

**6. Untersuchungen über die Ausbreitung von  
lichtelektrischen Kathodenstrahlen im Vakuum  
und in verschiedenen Gasen;  
von James Robinson.**

(Auszug aus der Göttinger Dissertation 1909.)

Einleitung.

In der letzten Zeit ist viel über die lichtelektrische Wirkung gearbeitet worden; trotzdem ist man noch nicht imstande, eine befriedigende Theorie für den Mechanismus dieser Wirkung aufzubauen. Die lichtelektrische Wirkung besteht in der Auslösung von Elektronen aus einem Metall, auf welches ultraviolette Licht fällt. Aber ob diese Elektronen aus den Atomen selbst, oder aus dem Raum zwischen den Atomen kommen, weiß man noch nicht.

Die folgenden Untersuchungen behandeln zunächst die Frage, wie die Elektronen eine ebene Elektrode verlassen. Vielleicht kann man daraus auch gewisse Rückschlüsse auf die Vorgänge machen, die sich im Innern des Metalles abspielen, wenn Licht darauf fällt. Übrigens sind nur die beiden ersten Teile dieser Arbeit der Untersuchung jener Frage gewidmet. Der dritte Teil beschäftigt sich mit der Absorption der Kathodenstrahlen von verschiedener Geschwindigkeit durch verschiedene Gase.

I. Teil.

**Ausbreitung der Kathodenstrahlen im Vakuum.**

§ 1. Theorie der ungestörten Ausbreitung.

Wenn ultraviolette Licht auf eine ebene Elektrode fällt, werden Elektronen von derselben ausgeschickt, und man kann nicht erwarten, daß alle diese Elektronen parallel zur Normalen der Metallscheibe ausgehen. In der Tat beobachtete Lenard <sup>1)</sup>,

---

<sup>1)</sup> P. Lenard, Ann. d. Phys. 2. p. 359. 1900; 8. p. 159. 1902; 12. p. 453, 777. 1903.

daß die Elektronen die Elektrode in verschiedenen Richtungen verlassen. Betrachten wir ein Element der Elektrode (in der Zeichnung Fig. 1 als Linie  $ds$  gedacht) als Mittelpunkt eines Halbkreises mit dem Radius 1, dann kann man annehmen, daß die Zahl der Elektronen, welche durch ein Element  $d\omega$  dieser Oberfläche gehen, eine Funktion des Winkels ist, welchen der Radius nach  $d\omega$  hin mit der Normalen der Elektrode bildet.

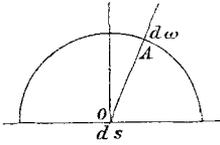


Fig. 1.

Wir können verschiedene Voraussetzungen über diese Funktion machen, und dann daraus schließen, was für die ganze Elektrode zu erwarten ist. Das hat Prof. Riecke<sup>1)</sup> ausgeführt, und die experimentellen Untersuchungen dieses Teiles der Arbeit sollen dazu dienen, die erwähnte Theorie zu prüfen.

Prof. Riecke nimmt an, daß die Elektronen jedes Element der Elektrode innerhalb eines gewissen Kegels verlassen, derart, daß in jeder Richtung dieses Strahlenbündels die Intensität dieselbe ist. Unter dieser Voraussetzung ermittelt er, wie die Strahlen von einer kreisförmigen Elektrode ausgehen und berechnet die Zahl der von einem Faradaykäfig aufgefangenen Elektronen, der in einer Entfernung  $D$  von der bestrahlten Elektrode aufgestellt ist. Diese Rechnung wird durchgeführt für die beiden Fälle:

1. Wenn kein elektrostatisches Feld zwischen der strahlenden und auffangenden Elektrode (Käfigöffnung) existiert. Ist der Radius der ersteren  $a$ , der der letzteren  $b$  und  $N_0$  die Zahl der Elektronen, welche die Flächeneinheit verlassen, so wird die in der Entfernung  $D$  aufgefangene Ladung

$$\pi N_0 \frac{a^2 b^2}{D^2} \left\{ 1 - \frac{3}{4} \frac{a^2 + b^2}{D^2} + \frac{5}{8} \frac{a^4 + 3a^2 b^2 + b^4}{D^4} \right\},$$

bei Vernachlässigung höherer Potenzen.

2. Wenn ein elektrisches Feld für den ersten Teil der Bahn des Elektrons vorhanden ist. Dieses beschleunigende Feld wird hervorgebracht durch negative Ladung der Elektrode

1) E. Riecke, Seminar Göttingen, Wintersemester 1908/1909.

und ein in geringer Entfernung davon aufgestelltes geerdetes Drahtnetz  $K$  (Fig. 2). In diesem Fall beschreiben die Elektronen Parabeln bis zum Drahtnetz; weiterhin werden dann die Bahnen gerade Linien. Man sieht, daß durch diese Anordnung das Bündel der Kathodenstrahlen zusammengezogen wird, und unter den obigen Annahmen ergibt sich für den Konzentrationsfaktor:

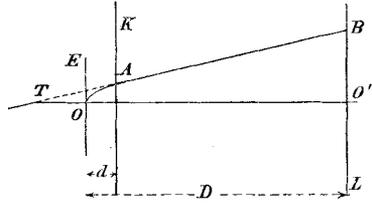


Fig. 2.

$$\left( \frac{D \operatorname{tg} \alpha - a}{y_B - a} \right)^2$$

wo  $\alpha$  der maximale Winkel der Emission ist und  $y_B$  den folgenden Wert hat:

$$y_B = y_A + (D - d) \operatorname{tg} \theta_0 \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \frac{g_A^2 - g_0^2}{g_0^2 \sin \theta_0 \cos \theta_0} \frac{y_A}{d}},$$

$$y_A = \frac{2 d \sin \theta_0}{g_A^2 - g_0^2} \left\{ g_0 \sqrt{g_A^2 - g_0^2 \sin^2 \theta_0} - g_0^2 \cos \theta_0 \right\}.$$

Hierbei ist

- $g_0$  die anfängliche Geschwindigkeit,
- $g_A$  die Geschwindigkeit am Drahtnetz,
- $y_A$  die von dem Elektron am Drahtnetz und
- $y_B$  die am Faradaykäfig erreichte Entfernung von der Achse.

## § 2. Die Ausbreitung im elektrostatischen Felde.

Die Theorie können wir in zweierlei Weise prüfen:

1. Halten wir die Entfernung zwischen den Elektroden konstant, dann hängt die elektrische Ladung der auffangenden Elektrode von dem Produkt

$$\frac{1}{D^2} \left\{ 1 - \frac{3}{4} \frac{a^2 + b^2}{D^2} \right\} \times \text{Konzentrationsfaktor}$$

ab. Bezeichnen wir die Ladung der auffangenden Elektrode mit  $Q$ , so wird

$$Q = k \times \frac{1}{D^2} \left\{ 1 - \frac{3}{4} \frac{a^2 + b^2}{D^2} \right\} \times C,$$

wo  $k = \text{konstant}$ ,  $C = \text{Konzentrationsfaktor}$ .

Nun ist

$$\frac{1}{D^2} \left( 1 - \frac{3}{4} \frac{a^2 + b^2}{D^2} \right)$$

konstant, wenn  $D$  konstant ist, und es ist zu erwarten, daß dann auch  $Q/C$  konstant ist.

2. Ändern wir die Entfernung zwischen den Elektroden, und ist vorläufig kein Feld vorhanden, so haben wir:

$$Q_1 : Q_2 = \frac{1}{D_1^2} \left\{ 1 - \frac{3}{4} \frac{a^2 + b^2}{D_1^2} \right\} : \frac{1}{D_2^2} \left\{ 1 - \frac{3}{4} \frac{a^2 + b^2}{D_2^2} \right\} .$$

wo  $D_1$  und  $D_2$  zwei verschiedene Entfernungen sind. Ist ein elektrisches Feld vorhanden, so findet man

$$\frac{\left( \frac{Q_1}{C_1} \right)}{\left( \frac{Q_2}{C_2} \right)} = \frac{\frac{1}{D_1^2} \left\{ 1 - \frac{3}{4} \frac{a^2 + b^2}{D_1^2} \right\}}{\frac{1}{D_2^2} \left\{ 1 - \frac{3}{4} \frac{a^2 + b^2}{D_2^2} \right\}} .$$

### § 3. Beschreibung des benutzten Apparates.

Zur Prüfung der Richtigkeit dieser beiden Folgerungen diente ein Apparat ähnlich dem von Lenard benutzten.

Der wichtigste Teil des ganzen Apparates ist natürlich derjenige, welcher die beiden Elektroden enthält. Die Einrichtung war so getroffen, daß der Abstand zwischen beiden veränderlich war. Die Anordnung des Rohres, welches die Elektroden enthält, ist in Fig. 3 angegeben.

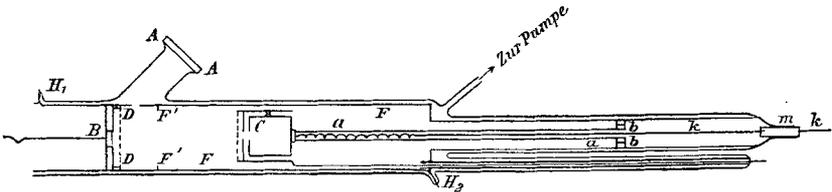


Fig. 3.  $\frac{1}{4}$  natürlicher Größe.

Da es notwendig ist, unter Vakuum zu arbeiten, mußte ein Glasrohr benutzt werden, welches mit einer Toepler-Hagen-Pumpe in Verbindung gebracht werden konnte. Das Licht fiel durch ein Quarzfenster  $A$  auf die Elektrode  $B$ , welche senkrecht zur Achse der Röhre steht. Parallel zu dieser Elektrode befindet sich ein Faradaykäfig  $C$ , welcher die

von *B* kommenden Elektronen fängt. Diese Elektrode *C* ist längs der Achse der Röhre beweglich. Vor der Elektrode *B* und parallel zu derselben befindet sich ein Drahtnetz *D*. Ein ähnliches Netz befindet sich vor dem Faradaykäfig, aber in der Weise angebracht, daß es sich mit diesem bewegt. Die sämtlichen Teile, welche zur Aufnahme von Ladungen dienen, befinden sich innerhalb eines Messingrohres *FF*, welches gerade in das Glasrohr paßt. In diesem Messingrohr ist ein Loch, um das Licht hindurchzulassen, welches auf die Elektrode fällt.

Eine Toepler-Hagen-Pumpe und ein McLeod-Manometer wurden gebraucht. Die gewöhnlichen Vorsichtsmaßregeln (Röhre mit Phosphorpentoxyd) waren getroffen, damit während der Experimente kein Wasserdampf zugegen war. Um Quecksilber- und Fettdämpfe zu entfernen, war ein durch flüssige Luft gekühltes U-Rohr so angebracht, daß zwischen diesem und dem Apparat sich kein Hahn mehr befand. Um, wenn nötig, sehr hohes Vakuum zu erhalten, war ein Rohr mit Nußkohle mittels Hahn an den Apparat angeschlossen, welches ebenfalls durch flüssige Luft gekühlt werden konnte.

#### § 4. Die Lichtquelle und das Elektrometer.

Als Lichtquelle diente eine automatische Quarz-Quecksilberlampe. Als Stromquelle dafür diente die städtische Leitung von 220 Volt und 2 Amp. Die Lampe befand sich in einer geerdeten Kupferbüchse, welche mit einem Loch versehen war, um die Strahlen hindurchzulassen. Die negative Ladung des Faradaykäfigs wurde mit einem Dolezalelektrometer gemessen. Die Nadel desselben war an einem Quarzfaden aufgehängt, der nach einem von Bestelmeyer<sup>1)</sup> angegebenen Verfahren leitend gemacht war (durch Zerstäubung einer Platinelektrode). Die Empfindlichkeit des Elektrometers betrug  $\frac{1}{1440}$  Volt pro Millimeter der Skala, wobei die Nadel auf 100 Volt geladen war und die Entfernung der Skala von der Nadel 170 cm betrug. Die Drähte, welche nach dem Elektrometer hinführten, gingen durch geerdete Metallröhren, von denen sie natürlich isoliert waren.

---

1) A. Bestelmeyer, Zeitschr. f. Instrumentenk. p. 339. 1905.

## § 5. Berücksichtigung von Schwankungen der Lichtintensität.

In den folgenden Experimenten ist es außerordentlich wichtig, genau zu wissen, wie die Lichtintensität sich ändert, da vergleichende Messungen unter verschiedenen Bedingungen auszuführen sind.

Es muß jede Messung reduziert werden auf eine Einheitsmenge von Kathodenstrahlen, welche die bestrahlte Elektrode verlassen. Lenard<sup>1)</sup> führt dies aus durch eine Messung der positiven Ladung der Elektrode. Die Methode, welche ich benutzte, ist eine andere. Das Licht fiel gleichzeitig auf die erwähnte Elektrode und auf eine Elektrode in einem Kontrollrohr, welches beständig unter höchstem Vakuum gehalten war. Dieses wurde erreicht durch ein Seitenrohr mit Nußkohle, welches sich in flüssiger Luft befand. Die Anordnung dieses Kontrollrohres war folgende:

Zwei ebene Elektroden *A* und *B* waren in einem Glasrohr befestigt. *A* war von Zink hergestellt und wurde amalgamiert unmittelbar vor der Evakuierung des Rohres. Das Licht konnte durch die Quarzplatte *C* in ein Seitenrohr fallen, und gelangte von da auf die Elektrode *A*, welche auf einem bestimmten negativen Potential gehalten wurde. Einige der von dieser Elektrode ausgehenden Kathodenstrahlen wurden von der Elektrode *B* aufgefangen. Die negative Ladung, welche diese dadurch erhielt, konnte mit einem Dolezalelektrometer gemessen werden. *B* war natürlich isoliert, und die Verbindung mit

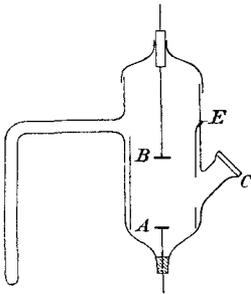


Fig. 4.

dem Elektrometer ging durch ein Bernsteinstück, welches mit Siegelack in der Röhre befestigt war. Innerhalb des Glasrohres befand sich ein geerdeter Messingzylinder mit einem Loch für das nach *A* gehende Licht. Wenn nun das Potential von *B* sich nicht viel ändert und *A* dasselbe Potential behält, dann bleibt die Zunahme der Ladung des Elektrometers pro Zeiteinheit konstant, vorausgesetzt, daß die Lichtintensität sich nicht ändert. Das Potential von *A* war

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 12. p. 714. 1903.

nie kleiner als 20 Volt, und betrug oft bis 80 Volt, während das von  $B$  erlangte Potential immer unter  $1/2$  Volt lag, so daß wir annehmen können, daß das angeschlossene Kontrollrohr allen Bedingungen genügte. Irgendwelche Abweichungen von der konstanten Zunahme der Ladung konnten immerhin nach der folgenden Methode korrigiert werden.

Diese Abweichungen können nur herrühren von einer Änderung der Potentialdifferenz zwischen  $A$  und  $B$ , welche in geringem Maße auftritt, da  $B$  sich selbst negativ auflädt. Es kommt also darauf an, die von  $B$  in einer gewissen kleinen Zeit aufgenommene Ladung zu bestimmen, und zwar jedesmal für die verschiedenen Potentiale der Elektrode  $A$ . Trägt man die Potentiale von  $A$  als Abszissen, die entsprechenden Ladungen von  $B$  als Ordinaten auf, so ergibt sich eine Kurve, wie sie Fig. 5 zeigt. Die Korrektion wird notwendig, wenn die Potentialdifferenz kleiner ist

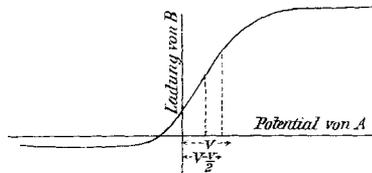


Fig. 5.

als diejenige, welche den maximalen Wert ergeben würde. Sei  $q$  der Ausschlag, welcher dem absoluten Potential  $v$  des Elektrometers entspricht,  $V$  das Potential der Elektrode  $A$ , dann ist  $q$  nicht der Ausschlag, welcher zu dem Potential  $V$  gehört, sondern zu einem anderen Potential zwischen  $V$  und  $V - v$ . Mit Hilfe der Kurve kann man durch Mittelwertbildung den wirklichen Ausschlag ermitteln, und die hierbei zu erlangende Genauigkeit ist jedenfalls hinreichend.

Man verfährt dabei folgendermaßen: Es sei  $q$  der beobachtete Ausschlag des Elektrometers, welcher einer Potentialdifferenz  $V - v/2$  der Elektroden entspricht,  $q'$  der Ausschlag für eine Potentialdifferenz von  $V$  Volt,  $y$  und  $y'$  die Ordinaten der Lenardschen Kurve für die Abszissen  $V - v/2$  und  $V$ , dann wird der korrigierte Wert des Ausschlages  $q' = q(y'/y)$ .

Jedesmal, wenn ein Experiment ausgeführt war, wurde die Ladung beider Elektrometer gemessen, wobei die Elektroden während derselben Zeit der Einwirkung des Lichtes ausgesetzt waren. Das war dadurch möglich, daß die Öffnungen in der Kupferbüchse abgeschirmt werden konnten.

Ist sonach  $Q_1$  die Ladung des Faradaykäfigs während einer gewissen Zeit,  $Q_2$  die der Kontrollelektrode während derselben Zeit, so ist der Quotient  $Q_1/Q_2$  (oder  $100(Q_1/Q_2)$ ) der gesuchte Wert, welcher zufolge unserer Anordnung die Ladung des Käfigs pro Lichteinheit gibt.

§ 6. Abhängigkeit der Emission von dem Emissionswinkel.

Bevor wir zu den wirklichen Messungen und deren Beziehung zu der oben entwickelten Theorie übergehen, müssen wir ermitteln, unter welchem Winkel die Elektronen die Elektrode verlassen. Lenard<sup>1)</sup> führte diese Bestimmung in einem Falle aus, doch ist seine Methode verschieden von der, welche hier gebraucht wurde.

Ein besonders konstruiertes Rohr diente dazu, die relative Zahl der Elektronen, welche die Elektrode in verschiedenen Richtungen verlassen, zu messen. Dieses geschah mit einem Faradaykäfig, der in einer Ebene parallel zur bestrahlten Elektrode beweglich war.

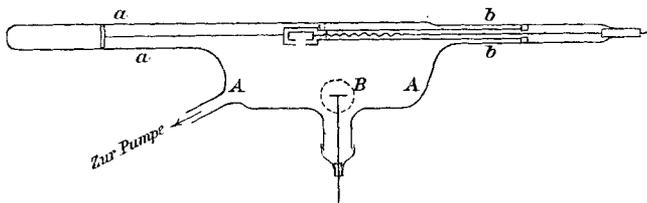


Fig. 6.

Das Rohr bestand aus einem weiteren Teile, an welchem zwei engere angeschmolzen waren, und zwar unsymmetrisch, wie aus Fig. 6 zu ersehen. Diese engeren Rohre dienten als Führung für den Faradaykäfig. Die bestrahlte Elektrode war in einem Seitenrohr *C* befestigt, und das Licht fiel durch ein Quarzfenster eines seitlichen Rohres. Der Käfig war mit einem Eisenring versehen und konnte so mit Hilfe eines Elektromagneten bewegt werden.

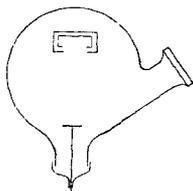


Fig. 7.

1) P. Lenard, l. c.

Der äußere Zylinder war geerdet, und ebenso die Elektrode *B*. Die Elektronen sollten sich in einem von elektrostatischer Wirkung freien Raume verbreiten. Das war natürlich nur möglich, wenn die Ausbreitung innerhalb eines Metallgefäßes mit bestimmtem Potential stattfand. Deshalb war die Innenseite des Rohres mit einer Metallbekleidung versehen, welche durch Zerstäubung einer Kupfer- und einer Platinelektrode hergestellt wurde (bei einem Druck von 5 mm Hg und einer Zeitdauer von 3—4 Stunden). Daß auf diese Weise eine kontinuierliche Metallschicht abgelagert war, wurde mit Hilfe eines Elektroskops geprüft. Die Metallschicht wurde mit der Elektrode *B* auf dasselbe Potential gebracht. Wegen der geringen Geschwindigkeit der Strahlen waren Fehler infolge des erdmagnetischen Feldes nicht ausgeschlossen. Immerhin konnte dieser Einfluß durch geeignete Lage der Röhre leicht korrigiert werden. Dieselbe wurde so aufgestellt, daß die Normale der Elektrode *E* parallel den magnetischen Kraftlinien lief. Dadurch wurde erreicht, daß die Elektronen, normal zur Elektrode ausgehend, nicht von dem erdmagnetischen Feld beeinflußt wurden, während auf das Gesamtbündel die Wirkung eine symmetrische war.

Setzen wir nun voraus, daß die Öffnung des Faradaykäfigs unendlich klein ist, und bewegen wir denselben (parallel zur bestrahlten Elektrode) von einer Stelle zur anderen, indem wir jedesmal die erhaltene Ladung pro Lichteinheit messen, so können wir zufolge der obigen Auseinandersetzung ermitteln, wie die Zahl der unter einem gewissen Winkel (mit der Normalen der Elektrode) ausgesandten Elektronen mit diesem Winkel variiert. Ist die von Riecke gemachte Annahme richtig, so muß sich offenbar auf diese Weise auch der Winkel bestimmen lassen, innerhalb dessen die Strahlen die Elektrode verlassen. Nun hat natürlich die Öffnung des Faradaykäfigs eine endliche Größe und der Durchmesser beträgt tatsächlich 8 mm. Nehmen wir aber an, daß in irgend einer Lage des Käfigs die Verteilung der Elektronen im Querschnitt dieser Öffnung konstant ist, so können wir durch Division der Gesamtladung durch die Fläche der Öffnung die Zahl der Elektronen (bezogen auf die Flächeneinheit) finden, welche durch ein zentrales Element der Öffnung gehen. Dies wurde

ausgeführt mit Elektroden von Zink und Silber, alle von 26 mm Durchmesser. Natürlich wurde dabei die Änderung der Lichtintensität in der früher angegebenen Weise berücksichtigt. Die Lage des Käfigs wurde mit Hilfe einer Skala bestimmt, welche an dem Rohre *b* befestigt war. Die Resultate sind in den folgenden zwei Tabellen gegeben. Die entsprechenden Kurven sind in Figg. 8 und 9 gegeben.

Tabelle I.

Zinkelektrode.

Lage der Elektrode	Ladung des Elektrometers	Bemerkungen
4,2 cm	7,3	Zentrum des Systems bei 9,7 cm
5 „	9,2	
6 „	10	Expositionsdauer = 60 sec
7 „	19,8	
8 „	41,7	Kürzeste Entfernung der Elektroden = 20 mm
9 „	96,0	
10 „	111,1	
11 „	57,9	
12 „	32,4	
13 „	21,6	
14 „	5,8	
15 „	0	

Tabelle II.

Silberelektrode.

Lage der Elektrode	Ladung des Elektrometers	Bemerkungen
5 cm	8,9	Zentrum des Systems bei 9,5 cm
6 „	13,0	
7 „	26,1	Expositionsdauer = 60 sec
8 „	61,0	
9 „	137,7	Kürzeste Entfernung der Elektroden = 16 mm
10 „	138,7	
11 „	48,0	
12 „	22,0	
13 „	14,0	
14 „	6,3	

Nun ist es möglich, daß diese Werte abhängen von der chemischen Beschaffenheit der Elektrodenoberfläche, und des-

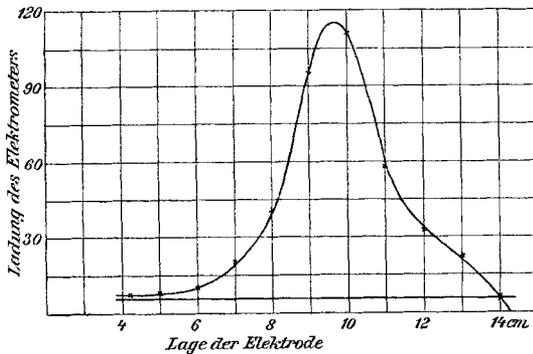


Fig. 8. Zinkelektrode.

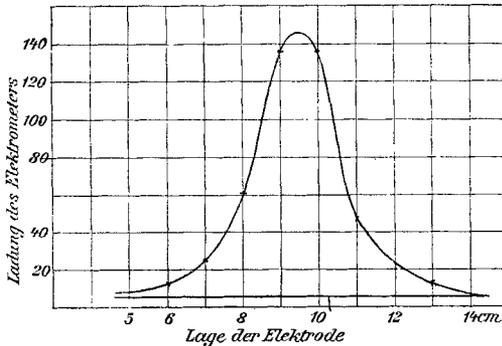


Fig. 9. Silberelektrode.

halb wurde in jedem Falle die Oberfläche mit einem Schaber poliert, unmittelbar vor der Evakuierung des Rohres.<sup>1)</sup>

Die zwei Kurven haben denselben allgemeinen Charakter und sind ziemlich symmetrisch zu der Linie, in welcher der Faradaykäfing der Elektrode gegenübersteht, und welche der Normalen der Elektrode entspricht. Wir können annehmen, daß der allgemeine Charakter der zwei Kurven durch Fig. 10 gegeben wird. Die Kurve entspricht in der Tat bis zu einem gewissen Grade den Annahmen der Rieckeschen Theorie. Jede Hälfte der typischen Kurve kann nämlich in drei Teile zerlegt werden,

1) E. Ladenburg, Physik. Zeitschr. S. p. 590. 1907.

$AB$ ,  $BC$  und  $CD$ . Das Stück  $BC$  ist angenähert eine gerade Linie und ebenso der Teil  $CD$ . Gehen wir von diesem Gesichtspunkte aus, so läßt sich der Winkel, innerhalb dessen der Hauptteil der emittierten Elektronen die Metallplatte verläßt, finden durch Verlängerung von  $BC$  bzw.  $B'C'$  bis zu den Schnittpunkten  $E$  und  $E'$  (Fig. 10). Ziehen wir zu  $EE'$

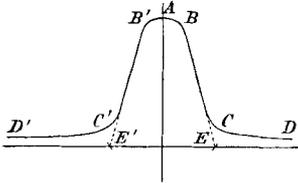


Fig. 10.

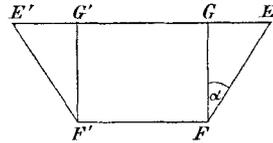


Fig. 11.

(Fig. 11) die Parallele  $FF'$ , welche Strecke die Elektrode darstellt, beide in der Entfernung des Faradaykäfigs von den Elektroden, und verbinden  $F$  mit  $E$ ,  $F'$  mit  $E'$ , so ist der Winkel zwischen  $EF$  und der Senkrechten  $FG$  oder zwischen  $F'E'$  und  $F'G'$  der gesuchte Winkel  $\alpha$ .

Unzweifelhaft verläßt die Mehrzahl der Elektronen die Elektrode innerhalb dieses Winkels, aber die Kurvenstücke  $CD$  und  $C'D'$  zeigen, daß auch größere Emissionswinkel vielleicht bis zu dem Grenzwert eines rechten Winkels vorhanden sind.

Für eine erste Annäherung behalten wir die Annahme bei, daß nur die Elektronen zu berücksichtigen sind, welche die Elektrode innerhalb des oben bestimmten Winkels verlassen. Für diesen Winkel ergeben sich folgende Werte:

Für Zink . . . . .	30° 58'
„ Silber . . . . .	28°

Diese Werte bedürfen noch einer Korrektur wegen des Einflusses des erdmagnetischen Feldes. Das gibt aber nur eine sehr kleine Korrektur, und wenn man dieselbe ausführt, so ergeben sich folgende Werte für den Ausgangswinkel:

Für Zink . . . . .	31° 3'
„ Silber . . . . .	28° 6'

Natürlich haben wir dabei nur die größte Geschwindigkeit in Betracht gezogen. Für geringere Geschwindigkeiten wird aber dieser Wert nicht wesentlich geändert.

Nachdem wir so den Winkel des Kegels bestimmt haben, innerhalb dessen die meisten Elektronen die Elektrode verlassen, können wir dazu übergehen, die Rieckesche Theorie über die Ausbreitung der Kathodenstrahlen in diesem Kegel experimentell zu prüfen.

§ 7. **Versuche über die Ausbreitung der Strahlen im Vakuum.**

Die Versuche, welche die nötigen Anhaltspunkte zur Prüfung der Theorie liefern sollten, bestanden in der Messung der Ladung des Faradaykäfigs (Fig. 3), wenn 1. die Entfernung desselben von der Elektrode konstant gehalten wurde und das Potential dieser variierte, oder 2. wenn das Potential der Elektrode konstant blieb und die Entfernung zwischen Elektrode und Käfig geändert wurde. Eine besondere Wahl der Größen in dem Ausdruck des Konzentrationsfaktors  $C = \left( \frac{D \operatorname{tg} \alpha - a}{y_B - a} \right)^2$  ist nötig.

Dieser Ausdruck wächst, wenn  $(y_B - a)$  abnimmt. Für  $y_B = a$  wird er unendlich, und deshalb müssen wir solche Werte  $y_B$  ausschließen, welche  $a$  nahe kommen. Ferner sollte die Öffnung des Faradaykäfigs ganz innerhalb des schraffierten Teiles liegen, d. h. es muß  $(y_B - a) < b$  sein, wo  $2b$  der Durchmesser der Öffnung des Käfigs ist.

Man sieht, daß der Durchmesser der Elektrode nicht zu groß und die Entfernung des Käfigs von der Elektrode nicht zu klein sein darf. Im folgenden sollen einige Resultate gegeben werden, bei welchen diesen Bedingungen genügt ist. Bei den betreffenden Versuchen war auch der Natur des Drahtnetzes einige Aufmerksamkeit geschenkt, da man vermuten konnte, daß dieses einigen Einfluß auf die Ausbreitung der Kathodenstrahlen hat, d. h. daß möglicherweise die tangentielle Kraft, die auf dieselben wirkt, durch das Netz geändert wird. Deshalb wurden Beobachtungen mit drei verschiedenen Netzen angestellt. Dieselben bestanden aus Platindraht von verschiedener Dicke, 0,05, 0,075, 0,12 mm.

Die Netze wurden hergestellt durch Aufwickeln des Drahtes auf einen Messingrahmen, bestehend aus einer starken kreisförmigen Messingplatte, welche gerade in den Messingzylinder  $F$  paßte. Aus der Platte war ein quadratisches Stück ausgeschnitten (30 mm Seite). Nahe an den Seiten des Quadrates

waren steife Drahtstückchen von 0,85 mm Dicke eingebohrt in gleichmäßigem Abstände von 1,15 mm. Auf diese wurde der Draht in der erforderlichen Weise aufgewickelt.

Für jedes dieser Netze wurde das Potential der Elektrode geändert und ebenso die Entfernung des Käfigs von der Elektrode. Die Ladung, welche jener in der Zeiteinheit pro Einheit der Lichtstärke erhielt, wurde jedesmal gemessen. Netze und Messingrahmen waren dabei berußt.

Tabelle III.

Zinkelektrode. Durchmesser = 15 mm.  
Entfernung der Elektrode vom Netz = 4,3 mm.  
Dicke des Netzdrahtes = 0,12 mm.

Potential	Ladung des Elektrometers für Entfernungen der Elektroden von		
	8 cm	12 cm	16 cm
166 Volt	396,4	157,2	64,0
73 „	220,1	68,7	25,9
47 „	130,4	48,4	11,2
27 „	73,8	20,2	4,2
19 „	46,4	11,7	2,5
12 „	31,4	6,8	—
8 „	22,3	3,8	—
4,5 „	19,0	2,4	—
3 „	12,9	—	—
2 „	3,2	—	—

Tabelle IV.

Zinkelektrode. Dicke des Drahtnetzes = 0,075 mm.

Potential	Ladung des Elektrometers für Entfernungen der Elektroden von		
	8 cm	12 cm	16 cm
166 Volt	543,4	238,7	105,2
73 „	260,6	93,9	36,7
47 „	161,1	48,4	17,4
27 „	75,2	20,0	6,3
19 „	45,4	10,1	3,35
12 „	26,1	6,3	1,8
8 „	16,8	3,8	—
4,5 „	14,3	2,5	—
2 „	—	—	—

Tabelle V.

Zinkelektrode. Dicke des Drahtnetzes = 0,05 mm.

Potential	Ladung des Elektrometers für Entfernungen der Elektroden von		
	8 cm	12 cm	16 cm
166 Volt	745,0	296,3	125,1
73 „	467,9	156,8	54,0
47 „	311,7	89,2	31,0
27 „	192,9	45,3	14,7
19 „	131,2	27,4	7,2
12 „	82,6	13,2	3,5
8 „	58,0	9,2	2,4
4,5 „	41,7	6,2	—
3 „	25,0	3,3	—
2 „	10,5	—	—

Die meisten dieser Resultate sind aus dem Gebiet, welches Rieckes Theorie entspricht, und können somit zur Prüfung derselben dienen.

Wenn die Entfernung zwischen den Elektroden konstant, so sollte  $Q/C$  konstant sein, wobei  $Q$  die Ladung bedeutet, welche der Faradaykäfig erhält, wenn der Konzentrationsfaktor  $C$  ist.  $C$  war in jedem Fall berechnet nach der Formel

$$C = \left( \frac{D \operatorname{tg} \theta_0 - a}{y_B - a} \right)^2,$$

wo  $D$  = Entfernung der Elektrode vom Käfig,  $\theta_0$  = der Winkel des Kegels, innerhalb dessen die Kathodenteilchen die Elektrode verlassen,  $a$  = der Radius der Elektrode = 7,5 mm.

$$y_B = y_A + (D - d) \operatorname{tg} \theta_0 \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \frac{g_A^2 - g_0^2}{g_0^2 \sin \theta_0 \cos \theta} \frac{y_A}{d}},$$

$$y_A = \frac{2d \sin \theta_0}{g_A^2 - g_0^2} \{ g_0 \sqrt{g_A^2 - g_0^2 \sin^2 \theta_0} - g_0^2 \cos \theta_0 \}.$$

Tabelle VI.

Entfernung der beiden Elektroden = 8 cm.

Potential	Konzentrationsfaktor $C$	$Q_1$ für Netze 0,05	$\frac{Q_1}{C}$	$Q_2$ für Netze 0,075	$\frac{Q_2}{C}$	$Q_3$ für Netze 0,12	$\frac{Q_3}{C}$
2 Volt	2,62	10,5	4,01			3,2	1,22
3 „	4,20	25,0	5,95			12,9	3,07
4,5 „	6,30	41,7	6,63	14,3	2,27	19,0	3,02
8 „	13,62	58,0	4,26	16,8	1,23	22,3	1,64
12 „	26,01	82,6	3,18	26,1	1,00	31,4	1,21
19 „	71,06	131,2	1,85	45,4	0,64	46,4	0,65
27 „	219,04	192,9	0,87	75,2	0,34	73,8	0,34

Nun sollte nach der Theorie  $Q/C$  konstant sein, so lange als  $(y_B - a)$  größer als der Halbmesser der Käfigöffnung ist, d. h.  $> 0,5$  cm. Das ist der Fall für  $V = 2, 3, 4,5, 8$  und  $12$  Volt. Man sieht, daß für diese Zahlen die Werte  $Q/C$  nicht sehr voneinander verschieden sind, aber daß für  $(y_B - a) < b$ , d. h. für  $19$  und  $27$  Volt  $Q/C$  rapid abnimmt.

Tabelle VII.

Entfernung der beiden Elektroden = 12 cm.

Potential	Konzentrationsfaktor $C$	$Q_1$ für Netze 0,05	$\frac{Q_1}{C}$	$Q_2$ für Netze 0,075	$\frac{Q_2}{C}$	$Q_3$ für Netze 0,12	$\frac{Q_3}{C}$
3 Volt	3,69	3,3	0,90				
4,5 „	5,29	6,2	1,17	2,5	0,47	2,4	0,45
8 „	10,05	9,2	0,91	3,8	0,38	3,8	0,38
12 „	15,43	13,2	0,85	6,3	0,38	6,8	0,41
19 „	32,04	27,4	0,85	10,1	0,31	11,7	0,36
27 „	48,86	45,3	0,93	20,0	0,41	20,2	0,41
47 „	196,56	89,2	0,45	48,4	0,25	43,4	0,22
73 „	876,2	156,8	0,18	93,9	0,11	68,7	0,08

In diesem Falle ist  $(y_B - a) > b$  für  $3, 4,5, 8, 12, 19, 27$  Volt. Man sieht, daß hier  $Q/C$  praktisch als konstant anzusehen ist, dagegen für  $(y_B - a) < b$ , d. h. für  $47$  und  $73$  Volt sinkt  $Q/C$  rapid gegen Null.

Tabelle VIII.

Entfernung der beiden Elektroden = 16 cm.

Potential	Konzentrationsfaktor $C$	$Q_1$ für Netze 0,05	$\frac{Q_1}{C}$	$Q_2$ für Netze 0,075	$\frac{Q_2}{C}$	$Q_3$ für Netze 0,12	$\frac{Q_3}{C}$
8 Volt	8,70	2,4	0,28				
12 „	13,91	3,5	0,25	1,8	0,13		
19 „	24,80	7,2	0,29	3,35	0,13	2,5	0,101
27 „	43,30	14,7	0,34	6,3	0,14	4,2	0,097
47 „	101,40	31,0	0,30	17,4	0,17	11,2	0,110
73 „	252,8	54,0	0,21	36,7	0,14	25,9	0,102
166 „	7276	125,1	0,017	105,2	0,014	64,0	0,009

Hier ist wiederum  $(y_B - a) > b$  für 8, 12, 19, 21, 47 und 73 Volt, und man sieht, daß für diese Werte  $Q/C$  nahezu konstant ist. Dagegen für  $(y_B - a) < b$ , d. h. für 166 Volt sinkt  $Q/C$  rapid gegen Null.

Der zweite Teil der Rieckeschen Theorie, daß bei konstantem Potential die Verhältnisse  $Q/C$  sich in verschiedener Entfernung  $D$  verhalten wie die Ausdrücke

$$\frac{1}{D^2} \left( 1 - \frac{3}{4} \frac{a^2 + b^2}{D^2} \right),$$

wird durch die Beobachtung im allgemeinen nicht bestätigt. Beispielsweise seien die folgenden Messungen angeführt. Jedesmal ist  $Q/C$  der Mittelwert für die Beobachtungen mit verschiedenem Potential.

Tabelle IX.

Drahtdicke = 0,075 mm.

$D$	$\frac{Q}{C}$	$\frac{1}{D^2} \left( 1 - \frac{3}{4} \frac{a^2 + b^2}{D^2} \right)$	$\frac{Q}{C} \cdot \frac{D^2}{1 - \frac{3}{4} \frac{a^2 + b^2}{D^2}}$
8 cm	1,50	$\frac{0,977}{6400}$	9670
12 „	0,39	$\frac{0,990}{14400}$	5616
16 „	0,142	$\frac{0,998}{25600}$	3635

Ganz ähnliche Abweichungen von der Rieckeschen Theorie zeigen einige Beobachtungen von Lenard<sup>1)</sup>, welche in Tab. X mit den berechneten Werten von

$$\frac{Q}{C} \quad \text{und} \quad \frac{Q}{C} \cdot \frac{D^2}{1 - \frac{3}{4} \frac{a^2 + b^2}{D^2}}$$

zusammengestellt sind.

Tabelle X.

Entfernung der Elektroden	Potential der Elektrode	Ladung des Faradaykäßigs $Q$	Konzentrationsfaktor $C$	$\frac{Q}{C}$	$\frac{D^2}{1 - \frac{3}{4} \frac{a^2 + b^2}{D^2}} \cdot \frac{Q}{C}$
7,7 cm	4 Volt	0,137	4,14	0,0331	2,05
	8 „	0,290	8,00	0,0362	
16,1 „	4 „	0,0083	3,59	0,00231	0,716
	8 „	0,021	6,50	0,00323	
	30 „	0,079	27,38	0,00285	
	60 „	0,143	68,48	0,00209	

Aus der mangelhaften Übereinstimmung muß geschlossen werden, daß die von der Theorie gemachten Annahmen doch der Wirklichkeit gegenüber eine zu große Vernachlässigung enthalten.

Die Übereinstimmung bei ein und derselben Entfernung kann dadurch erklärt werden, daß der Konzentrationsfaktor für eine feste Entfernung mit dem Ausgangswinkel nicht stark variiert. Das ergibt sich aus der folgenden Tabelle.

Tabelle XI.

Potential	$D = 8 \text{ cm}$		$D = 12 \text{ cm}$	
	Ausgangswinkel $\theta$	$C$	Ausgangswinkel $\theta$	$C$
8 Volt	30°	13,62		
	60	16,11		
12 „			40°	38,0
			60	40,55

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 12. p. 727. 1903.

§ 8. Der Einfluß der Drahtdicke der Netze.

Die Anwendung verschiedener Netze hatte den Zweck, zu untersuchen, ob das Netz irgendwelchen Einfluß auf die Ausbreitung der Kathodenstrahlen ausübt. In der obigen Auseinandersetzung ist stillschweigend vorausgesetzt, daß die Äquipotentialfläche durch das Netz eine Ebene ist. Natürlich ist in unserem Falle eine solche nicht möglich, da die Elektronen durch dieselbe hindurchgehen sollen, während der einzige Weg, eine ebene Fläche zu bekommen, in der Anwendung einer ebenen Metallplatte besteht. Maxwell hat gezeigt, wie die Niveauflächen verlaufen zwischen einer Platte und einem Gitter, welche verschiedene Potentiale haben. Die Flächen, welche Ebenen sein würden, wenn das Gitter durch eine Metallplatte ersetzt wäre,

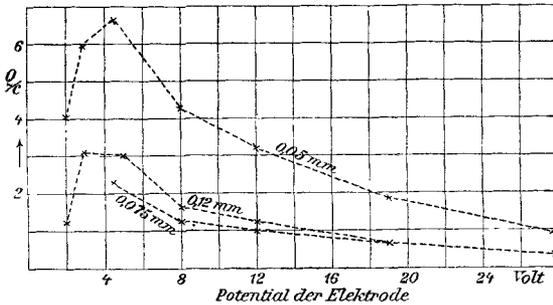


Fig. 12. Entfernung der Elektroden 8 cm.

sind durch das Netz in gekrümmte Flächen deformiert. Man sollte erwarten, daß diese Deformation die Kathodenstrahlen zerstreuen würde, weil die Richtung der elektrischen Kraft an dem Netz beständig wechselt. Wenn wir ein Netz haben, oder sein Äquivalent, zwei zueinander senkrechte Gitter, dann ist diese Deformation der Niveauflächen noch größer. Wahrscheinlich ist der Effekt des Netzes der, den Winkel, innerhalb dessen die Kathodenstrahlen die Elektrode verlassen, zu vergrößern. Um diesen Effekt festzustellen, wurde untersucht, ob das Potential, welches  $(y_B - a) = b$  macht, von welchem ab der Wert von  $Q/C$  inkonstant wird, abhängt von der Dicke der Netzdrähte. Es wurden zu diesem Zwecke Kurven (Figg. 12, 13, 14) konstruiert, für welche  $Q/C$  als Ordinate, das Potential der

Elektrode als Abszisse aufgetragen waren. Diese Kurven sollten zeigen, ob Differenzen der Potentiale, bei welcher der Wert von  $Q/C$  zu sinken beginnt, bemerkbar seien.

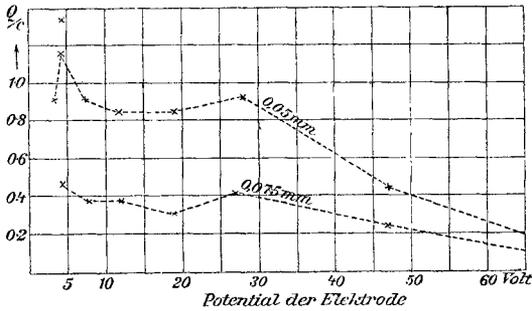


Fig. 13. Entfernung der Elektroden 12 cm.

Mit Sicherheit sind solche Differenzen nicht nachzuweisen. Höchstens kann man aus der Kurve für  $D = 16$  cm schließen, daß das Sinken der Werte bei einem um so niedrigeren Potentiale eintritt, je dünner die Netzdrähte sind.

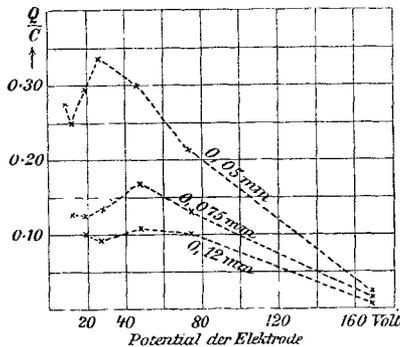


Fig. 14. Entfernung der Elektroden 16 cm.

Das würde bedeuten, daß zunehmende Dicke des Drahtes, aus dem das Netz hergestellt ist, den Winkel vergrößert, innerhalb dessen die Kathodenstrahlen die Elektrode verlassen, d. h. daß die Strahlen um so mehr ausgebreitet werden, je dicker der Draht ist.

In den beiden anderen Fällen für  $D = 8$  und  $D = 12$  cm ist kein solcher Einfluß zu beobachten, und man muß daraus schließen, daß der Einfluß des Netzes auf die Ausbreitung der Kathodenstrahlen weit kleiner ist als die Abweichung der durch die Theorie gemachten Annahme von der Wirklichkeit.

Dagegen war der Einfluß der Drahtdicke auf die absolute Größe der Ladung sehr deutlich. Die Ladung des Käfigs war am größten für das Netz aus dem dünnsten Draht 0,05 mm, und am kleinsten für das Netz aus dem dicksten Draht 0,12 mm, was sehr leicht zu erklären ist. Denn:

Außer den Elektronen, welche durch die Maschen hindurchgehen, gibt es andere, welche das Netz treffen, und ihre Ladung abgeben. Außerdem kann weniger Licht auf die Elektrode fallen, da die Lichtstrahlen das Netz passieren müssen. Wenn die Niveauflächen Ebenen wären, würde die Zahl der durch das Netz hindurchgehenden Elektronen direkt proportional mit dem Quadrat des Verhältnisses aus dem Gesamtquerschnitt der Maschen und dem Gesamtquerschnitt des Netzes. Da nun die Form der Niveauflächen verschieden ist für die verschiedenen Netze, so tritt noch ein Faktor, welcher von dieser Form abhängt, hinzu. Vernachlässigen wir den Faktor, der infolge der Deformation der Niveauflächen auftritt, so finden wir in unserem Fall für die drei benutzten Netze, daß die Quadrate jenes Verhältnisses 0,81, 0,72, 0,58 sind.

Das Verhältnis dieser Zahlen sollte dasselbe sein, wie das zwischen den entsprechenden maximalen Ladungen des Faradaykäfigs. Nehmen wir für diese Maxima die größten Werte aus den Tabellen, so erhalten wir 745 : 543 : 396, und es sollte sein

$$\frac{745}{81} = \frac{543}{72} = \frac{396}{58}.$$

Das gibt die Werte 9,2 : 7,5 und 7,0. Diese Differenzen lassen sich dadurch erklären, daß einmal die eingesetzten Werte nicht die wirklichen maximalen Ladungen geben, und dann, daß die Deformation der Niveauflächen einen Einfluß ausübt.

#### § 9. Genauere Untersuchungen des Gesetzes der Ausstrahlung.

Die Abweichungen von der Rieckeschen Theorie veranlassen uns zu einer näheren Betrachtung der in den Tab. I

und II enthaltenen Resultate. Es ist dort die Ladung angegeben, welche der Faradaykäfig (Fig. 6) in den verschiedenen Entfernungen von der zentralen Stellung erhält. Es mögen die Resultate jetzt ausführlicher diskutiert werden, insbesondere mit Rücksicht auf den Teil  $CD$  und  $C'D'$  jeder Kurve (Fig. 10). Wir wollen die Resultate benutzen, um die Emission als Funktion des Ausgangswinkels der Kathodenstrahlen zu ermitteln.

In Fig. 15 sei  $AB$  die Elektrode und  $C'D'$  der Käfig. Derselbe erhält Elektronen von jedem Element der Elektrode.

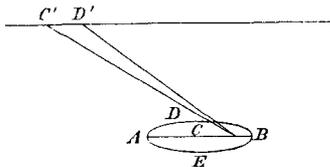


Fig. 15.

Die Öffnung des nach dem Fenster des Faradaykäfigs hingehenden Kegels von irgend einem Element der Elektrode aus variiert natürlich mit der Lage des Elementes. Es kommt darauf an, die Emission in der Einheitskegelöffnung zu finden,

wenn die Richtung derselben einen Winkel  $\theta$  mit der Normalen der Elektrode bildet. Wir müssen also für eine bestimmte Stellung des Käfigs den Mittelwert des Winkels  $\theta$  für die verschiedenen Lagen des Elementes bilden, und ebenso den Mittelpunkt der Kegelöffnung. Als Mittelwert des Winkels  $\theta$  wollen wir denjenigen Winkel annehmen, welchen die Verbindungslinie der Mittelpunkte von Käfigöffnung und Elektrode mit der Normalen einschließt. Was den Mittelwert der Kegelöffnung anbetrifft, so ist der genaue Wert schwer zu ermitteln; wir wollen daher eine Annäherung in folgender Weise erzielen.

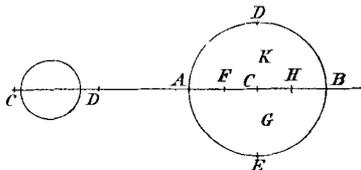


Fig. 16.

Sei  $C'D'$  (Fig. 16) die Projektion der Käfigöffnung auf die Ebene der Elektrode  $ABCDE$ , so bestimmen wir die Kegelöffnungen für die neun Punkte  $ABCDEFGHIK$ , deren Lage aus der Fig. 16 ersichtlich ist, und bilden

daraus den Mittelwert, den wir für den gesuchten ansetzen. Für jede Lage der Käfigöffnung reduzieren wir die Ladung auf die Einheit der Kegelöffnung.

Tabelle XII.  
Silberektrode.

Entfernung der Elektrode vom Zentrum	Ladung $Q$	Kegelöffnung $\times 10^{-4} a^2$ für die verschiedenen Stellungen an der Elektrode						Mittlere Kegelöffnung	Winkel	Ladung für Einheits- kegelöffnung	Korr. Ladung für Einheits- kegelöffnung
		A	C	B	E (D)	F	H				
4,5 cm	7,6	4,465	1,730	0,850	1,544	2,670	1,190	1,691	70°30'	135,4	12,2
3,5 "	13,5	10,55	3,501	1,434	2,306	5,353	2,163	4,013	65 30	115,7	55,8
2,5 "	24	27,97	7,814	2,776	5,857	14,96	4,465	9,226	57 30	89,45	63,4
1,5 "	54,5	39,06	20,14	6,158	11,81	34,72	10,85	18,02	48 —	98,88	86,2
0,5 "	138,2	85,12	37,43	16,33	17,78	39,06	29,78	28,77	17 —	165,1	156,8
0 "		24,91	39,07	24,91	37,70	37,70	37,70	34,39			

Tabelle XIII.  
Zinkelektrode.

Entfernung der Elektrode vom Zentrum	Ladung $Q$	Kegelöffnung $\times 10^{-5} a^2$ für die verschiedenen Stellungen an der Elektrode						Mittlere Kegelöffnung	Winkel	Ladung für Einheits- kegelöffnung	Korr. Ladung für Einheits- kegelöffnung
		A	C	B	E (D)	F	H				
4,5 cm	7,3	20,23	10,52	5,947	9,36	14,15	7,69	10,81	75°24'	141,4	5,8
4,7 "	9,2	39,04	17,30	8,86	15,99	21,49	17,30	17,80	67 —	105,1	2,2
3,7 "	12,5	79,79	31,30	14,19	26,92	58,98	27,09	30,12	61 36	72,8	32,03
2,7 "	21,9	154,9	62,12	26,55	48,62	102	39,57	58,53	53 30	69,34	47,19
1,7 "	43,3	257,7	144,0	54,19	97,31	205,4	84,87	125,8	40 24	68,82	57,69
0,7 "	96,0	246,3	246,3	122,7	142,3	250	172,2	201,9	20 30	105,4	89,0
0 "		173,3	250	173,3	173,3	238	238	210,6			

Aus Tab. XIII (Kolonne 12) ersieht man, daß die so gefundenen Ladungen für Winkel von  $75^\circ$  und  $67^\circ$  sicher zu hoch sind. Es rührt dies ohne Zweifel von einer geringen Strahlung (sekundäre Kathodenstrahlen) her, die sich in irgend einer Weise durch das ganze Rohr ausbreitet. Um den hieraus entstehenden Fehler zu korrigieren, nehmen wir von den gefundenen Werten der Ladung (Tabb. I und II) immer den gleichen Betrag weg, und zwar ergibt sich für Zink und Silber, daß wir 7 subtrahieren müssen. Geometrisch bedeutet dies, daß die  $x$ -Achse (Figg. 12 und 13) weiter nach oben verschoben wird.

In der ersten vertikalen Reihe dieser Tabelle wird die Entfernung des Faradaykäfigs von dem Mittelpunkt der Elektrode (in der Projektion) gegeben. Die Ladung  $Q$  (zweite Reihe) ist das Mittel aus Werten der Ladung, die den beiden Seiten der entsprechenden Kurven entnommen sind.

Die korrigierten Ladungen für die Einheit der Kegelöffnung sind in der Tabb. XII und XIII (Kolonne 14) gegeben.

Danach würde noch bei Winkeln von  $75^\circ$  eine merkliche Ausstrahlung vorhanden sein.

## II. Teil.

### Verlauf der Kathodenstrahlen im Vakuum unter Einfluß eines magnetischen Feldes.

#### § 10. Theoretisches.

Prof. Riecke<sup>1)</sup> hat den allgemeinen Fall der Bewegung elektrischer Teilchen unter dem Einfluß eines magnetischen und elektrischen Feldes behandelt. Er betrachtet auch den speziellen Fall, daß magnetisches und elektrisches Feld einander parallel sind. Wenn die Richtung der Kraftlinie mit der  $x$ -Achse zusammenfällt, dann sind die Bewegungsgleichungen der Teilchen

$$\mu \frac{d^2 x}{dt^2} = \varepsilon F, \quad \mu \frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{\varepsilon}{c} H \frac{dx}{dt},$$

$$\mu \frac{d^2 z}{dt^2} = - \frac{\varepsilon}{c} H \frac{dy}{dt},$$

1) E. Riecke, Ann. d. Phys. 4. p. 378. 1901.

wo  $F$  die Feldstärke der elektrischen Kraft,  $H$  die der magnetischen,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ist.

Drücken wir alles in elektromagnetischen Einheiten aus, so ist  $c$  durch 1 zu ersetzen. In dem betrachteten Fall besteht die Bewegung der Teilchen in einer gleichförmigen Beschleunigung längs der  $x$ -Achse und in einer Kreisbewegung in der  $yz$ -Ebene. Wenn kein elektrisches Feld vorhanden ist, dann ist die Geschwindigkeit längs der  $x$ -Achse gleichförmig.

Nun hängt natürlich die Bewegung ab von der Anfangsgeschwindigkeit und -richtung eines Teilchens. Wenn es parallel zu den Kraftlinien ausgeht, so zeigen die Gleichungen, daß es immer in dieser Richtung weitergeht, die Kreisbewegung verschwindet. Im Fall des photoelektrischen Effektes verlassen die Elektronen die bestrahlte Elektrode in verschiedenen Richtungen mit verschiedenen Geschwindigkeiten, so daß wir Spiralbewegungen mit verschiedenen Radien erwarten können, falls ein magnetisches Feld angewandt wird. Es wurden einige Versuche angestellt, um den Einfluß eines magnetischen Feldes parallel mit der Achse des Rohres (Fig. 3), d. h. senkrecht zu der Ebene der bestrahlten Elektrode zu ermitteln. Das magnetische Feld wurde mittels einer um die Röhre gewickelten Spule erzeugt, so daß die Achsen der Spule und Röhre zusammenfielen. Die Ladungen, welche der Faradaykäfig in verschiedenen Entfernungen von der Elektrode erhielt, wurden gemessen.

Für die kurze Entfernung von der Elektrode bis zum Netz bewegten sich die Strahlen unter dem Einfluß eines magnetischen und elektrischen Feldes. Nach dem Durchgang durch das Netz wirkte nur noch das magnetische Feld. Von dem Raum zwischen Elektrode und Netz sehen wir vorläufig ab. Dann sind die Gleichungen der Bewegung für ein Elektron

$$\begin{aligned} \mu \frac{d^2 x}{dt^2} &= 0, & \mu \frac{d^2 y}{dt^2} &= \varepsilon H \frac{dx}{dt}, \\ \mu \frac{d^2 z}{dt^2} &= -\varepsilon H \frac{dy}{dt}. \end{aligned}$$

Setzen wir  $\omega = H\varepsilon/\mu$ , so werden die Lösungen der zweiten und dritten Gleichungen

$$\begin{aligned} y &= c + A \cos \omega t + B \sin \omega t, \\ z &= a - A \sin \omega t + B \cos \omega t. \end{aligned}$$

Wir nehmen an, die Anfangsgeschwindigkeiten längs der  $y$ - und  $z$ -Achse seien  $g_y$  und  $g_z$ , und daß das Elektron von dem Punkt  $x = 0, y = 0$  ausgeht. Bestimmen wir dann die Konstanten, so ergibt sich

$$y = \frac{g_y}{\omega} \sin \omega t + \frac{g_z}{\omega} (1 - \cos \omega t),$$

$$z = \frac{g_z}{\omega} \sin \omega t - \frac{g_y}{\omega} (1 - \cos \omega t).$$

Durch Elimination von  $t$  erhalten wir die Projektion der Bahn des Elektrons auf die  $yz$ -Ebene:

$$\left(y - \frac{g_z}{\omega}\right)^2 + \left(z + \frac{g_y}{\omega}\right)^2 = \frac{g_z^2 + g_y^2}{\omega^2}.$$

Das ist ein Kreis mit dem Mittelpunkt

$$y = \frac{g_z}{\omega},$$

$$z = -\frac{g_y}{\omega}.$$

Die Winkelgeschwindigkeit, mit welcher der Kreis durchlaufen wird, ist  $\omega = H \varepsilon / \mu$ .

Die Umlaufzeit der Kreisbewegung ist

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi\mu}{\varepsilon H} = \frac{2\pi\rho}{g \sin \theta_0},$$

wenn

$$g \sin \theta = \sqrt{g_y^2 + g_z^2}.$$

Wenn  $\rho$  der Radius des Kreises ist:

$$\rho = \frac{g \sin \theta}{\omega_0} = \frac{\mu g \sin \theta}{\varepsilon H}$$

Nach der Zeit  $\tau$  (nach einem ganzen Umlauf) hat das Elektron die Entfernung

$$\frac{2\pi\mu}{\varepsilon H} g \cos \theta$$

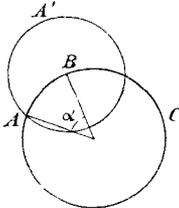


Fig. 17.

längs der  $x$ -Achse zurückgelegt.

Während irgend einer Zeit  $t$  durchläuft das Elektron die Strecke  $x = g \cos \theta \cdot t$ , parallel zur  $x$ -Achse. Es sei  $A$  (Fig. 17) der Ausgangspunkt des Elektrons, der Kreis  $ABC$  die Projektion der Bahn. Die

Länge des in dieser Zeit beschriebenen Kreisbogens in der Projektion ist

$$g \sin \theta \cdot t = x \operatorname{tg} \theta.$$

Der zugehörige Zentriwinkel ist

$$\alpha = \frac{x \operatorname{tg} \theta}{\varrho} = \frac{x \operatorname{tg} \theta \times \varepsilon H}{\mu g \sin \theta} = \frac{x \varepsilon H}{\mu g \cos \theta}$$

Die Sehne

$$B A = 2 \varrho \sin \frac{\alpha}{2} = 2 \frac{g \sin \theta \times \mu}{\varepsilon H} \sin \frac{x \varepsilon H}{2 \mu g \cos \theta}$$

Betrachten wir nun die Bewegungsverhältnisse noch in einer etwas anderen Weise. In Fig. 18 sei  $O$  der Ausgangspunkt des Elektrons,  $O X$  die Senkrechte auf der Elektrode in  $O$ . Dann ist die Entfernung  $x$  (parallel  $O X$ ) des Elektrons von der Elektrode

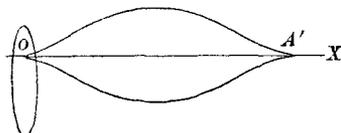


Fig. 18.

$$x = g \cos \theta \cdot t$$

und die Entfernung  $B A$  des Elektrons von  $O X$

$$B A = \frac{2 g \sin \theta \times \mu}{\varepsilon H} \sin \frac{x \varepsilon H}{2 \mu g \cos \theta}$$

Wenn

$$x = x_1 = \frac{\pi \mu g \cos \theta}{\varepsilon H},$$

dann ist

$$\alpha = \pi \quad \text{und} \quad B A = \frac{2 \mu g \sin \theta}{\varepsilon H} = y_1.$$

Man sieht, daß dann die Entfernung des Elektrons von  $O X$  ein Maximum wird.

Wenn dagegen

$$x = x_2 = 2 \frac{\mu g \cos \theta}{\varepsilon H} \cdot \pi,$$

dann ist

$$\alpha = 2 \pi \quad \text{und} \quad B A = 0.$$

In diesem Punkt geht das Elektron wieder durch die Gerade  $O X$ .  $x_2$  entspricht daher der Höhe des Schraubenganges. Diese beiden Werte  $x_2$  und  $y_1$  hängen von  $\theta$  ab. Wenn  $\theta$  wächst, nimmt  $x_2$  ab und  $y_1$  zu.

Nun fragt es sich weiter, von welchem Punkte der Elektrode Elektronen mit demselben Ausgangswinkel einen bestimmten Punkt mit der Projektion  $B$  in derselben Zeit  $t$  erreichen. Man erkennt aus Fig. 17, daß der geometrische Ort der gesuchten Punkte ein Kreis um  $B$  mit dem Radius  $A B$  ist, denn von einem beliebigen Punkt (z. B.  $A'$ ) wird von den

unter dem Winkel  $\theta$  ausgehenden Elektronen in der Projektion immer wieder der gleiche Kreisbogen durchlaufen. Daraus aber folgt, daß von allen diesen Elektronen nur solche den Punkt  $B$  erreichen (N. B. in der Projektion), deren Ausgangspunkte in der Entfernung  $BA$  von  $B$  liegen.

Nun wollen wir annehmen, dieser Winkel  $\theta$  sei der größte Emissionswinkel. Ziehen wir nun alle Winkel in Betracht, welche kleiner sind als  $\theta$ , so fragt es sich, von welchen Punkten der Elektrode jetzt eine Wirkung in einem Punkt mit der Projektion  $B$  eintrifft. Man erkennt aus der für  $BA$  gegebenen Formel, daß für kleinere Emissionswinkel der Punkt  $B$  (Fig. 18) Elektronen von Kreisen erhält, die konzentrisch mit  $DAE$  sind, aber kleinere Radien besitzen.

Bei gegebenem  $x$  treffen also alle Strahlen, die von dem um  $B$  mit  $BA$  beschriebenen Kreise unter dem Winkel  $\theta$  ausgehen, die Stelle  $x y z$ ; ist  $\theta$  der Maximalwert des Ausstrahlungswinkels, so liegen die kleinerem Winkel  $\theta$  entsprechenden Kreise innerhalb des für  $\theta$  geltenden. Es können also nach  $B$  Strahlen kommen, die von der ganzen Kreisfläche  $BA$  ausgehen. Danach ergeben sich die folgenden Verhältnisse:

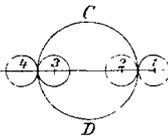


Fig. 19.

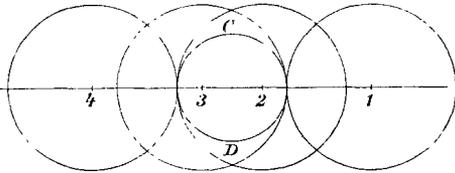


Fig. 20.

Der Kreis mit dem Radius  $BA$  kann größer, gleich oder kleiner als die Elektrode sein. In diesen verschiedenen Fällen ergeben sich die folgenden Bedingungen für die Ladung, welche ein Oberflächenelement  $d\sigma$  (in  $x, y, z$ ) erhält, dessen Projektion in den Mittelpunkt des Kreises  $BA$  fällt. In Fig. 19 ist der Kreis kleiner als die Elektrode. Wir ziehen irgend eine gerade Linie durch das Zentrum der Elektrode und verschieben das Element  $d\sigma$  (in der Projektion) längs dieser geraden Linie. Dann bewegt sich der Kreis  $AA'E$  über die Elektrode, und zwar so, daß sein Mittelpunkt immer auf jener geraden Linie

liegt. Nun betrachten wir die vier Lagen, die sich ergeben, wenn der Kreis die Elektrode von innen oder von außen berührt (Fig. 19). In der Stellung 1 erhält das Element  $d\sigma$  keine Ladung. Bewegt sich der Kreis nach 2 hin, so kommen immer mehr Punkte des Kreises  $AA'E$  auf die Elektrode zu liegen, und so erhält  $d\sigma$  beständig wachsende Ladung. Wenn die Stellung 2 erreicht ist, bekommt  $d\sigma$  Ladung von dem ganzen Kreis  $AA'E$ . Dieselbe bleibt nun konstant bis zur Lage 3, von wo an die Ladung wieder abnimmt, bis sie in 4 gleich Null ist.

Wenn der Kreis  $AA'E$  denselben Radius hat wie die Elektrode, so fallen die Kreise 2 und 3 zusammen (Fig. 19) und bedecken die ganze Elektrode. Gehen wir von dieser Stellung nach rechts oder nach links, so nimmt die Ladung ab, welche  $d\sigma$  erhält, bis sie in 1 und 4 wieder gleich Null wird.

In Fig. 20 hat der Kreis  $AA'E$  einen größeren Radius als die Elektrode. Wir erhalten wieder etwas Ähnliches wie im ersten Fall, nur daß es unmöglich ist, daß der ganze Kreis auf der Elektrode liegen kann. Man ersieht ohne weiteres, daß von Stellung 2 bis 3 die ganze Elektrode Ladung nach dem Element hinschickt, während von 2 nach 1 und von 3 nach 4 die Ladung jedesmal bis zu Null abnimmt.

Die Bestimmung der nach einer gegebenen Elektrode gehenden Strahlenmenge würde durch eine Integration über alle ihre Flächenelemente und durch eine zweite Integration über die Elemente der Elektroden auszuwerten sein. Die Rechnung wird im allgemeinen sehr kompliziert, und daher begnügen wir uns mit einer mehr qualitativen Betrachtung.

Wir verfolgen zunächst die von den einzelnen Punkten der Elektrode ausgehenden Strahlenkegel. Betrachten wir diejenigen Strahlen, welche ein Element der Elektrode (Fig. 18) unter dem maximalen Winkel verlassen. Ein einzelnes Elektron beschreibt eine Spirale, die sich um einen Zylinder vom Radius

$$\rho = \frac{\mu g \sin \theta}{\varepsilon H}$$

wickelt. Wenn zu irgend einer Zeit die Entfernung von der Elektrode parallel der  $x$ -Achse gleich  $x$ , dann ist die Entfernung  $r$  von der  $x$ -Achse gegeben durch

$$BA = 2 \frac{g \sin \theta \times \mu}{\varepsilon H} \sin \frac{x \varepsilon H}{2 \mu g \cos \theta} .$$

In diesem Abstand  $x$  werden die von  $A$  ausgehenden Elektronen auf einen Kreis vom Radius  $BA$  sich zerstreut haben, dessen Mittelpunkt auf der durch  $A$  gezogenen Achse  $OX$  liegt. Die von dem Element unter dem maximalen Winkel  $\theta$  ausstrahlenden Elektronen verteilen sich auf eine Oberfläche, welche durch Rotation der Kurve

$$y = \frac{2g \sin \theta \times \mu}{\epsilon H} \sin \frac{x \epsilon H}{2\mu g \cos \theta}$$

oder

$$y = A \sin px$$

um die Achse  $OX$  erzeugt wird. (Dabei sind  $A$  und  $p$  Konstanten, wenn  $g$ ,  $\theta$  und  $H$  konstant sind.)

Die Strahlen vereinigen sich alle wieder in dem Punkt  $A'$ , nachdem sie eine ganze Schraubenwindung durchlaufen haben; die Punkte  $A$  und  $A'$  mögen als Knotenpunkte bezeichnet werden. Dann ist der Abstand zwischen zwei Knoten

$$x = \frac{2\pi \mu g \cos \theta}{\epsilon H}$$

Betrachten wir nun die ganze Oberfläche der Elektrode und suchen wir eine Vorstellung von der Größe der Ladung zu gewinnen, welche der Faradaykäfig in den Knoten und Bäuchen erhält. Wir können dann drei Fälle unterscheiden, welche von der relativen Größe von  $a$  (Radius der Elektrode),  $b$  (Radius der Käfigöffnung) und  $y_1$  (oder  $\frac{2g \sin \theta \times \mu}{\epsilon H}$ ) abhängen.

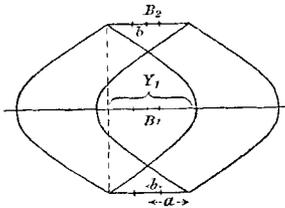


Fig. 21.

Wir wollen dabei davon absehen, daß die Lage der Knotenpunkte sich mit dem Emissionswinkel verschiebt. Wir ersetzen also in der Sprache der Optik das astigmatische Strahlenbündel durch ein zentrisches.

Ist  $y_1 > 2a$ , so erhalten wir den in Fig. 21 dargestellten Fall.

$(b + a) > y_1 > a$  ist in Fig. 22

und

$y < (a - b)$  in Fig. 23

gegeben. Zunächst ist klar, daß in allen Fällen die Ladung, welche der Faradaykäfig in der Entfernung der Knoten ( $B_2$ ) erhält, gegeben ist durch  $Q(b^2/a^2)$ , wenn  $Q$  die Gesamtladung ist, welche von der Elektrode ausgeschickt wird.

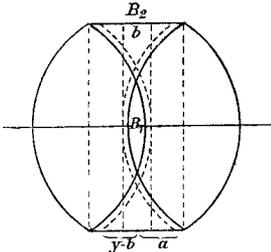


Fig. 22.

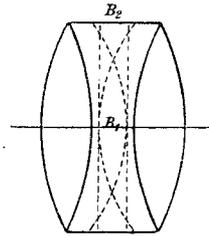


Fig. 23.

Befindet sich der Käfig in  $B_1$ , d. h. an einer Bauchstelle, so sind die Resultate verschieden in den drei genannten Fällen (Figg. 21, 22, 23). Für die Fig. 21 ergibt sich für die Ladung der Ausdruck

$$Q \frac{b^2}{a^2} \cdot \frac{a^2}{y_1^2} = Q^2 \frac{b^2}{y_1^2},$$

wo  $y_1$  die größte Breite der Rotationsfläche ist. In den Fällen Figg. 22, 23 sind die Ladungen selbst in  $B_1$  schwer zu ermitteln. Man kann nur sagen, daß dieselben kleiner sind als die entsprechenden in  $B_2$ .

Legen wir nämlich durch den Rand der Käfigöffnung Rotationsflächen erzeugt durch die Kurven  $ABC$ ,  $A'B'C'$  (Figg. 22, 23), welche den Randkurven parallel sind, so ersieht man, daß der Käfig von allen Teilen des Kreises  $AA'$  Elektronen erhält, dagegen nicht von allen Teilen des Kreisringes  $AD A'D'$ . Diese Bemerkung führt dann in der Tat zu dem Schlusse, daß die Ladungen in  $B_1$  kleiner sein müssen als in  $B_2$ .

Man sieht ferner leicht ein, daß die Unterschiede in der Strahlung bei verschiedenen Abständen von der Elektrode um so geringer sein müssen, je enger die von den einzelnen Punkten der Elektrode ausgehenden Spindeln sind; denn wenn die Spindeln zu geraden Strahlenbündeln zusammengezogen würden, so würden jene Unterschiede ganz verschwinden. Daraus folgt, daß mit wachsender Stärke des Feldes die

Ladung an der Stelle der Bäuche wächst und sich der Ladung an der Stelle der Knoten immer mehr nähern muß.

### § 11. Experimentelles.

Nach dem Vorhergehenden muß die Ladung des Faradaykäfigs bei wechselnder Entfernung von der Elektrode Maxima und Minima aufweisen entsprechend den Stellen der Knoten und der Bäuche.

In der Tat ergaben sich solche, wenn das magnetische Feld angelegt wurde. Die Länge der Spule betrug 22 cm und bestand im ganzen aus 160 Windungen. Es wurden Spulenströme von 1—4 Amp. angewandt. Die Drahtdicke des Netzes, welches bei allen Beobachtungen benutzt wurde, betrug 0,25 mm.

Die Resultate der Beobachtungen sind in folgenden Tabellen gegeben.

Tabelle XIV (vgl. Kurve Fig. 24).

Zinkelektrode. Potential 1650 Volt.

Entfernung der Elektroden	Negative Ladung des Elektrometers bei Strom durch die Spule von	
	2 Amp.	4 Amp.
6 cm	37,3	34,9
8 "	37,3	40,7
10 "	41,2	49,2
12 "	50,2	67,2
14 "	49,1	80,5
16 "	44,8	74,3

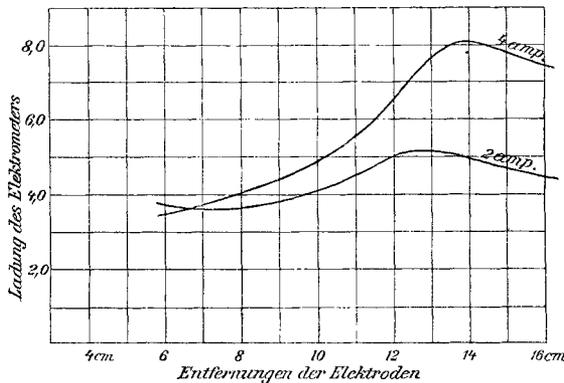


Fig. 24. Zinkelektrode. Potential = 1650 Volt.

Tabelle XV (vgl. Kurven Fig. 25 u. 26).

Zinkelektrode. Potential = 163 Volt.

Entfernung der Elektroden	Negative Ladung des Elektrometers bei Strom durch die Spule von				
	0 Amp.	1 Amp.	2 Amp.	3 Amp.	4 Amp.
4 cm	48,8	53,1	64,7	61,3	57,0
6 "	40,7	51,9	67,8	74,6	71,8
8 "	31,8	40,2	71,5	95,0	160,3
10 "	24,4	31,8	81,1	152,3	127,4
12 "	14,8	28,4	113,4	100	78,2
14 "	8,3	21,9	98,9	67,1	119,4
16 "	6,6	20,8	74,5	69,3	124,7

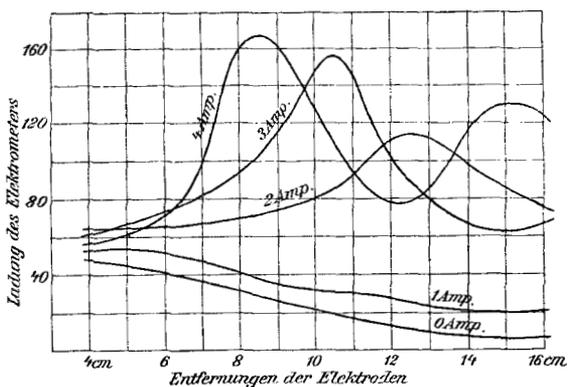


Fig. 25. Zinkelektrode. Potential = 163 Volt.

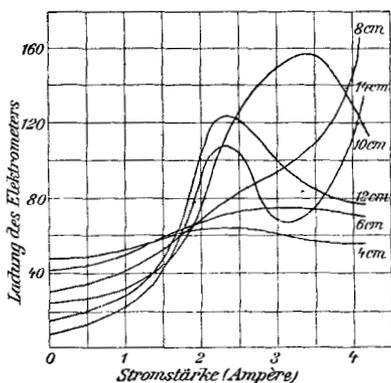


Fig. 26. Zinkelektrode. Potential = 163 Volt.

Diese Resultate sind graphisch auf zwei verschiedene Weisen aufgetragen in den Kurven (Figg. 25 u. 26). 1. Die Entfernungen der Elektroden, 2. die Stärken des Spulenstromes sind als Abszissen, die Ladungen des Elektrometers jedesmal als Ordinaten genommen.

Tabelle XVI (vgl. Kurven Fig. 27).

Zinkelektrode. Potential = 14 Volt.

Entfernung der Elektroden	Negative Ladung des Elektrometers bei Strom durch die Spule von		
	0 Amp.	1 Amp.	4 Amp.
4 cm	27,1	27,2	66,4
6 „	9,8	21,5	56,7
8 „	6,1	38,6	65,2
10 „	4,0	19,1	58,7
12 „	—	8,0	48,3
14 „	1,7	15,1	54,9

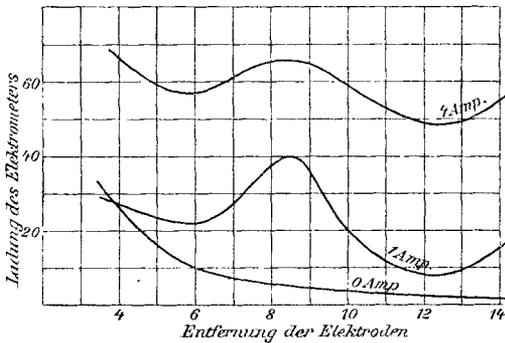


Fig. 27. Zinkelektrode. Potential = 14 Volt.

Aus allen diesen Tabellen und Kurven ersieht man, daß es Stellungen des Käfigs gibt, welchen Maxima und Minima der Ladung des Elektrometers entsprechen. Kurve (Fig. 25) ist besonders interessant, da sie zeigt, daß die Entfernung der Elektroden für das erste Maximum der Ladung mit dem magnetischen Felde variiert, während das Potential dasselbe

bleibt. Von der Verschiebung dieses Maximums können wir uns folgendermaßen eine Rechenschaft geben.

Nehmen wir an, daß alle Elektronen unter demselben Winkel  $\theta$ , etwa dem größten der verschiedenen Winkel, aus der Elektrode herauskommen, so hat das Elektron einen vollständigen Kreis um die Kraftlinien beschrieben, wenn es um die Strecke

$$l = \frac{2\pi\mu}{\varepsilon H} g \cos \theta.$$

in der Richtung der Normalen von der Elektrode sich entfernt hat.

Die Winkel  $\theta$  sind infolge der Einwirkung des elektrostatischen Feldes ohne Zweifel relativ klein. Setzen wir näherungsweise  $\cos \theta = 1$ , so ergeben sich die in Tab. XVII mit den Beobachtungen zusammengestellten Werte von  $l$ .

Die Übereinstimmung ist, wie man sieht, im ganzen befriedigend. Es soll nun die Änderung, die der Ausstrahlungswinkel  $\theta$  durch das elektrische Feld erfährt, genauer bestimmt werden. Für den Raum zwischen Elektrode und Netz gelten die Gleichungen (p. 792).

Prof. Riecke<sup>1)</sup> zeigt, daß bei gleichzeitiger Einwirkung eines elektrischen und magnetischen Feldes die Ganghöhe der vom Elektron beschriebenen Spirale beständig wächst. Diese Bewegung kann man sich hervorgebracht denken durch eine gleichförmige Beschleunigung längs der Kraftlinien und eine Zirkularbewegung von konstanter Winkelgeschwindigkeit um eine Achse parallel den Kraftlinien. Nun ist es von Interesse, daß die lineare Geschwindigkeit dieser Kreisbewegung gleich ist

$$\frac{H\varepsilon}{\mu} \times \varrho = \frac{H\varepsilon}{\mu} \cdot \frac{\mu g \sin \theta}{\varepsilon H} = g \sin \theta,$$

durch das magnetische Feld also in keiner Weise beeinflußt wird.

Wenn nun  $\theta$  der Winkel ist, unter dem das Elektron ausgeht, und  $g_0$  die Anfangsgeschwindigkeit, dann ist  $g_0 \sin \theta$  die Geschwindigkeit in der Ebene senkrecht zu den Kraftlinien, und  $g_0 \cos \theta$  die Anfangsgeschwindigkeit parallel zu diesen. Nun ist an dem Netz  $g_0 \sin \theta$  nicht geändert, wohl aber die

---

1) E. Riecke, l. c.

Geschwindigkeit längs der Kraftlinien. Diese wird bei einem Potential von 163 Volt an dem Netz  $7,47 \times 10^8$  cm/sec, während  $g \sin \theta = 3,85 \times 10^7$  (für  $\theta = 31^\circ$ ). Danach bestimmt sich der Winkel  $\theta$  durch die Gleichung

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \theta &= \frac{g_0 \sin \theta}{g} = \frac{3,85}{74,7} = 0,0515, \\ \theta &= 2^\circ 57'. \end{aligned}$$

Tabelle XVII.

Spulenstrom	Magnetische Feldstärke	$l = \frac{2\pi\mu}{\epsilon H} g$ (berechnet)	Entfernung der Elektroden für das erste Maximum
2 Amp.	18,26	15,2	12,2 cm
3 „	27,39	10,1	10,4 „
4 „	36,52	7,6	8,6 „

Daraus würde also folgen, daß es durchaus berechtigt war, für  $\cos \theta$  den Wert 1 zu setzen.

Wenn wir annehmen, daß der größte Ausgangswinkel an der Elektrode  $30^\circ$  beträgt, so sehen wir, daß derselbe an dem Netz nur  $3^\circ$  ist für ein Potential der Elektrode von 163 Volt. Es ergibt sich, daß der Radius  $BA$  der Projektion der Elektronenbahn für einen Winkel von  $3^\circ$  mit der Normalen die folgenden Werte annimmt:

Für $H = 9,13$	$BA = 2,55$ mm
„ $H = 18,26$	$BA = 1,27$ „
„ $H = 27,39$	$BA = 0,85$ „
„ $H = 36,52$	$BA = 0,63$ „

Während zwischen der Theorie und den Beobachtungen Übereinstimmung vorhanden ist, mit Bezug auf die Distanz der Knoten, ist das nicht der Fall mit Bezug auf die Ausbreitung der Strahlen. Wenn die Elektronen unter einem Winkel von  $30^\circ$  die Elektrode verlassen, so wird dieser Winkel auf etwa  $3^\circ$  reduziert in einem Felde von 163 Volt, und dem entsprechen die gefundenen sehr kleinen Wirkungskreise.

Man sieht, daß für die betrachteten Werte von  $H$  die Spiralen schon so eng zusammengezogen sind, daß der größte Querschnitt immer noch kleiner sein würde als die Fläche des Faradaykäfigs. Setzen wir den maximalen Austrittswinkel von  $30^\circ$  gemäß der Theorie in Rechnung, so würden unter allen Umständen die quantitativen Unterschiede der Ladung in verschiedenen Entfernungen viel kleiner sein müssen, als sie in Wirklichkeit sind.

Die Betrachtung der Ausbreitung im magnetischen Feld führt also ebenfalls zu dem Schluß, daß die einfachen Annahmen, welche der Theorie zugrunde gelegt sind, von den beobachteten Erscheinungen nur zum Teil Rechenschaft zu geben vermögen.

### III. Teil.

#### Absorption der Kathodenstrahlen von verschiedener Geschwindigkeit durch einige Gase.

##### § 12. Theorien von J. J. Thomson und P. Lenard.

Zunächst ist es notwendig, genau festzustellen, was man unter Absorption der Kathodenstrahlen durch eine Substanz versteht. J. J. Thomson<sup>1)</sup> hat diese Frage diskutiert und gezeigt:

Wenn Kathodenstrahlen durch eine Substanz gehen, so findet zuerst eine Absorption der Energie statt, d. h. die Geschwindigkeit der Strahlen ist geringer nach dem Durchgang. Er hat berechnet, um wieviel die Energie abnimmt. Messungen der Absorption in diesem Sinne sind von Leithäuser<sup>2)</sup> an gestellt worden, welcher die magnetische Ablenkung der Strahlen vor und nach dem Durchgang durch Aluminium bestimmte. Vor dem Eintritt waren die Strahlen homogen, aber nach dem Austreten variierten die Geschwindigkeiten zwischen weiten Grenzen, und waren natürlich kleiner als die Geschwindigkeit vor dem Eintritt.

---

1) J. J. Thomson, *Cond. of Elec. through Gases* 2. Ed. p. 375.

2) G. E. Leithäuser, *Ann. d. Phys.* 15. p. 283. 1904.

J. J. Thomson zeigte auch, daß Absorption in dem Sinne stattfindet, daß die Kathodenteilchen von ihrer Bahn abgelenkt werden, wenn sie in die Nähe eines Atomes kommen. Unter der Annahme, daß diese Ablenkung herrührt von der Wirkung der negativen Teilchen in dem Atome, hat er den Absorptionskoeffizienten in diesem Sinne berechnet und gezeigt, daß dieser Koeffizient proportional ist mit der vierten Potenz der Geschwindigkeit der Strahlen. Er zeigte auch, daß für Strahlen von kleiner Geschwindigkeit der Absorptionskoeffizient gleich  $2/3l$  sein sollte, wo  $l$  die freie Weglänge eines kleinen Teilchens zwischen den Atomen der absorbierenden Substanzen bedeutet. Die hier ausgeführte Berechnung bezieht sich tatsächlich auf die Zerstreung der Kathodenstrahlen (in Gasen) und gibt in Wirklichkeit nicht den richtigen Ausdruck für die eigentliche Absorption. In derselben Richtung machte Kaufmann<sup>1)</sup> einige Messungen für verschiedene Gase.

Die Betrachtung von J. J. Thomson zeigt, daß es notwendig ist, genau zu definieren, was man unter Absorption versteht. Außer den besprochenen Arten der Absorption: Energieverlust und Ablenkung der Bahn beim Durchgang durch Materie, gibt es unzweifelhaft noch eine dritte Form, welche eine wirkliche Absorption der Kathodenteilchen durch Materie darstellt, d. h. einige dieser Teilchen werden von den Atomen in ihrer Bahn aufgehalten. Das war Lenards<sup>2)</sup> Ansicht.

Diese Möglichkeit und die Abweichungen von dem Massengesetz ließen Lenard vermuten, daß die Absorption eine Funktion der Geschwindigkeit ist, und so erdachte er einige Versuche für die Messung der Absorption der Kathodenstrahlen von verschiedener Geschwindigkeit. Er kam auf eine glückliche Idee, die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen zu variieren. Die Strahlen, welche von einer geerdeten bestrahlten Elektrode ausgehen, sind als nahezu die langsamsten bekannt. Legt man ein negatives Potential an diese Elektrode, so kann

---

1) W. Kaufmann, Wied. Ann. 69. p. 95. 1899.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 12. p. 714. 1903.

man den Strahlen irgend eine beliebige Geschwindigkeit erteilen, falls die auffangende Elektrode auf dem Potential Null gehalten wird. Er fand, daß die Absorption in Gasen wächst, wenn die Geschwindigkeit der Strahlen abnimmt, bis ein Grenzwert für eine gewisse kleine Geschwindigkeit erreicht wird. Wenn die Geschwindigkeit weiter verringert wird, so bleibt dann die Absorption ungeändert. Dieses wichtige Resultat, welches J. J. Thomsons Theorie nicht gut erklären konnte, wurde von Lenard selbst derart auseinandergesetzt, daß kein Zweifel an seiner Richtigkeit mehr bestehen kann.

Ein wichtiger Punkt nach dieser Richtung hin ist, daß das Maximum der Absorption für sehr langsame Strahlen dem gesamten Querschnitt der Moleküle in 1 cm<sup>3</sup> Gas unter dem gleichen Druck gleich sein sollte. In der Tat fand Lenard, daß diese Werte von derselben Größenordnung waren wie jene. Wir sehen also, daß zwei Theorien aufgestellt worden sind, die Absorption der Kathodenstrahlen von verschiedener Geschwindigkeit zu erklären, eine von J. J. Thomson, die andere von Lenard.

### § 13. Messungen.

Lenard maß den Absorptionskoeffizienten der Kathodenstrahlen von verschiedener Geschwindigkeit in Luft, Wasserstoff, Argon und Kohlensäure. Ich habe diese Messungen ausgedehnt auf Kohlenoxyd, Sauerstoff, Stickstoff, und die Messungen für Wasserstoff wiederholt, da die für dieses Gas erhaltenen Resultate abnorm waren. Meine Methode war im allgemeinen dieselbe wie die von Lenard benutzte. Die verschiedenen Geschwindigkeiten wurden durch negative Ladung der bestrahlten Elektrode (Fig. 3) hervorgebracht. Das Potential des gegenüberliegenden Drahtnetzes wurde auf Null gehalten, so daß die Strahlen nach dem Durchgang des Netzes nicht mehr durch magnetische oder elektrische Kräfte beeinflußt werden.

In einer gegebenen Entfernung zwischen den Elektroden wurde die von dem Käfig aufgenommene Ladung gemessen, einmal im Vakuum, und dann, wenn das Rohr mit Gas gefüllt war. Natürlich muß jederzeit die Lichtintensität kontrolliert

werden durch Messungen in der Kontrollröhre. Wenn  $Q_0$  die Zahl der Elektronen ist, welche die Elektrode verlassen, wenn die Lichteinheit auf dieselbe fällt, so wird im Vakuum nur ein Bruchteil dieser Elektronenmenge,  $\gamma Q_0$ , den Faradaykäfig erreichen, infolge der Ausbreitung der Kathodenstrahlen. Wenn Gas vorhanden ist, so werden einige dieser Elektronen absorbiert und weniger als  $\gamma Q_0$  werden den Käfig erreichen. Das bekannte Exponentialgesetz bezieht sich natürlich auf diesen Fall, und wenn  $d$  die Entfernung der Elektroden ist, so wird die Zahl der Elektronen, welche noch hindurchgehen,  $\gamma Q_0 e^{-\alpha d}$ , wo  $\alpha$  der Absorptionskoeffizient für das Gas bei dem benutzten Druck ist. Wenn

$$J = \gamma Q_0$$

und

$$K = \gamma Q_0 e^{-\alpha d},$$

dann ist

$$\alpha = \frac{1}{d} \log e \frac{J}{K}.$$

Auf diese Weise finden wir  $\alpha$ , indem wir  $J$  und  $K$  durch die entsprechenden Ausschläge des Elektrometers für die Einheit der Lichtintensität ersetzen.

Um  $\alpha$  zu messen war es natürlich notwendig, sehr kleine Drucke zu benutzen, denn bei großen Drucken spielt Ionisation des Gases eine zu große Rolle.<sup>1)</sup> Es wurden selten höhere Drucke als  $1/300$  mm Hg benutzt. Die Geschwindigkeit der benutzten Kathodenstrahlen war zum Teil sehr klein, und O. v. Baeyer<sup>2)</sup> hat neulich gezeigt, daß langsame Strahlen das Gas ebenfalls ionisieren, so daß die obige Bemerkung für alle benutzten Geschwindigkeiten gilt. Alle Absorptionskoeffizienten sind auf den Druck von 1 mm Hg bezogen, obschon die Messungen bei viel kleinerem Drucke ausgeführt sind. Das war möglich unter Zuhilfenahme der Lenardschen Resultate<sup>3)</sup>, welche zeigten, daß der Absorptionskoeffizient eines

1) W. Varley, Phil. Trans. 302. p. 439. 1904.

2) O. v. Baeyer, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 10. p. 96. 1908.

3) P. Lenard, Wied. Ann. 56. p. 258. 1895.

Gases proportional dem Druck ist; dabei hat er viel höhere Drucke und größere Geschwindigkeiten als die hier angewandten benutzt. In den vorliegenden Versuchen wurde für jeden Absorptionskoeffizienten der Strahlen verschiedener Geschwindigkeiten das Mittel aus einer Anzahl von Versuchen genommen, bei welchen der Druck und die Entfernung der Elektroden variierten. Die Resultate sind gegeben in den Tab. XVIII—XXI.

Tabelle XVIII.

Absorption bei Sauerstoff.

$$\text{Absorptionskoeffizient} = \beta = \frac{1}{a} \log_e \frac{J}{x}.$$

Potential in Volt	Entfernung der Elektroden in cm	Druck $p$ in mm Hg	$\frac{\beta}{p}$	Mittelwert
1650	6	0,0044	1,08	} 1,62
	6	0,0033	1,84	
	8	0,0024	1,36	
	12	0,0037	2,30	
660	6	0,0038	5,52	} 5,8
	8	0,0030	6,21	
165	6	0,0021	12,2	} 12,7
	6	0,0034	13,3	
64	6	0,0035	28,3	} 28,4
	8	0,0027	28,5	
	12	0,0033	28,5	
32	6	0,00395	28,5	} 27,5
	6	0,00225	26,5	
16	6	0,0040	28,2	} 31,2
	6	0,0023	27,1	
	8	0,0028	37,7	

Tabelle XVIII (Fortsetzung).

Potential in Volt	Entfernung der Elektroden in cm	Druck $p$ in mm Hg	$\beta$ $p$	Mittelwert
6,4	8	0,0030	28,1	} 35,4
	8	0,00285	43,7	
3,2	6	0,0037	28,5	} 28,3
	8	0,0031	28,2	

Tabelle XIX.

Absorption bei Stickstoff.

Potential in Volt	Entfernung der Elektroden in cm	Druck $p$ in mm Hg	$\beta$ $p$	Mittelwert
1650	6	0,0028	2,3	} 2,3
	9	0,0024	2,3	
660	6	0,0029	4,07	} 3,9
	9	0,0029	4,6	
	9	0,0055	3,2	
165	6	0,00283	13,8	} 15,1
	9	0,0031	19,1	
	9	0,0057	13,57	
64	6	0,0030	22,1	} 23,3
	6	0,0038	27,1	
	9	0,0028	20,7	
32	6	0,00305	29,2	} 31,9
	6	0,0041	34,0	
	9	0,0062	29,4	
16	6	0,0031	34,5	} 34,4
	6	0,0043	34,3	
6,4	6	0,00315	31,3	} 32,9
	6	0,00350	34,5	
3,2	6	0,0037	43,2	} 36,1
	6	0,0047	29,0	

**Tabelle XX.**

Absorption bei Wasserstoff.

Potential in Volt	Entfernung der Elektroden in cm	Druck $p$ in mm Hg	$\frac{\beta}{p}$	Mittelwert
1650	6	0,0037	0,92	} 0,92
	12	0,0025	0,92	
660	6	0,00264	0,69	} 1,53
	9	0,00184	0,92	
	12	0,0026	2,99	
165	6	0,00268	3,45	} 5,2
	6	0,0041	3,68	
	12	0,0027	8,51	
64	6	0,00273	9,43	} 8,8
	6	0,0042	6,67	
	9	0,00192	10,35	
32	6	0,00278	13,1	} 13,2
	6	0,0043	13,1	
	9	0,00196	13,3	
16	6	0,00282	18,4	} 22,3
	6	0,0043	23,0	
	9	0,0020	22,3	
	12	0,0030	25,7	
6,4	6	0,0045	36,8	36,8
3,2	6	0,0029	35,9	} 41,5
	6	0,0046	47,1	

**Tabelle XXI.**

Absorption bei Kohlenoxyd.

Potential in Volt	Entfernung der Elektroden in mm	Druck $p$ in mm Hg	$\frac{\beta}{p}$	Mittelwert
1650	6	0,0033	1,61	} 1,7
	12	0,0037	1,84	
660	6	0,0035	5,1	} 5,4
	12	0,0038	5,7	

Tabelle XXI (Fortsetzung).

Potential in Volt	Entfernung der Elektroden in cm	Druck $p$ in mm Hg	$\frac{\beta}{p}$	Mittelwert
165	6	0,0037	15,6	} 15,2
	12	0,0040	14,9	
64	6	0,0039	27,6	} 31,8
	8	0,0030	36,1	
32	6	0,0041	34,0	} 34,8
	8	0,0031	35,6	
16	6	0,0043	35,8	} 36,5
	6	0,0040	37,2	
6,4	6	0,0045	28,5	} 31,8
	6	0,0042	35,1	
3,2	6	0,0047	37,9	37,9

Der Sauerstoff wurde durch Erhitzen von Kaliumpermanganat erzeugt. Dasselbe befand sich in einem an den Apparat angeblasenen Glasrohr, welches mit evakuiert wurde. Das Glasrohr wurde schwach angeheizt. Der entweichende Sauerstoff ging durch ein Phosphorpenoxydrohr, bevor er in den Apparat eintrat.

Stickstoff und Wasserstoff wurden aus Bomben entnommen. Die Gase wurden wieder durch Phosphorpenoxyd getrocknet, bevor sie in den Apparat gelangten. Das Kohlenoxyd wurde durch Erwärmung von Chloroform und Kalilauge hergestellt. Da bei diesem chemischen Prozeß auch Wasser entsteht, wurden mehrere Trockenrohre angewandt.

Hier folgt ein Beispiel der Methode, die zur Bestimmung des aus den Messungen abgeleiteten Absorptionsvermögens benutzt wurde.

Tabelle XXII.

Potential der Elektrode	Ladung pro Lichteinheit im Vakuum $J$	Ladung pro Lichteinheit in Stickstoff $K$	Druck $p$	Entfernung der Elektroden $p$	$\frac{1}{d} \log e \frac{J}{K}$ $= \beta$	$\alpha = \frac{\beta}{p}$
Volt - 1650	678,6	640,4	mm Hg 0,0024	cm 9	0,00642	2,67

Die Kurven (Fig. 28) zeigen den graphischen Verlauf der in den Tabbl. XVIII—XXI enthaltenen Resultate, und geben

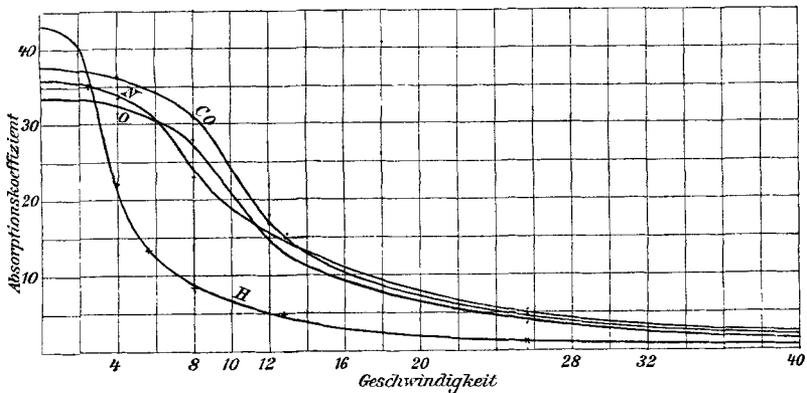


Fig. 28.

ein unmittelbares Bild, wie die Absorption mit der Geschwindigkeit variiert. Der Vergleich mit den von Lenard erhaltenen Kurven zeigt, daß die Form der Kurven ungefähr dieselbe ist und denselben allgemeinen Charakter besitzt. Stellt man die obigen Ergebnisse mit seinen zusammen, so sind wir in der Lage, die folgenden Schlüsse zu ziehen:

1. Das Massengesetz gilt nur für größere Geschwindigkeiten.

2. Wenn die Geschwindigkeit abnimmt, wächst die Absorption bis zu einer endlichen Grenze, und wenn auch dann die Geschwindigkeit weiter verkleinert wird, so ändert sich die Absorption nicht mehr, sondern behält anscheinend diesen Wert bis zu der Geschwindigkeit Null.

3. Wasserstoff verhält sich anormal. In Übereinstimmung mit dem Massengesetz ist seine Absorption kleiner als diejenige schwererer Gase für Strahlen von großer Geschwindigkeit. Wenn die Geschwindigkeit abnimmt, wächst die Absorption anfänglich sehr langsam, viel langsamer als in anderen Gasen, aber für kleine Geschwindigkeiten absorbiert der Wasserstoff die Strahlen viel mehr als andere Gase, wie man daraus erkennt, daß die Kurve für Wasserstoff diejenige der anderen Gase schneidet.

## § 14. Korrekturen an den erhaltenen Zahlen.

Bevor wir diese Resultate weiter diskutieren, mag es vorteilhaft sein, einige Korrekturen zu betrachten, welchen die benutzte Methode unterworfen werden muß.

1. In dem ersten Teil dieser Arbeit war gezeigt, daß die Elektronen die Elektrode in allen Richtungen innerhalb eines gewissen Kegels verlassen. Demzufolge müssen wir vorsichtig sein in der Wahl der Entfernung  $d$ . Für eine erste Annäherung war  $d$  als der senkrechte Abstand zwischen der Elektrode und der Vorderseite des Faradaykäfigs gewählt, aber das setzt voraus, daß nur solche Strahlen den Käfig erreichen, welche senkrecht zu demselben gehen, d. h. längs und parallel der Achse des Rohres. Zufolge der Resultate in Teil I ergibt sich als Mittel der Entfernungen, welche die Elektronen von der Elektrode nach der Käfigöffnung hin durchlaufen

$$d' = \frac{1}{ab} \int_0^a \int_0^b \sqrt{d^2 + (r - r')^2} dr dr'.$$

Wir erhalten eine hinreichende Approximation dieses Ausdruckes, wenn wir das arithmetische Mittel aus  $d$  und

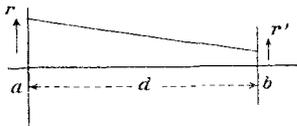


Fig. 29.

$$\sqrt{d^2 + (a + b)^2}$$

nehmen. Für den Fall  $d = 60$  mm haben wir den geänderten Wert

$$\frac{60 + \sqrt{(60)^2 + (13 + 5)^2}}{2}, \text{ d. h. } 61,3 \text{ mm.}$$

Demzufolge sind die früheren Resultate für die Absorption zu groß und in der Formel

$$\alpha = \frac{1}{d} \log e \frac{J}{K}$$

müssen wir  $d$  durch  $d'$  ersetzen.

2. Ein anderer Punkt, welcher unsere Aufmerksamkeit erfordert, ist der, daß die Kathodenteilchen auf ihrer Bahn

nicht mit derselben Geschwindigkeit fortschreiten. Wenn sie die Elektrode verlassen, haben sie eine kleine Geschwindigkeit und erhalten ihre Endgeschwindigkeit nach Durchlaufen einer Strecke von 4 mm. In dieser kleinen Entfernung ist die Absorption größer als nach Erlangung der Endgeschwindigkeit, vorausgesetzt, daß diese Endgeschwindigkeit einer größeren Potentialdifferenz als 30—40 Volt entspricht. Die Resultate für die Absorption von Strahlen einer bestimmten Geschwindigkeit wurden zuerst erhalten unter der Voraussetzung, daß die Strahlen dieselbe Geschwindigkeit auf ihrer ganzen Bahn haben, und deshalb muß jetzt eine Korrektion ausgeführt werden. Dieselbe wird natürlich größer sein für Strahlen von großer Geschwindigkeit. Diese Korrektion kann in folgender Weise ausgeführt werden.

Es sei  $\bar{\alpha}$  der unkorrigierte Absorptionskoeffizient,  $\alpha_1$  der korrigierte Absorptionskoeffizient,  $\alpha$  der Absorptionskoeffizient, wenn die Strahlen noch nicht ihre volle Geschwindigkeit erhalten haben (jedesmal für die Längeneinheit).

Wenn  $D$  die ganze Strecke zwischen der Elektrode und dem Käfig bezeichnet,  $d$  die Entfernung des Netzes von der Elektrode, so folgt

$$\bar{\alpha} D = \alpha_1 (D - d) + \int_0^d \alpha dx,$$

wo  $x$  der zurückgelegte Weg des Elektrons ist. Das wird vielleicht aus Fig. 30 noch anschaulicher. Hier ist die Entfernung von der Elektrode als Abszisse, die Absorption als Ordinate aufgetragen.

Es sei  $OF$  gleich der Strecke  $d$ ,  $OX$  gleich der Strecke  $D$ ,  $B'X$  (oder  $CO$ ) sei gleich  $\bar{\alpha}$ , d. h. dem beobachteten Absorptionskoeffizienten,  $BX$  (oder  $AF$ ) =  $\alpha$ .

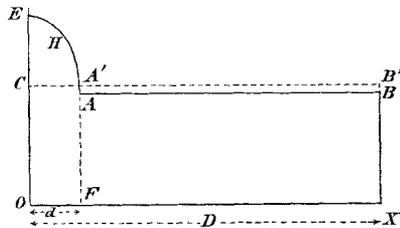


Fig. 30.

Dann bedeutet die Gleichung, daß die Fläche  $OXB'C$  gleich der Summe der Flächen  $ABXF$  und  $EHAFO$  ist.

Aus der obigen Gleichung erhält man

$$\alpha_1 = \bar{\alpha} - \frac{1}{D} \frac{d}{dx} \int_0^D (\alpha - \bar{\alpha}) dx.$$

Daraus kann man mit Hilfe der Kurve die Korrektur leicht ermitteln, weil das Integral

$$\int_0^d (\alpha - \bar{\alpha}) dx$$

der Fläche  $EHA'C$  entspricht.

Man erhält die Kurve  $EHA'$ , indem man beachtet, daß für jedes mm das Potentialgefälle  $V/4$  beträgt, wo  $V$  der Potentialunterschied zwischen der Elektrode und dem Netz ist. Indem man zunächst die beobachteten Werte von  $\alpha$  aufträgt, kann man auf diese Weise den korrigierten Wert der Absorption ermitteln.

Wie oben erwähnt, ist diese Korrektur nicht notwendig für große Absorption, aber für kleine modifiziert sie das Resultat etwas.

3. Eine ähnliche Korrektur wie die in 2. ist unter Umständen noch für einen anderen Fall notwendig. Es ist von Leithäuser<sup>1)</sup>, Lenard<sup>2)</sup> und J. J. Thomson<sup>3)</sup> gezeigt worden, daß Energie absorbiert wird, wenn Kathodenstrahlteilchen durch ein absorbierendes Medium gehen, d. h. die Geschwindigkeit der Strahlen wird verringert. Wissen wir nun, um wieviel die Geschwindigkeit der Strahlen verkleinert wird, so könnte eine ähnliche Korrektur wie die obige angewandt werden, obschon dieselbe viel kleiner sein würde. Der Effekt dieser Korrektur im allgemeinen würde eine Verminderung der beobachteten Absorptionswerte sein, da wir angenommen haben, daß die Geschwindigkeit der Strahlen dieselbe bleibt, wie sie an dem Netze ist.

1) G. E. Leithäuser, Ann. d. Phys. 15. p. 283. 1904.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 12. p. 726. 1903.

3) J. J. Thomson, Cond. of Electr. 2. p. 378.

Lenard diskutiert noch einige andere Korrekturen, ob-  
schon er zeigt, daß dieselben keinen größeren Einfluß haben.

4. Das Gas bewirkt in gewissem Maße eine Ablenkung  
der Strahlen aus ihrer Bahn. Wenn das Strahlenbündel einen  
im Vergleich mit der Öffnung des Faradaykäfigs großen Durch-  
messer hat, so kann dieser Einfluß keinen erheblichen Effekt  
hervorbringen, da die Elektronen nach allen Richtungen ab-  
gelenkt werden. Dieser störende Einfluß wurde noch ver-  
kleinert durch Anwendung kleiner Drucke.

5. Weiter werden durch das Gas sekundäre Kathoden-  
strahlen erzeugt und infolgedessen wird die Absorption zu  
klein erscheinen. Indessen ist die Geschwindigkeit dieser  
sekundären Strahlen klein und sie können nicht durch ein  
Aluminiumfenster gehen. Lenard maß die Absorption in  
einigen Fällen, in denen er ein Aluminiumblättchen vor den  
Faradaykäfig brachte. Das ließ sich natürlich ausführen für  
größere Geschwindigkeiten und in den vorliegenden Unter-  
suchungen ist davon abgesehen worden.

6. Eine andere von Lenard besprochene Fehlerquelle  
liegt in der Absorption selbst. Infolge der Absorption findet  
eine Konzentration der negativen Ionen längs des Rohres  
statt, und da dieselbe in der Nähe der bestrahlten Elektrode  
größer ist, so findet eine Diffusion der negativen Elektrizität  
gegen den Faradaykäfig hin statt. Es kann dies nur einen  
Einfluß haben für starke Absorption und deshalb kann der  
Effekt dieser Fehlerquelle durch Benutzung sehr kleiner  
Drucke sehr reduziert werden.

#### § 15. **Ergebnis der Beobachtungen und weitere Prüfung der Theorie.**

Nach Anwendung der obigen Korrektur bleibt die all-  
gemeine Form der Kurven dieselbe. Die Absorption erreicht  
dann noch einen Maximalwert für kleine Geschwindigkeiten  
der Strahlen, welcher Wert für die verschiedenen Gase ver-  
schieden ist. So sehen wir, daß allgemein gesprochen, in  
diesen Ergebnissen ein weiterer Beitrag zur Lenardschen  
Theorie liegt. Es mag vielleicht vorteilhaft sein, die Dis-  
kussion dieser Theorie noch ein wenig weiter fortzusetzen.

Lenard schließt aus seinen Resultaten, daß die Absorption der Strahlen von den elementaren Teilen der Atome herrührt, welche er Dynamiden nennt. Da die Absorption mit der Geschwindigkeit variiert, so schreibt er den Dynamiden eine Natur zu, welche in einer Verteilung der Elektrizität oder in einem elektrischen Felde besteht, dessen Stärke abnimmt, wenn wir uns weiter von dem Zentrum entfernen. Wenn dieses zutrifft, so haben wir in den Kurven, welche die Relation zwischen Absorption und Geschwindigkeit darstellen, ein Mittel, um zu finden, wie sich das elektrische Feld mit der Entfernung vom Zentrum ändert. Bevor wir hierzu übergehen, ist es nötig, etwas ausführlicher über die Dynamiden zu sprechen. Offenbar sieht Lenard dieselben als elektrisch neutral an, da sie Teile eines elektrisch neutralen Atoms sind. Er denkt, daß die einfachste Annahme über die Dynamiden die ist, daß sie elektrische Doppelpunkte von endlichem Moment sind. Das kann wahrscheinlich in Einklang gebracht werden mit den neuen Ansichten über die Konstitution des Atoms. Lord Kelvin, J. J. Thomsom und W. Voigt<sup>1)</sup> vertreten die Ansicht, daß der elektropositive Teil des Atoms in einer elektrischen Verteilung besteht, und daß die negativen Teilchen sich im Innern jener Verteilung befinden. W. Voigt verweist dabei auf einen Satz der Potentialtheorie, demzufolge positive und negative Elektrizität nur im Gleichgewicht sein können, wenn die eine punktförmig ist und innerhalb der anderen liegt.

Man kann sich vorstellen, wie das Kraftfeld in einem solchen Fall beschaffen sein könnte, indem man von den Kurven aus als Grundlage eine Theorie aufbaute, unter Zugrundelegung der Kelvinschen Annahme. (Oder man könnte von der Vorstellung Becquerels und Onnes' ausgehen, daß ein positives Elektron existiert von ähnlichen Eigenschaften wie das negative, nur daß die Ladung entgegengesetztes Zeichen hat, und unter dieser Annahme das Kraftfeld konstruieren.)

Aus den Kurven können wir ableiten, wie groß der Radius der Dynamiden sein muß, damit ein Elektron von gewisser Geschwindigkeit zurückgehalten wird. Auf diese Weise ist es

---

1) W. Voigt, *Magneto- und Elektrooptik* p. 68.

möglich, die Stärke des elektrischen Feldes in einer gewissen Entfernung vom Zentrum zu bestimmen.

Es wird indessen gut sein, genauer zu sehen, inwieweit die experimentellen Resultate im allgemeinen mit den Lenardschen Ansichten übereinstimmen, bevor wir uns nach dieser Richtung hin weiter vorwagen. Nach Lenard sollte der Grenzwert der Absorption für kleine Geschwindigkeiten gleich dem Gesamtquerschnitt der Moleküle in 1 cm<sup>3</sup> Gas bei 1 mm Hg-Druck sein. Ergibt sich, daß dies der Fall ist, so wird es gerechtfertigt sein, die Theorie in der oben zuerst vorgeschlagenen Richtung weiter zu entwickeln.

J. J. Thomson denkt, daß dieser Grenzwert der Absorption gleich ist  $2/3l$ , wo  $l$  die freie Weglänge eines sehr kleinen Teilchens ist, welches sich bei einem Druck von 1 mm Hg durch das Gas bewegt. Er betrachtet die Zusammenstöße zwischen den Kathodenstrahlteilchen und den Elektronen des Atoms, und für kleine Geschwindigkeiten zieht er nur die Zusammenstöße mit den Molekülen des Gases in Betracht. Die folgende Tab. XXIII gibt die Grenzwerte der Absorption für kleine Geschwindigkeiten, den Gesamtquerschnitt der Moleküle und  $2/3l$ , alles für einen Druck von 1 mm Hg, und für gewöhnliche Temperatur. Die mittlere freie Weglänge  $l$  ist natürlich  $4\sqrt{2}$ , multipliziert mit der freien Weglänge eines Moleküls des Gases selbst. Lenards Resultate sind ebenfalls in Betracht gezogen.

Tabelle XXIII.

Gas	Molekulargewicht	Gesamt-molekularquerschnitt	$\frac{2}{3l}$	Grenzwert der Absorption
H <sub>2</sub>	2	14,44	9,63	43
CO	28	28,58	19,05	34,6
N <sub>2</sub>	14	28,25	18,83	33,4
O <sub>2</sub>	16	26,56	17,71	30,8
Luft	29	27,61	18,41	30
Ar	40	26,70	17,8	28
CO <sub>2</sub>	44	40,89	27,26	34

Die Gesamtmolekularquerschnitte sind aus den von Jeans<sup>1)</sup> angegebenen Werten für die Reibungskoeffizienten der entsprechenden Gase berechnet nach der Formel

$$\eta = \frac{1}{3} \rho L V,$$

$\eta$  = Reibungskoeffizient,  $\rho$  = Dichte,  $L$  = Mittlere freie Weglänge,  $V$  = Molekulargeschwindigkeit, berechnet aus der Formel

$$\frac{p}{\rho} = \frac{1}{3} V^2,$$

wo  $p$  der Druck ist.

Man sieht, daß diese Werte eine größere Übereinstimmung mit dem Maximalwerte der Absorption der Kathodenstrahlen zeigen, als die Werte  $2/3l$ , welche J. J. Thomsons Theorie ergibt. Wir schließen daraus, daß Lenards Theorie die wahrscheinlichere ist.

Es ist sonach gerechtfertigt, wenn wir die Durchmesser der Gasmoleküle aus den Werten der Absorption für langsame Strahlen berechnen. Zu diesem Zweck benutzen wir Plancks Bestimmung der Anzahl der Moleküle pro  $\text{cm}^3$ . Da nun dieser Wert der Absorption gleich dem totalen Querschnitt der Moleküle in  $1 \text{ cm}^3$  ist, so erhalten wir

$$Q = \frac{1}{4} n \pi s^2,$$

wo  $s$  = Durchmesser eines Moleküls. Diese Werte sind in der folgenden Tab. XXIV gegeben.

Tabelle XXIV.

Gas	Durchmesser eines Moleküls $s \times 10^8 \text{ cm}$
H <sub>2</sub>	3,87
O	2,59
N	3,50
CO	3,50
Ar	3,14
CO <sub>2</sub>	3,44

1) J. H. Jeans, Dynamics Theory of Gases.

### Zusammenfassung.

1. Wenn ultraviolettes Licht auf eine Metallplatte im Vakuum fällt, so gehen Elektronen von derselben aus, deren Bahnen mit der Normalen verschiedene Winkel bilden.

2. Rieckes Theorie, gegründet auf die Annahme, daß die Emission von jedem Element innerhalb eines gewissen Kegels mit derselben Intensität stattfindet, reicht nicht aus zu einer vollkommenen Erklärung der Beobachtungen. Die Theorie steht im wesentlichen in Übereinstimmung mit der Beobachtung, wenn die Distanz der auffangenden Elektrode konstant gehalten und nur das Potential variiert wird. Das erklärt sich aus dem Umstand, daß dann der Konzentrationsfaktor nur sehr wenig mit dem Emissionswinkel veränderlich ist.

3. Die Emission ist eine Funktion des Ausgangswinkels an der Elektrode. Für kleine Werte desselben ist die Emission groß; sie nimmt ab, wenn der Winkel wächst. Die Emission ist bis zum Winkel von  $75^\circ$  verfolgt worden, es erscheint möglich, daß Emissionswinkel bis zu  $90^\circ$  existieren.

4. Aus der Untersuchung über die Ausbreitung der Kathodenstrahlen im magnetischen Feld ergibt sich, daß die Entfernung zwischen zwei Knoten ziemlich gut mit der aus der Rieckeschen Theorie berechneten stimmt. Im übrigen aber lassen sich die quantitativen Verhältnisse der von dem Faradaykäfing aufgenommenen Ladungen nur erklären, wenn die Ausbreitungsverhältnisse der Strahlen andere sind als in der Rieckeschen Theorie angenommen ist, wenn insbesondere der Grenzwinkel der Emission ein viel größerer ist.

5. Messungen über die Absorption der Kathodenstrahlen von verschiedener Geschwindigkeit wurden ausgedehnt auf die Gase Stickstoff, Sauerstoff und Kohlenoxyd, und die Lenardschen Messungen für Wasserstoff wiederholt. Mit Ausnahme von Wasserstoff wurde eine Bestätigung von Lenards Theorie gefunden, da die Grenzwerte der Absorption für kleine Geschwindigkeiten ziemlich gut mit dem Gesamtmolekularquerschnitte in  $1 \text{ cm}^3$  der betreffenden Gase unter demselben Druck übereinstimmten. Aus diesen Werten der Absorption bei

kleinen Geschwindigkeiten wurden schließlich noch die Durchmesser der Gasmoleküle berechnet.

Vorliegende Arbeit ist im Physikalischen Institut der Universität Göttingen angefertigt. Die Anregung zu derselben verdanke ich Hrn. Geheimrat Prof. Dr. Riecke, und es ist mir eine angenehme Pflicht, am Schlusse der Arbeit meinem hochverehrten Lehrer meinen herzlichsten Dank für die rege Teilnahme auszusprechen, die er stets an dem Fortgang der Arbeit genommen hat.

(Eingegangen 12. Dezember 1909.)

---