Platten, die leuchtende Schicht ist also noch wesentlich dünner als 0,002 mm.

Glasstücke von 0,6 mm Dicke leuchten den Sonnenstrahlen ausgesetzt durch ihre ganze Masse, denn eine noch dickere Schicht leuchtet noch stärker. Ihre Photolumineszenz im Phosphoroskop untersucht ist aber schwächer als die Kathodolumineszenz der dünnen Schicht, wir wollen indess annehmen, sie seien eben so gross, wir erhalten dann eine untere Grenze für das Verhältnis der Energie der Kathodenstrahlen zu der der Sonnenstrahlen.

Unter den Versuchsbedingungen verhalten sich also die Kathodolumineszenz und die Photolumineszenz gleicher Massen etwa wie

$$\frac{0{,}6}{0{,}002} : 1 = 300.$$

Weder im Phosphoroskop noch von den Kathodenstrahlen wird der Körper dauernd bestrahlt, in ersterem in Folge seiner Konstruktion nur $^1/_4$ der gesamten Zeit, im letzteren höchstens während $^1/_{1000}$ der Versuchsdauer, vgl. oben unter 31 b. Fände die Beleuchtung bei beiden gleichmässig statt, so würde die Kathodolumineszenz im Verhältnis von $^1/_4 : {}^1/_{1000} = 250$ mal heller sein.

Für gleiche Massen und gleiche Erregungszeiten ist also die Helligkeit der Kathodolumineszenz und damit der Leuchtenergieinhalt des kathodolumineszierenden Körpers mindestens $250 \cdot 300 = 75000$ mal grösser als derjenige der photolumineszierenden.

Wir kommen also auf diesem indirekten, gänzlich von dem in 33 eingeschlagenen direkten verschiedenen Wege zu einem unteren Grenzwerte, der mit dem dort gefundenen viel sicheren wirklichen Werte verträglich ist.

38. Die Amplituden des Lichtes des kathodolumineszierenden Körper sind $\sqrt{20000} = 2{,}7 \cdot 10^2$ mal grösser als diejenigen des photolumineszierenden. Setzen wir voraus, dass die Amplituden des Lumineszenslichtes proportional denen des erregenden sind, so ist auch die Amplitude a_k der Kathodenstrahlen, da wo sie auf die Glaswand auftreffen, $2{,}7 \cdot 10^2$ mal grösser als die der Sonnenstrahlen a_s.

Wir haben die Kathodenstrahlen also aufzufassen als Strahlen von sehr grosser Amplitude. Stellen wir uns auf den Boden der elektromagnetischen Lichttheorie, so würden wir sie als gebildet aus Verschiebungsströmen von grosser Exkursion ansehen dürfen. Dort wo sie auf ein anderes Dielektrikum z. B. die Rohrwand treffen, rufen sie ebenfalls Verschiebungsströme hervor, welche u. A. Ursache intensiver Fluorescenzerscheinungen werden können. Hierbei müssen die Molekularbewegungen der getroffenen Körper mitbestimmend eintreten. Um diesen Verhältnissen näher zu treten, haben wir eine Reihe von Versuchen angestellt, von denen wir hier die folgenden anführen, ohne schon jetzt auf den Mechanismus der Vorgänge selbst näher einzugehen.

39. Die Fluorescenz erregende Wirkung der Kathodenstrahlen ist abhängig von der Temperatur des getroffenen Körpers (wie bei der Photoluminescenz).

In ein vertikales (dem Fig. 1 gezeichneten ähnliches) cylindrisches ca. 2 cm weites Rohr ist oben eine ebene Kathode k senkrecht zur Rohraxe eingeschmolzen; etwa 4 cm unterhalb derselben ist senkrecht zur Axe des Rohrs ein Rohr angeschmolzen, das zu der Pumpe führt; in einem seitlich an dieses angeschmolzenen Rohre befindet sich die Anode. Etwa

---

[1]) Wir vernachlässigen, dass die Photoluminezenz nur durch einen Teil des Spektrums hervorgerufen wird.

4 cm unterhalb der Kathode ist an das erstere Rohr ein etwas längeres Reagierrohr von 7 cm Länge angeschmolzen. Letzteres wird in einem Luftbade erhitzt. Die von der Platte k ausgehenden Kathodenstrahlen bringen es bei gewöhnlicher Temperatur zum lebhaftesten grünen Leuchten. Steigt die Temperatur bis zu 230° Cels., so nimmt die Helligkeit der Luminescenz bedeutend ab, um sogleich beim Oeffnen des Luftbades und Anblasen, wodurch eine geringe Abkühlung hervorgerufen wird, wieder hervorzutreten. Bei ca. 270° Cels. ist die Kathodoluminescenz fast Null. Sie tritt aber bei der Abkühlung wieder stark hervor.

Zu beachten ist, dass von 200° Cels. an die Leitfähigkeit und die Plasticität des Glases grössere Werte annimmt.

Bei den Temperaturen über 230° Cels. leuchtet das Glas noch bläulich, gerade wie es bei dem harten Glase der Fall ist. Das gewöhnliche Glas besteht aus einer Mischung von verschiedenen Silikaten. Das Natronsilikat wird viel eher plastisch und leitend als das Kalisilikat. Bei niederen Temperaturen ist die grüne Luminescenz des Natronsilikates so stark, dass die bläuliche des Kalisilikates gar nicht zur Wahrnehmung gelangt.

40. Anschliessend an die Kathodoluminescenz wurde noch die Photoluminescenz untersucht.

Ein Reagierglas wurde in einem Luftbade mit zwei Glimmerfenstern erhitzt. Das Luftbad stand zwischen zwei rotierenden Scheiben mit je 4 Ausschnitten von 22,5 Grad Centriwinkel, die gegen einander gedreht wurden, also ein Phosphoroskop darstellten. Die Phosphorescenz verschwand bei ca. 180° Cels., also nahe bei der Temperatur, wo die Leitfähigkeit und damit die Plasticität sich merklich macht. Die Relaxationszeit ist im weichen Körper sehr viel kleiner als im festen, woraus sich dieses Verhalten erklärt.

41. Kathodenstrahlen rufen im Glas, auf welches sie treffen, vorübergehende molekulare Umsetzungen hervor.

Setzt man Glas schwachen Kathodenstrahlen aus, bei denen es aber auch schon sehr schön leuchtet, und öffnet man den Strom, so verschwindet das grüne Licht fast momentan. Lässt man stärkere Kathodenstrahlen bei grösserer Evakuation auftreffen, so ist das Leuchten nicht viel heller, hält aber minutenlang an. Diese Erscheinung spricht dafür, dass das Leuchten des Glases in einer

Chemilumineszenz besteht. Da die Helligkeit des nach dem Aufhören des Stromes übrigbleibenden Lumineszenzlichtes in beiden Fällen fast gleich gross ist, so scheint es, als ob das Abklingen der Helligkeit, wie bei der Balmain'schen Leuchtfarbe, von allen vorhergegangenen Zuständen abhängt; dies kann aber nur bei der Chemielumineszenz und nicht bei der Photolumineszenz im engeren Sinne des Wortes der Fall sein. (Vergl. E. Wiedemann, Eder's Jahrb. 5. p. 587. 1891).

42. Die durch die Kathodenstrahlen hervorgerufene Phosphorescenz der Kreide hängt von der Temperatur derselben ab.

Kreide leuchtet unter dem Einfluss der Kathodenstrahlen bei gewöhnlicher Temperatur sehr schön rot und leuchtet sehr stark nach. Erwärmt man sie, so nimmt das Licht einen wesentlich gelberen Ton an, und wird zuletzt fast weiss. Das gelbe und weisse Licht ist heller als das rote, verschwindet aber, sobald der Strom geöffnet wird. Wird die Kreide sehr heiss, so scheint die Kathodolumineszenz ganz aufzuhören.

Hier tritt wieder sehr deutlich die Abnahme der Abklingungszeit, die Zunahme der Abklingungskonstante mit der Temperatur hervor.

42. Die durch die Kathodenstrahlen erregten Lumineszenzschwingungen sind unpolarisiert.

Wie das gewöhnliche Phosphorescenzlicht bei einer Untersuchung senkrecht zur Grenzfläche unpolarisiert ist (bei schrägem Austritt wird es durch die Brechung beim Austritt polarisiert), so ist dies auch bei dem Kathodolumineszenzlicht der Fall. Der Grund ist in beiden Fällen derselbe. Die ursprünglich erregten Schwingungen sind parallel zu den erregenden gerichtet; noch ehe aber auch nur ein merklicher Theil des Leuchtenergieinhaltes abgegeben ist, hat das Molekül in Folge der Wärmebewegung eine grosse Anzahl von Rotationen ausgeführt, dies ist daher auch für die Richtung der Leuchtbewegungen der Fall; die ausgesandten Lichtstrahlen müssen unpolarisiert sein.

γ) Dispersion der Kathodenstrahlen.

43. Durch den Einfluss eines Magneten werden die Ansatzstellen der Kathodenstrahlen an der Kathode verschoben und die Kathodenstrahlenbündel in ver-

schiedene Teile zerlegt (Dispersion der Kathodenstrahlen).

Bringt man ein weites cylindrisches Rohr mit plattenförmiger Kathode zwischen die Pole eines Elektromagneten, so sieht man, wenn dieser nicht erregt ist, einmal die Kathodenstrahlen von einer kreisförmigen Stelle in der Mitte der Kathode ausgehen, ausserdem aber noch einzelne Strahlen bald an dieser bald an jener Stelle der Platte austreten. Ihre Ansatzstellen sind durch helle leuchtende Pünktchen bezeichnet, die unstet hin- und herspringen und wohl von zerstäubtem Metall herrühren. Erregt man den Elektromagnet, so verwandelt sich der Kreis in eine Ellipse, deren Mittelpunkt von dem ursprünglichen Ansatzpunkt der Kathodenstrahlen fortgeschoben ist und zwar nach der Richtung, nach der auch die Biegung der Kathodenstrahlen erfolgt, also wenn man in der Richtung der Kraftlinien über die Platte hinsieht, nach rechts.

Das Kathodenbündel selbst erscheint fächerförmig; die der Axe des Rohres zunächst liegenden Teile sind am wenigsten umgebogen, die Ansatzstelle selbst erscheint an den verschiedenen Stellen verschieden gefärbt. In der Mitte ist sie violett gefärbt, daran anschliessend rot, und am äussersten, am stärksten abgelenkten Saume häufen sich die oben besprochenen Fünkchen an.

Steigert man die Stärke des Elektromagneten, so nimmt die Verschiebung und die Zerlegung in einzelne Theile zu. Der Magnet wirkt also schon auf die in der Kathode verlaufenden Vorgänge, welche die Kathodenstrahlen hervorrufen, und die wesentlich ihren Sitz in der Oberfläche der Platte haben.

δ) Durchlässigkeit von Metallschichten für Kathodenstrahlen.

44. Kathodenstrahlen dringen durch dünne Metallschichten, die für das Licht undurchsichtig sind.

In ein cylindrisches Glasrohr von 2,5 cm Weite ist axial eine Platindrahtkathode eingeschmolzen. Man benutzt sie eine Zeit lang als Kathode, die Wand bedeckt sich dann mit einer mehr oder weniger dicken Metallschicht, einzelne Stellen sind fast undurchsichtig, andere nicht. Geht die Entladung in solcher Weise durch, dass an nicht von Metall bedeckten Stellen des Glases

grünes Licht auftritt, so ist dies auch an den mit Metall bedeckten Stellen der Fall. Die Unterschiede in der Durchsichtigkeit der Metallschicht bedingen Unterschiede in der Helligkeit des grünen Lichtes, die aber kleiner sind als erstere.

Nicht nur bei Platin-, sondern auch bei Kupferschichten zeigt sich dasselbe Phänomen.

45. Abgesehen von allen weiteren theoretischen Konsequenzen lehrt die eben beschriebene Thatsache, dass die Crookes'sche Anschauung von der Fortschleuderung der sogenannten strahlenden Materie irrig sein muss, da solche nicht durch die Metallschichten hindurchgehen könnten.

Da die dünnsten Dielektrica für Kathodenstrahlen undurchlässig sind, Metalle aber durchlässig, so haben wir hier einen weiteren typischen Unterschied zwischen beiden.

46. Da nach E. Wiedemann die Kathodenstrahlen in ihrem sonstigen Verhalten sehr kurzwelligen Lichtstrahlen sehr nahe stehen, so ist es um so auffallender, dass Platinschichten von merklicher Dicke eine so geringe Absorption auf sie ausüben. Die elektromagnetische Lichttheorie liess ganz anderes erwarten. Wir haben hier einen neuen Fall vor uns, welcher zeigt, dass sie nicht ausreicht, die Erscheinungen vollkommen zu erklären; Maxwell hebt selbst das Beispiel des Goldes hervor, welches den Lichtstrahlen gegenüber sich als viel durchsichtiger erweist, als die elektrischen Konstanten des Metalles erwarten lassen.

Im vorliegenden Falle haben wir die Erscheinung vielleicht so zu deuten: Die aus dem Dielektricum in Gestalt von Kathodenstrahlen ankommenden Verschiebungsströme übertragen sich auf das Metall und dringen in dieses bis zu einer geringen Tiefe ein, wie dies gelegentlich auch bei anderen Anordnungen beobachtet wurde.

Im vorliegenden Falle ist die Amplitude an der Rückwand des Metallbeleges noch so gross, dass die anliegenden Glasmolekülschichten zu lebhafter Fluoreszenz angeregt werden. Dass die Schirmwirkung des Metalles hier eine so geringe ist, liegt wohl zum Teil auch an der ausserordentlich grossen Energie des ankommenden Verschiebungsstromes [1]) in den Kathodenstrahlen.

---

[1]) Im Allgemeinen kann das Nichtzutreffen der Maxwell'schen Gleichungen für Metalle nicht durch einfache Annahmen korrigiert werden;

sowohl die für die Absorption, wie die für die Dispersion sich bei den Halbleitern ergebenden Formeln weichen weit von der Erfahrung ab. Auch eine Modifikation der Gleichungen des Gesamtstromes, wie sie Potier versucht, welcher beim Ansatz der Feldgleichungen zum Ausdruck bringt, dass die elektromotorische Kraft gleich der Summe der beim Leitungsstrom und der beim Verschiebungsstrom wirksamen elektromotorischen Kraft ist, führt hier nicht zum Ziele; die Nichtübereinstimmungen zwischen Theorie und Beobachtung dürfte tiefer liegende Gründe haben.

Der eine von uns (H. Ebert) gedenkt in nächster Zeit eingehender hierauf zurückzukommen. An dieser Stelle nur eine kurze Andeutung: Die Maxwell'sche Theorie verfolgt konsequent das Ziel, die elektrischen Bewegungen den Grundgleichungen der Mechanik zu unterwerfen und zeigt, wie in der That die etwas spezialisierten Lagrange'schen Differential-Gleichungen (in ihrer zweiten Form) ausreichen die meisten elektrischen Erscheinungen als einfache Bewegungsvorgänge darzustellen; die Spezialisierungen laufen darauf hinaus, die Strombewegungen auf eine cyklische Variabele zurückzuführen und durch eine Reihe langsam veränderlicher Parameter näher zu bestimmen. Die allgemeinen Feldgleichungen werden dann aus den polycyklischen Gleichungen gewonnen, unter der Annahme, dass die Geschwindigkeiten aller Teile des Systems sich linear ausdrücken lassen durch die ersten Ableitungen der cyklischen Variabeln nach der Zeit, der Begriff des elektromagnetischen Momentes, welches den elektrotonischen Zustand des Feldes bestimmt, erhält seine bestimmte Definition, wie dies in der Boltzmann'schen Darstellung besonders schön hervortritt. Bei dieser Ableitung aus der Cykeln-Theorie wurden indessen nur reine Cykeln benutzt d. h. nur solche, bei denen keine periodisch hin- und hergehenden Teile vorkommen. Darum kann die daraus entwickelte Theorie streng auch nur für solche Elektrizitätsbewegungen gelten. Sowie rasch hin- und hergehende Bewegungen beteiligt sind, müssen sich Abweichungen einstellen. Bei der Ordnung der bei den neueren Versuchen über elektrische Schwingungen benutzten Schwingungszahlen (10^8 bis 10^{10} pro Sekunde) sind die Abweichungen noch gering. Bei elektrischen Oscillationen von der Ordnung der Lichtschwingungen sind sie erheblich. Es scheint, dass man bei Berücksichtigung der Glieder, welche hin- und hergehenden Teilen entsprechen, deren Geschwindigkeiten nicht mehr linear mit den cyklischen Variabelen zusammenhängen, bei dem Ansatze der polycyklischen Gleichungen und dem daraus gebildeten Ausdrucke für das das Feld bestimmende elektromagnetische Moment zu plausibelen Formeln sowohl für die Absorption wie für die Dispersion in Halbleitern gelangt. Es soll dementsprechend die Theorie der polycyklischen Bewegungen mit hin- und hergehenden Teilen und ihre Anwendung auf die Maxwell'sche Theorie gelegentlich eingehender behandelt werden.

ε) Reflexion der Kathodenstrahlen.

46. Kathodenstrahlen, welche auf Platten fallen, erzeugen dort entweder neue Kathodenstrahlenbündel oder werden diffus reflektiert[1]).

Der dunkele Kathodenraum setzt dem Eindringen von Kathodenstrahlen einen grossen Widerstand entgegen und wird, wenn solche auf ihn auftreffen, zusammengedrückt.

Einer Kathode K_1 aus Aluminiumdraht von 3 mm Durchmesser, dessen Ende oben abgefeilt ist und bis zum Ende mit einer Glasröhre umgeben ist, steht eine Metallplatte M gegenüber, die sich um eine Axe drehen lässt, welche senkrecht zu der Richtung der Kathode und damit zu den von dieser ausgehenden Kathodenstrahlen steht. Um die Kathode K_1 lagert sich ein ziemlich kleiner, scharf begrenzter, dunkler Raum R_1, und ein schmales, schwach divergierendes Kathodenstrahlenbündel B_1 tritt aus ihr aus.

Unter bestimmten Versuchsbedingungen, bei bestimmtem Druck etc. beobachtet man folgendes. Wir lassen die Kathodenstrahlen zunächst unter einem Winkel von 10—15° auf M fallen. Um M bildet sich ein dunkler Raum R_2 aus, der von einer Glimmlichtschicht umgeben ist. Von der Platte geht senkrecht zu dieser ein Kathodenstrahlenbündel B_2 aus, das in gerader Richtung bis an die Rohrwand fortschreitet.

Ein solches Bündel tritt aber nur an der Vorderfläche aus, die Platte M ist an ihrer Vorderfläche zu einer Kathode K_2 geworden. Innerhalb des K_2 umgebenden dunklen Raumes erscheinen die Kathodenstrahlen wesentlich violetter als ausserhalb desselben.

Das Bündel B_2 sei rechts von dem dunkeln Raume um K_1 gelegen. Dreht man M zu kleineren Einfallswinkeln, so dreht sich das Bündel B_2 und schreitet bis an die Wand des Gefässes fort, bis infolge der Drehungen seine Richtung eine derartige geworden ist, dass es auf den dunkeln Raum R_1 um K_1 trifft Sobald dies für den am weitesten links gelegenen Teil des Bündels der Fall ist, wird es abgeschnitten, es kann nicht in den dunkeln Raum R_1 eindringen, sondern legt sich um ihn herum; die

[1]) Die Bedingungen, wann das eine oder andere Phänomen überwiegt, werden in der ausführlichen Mitteilung erörtert werden.

weiter rechts gelegenen Teile von B_2 gehen noch ungestört weiter. Bei fortgesetztem Drehen in demselben Sinne werden immer grössere Teile des Bündels B_2 aufgehalten, endlich sogar das ganze Bündel B_2. Dabei wird der Kathodenraum K_1 um K_1 deformiert, er wird kleiner und scheint sich von allen Seiten zusammenzuziehen. Der Raum um K_2 wird dagegen grösser; an der Stelle, wo das Bündel B_1 auftrifft, scheint er nach K_2 hineingedrückt zu sein. Fällt das Bündel B_1 senkrecht auf M, so hat B_2 dieselbe Richtung wie B_1 und die Bündel erscheinen besonders hell.

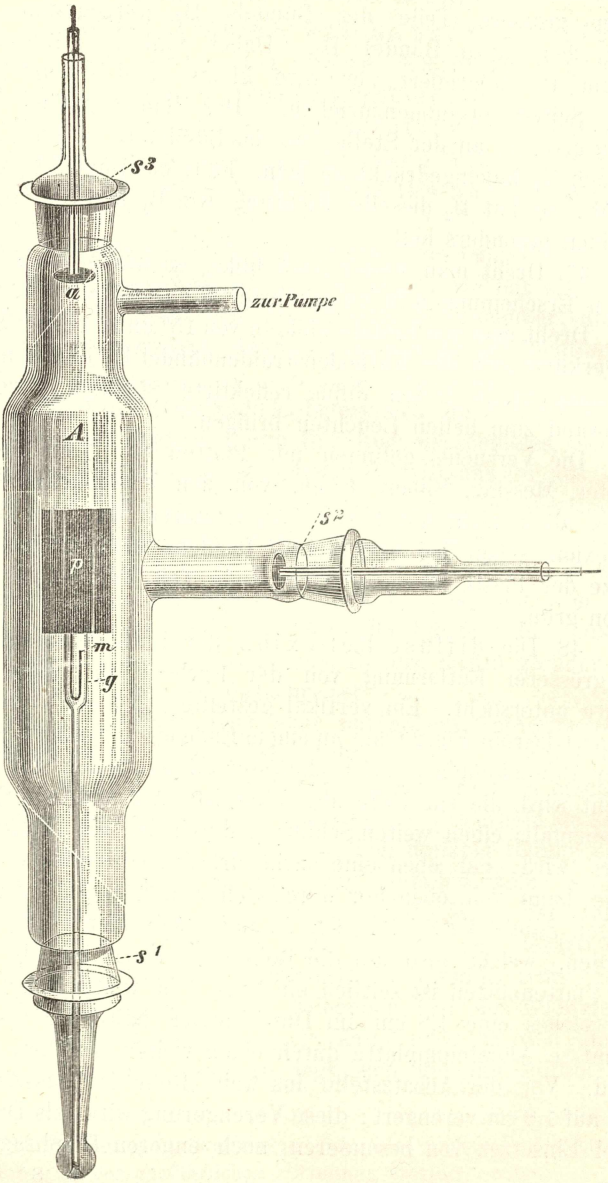
47. Dreht man weiter nach links, so wiederholen sich dieselben Erscheinungen in umgekehrter Reihenfolge.

Dreht man von Einfallswinkeln von 15° an zu immer grösseren, so verkürzt sich das Kathodenstrahlenbündel B_2 immer mehr, und an seine Stelle treten diffus reflektirte Strahlen, welche die Glaswand zum hellen Leuchten bringen.

Die Versuche gelingen mit Platten von Aluminium, Gold, Kupfer, Messing, Silber, Eisen, von den untersuchten Metallen bisher allein nicht mit Platin. An letzterem war aber die diffuse Reflexion schon bei senkrechter Incidenz sehr ausgebildet, der ganze der Platte M gegenüberliegende Teil der Röhre leuchtete schön grün.

48. Die diffuse Reflexion der Kathodenstrahlen wurde in grösserer Entfernung von der Kathode in einem weiteren Rohre untersucht. Ein vertikal gestelltes, 5,6 cm weites, 22 cm langes Glasrohr Fig. 2 trägt an einem Ende einen weiten Schliff s_3 mit einer Aluminiumplatte a (Durchmesser 1,4 cm), welche zur Anode gemacht wird, die zur Erde abgeleitet ist. Am anderen Ende trägt es ebenfalls einen weiten Schliff s_1, durch den ein Glasstab eingeführt wird, der oben eine flachgedrückte Glashülse g trägt. In diese kann von oben her durch den weiten Schliff mittelst einer langen Zange der Stiel m der zu untersuchenden Platte p gesetzt werden, welche also um die Rohraxe drehbar ist. In der Höhe der Plattenmitten ist seitlich ein über 2 cm weites Rohr angesetzt, in welches eine 1,8 cm im Durchmesser haltende, als Kathode benutzte Aluminiumplatte durch einen weiten Schliff s_2 eingeführt wird. Vor der Ansatzstelle ins weite Rohr ist dasselbe seitlich bis auf 1,8 cm verengert; diese Verengerung wirkt als Diaphragma. (Bei Einsetzen von besonderen, noch engeren Diaphragmen kom-

Fig. 3.



plizieren sich die Verhältnisse dadurch, dass sich an den Diaphragmenrändern eine sekundäre Kathode ausbildet, welche den Gang der von der Hauptkathode kommenden Strahlen stört.)

Wird so weit ausgepumpt, dass sich die positiven Schichten weit nach oben zurückziehen und ein feines, schmales und intensives Kathodenbündel von der Mitte der seitlichen Aluminiumplatte ausgeht, so zeigt sich bei Anwendung von Platten von 5 × 6 cm Grösse im Hauptrohre folgendes:

a) Metallplatten. Das auffallende schmale Kathodenbündel wird vollkommen diffus reflektiert; der ganze Halbzylinder vor der Metallplatte fluoresziert schön grün. Dass dieses Licht wirklich von Strahlen berührt, die an der Platte zerstreut werden, sieht man u. a. daran sehr gut, dass das Licht haarscharf an der Linie abschneidet, wo die Plattenebene verlängert den Mantel des Glasrohres treffen würde und dass diese Grenze beim Drehen der Platte mitwandert. Nirgends lässt sich, auch bei sehr grossen Incidenzwinkeln ein Zusammendrängen der diffundierten Strahlen bemerken, etwa in der Richtung der regelmässigen Reflexion, oder in der Nähe der Grenze des erleuchteten Halbzylinders. Auch nach oben und unten, also in grossen Azimuthen gegenüber der Einfalls- und Hauptzerstreuungsebene ist die Helligkeit merklich dieselbe. Wir haben also in den Metallen Körper, welche den elektrischen Oscillationen gegenüber sich als ausserordentlich zerstreuend erweisen. Wollen wir sie mit optisch zerstreuenden Körper vergleichen, so haben wir sie etwa dem feinsten, weissesten Gyps gleich zu stellen. Sie gehorchen streng dem Lambert'schen Cosinusgesetze. Herr W. König hat schon früher darauf hingewiesen (Wied. Anm. 37 p. 661, 1889), dass die Hertz'schen Formeln für elektrischen Schwingungen ihr vollkommenes Analogon in den Formeln finden, wie sie sich für die diffus reflektierenden Substanzen für Lichtschwingungen als gültig erwiesen haben. Es liess sich daran die Vermutung knüpfen, dass rasche elektrische Schwingungen unter gewissen Bedingungen ebenfalls das Phänomen der diffusen Reflexion ergeben würden; diese Vermutung dürfte durch die obigen Versuche als bestätigt zu betrachten sein.

Vergleicht man die Gesamthelligkeit des runden grünen Fleckes, welcher an der der Kathode gegenüber liegenden Wand des Rohres entsteht, wenn man die reflektierende Platte parallel zu den Kathodenstrahlen stellt, so dass letztere an derselben vorbei-

gehen, eine Helligkeit, die zugleich das Maximum des Lichtes bestimmt, welches die Kathodenstrahlen überhaupt erzeugen können, mit der nach der Diffusion im ganzen Halbzylinder verbreiteten, so erkennt man, dass die reflektierende Kraft des Metalles sehr gross ist. Wir können analog wie bei den Licht- und Wärmeschwingungen hier von einer Albedo den elektrischen Schwingungen gegenüber sprechen; die elektrische Albedo der Metalle ist also sehr gross; sie soll durch besondere Messungen noch genauer ziffermässig festgestellt werden.

b) Platten aus Dielektricis. Auch die Dielektrica reflektieren auffallende elektrische Oscillationen diffus. Doch machen sich mehrere Unterschiede gegenüber der Reflexion bei den Metallplatten geltend[1]): Bei senkrechter Incidenz ist das zerstreute Licht verhältnismässig schwach. Die senkrecht und nahe senkrecht austretenden Kathodenstrahlen (vergl. 46) sind stärker ausgebildet, sie nehmen einen grossen Teil der einfallenden Energie in Anspruch; in der That ist die vorgelagerte Glimmlichthülle, die bei den Metallplatten nur eine untergeordnete Rolle spielt, sehr stark entwickelt. Erst bei Incidenzen von etwa 15^0 zu beiden Seiten des einfallenden Bündels, wo die Intensität des senkrecht austretenden sekundären Kathodenbündels geringer wird, entwickelt sich das zerstreut reflektierte Licht, um nun etwa dieselbe Intensität wie bei den Metallplatten zu erreichen; die mittlere Albedo ist also bei Metallen und Dielektricis etwa die gleiche. Bei sehr schräger Incidenz wird zwischen dem Ort, wo ein regelmässig reflektierter Strahl auftreffen würde, bis zur Grenzlinie, die der Plattenebene entspricht, die Helligkeit auffallend grösser und erreicht ein Maximum in der Grenze. Wir können diese Erscheinung parallelisieren mit der an zerstreut reflektierenden Oberflächen, welche bei grossen Incidenzen zum Teil regelmässige Reflexion neben der zerstreuten zeigen also mit der Reflexion an diffus reflektierenden Flächen mit schwachem Oberflächenglanz. Die Dielektrica sind also etwa mit Kartonpapier zu vergleichen.

Die typischen Unterschiede zwischen Metallen und Dielektricis bei der Reflexion von elektrischen Oscillationen sind durch

1) In der Glashülse waren immer je eine Metallplatte (meist Messing) und eine Platte aus einem dielektrischen Material (meist Glimmer) befestigt, so dass beide genau unter identischen Bedingungen durch einfaches Drehen des Schliffes s_1 untersucht werden konnten.

ihre elektrischen Konstanten bedingt, wie wir in der ausführlicheren Arbeit eingehender begründen werden.

Sehr interessante Erscheinungen erhält man, wenn man über die bei den beschriebenen Versuchen benutzten Plattenpaare Streifen von Metallen bezw. Dielektricis legt. Man erhält dann dunkle Räume von eigentümlicher Gestalt, die von Glimmlichtstrahlen in charakteristischer Weise umhüllt werden. Da sich die Erscheinungen aber ohne Figur nur schwer anschaulich beschreiben lassen, verschieben wir ihre Besprechung bis zur definitiven Veröffentlichung.

ζ) Einflüsse des Magneten auf die Kathodenstrahlen.

49. Kathodenstrahlen sind bei niederen Drucken gegenüber dem Einfluss des Magneten wesentlich starrer als bei höheren.

Ein ca. 2,6 cm weites und 38 cm langes Rohr mit fast den ganzen Querschnitt erfüllenden Plattenelektroden wird äquatorial zwischen die Pole eines Elektromagneten gestellt; letzterer befindet sich ca. 2 cm von der Kathode entfernt. Man evacuiert so weit, dass ein schmales Kathodenbündel aus der Kathode austritt. Dann sperrt man die Pumpe ab und evacuiert den Recipienten. Man erregt den Elektromagneten, so dass die Kathodenstrahlen mässig stark nach einer bestimmten zwischen ihm und der Anode gelegenen Stelle der Wand abgelenkt werden, die dann grün erscheint.

Man verbindet das Rohr mit dem Recipienten, der Druck nimmt dadurch im Rohre ab, das Kathodenbündel wird schmaler, der grüne Fleck an der Wand rückt weiter nach der Anode hin, das Bündel selbst ist also bei derselben Feldstärke weniger stark abgelenkt.

50. Durch die Wirkung des Magneten auf die Kathodenstrahlen kann das Entladungspotential sowohl herabgesetzt als auch erhöht werden.

Parallel zu dem eben beschriebenen Entladungsrohr wurde ein Funkenmikometer geschaltet und der Abstand der Kugeln bestimmt, bei dem, wenn man die Kugeln von grösserem zu kleinerem Abstand einander näherte, eben Funken übergingen, und daraus das Entladungspotential P in Volt berechnet. Die folgende Tabelle giebt die Werte von P ohne Magnet: P_0, mit schwach erregtem Magnet: P_1, mit stark erregtem Magnet: P_2.

Etwas höherer Druck:

P_0	P_1	P_2
7200	4500	12900

Niederer Druck:

P_0	P_1	P_2
17100	7200	9600

Bei schwach erregtem Magnet ist das Kathodenbündel abgelenkt, aber noch nicht vollkommen zur Seite gedrückt, dagegen ist sein Querschnitt in der pg. 27 angegebenen Weise vergrössert, dadurch ist wohl das kleinere Potential bedingt. Bei stark erregten Magnet treten die von E. Wiedemann, Wied. Anm. 20. 779, behandelten und diskutierten Phänomene auf: Die Kathodenstrahlen und die Glimmlichthülle sind ganz an die Seite gedrückt und die positive Säule gelangt nicht zu den Stellen der Entladung, in denen sie ihren Ausgleich finden könnte.

η) Erscheinungen an der Kathode in Folge der schnellen Schwingungen der ankommenden Oscillationen.

51. Die Erscheinungen an der Kathode sind unabhängig von der Leitfähigkeit ihres Materiales.

Da für den Eintritt der Oscillationen der Ohm'sche Widerstand eine untergeordnete Rolle spielt (Satz V), so erklärt sich, warum bei Elektroden von sehr verschiedener Leitfähigkeit (z. B. Metallen und Bleihaloidverbindungen) die Erscheinungen die gleichen sind.

52. Eine Kathode setzt dem Eintritt von Entladungen von passender Schwingungsdauer und hoher Energie einen grossen Widerstand entgegen, sie suchen einen Ausweg, möglichst nahe an der Ableitungsstelle.

In ein 2,8 cm weites und 13 cm langes Rohr war axial am einen Ende eine 4 cm lange nur an ihrem in das Rohr eingeschmolzenen Ende mit Glas umgebene drahtförmige Elektrode A eingeschmolzen, an dem anderen eine bis auf die Spitze mit Glas umwickelte 5 cm lange Elektrode B eingesetzt, deren Spitze bündig mit dem Glas abgeschnitten war. Die Röhre wurde so weit evacuiert, dass, wenn keine Funkenstrecke sich im Stromkreis befand, und A Kathode war, die ganze Oberfläche der Kathode A mit kurzen weisslichen Strahlen besetzt war. Schaltete man wach-

sende Funkenstrecken ein, so trat zunächst lebhaftes grünes Licht an den Wandungen auf, bei noch grösseren Funkenstrecken wurde dasselbe dagegen sehr matt. Auf der Oberfläche der Drahtkathode A_1 war dann kaum mehr Licht zu sehen, dagegen trat ganz am Ende derselben, wo da sie in das Entladungsrohr eingeschmolzen war, ein helles Büschel auf und zeigte die Eintrittsstelle der Entladung an. Das Metall der Kathode wird also in hohem Grade von der Entladung umgangen.

53. Zur Erklärung dieser Erscheinung diene folgender Hinweis: Bei Aenderung der eingeschalteten Funkenstrecke werden einmal die Schwingungsdauern der Oscillationen, vor allem aber die Amplituden einer jeden und damit deren Energie geändert. Ist keine oder nur eine kleine Funkenstrecke eingeschaltet, so gelangen zahlreiche Oscillationen von geringer Energie auf die Kathode, sie können sich relativ leicht ausgleichen und erzeugen nur schwache kathodenstrahlenartige Gebilde, dieselben sind nur kurz, der von ihnen auf ihre Vorderfläche ausgeübte Druck genügt nicht, um den Widerstand (Impedienz) im dunklen Raum zu überwinden (s. pg. 2). Ihre Energie wird schon im dunklen Raum verbraucht; bei den längeren Kathodenstrahlen bedingt dieser Energieverbrauch ihre eigentümliche Färbung in der Nähe der Kathode.

Mit wachsender Funkenstrecke wächst auch die Energie der Oscillationen und entsprechend diejenige der erregten Kathodenstrahlen, der Druck auf die Vorderfläche (vergl. 23) wächst, die Kathodenstrahlen können den dunklen Raum durchsetzen, treffen auf das Glas und bringen es zum Leuchten. Ist die Funkenstrecke noch grösser, so vermögen nur Bruchteile der gesamten Energie der Oscillationen durch die Kathode abzufliessen, sie gleiten daher im wesentlichen an der Kathode hin und dringen möglichst nahe an dem zur Erde abgeleiteten Ende in dieselbe ein.

54. Mit abnehmender Grösse des Teiles der Kathode, in den die elektrischen Oscillationen eintreten können, nimmt das Entladungspotential zu.

Zahlreiche frühere Versuche haben gezeigt, dass mit abnehmender Grösse der Kathode der sog. Uebergangswiderstand an derselben zunimmt. Dafür dass bei gleicher Elektrodengrösse das Entladungspotential zunimmt mit abnehmender Grösse des Teiles, in den die elektrischen Oscillationen eintreten können, sind folgende Versuche sehr charakteristisch.

In zwei gleiche cylindrische Röhren A und B von 20 cm Länge und 2 cm Weite sind gleiche kreisförmige Kathoden gesetzt, an ein beide verbindendes T-Stück ist seitlich die Anode angesetzt. Die eine der beiden cylindrischen Röhren B ist unterhalb der Platte bis auf ein Lumen von 0.5 cm verengt (vgl. Fig. 1).

Beim Evacuieren erkennt man, dass das Entladungspotential in B weit höher ist, als in A, daran, dass schon bei weit höheren Drucken die Entladungen nicht mehr durch B hindurchgehen, als durch A. Ferner treten in B viel eher Kathodenstrahlen auf als in A.

Nach der hier entwickelten Ansicht erklärt sich diese Erscheinung sehr einfach: Der sich um die Kathode ausbildende dunkle Raum drängt sich an die Begrenzung der Verengung des Rohres und schliesst dadurch den Oscillationen den Weg zu den rückwärts gelegenen Teilen der Kathode ab. Ankommende Oscillationen von gleicher Energie werden daher auf der Kathode von B pro Flächeneinheit viel grössere Bewegungen hervorrufen als auf A, die Schirmwirkung verstärken und zu Kathodenstrahlen grösserer Energie Veranlassung geben.

Von der Grösse der hierdurch möglichen Aenderungen möge folgendes Beispiel eine Vorstellung geben, in dem P das zur Entladung nötige Potential bezeichnet.

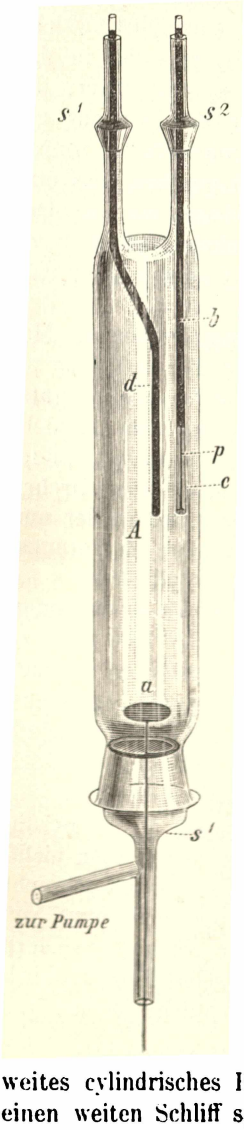
Druck: 0,0014 cm = 18 cm^{-1} gr sec^{-2}; Röhre A: P = 2400 Volt; Röhre B: P = 13800 Volt; Druck: 0,00055 cm = 7 cm^{-1} gr sec^{-2}; Röhre A: P = 3000 Volt; Röhre B: P = 21300 Volt.

55. Ist eine drahtförmige Kathode bis auf einen kleinen Teil mit einem isolierenden Medium, z. B. Glas, umhüllt, so wird bei auftreffenden Oscillationen von grösserer Energie das die Kathode umhüllende Glas zur Kathode und leuchtet, falls es fluorescenzfähig ist.

a) In dem pag. 37 beschriebenen Rohr wurde die unbedeckte Elektrode zur Anode, die mit Glas bis auf die Spitze umwickelte zur Kathode gemacht; die Umwickelung bestand aus gewöhnlichem Glas; entsprechend der Herstellung bestand die Umwicklung aus abwechselnden dickeren konvexen und dünneren konkaven Teilen.

Ohne eingeschaltete Funkenstrecken trat bei mittleren Drucken die Entladung durch die Spitze aus.

Fig. 4.



Bei Einschalten von Funkenstrecken leuchtete einmal das die Kathode umhüllende Glas schön grün, ausserdem aber auch die Wand der Röhre, und zwar zeigte sie abwechselnde Helligkeitsmaxima und Minima; erstere entsprachen Einschnürungen in dem umhüllenden Glase, denn diese wirken wie eine konkave Kathode, letztere entsprechen den Wülsten in dem umhüllenden Glase, sie wirken wie eine konvexe Kathode.

Sobald die Oscillationen nicht durch die Spitze der Kathode selbst entweichen können, gleiten sie an dem umhüllenden Glase hin und drängen durch dasselbe zu der eingeschlossenen Kathode hin. Sie erzeugen auf dem Glase eine Kathode, von der Kathodenstrahlen ausgehen. Aber auch die Ansatzstelle derselben, das Glas selbst leuchtet. Ob dies hervorgerufen wird durch die eintretenden Oscillationen oder durch die von ihnen erzeugten die Kathodenstrahlen hervorrufenden Bewegungen, ist noch genauer zu eruieren.

Das Metall zeichnet nur den Weg, den der Elektrizitätsausgleich zu nehmen hat, vor; dadurch, dass man die Elektrizität in Form sehr rascher Schwingungen der Kathode zuführt, kann man es dahin bringen, dass die Bedeutung des dieselbe bildenden Metalles völlig zurücktritt und die Dielectrica die Funktion der Kathode übernehmen.

b) Wie sich spezieller die Verhältnisse in der Ausbreitung der Oscillationen gestalten, zeigt folgender Versuch: In ein ca. 6 cm weites cylindrisches Rohr Fig. 4 war an dem einen Ende durch einen weiten Schliff s_1 eine Aluminiumplatte a als Anode eingesetzt, die zur Erde abgeleitet wurde; ihr gegenüber waren sym-

metrisch zur Rohr-Axe (ihr parallel) zwei Schliffe s_1 und s_2 angesetzt. Durch den einen war eine auf die Länge von 4 cm in Emailglas c eingehüllte Platindrahtelektrode p eingeführt, welche an ein Glasrohr b angeschmolzen war, das $3^1/_2$ cm weit in das weite Rohr vorragte; es war in dem Schliff s_2 eingekittet, die Zuführung der negativen Elektricität von der Maschine aus geschah durch Quecksilber, welches das Zuleitungsrohr erfüllte. Durch den anderen Schliff s_1 war ein Glasrohr aus demselben Glas eingekittet, welches vorn knieförmig zur Seite gebogen war, so dass der vordere, 6 cm lange, der Rohraxe parallele Teil d durch Drehen des Schliffes der Drahtkathode genähert oder von ihr entfernt werden konnte.

Bei geringer Elektrizitätszufuhr (langsamem Drehen der Maschine) und etwas höheren Drucken setzt sich die Entladung pinienartig auf die Spitze der Kathode auf. Sowie der Elektrizitätszufluss reichlicher wird, biegt das blaue Licht um und überzieht zunächst nur die vordere Spitze der Glasröhre b, um dieselbe bildet sich ein regelrechter dunkler Raum. Bei noch schnellerem Drehen geht das blaue Licht bis ganz nach hinten, das Aussehen der umhüllten Elektrode und des weiter zurückliegenden Zuführungsrohres ist vollständig das einer drahtförmigen Metallkathode.

Bei weiterer Evakuation dehnt sich der dunkle Raum immer weiter aus, das Glas b fängt schliesslich an sehr hell grün zu leuchten (das zwischen ihm und der Elektrodenspitze, an der sich ein lebhaftes Funkenspiel entwickelt, eingeschaltete Emailglas, vergl. die Fig. 3, fluoresciert nicht), während das daneben befindliche gebogene Glasrohr d dunkel bleibt. Es leuchtet nur dort, wo es von Kathodenstrahlen getroffen wird, sei es direkt, sei es durch sekundäre Kathodenstrahlen, wie sie sich z. B. bei Berührung der äusseren Rohrwand ausbilden, aber selbst dann nicht, wenn es dem die Kathode tragenden Rohre sehr nahe gebracht wird. Damit ist gezeigt, dass dessen Leuchten nicht etwa von dem in dem Rohre befindlichen blauen Lichte herrührt, sondern dadurch bedingt ist, dass das ganze Glasrohr b selbst Kathode wird. Einschalten von Funken änderte nichts wesentliches an der Erscheinung.

Dass nicht etwa die Füllung mit Quecksilber dabei eine Rolle spielt, sieht man, wenn man auch das zweite knieförmig gebogene Rohr d mit Quecksilber bis zur Spitze füllt. Mag das Quecksilber

in ihm abgeleitet sein oder nicht, in keinem Fall leuchtet die Oberfläche der Röhre merklich. Auch treten bei weiter Evakuation alle sonstigen Charakteristiken einer Kathode um das erste Glasrohr auf (Schatten, Leuchten der umgebenden Wände des äusseren Rohres u. s. w.).

Wurde hingegen das völlig elektrodenlose zweite Rohr mit der Maschine verbunden und bei Einschaltung von Flaschen der Elektrizitätsübergang eingeleitet, so zeigte seine äussere Glaswand ebenfalls bei jeder Entladung alle Merkmale einer Kathode.

53. Die eben besprochenen Versuche zeigen, dass Oscillationen, welche in ein Dielektricum einzudringen suchen, dort eine Kathode erzeugen und das Dielektricum, falls es aus weichem Glas besteht, zum Leuchten bringen.

Eng damit im Zusammenhange stehen die beiden folgenden Erscheinungen:

a) Man beobachtet bei sekundären Kathoden, wie sie bei Ableitung eines Rohres entstehen, an der Innenwand des Rohres an der abgeleiteten Stelle ein grünes Leuchten des Glases.

b) Nicht nur die Innenwand einer Glasröhre leuchtet an der einer abgeleiteten Stelle gegenüberliegenden Stelle grün, sondern auch die Aussenwand (E. Wiedemann Wied. Ann. 9 p. 159. 1870).

9) Verhalten des dunklen Raumes.

54. Treten die elektrischen Oscillationen aus der Anode aus und gelangen sie an die Kathode, so verlaufen sie zunächst nur an der Oberfläche, da sie nur schwer in das Metall eindringen können; durch die Rückwirkung desselben auf die ankommenden Schwingungen entsteht der dunkle Raum (Satz II).

Bei dieser Auffassung des dunklen Raumes erklärt sich auch, warum der Aether in demselben keine besonderen Eigenschaften in optischer Hinsicht zeigt, (vgl. E. Wiedemann u. H. Ebert Wied. Ann. 36. p. 640), da keine besonderen Druck- oder Zugspannungen vorhanden sind, sondern das Phänomen vielmehr einem dynamischen Gleichgewicht entspricht.

Der dunkle Raum setzt

a) einmal dem Eindringen der positiven Entladung, d. h. also dem Austritt von Oscillationen aus einem Drahtende, das sich in dem dunklen Raum befindet, einen sehr grossen Wider-

stand (Impedienz) entgegen (E. Wiedemann Wied. Ann. 20. p. 767)

b) Weiter widersetzt er sich dem Eindringen von Kathodenstrahlen, die von einer andern Kathode ausgehen, wie die p. 51 beschriebenen Versuche lehren.

c) Aus dem jedenfalls von der Kathode aus abnehmenden Widerstande des dunklen Raumes erklären sich wohl auch die Deflexionserscheinungen von Goldstein.

d) Kathodenstrahlen, die von einer Kathode ausgehen, erfahren in dem diese umhüllenden Raume, während sie sich in ihm bewegen einen grossen, von der Kathode aus abnehmenden Widerstand, wie schon ihre eigentümliche Färbung in der Nähe der Kathode zeigt.

Aus dem Vorhandensein dieses Widerstandes folgt auch warum erst, wenn die aus einer Kathode austretenden Kathodenstrahlen eine bestimmte Energie besitzen, sie sich ausbreiten können (vergl. oben p. 23).

Sobald die Energie aber mit abnehmendem Drucke erst einmal so gross geworden ist, dass sie den dunklen Raum durchbrechen können, so verbreiten sie sich auf sehr grosse Strecken fast ungeschwächt. Die grüne Färbung der Rohrwandung tritt bei abnehmendem Drucke fast plötzlich im ganzen Rohr auf. —

55. Die Elektrischen Oscillationen suchen, sobald die Verhältnisse sich so gestaltet haben, dass sie nicht blos an den Rändern einer Platte etc. (vgl. p. 14) eintreten, in einen Leiter von allen Seiten einzudringen.

Bei einem Entladungsrohr wie Fig. 1, nur ohne Einschnürung bei b müssen die Oscillationen sowohl auf der Vorderseite als auch auf der Rückseite der Platte als auch an der Oberfläche des sie tragenden Drahtes einzudringen suchen; die Art der Vertheilung des Glimmlichtes, das eng mit den Oscillationen zusammenhängt, erklärt sich dann aus der Verteilung der Oscillationen.

56. Der dunkle Raum um die Kathode setzt dem Eindringen der Oscillationen einen grossen Widerstand entgegen; dadurch wird in vielen Fällen der Gang der positiven Lichtsäule bedingt.

In einem cylindrischen Rohr sei centrisch eine plattenförmige Kathode befestigt; dann bildet sich bei abnehmendem Druck um

dieselbe ein immer grösserer dunkler Raum aus; reicht er bis an die Wand des Rohres, so können keine Oscillationen mehr zu der Rückseite der Platte gelangen. Der scheinbare Widerstand des Rohres ist sehr erhöht, da die Oberfläche der Elektrode wesentlich verkleinert ist.

Der obere Teil des Rohres hinter der Platte ist dunkel. Steht die Platte nicht ganz centrisch, so reicht der dunkle Raum bei einem bestimmten Druck auf der einen Seite bis an die Rohrwand, auf der andren dagegen noch nicht, die positive Lichtsäule drängt sich bis an die Wand, sie geht in dem engen Zwischenraum zwischen Wand und dunklem Raum nach der Rückseite der Platte. Das positive Licht, welches sich hier zusammendrängt, ist hier viel heller, als im übrigen Teile des Rohres, wie dies in einem engen Rohre stets der Fall ist.

Erlangen, Physikalisches Institut der Universität,
Dezember 1891.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: Sitzungsberichte der Physikalisch-Medizinischen Sozietät zu Erlangen

Jahr/Year: 1892-1894

Band/Volume: 24

Autor(en)/Author(s): Wiedemann Eilhard, Ebert Hermann

Artikel/Article: Ueber elektrische Entladungen. Vorläufige Mitteilung. 84-127