6. *Über das Verhältniss ε/μ bei Kathodenstrahlen
verschiedenen Ursprunges;
von R. Reiger.*

(Auszug aus einem Kapitel meiner Erlanger Habilitationsschrift.¹⁾)

Das Verhältniss der elektrischen Ladung ε zur Masse μ wurde entsprechend seiner großen Bedeutung für Kathodenstrahlen ermittelt, die unter den verschiedensten Bedingungen entstehen. Es wurde ε/μ bestimmt:

1. für Kathodenstrahlen, die von Kathoden aus verschiedenen Metallen in einer vom elektrischen Strom durchflossenen Entladungsröhre bei tiefen Drucken ausgehen²⁾;
2. für Kathodenstrahlen, die von glühenden Drähten ausgehen³⁾;
3. für Kathodenstrahlen, die von erhitzten Oxyden ausgehen⁴⁾;
4. für Kathodenstrahlen, die unter dem Einfluß von ultravioletttem Licht an einer negativ geladenen Metallplatte ausgelöst werden⁵⁾;
5. für reflektierte Kathodenstrahlen⁶⁾;
6. für Kathodenstrahlen, die durch ein dünnes Metallplättchen hindurchgelassen werden⁷⁾;

1) R. Reiger, Sitzungsber. d. Phys.-med. Soz. in Erlangen 37. p. 118. 1905; vgl. auch Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 7. p. 123. 1905.

2) A. Schuster, Proc. Roy. Soc. 47. p. 526. 1890; Wied. Ann. 65. p. 877. 1898; J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) 44. p. 293. 1897; W. Kaufmann, Wied. Ann. 62. p. 596. 1897; 65. p. 481. 1898; W. Wien, Wied. Ann. 65. p. 440. 1898; E. Wiechert, Wied. Ann. 69. p. 739. 1899; W. Seitz, Ann. d. Phys. 6. p. 1. 1901; P. Lenard, Ann. d. Phys. 2. p. 359. 1900; S. Simon, Wied. Ann. 69. p. 589. 1899.

3) J. J. Thomson, Phil. Mag. 48. p. 547. 1899.

4) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. 14. p. 425. 1904.

5) J. J. Thomson, Phil. Mag. 48. p. 547. 1899; P. Lenard, Ann. d. Phys. 2. p. 359. 1900.

6) H. Starke, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 5. p. 14. 1903.

7) P. Lenard, Wied. Ann. 64. p. 279. 1898; H. Starke, l. c.

7. für Kathodenstrahlen, die von radioaktiven Substanzen ausgehen.¹⁾

Sehen wir ab von den radioaktiven Substanzen, so beziehen sich alle diese Versuche auf Kathodenstrahlen, die ihren Ursprung an einem Leiter der Elektrizität nehmen. Dagegen wurde bisher niemals für Kathodenstrahlen, die von einem *Isolator* ausgehen, und für Kathodenstrahlen, die im *Gase* entstehen, das Verhältnis ϵ/μ bestimmt. Bei dem großen Unterschied in dem elektrischen Verhalten zwischen Leitern einerseits und Isolatoren und Gasen andererseits, erschien es wünschenswert, auch für diese Fälle ϵ/μ zu bestimmen und zu prüfen, ob auch in diesen Fällen ϵ/μ denselben Wert hat. Haben die bisherigen Versuche die *Unabhängigkeit von ϵ/μ von der Art der Entstehung der Kathodenstrahlen* ergeben, so sollen die im folgenden mitgeteilten die *Unabhängigkeit von dem elektrischen Verhalten des emittierenden Körpers* geben.

Als Kathodenstrahlen, die an der Grenzfläche von Isolator und Gas ihren Ursprung nehmen, wurden die *Kathodenstrahlen* gewählt, die *unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes von einer negativ geladenen Isolatorplatte ausgehen*, und zwar dienten zu den Beobachtungen speziell die Strahlen, die von Glasplatten ausgehen.

Die Gase stehen insofern zwischen Leitern und Isolatoren, als sie an und für sich Nichtleiter sind, unter dem Einfluß von Kathodenstrahlen aber zu Leitern der Elektrizität werden. Zur Untersuchung von Kathodenstrahlen, die im Gase selbst entstehen, boten sich zunächst die Kathodenstrahlen, die bei der Verengerung des Querschnittes in der positiven Säule auftreten, und die zuerst von E. Goldstein²⁾ beschrieben wurden. Außer diesen, den Striktionskathodenstrahlen nach der Bezeichnung von E. Wiedemann und G. C. Schmidt³⁾ konnten noch die Kathodenstrahlen an der Anode (Anodenkanalstrahlen) verwandt werden, die in der im dritten Abschnitt angegebenen Weise entstehen.

1) W. Kaufmann, Phys. Zeitschr. 4. p. 54. 1902.

2) E. Goldstein, Wied. Ann. 11. p. 832. 1880.

3) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. 66. p. 314.

1. Bestimmung von ϵ/μ für Kathodenstrahlen, die unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes von einer negativ geladenen Glasplatte ausgehen.

Versuche¹⁾ haben gezeigt, daß bei Atmosphärendruck an Isolatoren eine lichtelektrische Zerstreuung ebenso wie an Metallen stattfindet. Geht man zu tieferen Drucken über, so ändert sich bei Isolatoren die Zerstreuung in derselben Weise wie bei Metallen. Die Wirkung nimmt erst zu und dann wieder ab. Bei sehr tiefen Drucken kann ϵ/μ für die Kathodenstrahlen nach einer von P. Lenard angegebenen Methode²⁾ aus Potentialabfall und magnetischer Ablenkung bestimmt werden. In eine Röhre mit seitlichem Ansatzrohr mit Quarzfenster, wie sie Lenard zu seinen Versuchen verwendet hat, waren die Elektroden U , E , α und β eingekittet. Die Lage der Elektroden gibt Fig. 1.

Die zu bestrahlende Elektrode U war eine Glasplatte von 2 cm Radius. Die Ladung der Platte erfolgte durch einen Stanniolbeleg³⁾, der auf der Rückseite mit einer Schicht von Siegelack umgeben war. Die Zuleitung zu der Elektrode befand sich in einer Glasröhre. Diese war an der Einkittstelle mit einem zur Erde abgeleiteten Messingrohr umhüllt, um einen Strom von U nach der Glaswand des Rohres zu verhindern. Wurde diese

Fig. 1.

Vorsicht nicht gebraucht, so traten Wandladungen auf, die teils durch direkte Ladung, teils durch Influenzwirkung den Elektrometergang störten. Die zur Erde abgeleitete Elektrode E bestand aus einer Messingplatte von 2 cm Radius mit einer 5 mm weiten Öffnung. Die kleinen Messingelektroden α und β konnten abwechselnd mit dem Elektro-

1) l. c. p. 4; Ann. d. Phys. 17. p. 935. 1905.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 2. p. 359. 1900.

3) l. c. p. 7.

meter verbunden werden. Der Teil der Röhre, in dem sich die Elektroden E , α und β befanden, war mit Stanniol umgeben, das zur Erde abgeleitet war. Das Elektrometer befand sich in einem Kasten aus Weißblech, der ebenso wie die Messingröhren, die die Zuleitungsdrähte umgaben, zur Erde abgeleitet war.

Das Magnetfeld wurde durch zwei Magnetisierungsspulen erzeugt.

Der Elektrometerausschlag in β wurde bei verschiedenen Magnetisierungsstromstärken J bestimmt und das Maximum desselben graphisch ermittelt.

Aufstellung der Gleichung für ϵ/μ . — Zur Berechnung des Krümmungsradius mußte der Winkel berücksichtigt werden, unter dem die Strahlen durch die Blende bei E gehen. Bei den Versuchen von P. Lenard war dieser Winkel klein, es konnte daher bei der graphischen Ermittlung des Winkels ein angenähert berechneter Wert von ϵ/μ verwandt werden, wie er sich unter der Annahme ergab, daß der Strahl in dem Magnetfeld vor der Blende keine Ablenkung erfährt. Bei meinen Versuchen war jedoch infolge des stärkeren Magnetfeldes zwischen UE dieser Winkel groß, es wurde daher ϵ/μ aus der im folgenden abgeleiteten Gleichung bestimmt.

Zu der Bestimmung des Verhältnisses der Ladung ϵ zu der Masse μ eines Teilchens eines Kathodenstrahles aus der Elektrodenspannung und der magnetischen Ablenkung dienen die beiden Gleichungen:

$$(1) \quad g^2 = \frac{\epsilon}{\mu} \cdot 2 X,$$

$$(2) \quad r = \frac{g}{\oint} \cdot \frac{\mu}{\epsilon}.$$

Die Gleichung (1) gibt unter der Annahme einer kleinen Anfangsgeschwindigkeit die Endgeschwindigkeit g , die ein Teilchen unter dem Einfluß der beschleunigenden Kraft der Potentialdifferenz X erlangt hat. Die Gleichung (2) gibt den Krümmungsradius r der Bahn der Teilchen im magnetischen Feld von der Stärke $\oint$.

Eine Beschleunigung erfahren die Teilchen des Kathodenstrahles in unserem Fall nur längs der Strecke UE . Es wird

daher für den Raum II die Geschwindigkeit g_0 konstant sein und wir bekommen die Gleichungen:

$$(1a) \quad g_0^2 = \frac{\varepsilon}{\mu} \cdot 2V,$$

$$(2a) \quad r_0 = \frac{g_0}{\xi_0} \cdot \frac{\mu}{\varepsilon},$$

wenn V die Potentialdifferenz zwischen UE und ξ_0 die Stärke des mittleren Magnetfeldes im Raume II ist. Ist J der Strom der Magnetisierungsspule, so ist $\xi_0 = J \cdot H_0$, wo H_0 die Intensität des Feldes für 1 Amp. ist.

Ist α_0 der Winkel, unter dem die Strahlen durch die Blende bei E gehen, so ergibt sich aus einfachen geometrischen Betrachtungen für den Krümmungsradius:

$$(3) \quad r_0 = \frac{c}{2 \sin(\gamma - \alpha_0)}.$$

Der Winkel α_0 ergibt sich aus Gleichung (1) und (2) unter Berücksichtigung der Werte von X und ξ für Raum I. Durch Kombination von (1a), (2a) und (3) ergibt sich für ε/μ die Gleichung:

$$(4) \quad \sin \left(\gamma - \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{J}{\sqrt{2V}} \sqrt{s} \int_0^s \frac{H dx}{\sqrt{x}} \right) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{J}{\sqrt{2V}} \frac{H_0 c}{2}.$$

Bestimmt man die Magnetisierungsstromstärke J in der Spule, für die ein maximaler Elektrometeregang bei einem Potential V der belichteten Elektrode U erzielt wird, so braucht man nur noch das magnetische Feld in I und II für die Magnetisierungsstromstärke 1 Amp. zu kennen, dann läßt sich aus (4) ε/μ bestimmen, da alle übrigen Größen in der Gleichung durch die Lage der Elektroden UE und β bestimmt sind.

Da die beiden Magnetisierungsspulen sich nicht unmittelbar berührten, so war das Magnetfeld in der Mitte kleiner, als es sich aus der Berechnung aus der Windungszahl ergeben würde. Aus demselben Grunde war auch außerhalb der Spule ein ziemlich starkes Magnetfeld vorhanden. Die Ausmessung des Magnetfeldes wurde mit einer Probespule durchgeführt.

Ist x der Abstand von der Elektrode U , so ergaben sich für H (Magnetisierungsstromstärke 1 Amp.) die in der Tab. 1 angegebenen Werte.

Tabelle 1.

x	0	0,5	1,0	4,0	5,5	6,5	7,5	8,5
H	2,60	3,72	4,46	9,67	11,90	13,36	13,36	13,36

Der Abstand der Blende von der Elektrode U war 4,1 cm, der Abstand des Mittelpunktes der Magnetisierungsspule von der Elektrode U war 7,5 cm. In dem in Fig. 1 mit II bezeichneten Raume ändert sich das Magnetfeld, wie aus Tab. 1 zu ersehen ist, nur wenig, es kann für H_0 daher ein mittlerer Wert $H_0 = 12,5$ Gauss gesetzt werden.

Das Magnetfeld zwischen U und E steigt fast linear an. Wir können daher $H = Ax + B$ setzen. Setzt man $A = 1,79$ und $B = 2,65$, so weichen die beobachteten und berechneten Werte für H nur wenig voneinander ab. Dies zeigt Tab. 2.

Tabelle 2.

x	H beob.	H ber.	Differenz
0	2,60	2,65	-0,05
0,5	3,72	3,55	+0,17
1,0	4,46	4,44	+0,02
4,0	9,67	9,81	-0,14

Die Differenzen zwischen beobachteten und berechneten Werten in Kolumne 4 der Tabelle sind so klein, daß wir für die Auswertung des bestimmten Integrals in Formel (5)

$$H = 1,79x + 2,65$$

setzen können.

Führt man nun in Gleichung (4)

$$y = \sqrt{\frac{s}{\mu}} \frac{J}{\sqrt{2} V} \cdot 41,78$$

als Variable ein, so läßt sich y leicht graphisch ermitteln und man erhält für s/μ die einfache Beziehung:

$$(4a) \quad \frac{s}{\mu} = \frac{V}{J^2} 88 \cdot 10^{-6}.$$

Bestimmung von ε/μ . — Die Elektrode U bez. der Stanniolbeleg auf der Rückseite von U war mit dem negativen Pol einer Influenzmaschine verbunden, deren positiver Pol zur Erde abgeleitet war. Um ein konstantes Potential der Elektrode U zu erzielen, war U mit den Innenbelegen einer Reihe parallel geschalteter Leidener Flaschen und einem Spitzenkamm verbunden. Dem Spitzenkamm gegenüber stand eine Metallplatte, die ebenso wie die Außenbelege der Leidner Flaschen zur Erde abgeleitet war.

Da die Intensität der Bogenlampe häufig nicht vollkommen konstant war und bei der Bestimmung der Magnetisierungsstromstärke J für den maximalen Elektrometergang eine Zerteilung des Maximums in den meisten Fällen auftrat, wie sie schon von Lenard bei Metallen beobachtet wurde, so war die Bestimmung des Maximums in vielen Fällen etwas unsicher.

Die Tab. 3 gibt für einige Potentiale V die zugehörige Magnetisierungsstromstärke J für den maximalen Elektrometergang und die nach (4a) berechneten Werte von ε/μ .

Tabelle 3.

V (Volt)	J	ε/μ
8100	2,59	$1,03 \cdot 10^7$
8900	2,65	$1,12 \cdot 10^7$
9500	2,75	$1,11 \cdot 10^7$
10000	2,97	$1,00 \cdot 10^7$

Einige weitere Versuchsreihen zwischen 8000 und 11 000 Volt ergaben Werte von derselben Größenordnung. Es traten jedoch mitunter noch größere Abweichungen zwischen den einzelnen Werten von ε/μ auf. Die extremsten Werte bei ca. 30 Beobachtungen lagen zwischen $0,96 \cdot 10^7$ und $1,20 \cdot 10^7$.

Die Übereinstimmung ist unter den obwaltenden Versuchsbedingungen eine überraschend gute, und wir ersehen aus den Werten, daß sie innerhalb des Bereiches der bis jetzt gefundenen Werte liegen.¹⁾

1) Der Mittelwert aus sämtlichen Beobachtungen ist $\varepsilon/\mu = 1,06 \cdot 10^7$, weicht also wenig von dem Wert von Lenard ab, der für die Kathodenstrahlen, die unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes von Metallen ausgehen, den Wert $1,16 \cdot 10^7$ gefunden hat.

2. Bestimmung von ε/μ für Striktionskathodenstrahlen.

Potentialmessungen¹⁾ haben gezeigt, daß die Striktionskathodenstrahlen ihre Starrheit nicht einem Potentialabfall an einer bestimmten Stelle verdanken, sondern daß die Kathodenerscheinungen durch den starken Potentialabfall in der engen Röhre bedingt sind. Es kann somit zur Bestimmung des Verhältnisses ε/μ eine Potentialmessung nicht verwandt werden.

Es könnte zunächst scheinen, daß auch die magnetische Ablenkung zu keinem Ziele führen werde. Versuche über die magnetische Ablenkung von Striktionskathodenstrahlen²⁾ haben jedoch gezeigt, daß gewisse Strahlen mittlerer Geschwindigkeit ein Maximum der Intensität in dem abgelenkten Strahlenbündel besitzen. Es kann daher die magnetische Ablenkung zur Bestimmung der Größenordnung des Verhältnisses ε/μ verwendet werden. Nun ändert sich aber der Gradient unter dem Einfluß eines transversalen Magnetfeldes ziemlich stark, daher dürfen nur schwache Magnetfelder benutzt werden, da sonst leicht eine Störung in dem Potentialabfall und in der Geschwindigkeit der Strahlen auftritt. Die magnetische Ablenkung gibt

$$r = \frac{g}{\mathfrak{H}} \cdot \frac{\mu}{\varepsilon}.$$

Zur Elimination von g brauchen wir eine zweite Beziehung und diese kann aus der elektrostatischen Ablenkung gefunden werden. Werden die Kathodenstrahlen durch ein zur Fortpflanzungsrichtung senkrecht stehendes elektrisches Feld $\mathfrak{E}$, das sie längs der Strecke x durchlaufen, abgelenkt, so ist die Ablenkung:

$$y = \frac{\varepsilon}{\mu} \cdot \frac{\mathfrak{E}}{2} \cdot \frac{x^2}{g^2}.$$

Wegen der Inhomogenität der Strahlen muß die Ablenkung wieder für die Strahlen mittlerer Geschwindigkeit bestimmt werden, und es empfiehlt sich daher, die Stärke des elektrostatischen Feldes nicht zu groß zu wählen.

Zur Bestimmung des Verhältnisses ε/μ aus elektrostatischer und magnetischer Ablenkung diene eine Röhre von der in

1) l. c. p. 39 ff.

2) l. c. p. 81.

Fig. 2 gegebenen Form. Als Kathode wurde ein Aluminiumdraht *K* verwandt. Die Verengung bestand aus zwei Röhren von je 15 cm Länge und einem Durchmesser von 1,0 bez. 0,1 cm. Als Anode *A* diente eine Zinkplatte mit kreisförmiger Öffnung, durch die die aus der Kapillare austretenden Strahlen

Fig. 2.

hindurchgingen. Die Kapillare war in die Erweiterung des Anodenteiles eingekittet.

Zur magnetischen Ablenkung diente das Feld von zwei Magnetisierungsspulen. Zur elektrostatischen Ablenkung waren hinter der Anode zwei Kondensatorplatten *aa'* und *bb'* eingeführt. Es war $aa' = 4,9$ cm und $ab = 1,6$ cm.

Wollte man Kathodenstrahlen erhalten, deren Verlauf in dem Teil hinter der Anode verfolgt werden konnte, so mußte man die empfindliche Entladungsform¹⁾ wählen und zu sehr tiefen Drucken übergehen. Als Stromquelle diente eine 20 plattige Influenzmaschine.²⁾ Die Strahlen dehnten sich mit abnehmendem Druck immer weiter aus und waren schließlich bis zum Ende der Gefäßwand zu verfolgen. Sie riefen jedoch auf dem Schirm *C* mit Balmainischer Leuchtfarbe kein Leuchten hervor, da sie gegen das Ende der Röhre ziemlich diffus wurden. Nur wenn mitunter eine stark leuchtende Einzelentladung auftrat, dann war ein hell leuchtender Fleck auf dem Schirm zu beobachten. Im rotierenden Spiegel erschien die Entladung vollkommen kontinuierlich, bis auf die zeitweise auftretenden Einzelentladungen. Der Druck, bei dem die Versuche ausgeführt wurden, betrug ungefähr 0,003 mm Hg.

1) l. c. p. 21.

2) Die Influenzmaschine, mit der die Versuche ausgeführt wurden, verdankt Hr. Prof. E. Wiedemann der Liberalität des Elisabeth Thompson-Fund in Boston. Dieselbe wurde mir zu meinen Versuchen in liebenswürdigster Weise überlassen.

Die elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen wurde in der Weise ausgeführt, daß die Potentialdifferenz zwischen den Kondensatorplatten so lange gesteigert wurde, bis die Strahlen zum Rand b' der unteren Platte abgelenkt wurden. Wurden die Strahlen dann in entgegengesetzter Richtung bis zum Rand a' abgelenkt, so unterschieden sich die angelegten Potentialdifferenzen nur um sehr wenig. Daher war anzunehmen, daß die unabgelenkten Strahlen das Feld zentral durchsetzten, und es konnte aus beiden Beobachtungen das Mittel genommen werden. Für das elektrische Feld ergab sich $\mathfrak{E} = 27,5$ Volt/cm und mithin

$$(I) \quad \frac{\mu}{\varepsilon} g^2 = 41,3 \cdot 10^9,$$

wenn wir das absolute elektromagnetische Maßsystem der Berechnung zugrunde legen.

Da aus den oben erwähnten Gründen für die magnetische Ablenkung nur kleine Feldstärken benutzt werden sollten, so wurde die Ablenkung des Kathodenstrahles bei kleinen Magnetisierungsstromstärken an einer Skala bei ab beobachtet und aus den Ablenkungen der Krümmungsradius berechnet. Nun wird allerdings bei den kleinen Ablenkungen ein kleiner Ablesungsfehler einen großen Fehler hervorrufen und die Bestimmung daher ungenau werden, andererseits wird aber der Mittelwert der untereinander abweichenden Beobachtungen immer noch ein richtigeres Resultat geben, als wenn die Potentialverteilung und damit die Starrheit der Strahlen durch das magnetische Feld stark geändert wird.

Die folgende Tab. 4 enthält für drei Magnetisierungsstromstärken den zugehörigen Krümmungsradius, wie er sich als Mittelwert aus mehreren Einzelbeobachtungen ergibt.

Tabelle 4.

J	r	Jr
0,1	37,1	3,71
0,15	23,3	3,50
0,25	14,5	3,63

Wurden die Kathodenstrahlen bis zum unteren Rand von AA abgelenkt, so ergab sich für Jr ein Wert von ca. 3,0.

Da die Kathodenstrahlen durch den Anodenfall bei AA eine Beschleunigung erfahren, die bei der letzten Messung in Wegfall kommt, so erklärt sich, daß der Wert für Jr in diesem Falle kleiner gefunden wurde.

Nehmen wir aus den obigen Messungen für die kleinen Magnetisierungsstromstärken den Mittelwert für Jr , so ergibt sich $Jr = 3,61$, und da das mittlere Magnetfeld bei dem betreffenden Abstand der Magnetisierungsspulen sich zu 15,5 Gauss ergab, so ist:

$$(II) \quad \frac{\mu}{s} g = 55,9.$$

Aus (I) und (II) folgt:

$$\frac{s}{\mu} = 1,32 \cdot 10^7.$$

3. Bestimmung von s/μ für Kathodenstrahlen an der Anode.

A. Skinner¹⁾ hat gezeigt, daß der Anodenfall wächst, wenn ein Metall längere Zeit im Entladungsrohr als Anode gedient hat. Versuche haben mir gezeigt²⁾, daß bei tiefen Drucken der Anodenfall noch weit höhere Werte annehmen kann, als sie von Skinner beobachtet wurden. Dieser hohe Anodenfall muß den negativen Elektrizitätsträgern eine Geschwindigkeit erteilen, die zur Entstehung von Kathodenstrahlen³⁾ Veranlassung gibt. In der Tat treten Kathodenstrahlen auf, wenn wir bei dem hohen Anodenfall den Strahlen Gelegenheit zur freien Entwicklung geben, indem wir die Anode mit einer *Öffnung* versehen, aus der die Strahlen ebenso wie die *Kanalstrahlen* an der Kathode austreten. Wir können diese Strahlen als *Kathodenstrahlen an der Anode oder Anodenkanalstrahlen* bezeichnen.

Zu den folgenden Versuchen diente als Anode eine Aluminiumplatte, an der nach langem Stromdurchgang der anormale Anodenfall auftrat. Das Verhältnis s/μ konnte aus einer

1) C. A. Skinner, Inaug.-Dissert. Berlin 1899; Wied. Ann. 68. p. 752. 1899.

2) l. c. p. 75 ff.

3) Die Ansicht, daß an der Anode Kathodenstrahlen entstehen können, wurde auch von E. Gehrcke ausgesprochen (Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 7. p. 63. 1905).

Potentialmessung und aus der *Krümmung der Strahlen im Magnetfeld* bestimmt werden (Gleichung (1) und (2), p. 950).

Das Magnetfeld wurde wieder durch zwei Magnetisierungsspulen erzeugt und mit einer Probespule die Stärke desselben bestimmt. Der Krümmungsradius im Magnetfeld wurde in der Weise ermittelt, daß die Kathodenstrahlen zu einem Halbkreis gebogen wurden und der Durchmesser desselben bestimmt wurde. Tab. 5 enthält einige Werte von J und r für einen Versuch, bei dem $X = 105$ Volt war. Der Versuch wurde angestellt bei einem Druck von 0,05 mm Hg und einer Stromstärke $i = 4,75 \cdot 10^{-3}$ Amp.

Tabelle 5.

J	$2r$	Jr
3,9	1,0	1,95
3,0	1,3	1,95
2,5	1,5	1,88

Der Mittelwert ist somit $Jr = 1,93$, und da sich

$$H_0 = 18,3 \text{ Gauss}$$

ergab, so ist

$$\frac{\epsilon}{\mu} = 1,68 \cdot 10^7.$$

4. Zusammenfassung.

Tab. 6 enthält die Werte von ϵ/μ , die in den vorhergehenden Abschnitten erhalten wurden.

Tabelle 6.

Emittierender Körper	Erzeugung der Strahlen	$\frac{\epsilon}{\mu}$
Isolator (Glas) . . {	Potentialabfall und ultraviolette Licht	} $0,96 \cdot 10^7 - 1,20 \cdot 10^7$
Gas {	Verengung des Querschnittes in der positiven Säule	
Gas	Anormaler Anodenfall	$1,68 \cdot 10^7$

Die gefundenen Werte stimmen der Größenordnung nach unter sich und mit den bisher gefundenen Werten überein, und mehr ließ sich unter den obwaltenden Versuchsbedingungen nicht erzielen.

Es dürfte somit ganz allgemein der Satz gelten:

Überall, wo in der Natur Kathodenstrahlen auftreten, ist die Größenordnung von ϵ/μ dieselbe. Die Bedeutung dieses Satzes liegt darin, daß er den Schluß auf die Einheit des elektrischen Atoms gestattet gegenüber der Vielheit der Atome der Materie.

Ich spreche hier nur von der Größenordnung, da nach den Versuchen von W. Kaufmann¹⁾ für Strahlen großer Geschwindigkeit das Verhältnis ϵ/μ von ihrer Geschwindigkeit abhängig gefunden wurde. Diese Abhängigkeit beeinträchtigt jedoch keineswegs die Allgemeingültigkeit des obigen Satzes.

Erlangen, Physikalisches Institut, Juni 1905.

1) W. Kaufmann, Physik. Zeitschr. 4. p. 54. 1902.

(Eingegangen 3. Juli 1905.)