2. *Über die Entstehung der Kathodenstrahlen; von Edgar Meyer und Hermann Schüler.*

§ 1. *Einleitung.* — Bringt man in den Crookes'schen Dunkelraum einer Entladungsröhre einen für Kathodenstrahlen undurchlässigen Körper, so wirft dieser einen etwas vergrößerten Schatten sowohl nach der Kathode hin als auch in entgegengesetzter Richtung. Der erste Schatten dokumentiert sich durch eine dunkle Stelle in der ersten Kathodenschicht, der zweite kann durch einen fluoreszierenden Schirm nachgewiesen werden. Derartige Experimente wurden von Schuster¹⁾, Villard²⁾ und Wehnelt³⁾ angestellt. Der wichtige Schluß, den diese Autoren sowie Stark⁴⁾ aus solchen Versuchen zogen, ist folgender: Da die Kathodenstrahlen von der Kathode ausgehen, so kann der Schatten auf der Kathode nicht durch Kathodenstrahlen erzeugt sein, er wird vielmehr aller Wahrscheinlichkeit nach durch die sich auf die Kathode hinbewegenden Kanalstrahlen hervorgerufen. Da ferner der Schatten auf dem Fluoreszenzschirm ebenso breit ist wie der auf der Kathode (vgl. Fig. 5 bei Wehnelt l. c.), so folgt auch, daß nur dort, wo die Kathode von Kanalstrahlen getroffen wird, Kathodenstrahlen ausgelöst werden.

Hiernach wird der Schatten durch zwei Ursachen bedingt: erstens durch die abgeschirmten Kanalstrahlen und zweitens durch die an der beschatteten Stelle der Kathode nicht erzeugten Kathodenstrahlen. Die Richtigkeit dieser Auffassung kann man sehr instruktiv durch einen einfachen Versuch im magnetischen Felde erweisen. Läßt man nämlich bei einem solchen Experiment, wie es z. B. Wehnelt (l. c.) an-

1) A. Schuster, Bakerian Lecture: „The Discharge of Electricity through Gases“. Proc. Roy. Soc. London 47. p. 526. 1890; vgl. p. 557.

2) P. Villard, Journ. de Phys. (3) S. p. 5. 1899.

3) A. Wehnelt, Wied. Ann. 67. p. 421. 1899.

4) J. Stark, Ann. d. Phys. 7. p. 434. 1902.

gestellt hat, auf die Entladung gleichzeitig noch ein homogenes Magnetfeld einwirken, dessen Richtung senkrecht steht auf der Richtung des elektrischen Feldes vor der Kathode, so sollte der durch die Kanalstrahlen erzeugte Schatten und der durch die nicht ausgesandten Kathodenstrahlen bewirkte Schatten *getrennt* voneinander erscheinen, da das magnetische Feld die Kanalstrahlen im Vergleich zu den Kathodenstrahlen nur sehr wenig von ihrer geraden Bahn ablenkt.

Die im Magnetfelde zu erwartende Erscheinung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. K sei die Kathode, D ein

Fig. 1.

schattenwerfender Draht. I stellt dann den durch die Kanalstrahlen erzeugten, verbreiterten Schatten dar, der durch das Magnetfeld unwesentlich beeinflusst ist. Von der ganzen Kathodenoberfläche, mit Ausnahme der Stelle I , gehen nun Kathodenstrahlen aus, die im Magnetfelde nach rechts abgelenkt sein sollen. Diese erzeugen den Schatten II , der an I auf der Kathode ansetzt, weil dort keine Kathodenstrahlen emittiert werden. Ferner werden durch D die von der linken Seite der Kathode ausgesandten Kathodenstrahlen abgeschirmt und erzeugen den Schatten III . Auf einem Fluoreszenzschirm S sollten daher zwei Schatten a und b erscheinen, von denen a breit, b aber schmal ist. Durch das Magnetfeld werden daher sozusagen die Wirkungen der Kanal- und Kathodenstrahlen getrennt.

Der angestellte Versuch zeigte qualitativ das erwartete Resultat. Wie im folgenden ausgeführt wird, ergaben die gemessenen Ablenkungen δ und Δ der Schatten b resp. a auch eine quantitative Bestätigung der Theorie.

§ 2. *Versuchsanordnung.* — Die Versuche wurden in drei Glasröhren verschiedener Dimensionen ausgeführt. Die endgültige Form des Entladungsgefäßes ist in Fig. 2 dargestellt. Das Rohr hatte eine Länge von 28 cm und eine lichte Weite

von ungefähr 8 cm. Die Kathode *K* war aus Aluminium gefertigt und hatte einen Durchmesser von 6 cm; bei diesen Abmessungen erhielt man eine genügend große Ansatzfläche für die Emission der Kathodenstrahlen. *D*, der schattenwerfende Körper, bestand aus einem 1 mm dicken Messingdraht, der,

Fig. 2.

wie die Figur zeigt, abgebogen war; hierdurch wurde erreicht, daß durch Drehen des seitlichen Schließes der Abstand des Drahtes von der Kathode veränderlich war. *S* ist der Fluoreszenzschirm. Er wurde hergestellt, indem man auf ein rechteckiges Messingstück, 1,5 cm $\times$ 4,5 cm, das in der Gebläseflamme auf schwache Rotglut erhitzt war, eine dünne Schicht weißen Siegelacks auftrug. Der dabei sofort veraschende weiße

Siegellack fluoreszierte lebhaft grün. Ein auf diese Methode hergestellter Fluoreszenzschirm bietet den Vorteil, daß man erstens schöne gleichmäßig leuchtende Flächen erhalten kann, daß zweitens ein solcher Schirm sehr haltbar ist und nicht durch die Wirkung der Kathodenstrahlen zerstört wird, und daß er drittens im Vakuum nur wenig Gas abgibt. Zur bequemeren Beobachtung war S etwas nach vorn aufwärts geneigt und wurde von einer Messingstange gehalten, die in den oberen großen Schliff eingekittet war; hierdurch konnte der Abstand von S bis K leicht reguliert werden. In den Schirm S war auf der Teilmaschine eine Millimeterskala eingeritzt worden, um die Ablenkungen der Schatten messend verfolgen zu können. Diese Skala war in dem fluoreszierenden Schirm sehr gut ablesbar. A ist ein Aluminiumdraht, der als Anode diente. Zu den Kittungen war weißer Siegellack verwandt.

Die Röhre wurde mit einer Hochspannungsbatterie nach Greinacher¹⁾, die bis 6000 Volt Gleichstromspannung lieferte, betrieben. Zwischen Batterie und Entladungsrohr lag noch ein regulierbarer Amylalkoholwiderstand. Die Entladungspotentiale variierten zwischen 1320 und 3125 Volt, sie wurden mit einem Braunschen Elektrometer gemessen. Die Greinachersche Batterie bewährte sich ausgezeichnet, sie ist sehr bequem in der Handhabung und kann für Untersuchungen über Gasentladungen warm empfohlen werden. Der positive Pol der Batterie, die Anode, der Schirm und der Schattenkörper D waren stets geerdet.

Die geometrischen Verhältnisse des Entladungsrohres, die für die quantitativen Versuche von Wichtigkeit sind, wurden vermittels eines Kathetometers ausgemessen. Es wurde gefunden:

Abstand Kathode bis Mitte des Schatten-

körpers $y_0 = 40,2 \text{ mm}$

Abstand Kathode bis Skalenteil 25,5 auf

dem Schirm $y'_0 = 47,4 \text{ „}$

(Der Skalenteil 25,5 liegt auf der Senkrechten, die auf der Kathodenoberfläche errichtet wird und durch die Mitte von D geht.)

Abstand Kathode bis Skalenteil 0,0 auf

dem Schirm $y''_0 = 52,3 \text{ „}$

1) H. Greinacher, Physik. Zeitschr. 17. p. 343. 1916.

Diese Verhältnisse sind in Fig. 3 dargestellt, die Zeichnungsebene ist hier senkrecht zu der in Fig. 2.

Das Entladungsrohr wurde mit einer Gaedepumpe evakuiert, ein McLeod Manometer gestattete die Drucke zu messen, die etwa zwischen 0,02 und 0,03 mm Hg betrugen.

Die Magnetfelder wurden durch zwei mehrlagige Stromspulen M_1 und M_2 (Fig. 2) von 14,5 cm Länge und 9,5 cm äußerem Durchmesser erzeugt, deren Stirnflächen einen Abstand von 8,2 cm hatten. Die gemeinsame Achse beider Spulen war parallel D und ging etwa durch die Mitte des Abstandes Kathode—Schirm. Die Magnetfelder im Raume zwischen den Spulen wurden auf folgende Weise gemessen: In die Mitte zwischen beide Spulen wurde koaxial eine einlagige Stromspule gesetzt, deren Feld im Innern berechenbar war. Durch diese Eichspule ließ sich das Feld von M_1 und M_2 kompensieren, was man durch eine in das Innere der Eichspule gebrachte Bussole erkannte. Die Horizontalkomponente des Erdfeldes wurde mit berücksichtigt. Die Magnetfelder waren exakt proportional den Stromstärken, die an einem guten Milliampèremeter von Siemens & Halske abgelesen wurden. Die mittlere Abweichung der einzelnen Feldmessungen voneinander betrug etwa 1 Proz., die Homogenität des Feldes in vertikaler Richtung, soweit sie für die Ablenkung der Kathodenstrahlen in Betracht kam, war bis auf weniger als 10 Proz. gewahrt. Diese Homogenität genügte, da bei den quantitativen Messungen andere Fehlerquellen eingehen, welche die Genauigkeit der Resultate mehr beeinträchtigen.

Als Gasfüllung diente bei den Versuchen immer atmosphärische, mit P_2O_5 getrocknete Luft.

Fig. 3.

§ 3. *Qualitative Beobachtungen.* — Um nun die gesuchte Erscheinung beobachten zu können, mußte der Druck des Gases im Entladungsrohr passend so reguliert werden, daß der Fluoreszenzschirm etwas außerhalb des Crookeschen Dunkelraumes, in dem negativen Glimmlichte lag. War nur der Druck genügend klein, so war diese Bedingung in einem ziemlich großen Druckintervall immer erreicht, da der Ansatz des negativen Glimmlichtes an der Stelle des Schirmes etwas heruntergezogen war, wie es in Fig. 4 angedeutet ist. Das ist für das folgende

Fig. 4.

Fig. 5.

von Bedeutung, da man deswegen für die Länge des Dunkelraumes der in Betracht kommenden Entladungserscheinung immer angenähert den Abstand Kathode—Schirm einsetzen darf. Wichtig für später ist noch, daß bei der Entladung stets anomales Kathodengefälle vorhanden war.

Ohne Magnetfeld zeigte sich nun über dem Schattenkörper *D* ein etwa 1,2 cm breiter, *diffuser* Schatten¹⁾, und in der Mitte desselben ein scharf begrenzter, dunklerer Schatten, dessen Breite (etwa 1 mm) der Dicke des schattenwerfenden Drahtes *D* gut entsprach. Auf der Kathode erscheint in der ersten Kathodenschicht ein Schatten, welcher etwa ebenso breit ist, wie der diffuse Schatten auf dem Schirm.

Fig. 5 ist eine photographische Aufnahme des Schirmes, bei der beide Schatten gut zu erkennen sind. Gleichzeitig ist auch auf dem Bilde der Draht *D* zu sehen. Die Achse des

1) Die Breite des Schattens hängt ab vom Druck und dem Entladungspotential, und zwar nimmt sie zu mit abnehmendem Druck und Erhöhung des Potentials.

photographischen Apparates bildete bei der Aufnahme einen Winkel von etwa 60° mit der vertikalen Achse des Entladungsröhres.

Diese Erscheinung ist ganz ähnlich so, wie sie von Schuster, Villard und Wehnelt (l. c.) beschrieben wurde, nur mit dem Unterschiede, daß hier auch der scharfe Schatten von der Breite von D zu sehen ist.

Die Erklärung der Erscheinung ergibt sich ohne weiteres aus dem in § 1 Gesagten. Der Draht D schirmt von der Kathode die Kanalstrahlen ab, so daß von dieser Stelle keine Kathodenstrahlen mehr ausgehen. Der diffuse Schatten entspricht diesen nicht ausgesandten Kathodenstrahlen. Aber diese Abschirmung der Kanalstrahlen von der Kathode ist in unserem Falle keine absolute. Dieses ist schon aus einem Versuche von Wehnelt (l. c. p. 424) zu folgern, bei dem vermöge Oxydation durch die Wirkung der Kanalstrahlen ein bleibendes Bild des Schattens auf einer polierten Kupferkathode erzeugt wurde. Das Bild zeigte etwas unscharfe Ränder, woraus hervorgeht, daß nahe dem Rande innerhalb des Schattens die Kathode noch von wenigen Kanalstrahlen getroffen wird. Auch auf unserer Kathode bildete sich ein solches Oxydationsbild¹⁾, ähnlich wie es Wehnelt beschrieben hat, nur daß die Konturen viel diffuser waren. Es ist deshalb äußerst wahrscheinlich, daß bei unserer Anordnung die Schattenstelle auf der Kathode, die im Vergleich zu der bei Wehnelt verhältnismäßig schmal ist, noch von wenigen Kanalstrahlen getroffen wird, also auch noch Kathodenstrahlen in geringem Betrage aussendet. Diese Kathodenstrahlen erzeugen dann nach unserer Auffassung den scharfen, dunkleren Schatten auf dem Fluoreszenzschirm. Ein Beweis für diese Anschauung kann auch darin gefunden werden, daß der scharfe Schatten nur bei geeignet gewähltem, genügend großem Abstände des Drahtes D von der Kathode erscheint; ist dieser Abstand zu klein, wodurch die Schirmwirkung des Drahtes besser wird, so entsteht

1) Die Oxydation von Aluminium unter dem Einflusse von Kanalstrahlen in Sauerstoff ist von G. C. Schmidt (Ann. d. Phys. 9. p. 709. 1902) nachgewiesen. Da unser Gasinhalt aus atmosphärischer Luft besteht, ist auch bei unserem Versuch Sauerstoff vorhanden.

der scharfe Schatten nicht mehr.¹⁾ Daß Wehnelt²⁾ bei seinem Versuche *nicht gleichzeitig* den Kathoden- und Kanalstrahlenschatten beobachtete, liegt daran, daß bei ihm das Verhältnis Abstand Schirm—Kathode zu Abstand Draht—Kathode etwa 3,4, bei unserer Anordnung aber (für den Skalenteil 25,5) etwa 1,2 betrug.

Wird nun das Magnetfeld eingeschaltet, so zeigt sich folgendes: Beide Schatten werden abgelenkt, aber der diffuse stärker als der scharfe, so daß bei allmählich wachsenden Magnetfeldern beide Schatten *getrennt* auf dem Fluoreszenzschirme entstehen. Die Deutung hiervon ist am Ende von § 1 gegeben. Fig. 6 gibt eine photographische Aufnahme bei eingeschaltetem Magnetfeld.

Fig. 6.

§ 4. *Berechnung der relativen Beobachtungen.* — Durch quantitative Messungen haben wir die dargelegte Theorie der Erscheinung in doppelter Weise zu prüfen versucht: einmal durch Bestimmung des Verhältnisses Δ/δ , wobei Δ die Ablenkung des diffusen Schattens, δ die Ablenkung des scharfen Schattens von der Nullage bei demselben Magnetfeld bedeutet, dann auch durch Vergleich der absoluten Werte von Δ und δ

1) Hiermit ist auch in Einklang, was W. Westphal (Verh. d. D. Phys. Ges. 12. p. 280. 1910) anlässlich seiner Sondenmessungen im Kathodendunkelraum sagt: „Wenn diese (die Sonde) nämlich zu dicht an die Elektrode kommt, so schirmt sie die hinter ihr liegende Stelle gegen die Kanalstrahlen ab, es werden hier keine Elektronen erzeugt, und die Umgebung der Sonde bekommt ein höheres Potential, als es ihr bei ungestörter Entladung zukäme. Bei größerer Entfernung ist die Entladung hinreichend diffus, um einen solchen Effekt nicht aufkommen zu lassen.“

2) A. Wehnelt, Wied. Ann. 67. p. 425. 1899.

mit den sich aus der Theorie ergebenden Werten, falls das Magnetfeld $\mathfrak{H}$ und das elektrische Feld $\mathfrak{E}$ vor der Kathode bekannt ist. Hier soll zunächst die Rechnung für die erste Methode besprochen werden.

Um das Verhältnis Δ/δ berechnen zu können, muß man wissen, welches die Bahn der Kathodenstrahlen im Dunkelraum ist, falls noch ein homogenes Magnetfeld $\mathfrak{H}$ senkrecht zu dem elektrischen Feld $\mathfrak{E}$ vor der Kathode vorhanden ist. Diese Bahn hängt aber ersichtlich von der Art der elektrischen Feldverteilung vor der Kathode ab. Würde $\mathfrak{E}$ konstant sein, so hätte man als Bahn eine gewöhnliche Cykloide, deren Achse senkrecht steht zu den magnetischen und zu den elektrischen Kraftlinien¹⁾, wäre aber das ganze Kathodengefälle als Kathodensprung unmittelbar an der Kathode vorhanden, so würden die Kathodenstrahlen Kreisbahnen durchlaufen. In Wirklichkeit nimmt $\mathfrak{E}$ ab mit dem Abstände von der Kathode²⁾, die tatsächlichen Ablenkungen sollten sich also zwischen den aus den Kreisbahnen und den aus den Cykloidenbahnen berechneten ergeben.³⁾ Dabei ist allerdings vorausgesetzt, daß im Magnetfeld die elektrischen Äquipotentialflächen nicht mitgebogen werden. Hierüber und über andere Störungen vergl. später § 10 und § 12.

1. Unter der Annahme, daß die Bahnen der Kathodenstrahlen *Kreise* sind, berechnet sich $(\Delta/\delta)_{\infty}$ auf folgende Weise (vgl. Fig. 7). Die Mitte c des Kanalstrahlenschattens auf der Kathode liegt im Fußpunkt der Senkrechten, die auf K errichtet, durch D geht. Die Mitte des diffusen Schattens auf dem Schirm S sei a . Nach der Voraussetzung (Kreisbahnen) liegt dann c und a auf einem Kreise, dessen Ebene senkrecht $\mathfrak{H}$ und dessen Mittelpunkt in die Ebene der Kathode fällt. Die letzte Bedingung ergibt sich daraus, daß die Kathodenstrahlen von der Kathode senkrecht ausgehen. Die Mitte b des scharfen Schattens muß dann, falls unsere Auffassung seiner Entstehung richtig ist, auf einem Kreise von demselben Radius liegen, dessen Ebene mit der ersten Kreisebene zusammenfällt, der

1) E. Riecke, Ann. d. Phys. **4**. p. 386. 1901.

2) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. **10**. p. 547. 1903.

3) W. Westphal, Ann. d. Phys. **27**. p. 583. 1908.

durch die Mitte von D geht und dessen Mittelpunkt auch wieder in der Kathodenebene liegt.

Fig. 7.

Nach den Methoden der analytischen Geometrie ergibt sich dann leicht:

$$(1) \quad \Delta_z = \frac{r - y_0' C \pm \sqrt{r^2 - 2 y_0' r C - y_0'^2}}{\sqrt{1 + C^2}}$$

und

$$(2) \quad \delta_z = \frac{\sqrt{r^2 - y_0'^2 - y_0' C} \pm \sqrt{r^2 - 2 y_0' C \sqrt{r^2 - y_0'^2} - y_0'^2 + y_0'^2 C^2}}{\sqrt{1 + C^2}}.$$

Hierin ist: r = Radius der Kreisbahnen,

$$C = \operatorname{tg} \alpha = \frac{y_0'' - y_0'}{25,5 \sqrt{1 - \left(\frac{y_0'' - y_0'}{25,5} \right)^2}}$$

= Richtungstangente des Schirmes S , bezogen auf die Ebene der Kathode, y_0 ; y_0' ; y_0'' haben die Bedeutung, wie sie sich aus Fig. 3 ergibt.

Das gesuchte Verhältnis ist also für Kreisbahnen:

$$(3) \quad \left(\frac{\Delta}{\delta} \right)_z = \frac{r - y_0' C \pm \sqrt{r^2 - 2 y_0' r C - y_0'^2}}{\sqrt{r^2 - y_0'^2 - y_0' C} \pm \sqrt{r^2 - 2 y_0' C \sqrt{r^2 - y_0'^2} - y_0'^2 + y_0'^2 C^2}}.$$

Hierbei kommen nur die unteren Vorzeichen in Betracht, da wir es nur mit dem *ersten* Schnittpunkt von Kreis und Schirm zu tun haben.

Die numerische Rechnung ergibt unter Annahme beliebiger r die Werte der Tab. I.

Tabelle I.

r	J_{∞}	δ_{∞}	$\left(\frac{J}{\delta}\right)_{\infty}$
800 mm	1,45 mm	0,41 mm	3,54
400 „	2,94 „	0,83 „	3,56
200 „	6,10 „	1,73 „	3,53
100 „	13,7 „	4,01 „	3,41
80 „	18,7 „	5,64 „	3,32
70 „	23,5 „	7,25 „	3,24

2. Unter der Annahme, daß die Bahnen der Kathodenstrahlen *Cykloiden* sind, ist die Methode der Berechnung von J_0 und δ_0 dieselbe, nur werden die Rechnungen etwas unbequemer, da transzendente Gleichungen vorkommen, die teils durch Näherung, teils durch graphische Methode gelöst wurden.

In Fig. 7 mögen jetzt die Bögen ca resp. eb Cykloiden darstellen; ca werde der Kürze halber die unverschobene, eb die verschobene Cykloide genannt. Beide Cykloiden haben denselben Radius ρ des Rollkreises, da sie durch gleiches $\mathfrak{C}$ und $\mathfrak{H}$ erzeugt werden, ihre gemeinsame Ebene muß wieder senkrecht $\mathfrak{C}$ und $\mathfrak{H}$ liegen und ihre Rollgeraden müssen mit der Kathodenebene zusammenfallen, um der Bedingung zu genügen, daß in den Punkten c und e die Kathodenstrahlen die Kathode senkrecht verlassen.

Die analytische Geometrie ergibt dann für die unverschobene Cykloide:

$$(4) \quad \vartheta = \frac{y_0'}{1 - \cos t_1 - C(t_1 - \sin t_1)},$$

wobei t_1 den Wälzungswinkel für den Schnittpunkt der Cykloide mit dem Schirm darstellt. Die Bedeutung der anderen Größen ist dieselbe wie früher. Gleichung (4) wird benutzt, um bei

beliebiger Annahme von ϱ die t_1 zu berechnen. Ist t_1 bekannt, so ergibt sich:

$$(5) \quad \Delta_C = \frac{y_0'(t_1 - \sin t_1) \sqrt{1 + C^2}}{1 - \cos t_1 - C(t_1 - \sin t_1)}.$$

Bei der Berechnung von δ_C wurde folgendermaßen vorgegangen. Das Stück $ce = d$, um das die unverschobene Cykloide nach links verschoben werden muß, damit sie durch die Mitte von D geht, also die verschobene Cykloide wird, ergibt sich leicht zu:

$$(6) \quad d = \frac{y_0(t_0 - \sin t_0)}{1 - \cos t_0},$$

wo t_0 den Wälzungswinkel für den Punkt D bedeutet. Aus der Bedingung

$$y_0 = \varrho(1 - \cos t_0),$$

die für die verschobene Cykloide gelten muß, ist aber t_0 bekannt, da für ϱ derselbe Wert wie bei Gleichung (4) einzusetzen ist. Damit ist dann auch d nach Gleichung (6) bekannt.

Bezieht man sich auf das Koordinatensystem, das in Fig. 7 angedeutet ist, so hat man als Gleichung der verschobenen Cykloide:

$$x = \varrho(t - \sin t) - d$$

$$y = \varrho(1 - \cos t),$$

als Gleichung des Schirmes S :

$$y = y_0' + x C.$$

Der Schnittpunkt der verschobenen Cykloide mit dem Schirm, und damit die δ_C wurden dann der Einfachheit halber graphisch bestimmt.

Unter Annahme beliebiger ϱ ergeben sich die Werte der Tab. II. Die Werte von $(\Delta/\delta)_C$ sind etwa genau auf zwei Einheiten der zweiten Dezimalen.

Tabelle II.

ϱ	Δ_C	δ_C	$\left(\frac{\Delta}{\delta}\right)_C$
78,14 mm	22,71 mm	5,20 mm	4,37
162,0 "	14,06 "	3,18 "	4,42
340,9 "	9,18 "	2,06 "	4,46
738,4 "	6,00 "	1,34 "	4,48
1152 "	4,77 "	1,06 "	4,50
2250 "	3,39 "	0,75 "	4,52

§ 5. *Relative Messungen.* — Diese wurden in der Art angestellt, daß bei eingeschaltetem Magnetfeld möglichst rasch Δ und δ abgelesen wurden. Wenn auch der diffuse Schatten recht breit war, so ließ sich doch ziemlich einwandfrei die Lage seiner Mitte auf der Skala des Fluoreszenzschirmes bestimmen, wie die unabhängigen und gut übereinstimmenden Messungen beider Beobachter ergaben. Als Beispiel ist in Tab. III eine Meßreihe nach dem Beobachtungsjournal wiedergegeben. Es bedeutet: i den Magnetisierungsstrom, $\mathfrak{S}$ das daraus nach der Eichung sich ergebende Magnetfeld, V das Entladungspotential.

Tabelle III.

Datum 23. 8. 1917.

Nullpunkt des scharfen Schattens 25,8

„ „ diffusen „ 27,5.

i Ampere	$\mathfrak{S}$ Gauss	V Volt	δ mm	Δ mm	$\left(\frac{\Delta}{\delta}\right)_{\text{beob.}}$	Δ'_c mm	Δ'_n mm
0,500	8,1	1750	2,1	10,5	5,00	9,8	6,9
0,700	11,25	1900	2,8	11,5	4,11	13,5	9,5
0,400	6,55	2000	1,8	8,5	4,72	7,2	5,2
0,200	3,4	2000	1,3	5,5	4,23	3,4	2,6
0,900	14,4	2000	3,5	14,5	4,14	17,6	12,6
0,300	5,0	2100	1,2	6,5	5,42	5,2	3,8
0,950	15,1	2600	2,9	13,5	4,66	15,8	11,3
0,600	9,65	2200	2,3	11,0	4,78	10,5	7,5
0,400	6,55	2200	1,6	7,5	4,69	6,8	5,0
0,300	5,0	2300	1,0	5,7	5,70	5,0	3,7
0,600	9,65	2300	2,3	11,0	4,78	10,2	7,3
1,150	18,25	2300	3,8	17,0	4,47	22,2	16,3
0,250	4,15	2350	0,9	5,5	6,11	4,0	3,0
0,330	5,43	2425	1,1	6,5	5,91	5,3	3,9

Um den Vergleich der $(\Delta/\delta)_{\text{beob.}}$ mit den berechneten Werten auszuführen, sind die sämtlichen 64 beobachteten Werte so gemittelt worden, daß immer diejenigen Versuche zusammengefaßt sind, deren Δ innerhalb gewisser Bereiche liegen. Tab. IV gibt diese Mittel aller relativen Beobachtungen.

Über die Genauigkeit der beobachteten Δ/δ -Werte ist zu sagen, daß ihre mittlere Abweichung vom Mittelwert $\bar{\Delta}/\bar{\delta}$ etwa 10 Proz. beträgt. Für die kleinen Δ -Werte sind diese Abweichungen etwas größer, für die größeren etwas kleiner. Hinzuweisen ist auch noch darauf, daß die Nullagen des scharfen

Tabelle IV.

Bereiche der Δ	Anzahl der Beobachtungen	$\bar{\Delta}$	δ	$\frac{\bar{\Delta}}{\delta}$
4,0— 5,9	7	5,24 mm	0,99 mm	5,29
6,0— 7,9	7	6,79 „	1,39 „	4,88
8,0— 9,9	7	8,43 „	1,84 „	4,58
10,0—11,9	15	11,02 „	2,41 „	4,57
12,0—13,9	15	12,67 „	3,09 „	4,10
14,0—15,9	9	14,72 „	3,43 „	4,29
16,0—17,9	3	17,0 „	3,97 „	4,28
18,0—19,9	1	18,5 „	4,0 „	4,63

und diffusen Schattens (vgl. Tab. III) nicht identisch sind und beträchtlich von dem Wert 25,5, den sie eigentlich nach den rein geometrischen Verhältnissen haben sollten (vgl. Fig. 3), abweichen. Auf diesen Punkt wird noch später in § 10 eingegangen werden.

Fig. 8.

§ 6. *Vergleich der relativen Beobachtungen mit den Berechnungen.* — In Fig. 8 ist das Ergebnis der Tab. IV graphisch dargestellt und der Vergleich mit den Rechnungen des § 4 durchgeführt, indem sowohl für die Beobachtungen (○) als auch unter der Annahme von Kreis- und Cykloidenbahnen Δ/δ als Funktion von Δ eingezeichnet ist.

Wie man sieht, gruppieren sich die beobachteten Werte von Δ/δ ziemlich gut innerhalb ihrer Genauigkeitsgrenze um die Kurve, welche sich bei Annahme von Cykloidenbahnen

ergibt. Diese Annahme kommt wohl auch nach dem, was man über den Potentialverlauf im Crookeschen Dunkelraum weiß¹⁾, der Wirklichkeit näher als die Voraussetzung, daß das ganze Kathodengefälle als Kathodensprung direkt an der Kathode vorhanden sei, was zu Kreisbahnen führt. Die Versuche ergeben also ein Resultat, das mit der angezogenen Theorie der Erscheinung nicht in Widerspruch steht.

Vielleicht zeigen jedoch die beobachteten Werte von $\bar{A}/\delta$ in Fig. 8 einen systematischen Gang, wenn man beachtet, daß der letzte Wert $A/\delta = 4,63$ bei $A = 18,5$ nur einer Ablesung entspricht, und zwar nimmt scheinbar $\bar{A}/\delta$ mit wachsendem A ab. Dieser Gang könnte aber eventuell auch durch die geringere Genauigkeit der A/δ -Werte bei kleinen A bedingt sein. Von vornherein wäre zu erwarten gewesen, daß im Gegenteil bei kleineren A , die im allgemeinen auch kleineren δ entsprechen, die wirklichen Bahnen sich mehr den Kreisbahnen nähern als bei großen A . Denn Stark²⁾ hat für eine der unsrigen ähnlichen Anordnung der Kathode gezeigt, daß der anomale Kathodenfall in langsam wachsenden Magnetfeldern abnimmt, womit dann auch nach Westphal³⁾ der Kathodensprung geringer wird, also nur noch ein kleinerer Bruchteil des gesamten von den Kathodenstrahlen durchlaufenen Potentialgefälles unmittelbar an der Kathode liegt. Aus diesem Grunde müßte man also mit größeren A mehr cykloidenähnliche Bahnen erhalten. Doch es kann sein, daß die Versuchsgenauigkeit nicht groß genug ist, um diesen Effekt zu erkennen. Andere Fehlerquellen, welche auch eventuell diese Erscheinung überdecken und die Werte A/δ zu hoch erscheinen lassen können, werden später in § 10 diskutiert.

Zu bemerken ist noch, daß die Prüfung der Theorie durch derartige relative Messungen den Vorteil besitzt, daß das Magnetfeld und das elektrische Feld vor der Kathode nicht bekannt zu sein braucht.

§ 7. *Absolute Messungen.* — Eine größere Anzahl von Messungen (33) war so angestellt worden, daß gleichzeitig mit

1) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. 10. p. 545. 1903.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. 12. p. 31. 1903.

3) W. Westphal, Verh. d. D. Phys. Ges. 14. p. 244. 1912.

Δ und δ auch i resp. $\S$ und V abgelesen wurde. Tab. III ist ein Beispiel einer solchen Reihe. Da zur Messung der Δ und δ das Auge sich etwas an Dunkelheit adaptiert haben mußte, konnte V erst *nach* den Ablenkungen der Schatten bestimmt werden. Das hatte den Nachteil, daß die V etwas zu klein beobachtet wurden, da während der Versuche das Entladungspotential abfiel. Es wurde darauf geachtet, die Ablesung von V möglichst schnell hinter der Bestimmung von Δ und δ auszuführen, um diesen Fehler zu verkleinern. Unter gewissen Annahmen läßt sich dann aus solchen Versuchen nach der Theorie der absolute Wert von Δ oder δ berechnen.

§ 8. *Absolute Berechnung von Δ .* Hat man ein homogenes elektrisches Feld von der Intensität $\mathfrak{E}$ und ein gleichzeitig vorhandenes, dazu senkrechtes magnetisches Feld von der Stärke $\S$, so durchlaufen die Kathodenstrahlen, falls sie keine Anfangsgeschwindigkeit besitzen, eine Cykloidenbahn, wobei der Radius des sie erzeugenden Kreises gegeben ist durch¹⁾:

$$(7) \quad \varrho' = \frac{\mathfrak{E}}{m \S^2}.$$

Nimmt man also für unsere Versuche an, daß das gesamte Entladungspotential sich gleichmäßig auf den Raum zwischen Kathode und Schirm verteilt (vgl. die Bemerkung oben in § 3, dazu Fig. 4), so ist etwa

$$\mathfrak{E} = \frac{V \cdot 10^8}{5} \text{ el.-magn. C. G. S.,}$$

wenn V das in Volt abgelesene Entladungspotential bedeutet und für den nicht ganz konstanten Abstand Kathode—Schirm 5 cm angenommen wird. Damit lautet Gleichung (7):

$$(8) \quad \varrho' = \frac{V \cdot 10^8}{5 \frac{e}{m} \S^2} \text{ cm.}$$

Wird $e/m = 1,74 \cdot 10^7$ el.-magn. Einh. gesetzt, so ist in (8) rechts alles bekannt, und damit auch ϱ' in cm. Stellt man sich nun nach Tab. II Δ_C als Funktion von ϱ graphisch dar, so kann man aus dieser Kurve zu den berechneten ϱ' das zugehörige Δ_C' entnehmen. Dieser Wert Δ_C' ist dann die nach

1) Z. B. J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang in Gasen, übers. von E. Marx. Leipzig bei Teubner 1906. p. 88.

der Theorie zu erwartende Ablenkung des diffusen Schattens bei den im Experiment vorhandenen Bedingungen von V und $\mathfrak{H}$, falls *Cykloidenbahnen* angenommen werden.

Unter der Voraussetzung, daß die Bahnen der Kathodenstrahlen *Kreise* sind, also das gesamte Potential direkt bei der Kathode durchlaufen wird, ergibt sich als Radien dieser Kreise in cm

$$(9) \quad r' = \sqrt{\frac{2 \cdot V \cdot 10^8}{\frac{e}{m} \mathfrak{H}^2}},$$

wobei wieder e/m in absoluten el.-magn. Einh. auszudrücken ist.

Stellt man sich ebenso nach Tab. I Δ_x als Funktion von r graphisch dar, so kann man aus dieser Kurve zu den berechneten r' das zugehörige Δ_x' entnehmen. Dieser Wert Δ_x' ist dann die nach der Theorie zu erwartende Ablenkung des diffusen Schattens, falls *Kreisbahnen* angenommen werden.

Nach den Ausführungen des § 4 sollten die beobachteten Werte von Δ zwischen den Δ_c' und den Δ_x' liegen.

§ 9. *Vergleich der berechneten absoluten Werte mit den Beobachtungen.* — In Tab. III sind in der 7. und 8. Kolumne die aus V und $\mathfrak{H}$ nach dieser Methode berechneten Werte von Δ_c' und Δ_x' eingetragen. Um aber einen besseren Vergleich zu haben, sind in Tab. V die sämtlichen absoluten Messungen mit den berechneten Werten zusammengestellt. Dabei sind die $\Delta_{\text{beob.}}$, Δ_c' und Δ_x' solcher Messungen gemittelt worden, welche dasselbe $\delta_{\text{beob.}}$ hatten.

Tab. V lehrt folgendes. Abgesehen von der einen Beobachtung ($\delta = 1,3$ mm), welche aus dem ganzen Verlaufe der Reihe stark herausfällt und bei der wahrscheinlich ein größerer Beobachtungsfehler in δ unterlaufen ist, zeigen die übrigen Versuche einen durchaus systematischen Gang. Bis etwa $\delta = 2,3$ mm liegen die beobachteten Δ -Werte nahe außerhalb oder aber zwischen den Werten Δ_x' und Δ_c' , und zwar bei größeren δ näher den Kreiswerten, bei kleinen δ aber näher den *Cykloiden*-werten. Unterhalb $\delta = 2,3$ liegen dann die beobachteten Werte alle etwas oberhalb der Δ_c' . Im ganzen läßt sich aber wohl sagen, daß die beobachteten Werte tatsächlich den theoretischen Werten nahe benachbart sind, wenn man die Fehlergrenze berücksichtigt. Immerhin deutet der

Tabelle V.

Anzahl der Messungen	$\delta_{\text{beob.}}$	$\bar{\Delta}_{\text{beob.}}$	δ'_C	$\bar{\Delta}'_x$
1	4,3 mm	17,5 mm	~ 26 mm	18,6 mm
3	3,8 "	16,3 "	20,2 "	14,7 "
1	3,5 "	14,5 "	17,6 "	12,6 "
11	3,3 "	13,0 "	16,4 "	11,6 "
1	2,9 "	13,5 "	15,8 "	11,3 "
1	2,8 "	11,5 "	13,5 "	9,5 "
6	2,3 "	11,0 "	10,8 "	7,7 "
1	2,1 "	10,5 "	9,8 "	6,9 "
2	1,8 "	9,5 "	7,3 "	5,8 "
1	1,6 "	7,5 "	6,8 "	5,0 "
1	1,3 "	5,5 "	3,4 "	2,6 "
1	1,2 "	6,5 "	5,2 "	3,8 "
1	1,1 "	6,5 "	5,3 "	3,9 "
1	1,0 "	5,7 "	5,0 "	3,7 "
1	0,9 "	5,5 "	4,0 "	3,0 "

systematische Gang auf noch vorhandene Fehler hin, die in § 10 besprochen werden.

In Tab. VI ist der Vollständigkeit halber noch das Resultat der gleichen Rechnung für δ angeführt. Von den 37 Versuchen dieser Tabelle sind 19 in der Tab. V enthalten, 18 Versuche sind andere. Gemittelt sind wieder die Messungen gleicher $\delta_{\text{beob.}}$.

Tabelle VI.

Anzahl der Messungen	$\delta_{\text{beob.}}$	δ'_C	δ'_x
1	4,3 mm	6,0 mm	5,5 mm
2	3,8 "	4,3 "	4,2 "
17	3,3 "	3,8 "	3,6 "
4	2,3 "	2,5 "	2,4 "
6	2,1 "	2,1 "	2,0 "
1	1,8 "	1,7 "	1,5 "
6	0,9 "	0,7 "	0,7 "

Auch hier liegen die beobachteten δ -Werte nahe den nach der Theorie berechneten, und auch jetzt ist wieder ein systematischer Gang zu erkennen, indem die $\delta_{\text{beob.}}$ erst kleiner als die δ'_x , nachher aber größer als die δ'_C sind.

Unter Berücksichtigung des im folgenden § 10 gesagten darf aber wohl behauptet werden, daß diese Versuche die Theorie der Schattenerzeugung und damit die eingangs erwähnte Hypothese über die Entstehung der Kathodenstrahlen durchaus bestätigen.

§ 10. *Fehlerquellen.* Eine ganze Reihe von Fehlerquellen lassen sich bei diesen Messungen angeben, die für die, immerhin nicht großen, Abweichungen zwischen den beobachteten und den berechneten Werten verantwortlich gemacht werden können.

1. Wie schon in § 7 erwähnt, ist das gemessene Entladungspotential V wahrscheinlich zu klein, weil dasselbe erst nach der Bestimmung von δ und A abgelesen werden konnte. Dieser Fehler wird aber durch folgende Vernachlässigung kompensiert, wenn nicht gar überkompensiert. Bei der Annahme von Cykloidenbahnen ist das elektrische Feld vor der Kathode $\mathcal{E} = V \cdot 10^3/5$ gesetzt worden, wo V das ganze abgelesene Entladungspotential an der Röhre bedeutet. Eigentlich sollte aber für V die wirkliche Potentialdifferenz zwischen Kathode und Schirm eingesetzt werden, also das Entladungspotential *verkleinert* um das Anodengefälle, das Gefälle in der positiven Säule und um das Gefälle in dem Teil der Glimmschicht, welche hinter dem Schirm liegt. Diese so korrigierte Potentialdifferenz sollte auch bei den Kreisradien [Gleichung (9)] benutzt werden. Der durch diese Vernachlässigung bewirkte Fehler beträgt, wie ein angenäherter Versuch lehrte, in V ungefähr 5 Proz. und bewirkt daher (vgl. Tab. V) bei $\delta = 3,8$ eine Erhöhung von $A'_x = 14,7$ auf $A'_x = 15,1$; bei $\delta = 1,1$ wird aber dadurch nur noch eine Erhöhung von $A'_x = 3,9$ auf $A'_x = 4,0$ hervorgerufen. Die absoluten Beträge der Vergrößerung der A'_x -Werte sind bei denselben δ etwa doppelt so groß wie bei den A'_x . Das Resultat der Tab. V kann also durch diesen besprochenen Fehler nicht wesentlich geändert werden.

2. Wegen der geringen magnetischen Ablenkbarkeit der Kanalstrahlen ist bei den Berechnungen immer die Voraussetzung gemacht worden, daß die Lage des Schattens der Kanalstrahlen auf der Kathode im magnetischen Felde keine Verschiebung erfährt, eine Voraussetzung, die bei den verwendeten Feldern von höchstens etwa 20 Gauss auch gerechtfertigt erscheint. Die Beobachtung zeigte aber, daß der Punkt c im Schatten auf der Kathode (vgl. Fig. 7) sich in stärkeren magnetischen Feldern (wesentlich größer als 20 Gauss) sichtbar nach links verschob, wenn, wie in Fig. 7, der diffuse Schatten der Kathodenstrahlen auf dem Schirm nach rechts abgelenkt wurde. Ähnliche Beobachtungen sind von Wiedemann und

Ebert¹⁾ sowie von Wehnelt²⁾ gemacht, nach denen die Ansatzstelle der Kathodenstrahlen auf der Kathode in starken Magnetfeldern verschoben wird. Unter Berücksichtigung dieses Einflusses, dessen Größe aber schwer abzuschätzen ist, müßten die $\bar{A}_c'$ und $\bar{A}_s'$ kleiner ausfallen, und zwar um so mehr, je größer δ , d. h. je größer $\delta_{\text{beob.}}$ ist. Der Grund für diese Erscheinung liegt offensichtlich in dem Mitbiegen der elektrischen Äquipotentialflächen, das durch die magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen veranlaßt wird (vgl. darüber auch § 12).

3. Die wichtigste Fehlerquelle ist sicherlich die an dem schattenwerfenden Körper auftretende Deflexion der Kathodenstrahlen. Auch hier ist es schwer, die Größe dieses Einflusses abzuschätzen. Sicher läßt sich aber wohl über die $\bar{A}_{\text{beob.}}$ aussagen, daß sie um so mehr durch die Deflexion vergrößert sein müssen, je kleiner die $\bar{A}_{\text{beob.}}$ sind, da dann (vgl. Fig. 1) das Bündel II näher an D liegt. Auf diese Ursache ist nach unserer Meinung der systematische Gang der Tabelle V zurückzuführen, daß nämlich bei kleinen $\delta_{\text{beob.}}$ die $\bar{A}_{\text{beob.}}$ außerhalb des berechneten Bereiches fallen, und zwar, daß sie größer sind als die $\bar{A}_c'$. Der Einfluß der Deflexion auf die δ ist nicht so ohne weiteres angebbar. Die offensichtliche Tendenz der Δ/δ -Werte, bei kleinen Δ anzusteigen (vgl. Fig. 8) und selbst höher zu liegen, als der Annahme von Cykloidenbahnen entspricht, dürfte auch auf diesen Einfluß der Deflexion zurückzuführen sein. Die in § 5 erwähnte Beobachtung, daß die Nullagen des scharfen und diffusen Schattens (Tab. III) nicht identisch sind und beträchtlich von dem Sollwerte 25,5 abweichen, könnte wohl auch durch die Deflexion an dem Drahte D und durch die Feldverzerrung zwischen diesem und dem schiefstehenden Schirm erklärt werden.

Unter Berücksichtigung der hier besprochenen, hauptsächlichsten Fehlerquellen muß man die Übereinstimmung in der Tab. V und VI zwischen den beobachteten und berechneten Werten als genügend erachten. In der Hauptsache verhindert die durch die Deflexion veranlaßte und kaum genügend zu

1) E. Wiedemann und H. Ebert, Sitzber. phys. med. Soc. Erlangen 1891. p. 28.

2) A. Wehnelt, Phys. Zeitschr. 2. p. 338. 1901.

berücksichtigende Fehlerquelle die genaue Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung, worauf bei einem ähnlichen Problem auch Wehnelt¹⁾ aufmerksam gemacht hat.

§ 11. *Eine weitere Bestätigung.* — Bisher wurde die Trennung des Kanal- und Kathodenstrahlschattens immer durch das Magnetfeld bewirkt. Es gelingt dieses aber noch auf eine andere Methode. Bei richtig gewähltem Druck beobachtet man nämlich von der Seite im Entladungsrohr die in Fig. 9 schematisiert gezeichnete Erscheinung, falls der Beginn der negativen Glimmschicht *G* passend zwischen dem Draht *D* und dem Schirm *S* liegt.

Der Kanalstrahlschatten zieht sich hier von *D* auf die Kathode, der Kathodenstrahlschatten von *D* zum Schirm. Auch hier haben wir also ohne Magnetfeld eine Trennung der beiden Schatten erreicht.

Fig. 9.

§ 12. *Das Mitbiegen der elektrischen Äquipotentialflächen im Magnetfeld.* — Es ist noch interessant zu bemerken, daß sich aus unseren Versuchen etwas über das Mitbiegen der elektrischen Äquipotentialflächen im Magnetfelde aussagen läßt. Von Wehnelt²⁾ wurde gezeigt, daß die Niveauflächen vor der Kathode im Magnetfeld gegen die Achse des Entladungsrohres geneigt sind, doch war es ihm nicht möglich, zu bestimmen, welche Neigung die Niveauflächen gegen die Bahn der Kathodenstrahlen hatten. Bei seinen Potentialmessungen im dunklen Kathodenraum glühender Oxydkathoden nahm dann Westphal zuerst an³⁾, daß die Niveauflächen bei schwacher magnetischer Ablenkung der Kathodenstrahlen sich nicht wesentlich verschieben, später⁴⁾ aber, daß sie die Biegung der

1) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. **10**, p. 578. 1903.

2) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. **10**, p. 561. 1903.

3) W. Westphal, Ann. d. Phys. **27**, p. 580. 1908.

4) W. Westphal, Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, p. 226. 1912.

Kathodenstrahlen vollständig mitmachen. Das experimentelle Resultat, zu dem Westphal gelangte, ist, daß wenigstens bei der hohen Ionisation im Oxydkathodenstrahl bei magnetischer Ablenkung die Niveauflächen des Potentials der Krümmung der Kathodenstrahlen folgen.

Unter der allerdings nicht wahrscheinlichen Annahme, daß die Kanalstrahlen den elektrischen Kraftlinien ganz folgen, läßt sich für unsere gewöhnliche, *kalte* Kathode aussagen, daß hier *kein vollständiges* Mitbiegen der Äquipotentialflächen stattfindet. Denn sonst dürfte augenscheinlich keine Trennung des scharfen und diffusen Schattens im Magnetfelde erfolgen. Daß aber ein teilweises Mitbiegen jedenfalls eintritt, läßt sich aus der in § 10 beschriebenen Verschiebung des Kanalstrahlschattens auf der Kathode folgern. Zu beachten ist auch, daß bei teilweiser Mitbiegung der elektrischen Äquipotentialflächen die einfachen Voraussetzungen unserer Rechnung nicht mehr erfüllt sind, was zu einer weiteren Fehlerquelle Veranlassung gibt.

Wir haben auch experimentell zu sehen versucht, ob bei einer Oxydkathode dieselben Erscheinungen wie bei einer kalten Kathode eintreten, trotzdem hier nach Westphal die Äquipotentialflächen vollständig mitgebogen werden. Bei diesen Versuchen traten aber solche experimentellen Schwierigkeiten auf, daß uns die Erzeugung der beiden Schatten im Oxydkathodenstrahl bisher noch nicht gelungen ist.

§ 13. *Zusammenfassung der Resultate.* — Aus den Erscheinungen, die ein für Kathodenstrahlen undurchlässiger Körper in dem Kathodendunkelraume einer Entladungsröhre hervorbringt, haben Schuster, Villard, Wehnelt und Stark den Schluß gezogen, daß die Emission der Kathodenstrahlen durch den Aufprall von Kanalstrahlen auf die Kathode bedingt ist.

Die Folgerungen aus dieser Hypothese wurden für den Fall geprüft, daß dem Kathodendunkelraum gleichzeitig ein Magnetfeld überlagert wird. Die dann beobachteten Erscheinungen stehen nicht nur qualitativ im Einklang mit der Theorie, sondern auch quantitativ, falls die mit den beiden angewandten Meßmethoden verbundenen Fehlerquellen in Betracht gezogen werden.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 6. Mai 1918.)