

**2. Spezifische Ladung
und Geschwindigkeit der durch Röntgenstrahlen
erzeugten Kathodenstrahlen;
von A. Bestelmeyer.**

Fallen Röntgenstrahlen auf einen Körper, insbesondere auf ein schweres Metall, so geht von der Auftreffstelle der Röntgenstrahlen eine neue Strahlung aus, die zum Teil aus Röntgenstrahlen, zum Teil aus Kathodenstrahlen besteht. Für letztere hat Hr. Dorn die Geschwindigkeit unter der Voraussetzung bestimmt, daß die spezifische Masse ϵ/μ für diese Strahlen dieselbe sei, wie die in anderen Fällen gefundene. So wahrscheinlich diese Annahme a priori ist, so ist sie immerhin nicht bewiesen; dann aber bieten die so erzeugten Kathodenstrahlen die Möglichkeit der Bestimmung von ϵ/μ unter sehr reinen Verhältnissen. Wenn für diese wichtige Größe bei geringen Geschwindigkeiten der Wert $1,8 \dots \cdot 10^7$ wiederholt gefunden wurde und schon im Begriffe steht, unter die sicher bekannten physikalischen Konstanten gerechnet zu werden (für ϵ/μ scheint $1,8 \dots \cdot 10^7$ C.G.S. für langsame Kathodenstrahlen nun definitiv sicher zu sein¹⁾), so mag dem gegenüber schon hier erwähnt werden, daß meine Versuche einen merklich kleineren Wert ergeben haben.

Versuchsordnung.

Die Untersuchungsmethode bestand darin, aus den ursprünglich diffusen Kathodenstrahlen, in denen alle Richtungen und ein großes Intervall verschiedener Geschwindigkeiten vertreten sind, durch Gegenschalten von magnetischer und elektrischer Kraft ein nahe in einer Ebene verlaufendes Bündel von begrenztem Geschwindigkeitsbereich auszusondern und für dieses

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 17. p. 404. 1905.

durch photographische Fixierung den Krümmungsradius in einem bekannten Magnetfeld festzustellen.

Die Versuchsanordnung ist aus Figg. 1 und 2 zu ersehen.

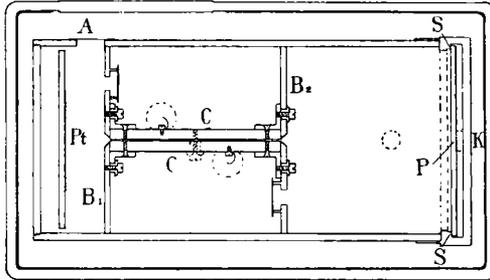


Fig. 1 ($\frac{1}{8}$ nat. Größe). Horizontalschnitt.

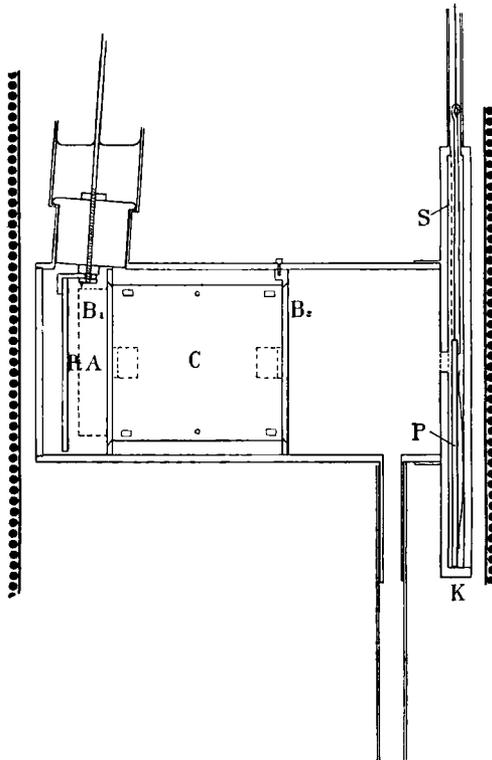


Fig. 2 ($\frac{1}{8}$ nat. Größe). Vertikalschnitt.

Kathodenstrahlapparat.

Der ganze Apparat ist in einem an die Quecksilberpumpe angeschlossenen zylinderförmigen Messinggehäuse von 8 cm Durchmesser eingeschlossen. Durch das Aluminiumfenster A (0,1 mm Dicke) fallen die Röntgenstrahlen auf das Platinblech P , von welchem folglich die diffuse Kathodenstrahlung ausgeht. Die beiden Platten des Kondensators C ¹⁾ werden unter Zwischenschaltung von Spiegelglasplättchen an den vier Ecken, durch zwei mit Hartgummibüchsen isolierte Schrauben leicht gegeneinander gedrückt. Andererseits ist der Kondensator durch vier in gleicher Weise isolierte Schrauben an den geerdeten Blenden B_1 und B_2 befestigt. Diese haben vertikale Spalte von 0,1 cm Breite und 6 cm Länge. Die photographische Platte P wird durch einen Messingblechrahmen mit federnder Rückwand gegen die Schienen SS gedrückt. Mittels eines Schlicfs kann ein Faden auf einen Messingstab aufgewickelt werden; dadurch werden ohne Öffnung des Vakuums der Reihe nach verschiedene Streifen der photographischen Platte vor den 8 mm breiten horizontalen Ausschnitt der Kassette K gebracht.

Die Dicke der die Kondensatorplatten trennenden Spiegelglasstückchen wurde zu $0,0580 \pm 0,0001$ cm bestimmt; eine nachträgliche direkte Prüfung des Abstandes mittels zwischen-geschobener Glaskügelchen verschiedenen Durchmessers ergab, daß die Platten in der Nähe der sie zusammenhaltenden Schrauben ein wenig durchgebogen waren, doch war der Abstand nirgends kleiner als 0,057 cm; da der Abstand dementsprechend auf der anderen Seite der trennenden Glasstückchen etwas größer als deren Dicke war, so war der mittlere Abstand auf mindestens 1 Proz. gleich der Dicke der Glasplättchen. Die Platten selbst sind aufeinander matt geschliffen. Ihre Länge beträgt 6,68 cm; von den Blenden B_1 und B_2 sind sie durch Glimmerblättchen von 0,005 cm Dicke isoliert. Der Abstand der photographischen Platte von der ihr abgewendeten Seite der Blende B_2 beträgt 6,65 cm.

1) Eine Prüfung der Permeabilität der Kondensatorplatten ergab, daß dieselbe — entsprechend der Empfindlichkeitsgrenze der angewandten Methode — sicher 1,0003 nicht überstieg.

Magnetfeld.

Der beschriebene Apparat befindet sich in der Mitte einer Spule von rechteckigem Querschnitt, die in *einer* Lage aus 3,5 mm starkem, gut isoliertem Kupferdraht auf eine Zinkblechunterlage gewickelt ist. An der dem Aluminiumfenster entsprechenden Stelle befindet sich ein Ausschnitt im Zinkblech, und die Kupferdrähte sind dort durch Kupferblechstreifen von 5 mm Breite und 1,3 mm Höhe ersetzt.

Die Höhe der ganzen Spule beträgt 76,78 cm, die Windungszahl 179, woraus sich die mittlere Windungszahl pro Zentimeter zu 2,33 berechnet. Für den mittleren Teil der Spule wurde die Windungszahl durch verschiedene Messungen bestimmt.

In der Mitte der vier Seiten ergab sich für die mittelsten 30 Windungen:

2,31 2,32 2,345 2,35 Mittel: 2,33 Windungen pro cm

An der Breitseite der Spule wurden für die mittleren Zonen ferner die folgenden Zahlen bestimmt:

Mittlere Zone von 6 Windungen:

2,372 2,406 2,359 2,424 Mittel: 2,390

Darunterliegende Zone von 6 Windungen:

2,330 2,358 2,306 2,268 Mittel: 2,316

Oberhalb der mittleren liegende Zone von 6 Windungen:

2,359 2,267 2,426 2,347 Mittel: 2,350

Da der Einfluß der mittleren Windungen größer ist als der der entfernteren, wurde in die Rechnung als Hauptmittel eingeführt:

2,35 Windungen pro cm.

Für das Feld in einem Punkte des mittleren Querschnittes einer rechteckigen Spule erhält man einen ziemlich umfangreichen Ausdruck, der sich für die Punkte einer zu dem einen Seitenpaar parallelen Mittellinie reduziert auf:

$$H = 4i \left[\operatorname{arctg} \frac{m_0 \sqrt{q_0^2 + l^2} + q_0^2}{m_1 \cdot l} + \operatorname{arctg} \frac{m_2 \sqrt{q_2^2 + l^2} + q_2^2}{m_1 \cdot l} \right. \\ \left. + \operatorname{arctg} \frac{m_1 \sqrt{q_0^2 + l^2} + q_0^2}{m_0 \cdot l} + \operatorname{arctg} \frac{m_1 \sqrt{q_2^2 + l^2} + q_2^2}{m_2 \cdot l} \right. \\ \left. - \operatorname{arctg} \frac{m_0}{l} - 2 \operatorname{arctg} \frac{m_1}{l} - \operatorname{arctg} \frac{m_2}{l} \right].$$

Hier bedeutet:

$$\left. \begin{array}{l} m_0 = m_3 \\ m_1 \\ m_2 \end{array} \right\} \text{senkrechter Abstand des betrachteten Punktes von den} \\ \text{Seiten,}$$

$$l = \text{halbe Länge der Spule,}$$

$$\left. \begin{array}{l} \varrho_0 \\ \varrho_2 \end{array} \right\} \text{Entfernung des betrachteten Punktes von den Ecken des recht-} \\ \text{eckigen Querschnittes,}$$

$$i = \text{Strom pro Längeneinheit der Spule.}$$

Nach dieser Formel erhält man bei 2,35 Windungen pro Zentimeter für den Mittelpunkt der Spule:

$$H = 2,891 \cdot i',$$

wo i' den Spulenstrom in Ampère bedeutet, während man selbst noch für den Mittelpunkt der schmäleren Spulenseite einen um nur 1 Promille größeren Wert erhält. In einer unendlich langen Spule von der gleichen Windungszahl bestände das um 2 Proz. stärkere Feld:

$$H = 2,953 \cdot i'.$$

Berechnet wurde die Feldstärke als:

$$H = 2,892 \cdot i'.$$

Dieser Wert ist noch zu vermehren oder zu vermindern um den Betrag der Vertikalintensität des Erdmagnetismus. Da die Versuche zur Bestimmung von ε/μ immer paarweise unter Umkehrung der Feldrichtungen ausgeführt wurden, braucht die Vertikalintensität nicht genau bekannt zu sein. Es wurde der Spulenstrom um 0,3 Amp. größer genommen, wenn das erzeugte Feld dem Erdfeld entgegengesetzt war, entsprechend einer Vertikalintensität von 0,43; für die Berechnung wurde einfach der Mittelwert des Stromes gesetzt.

Gesamtaufstellung, Messung und Regulierung von Strom und Spannung.

Die Versuchsanordnung war in einem völlig eisenfrei gebauten Zimmer des Instituts aufgestellt. Über den Apparat konnte nach Einlegen einer photographischen Platte (8×9 cm) die über Rollen aufgehängte und ausbalancierte Spule herabgelassen werden; direkt neben derselben befand sich eine allseitig mit Blei beschlagene Holzkiste. Abgesehen von einigen

nicht bedeutenden Eisenbeschlägen an dieser Kiste und den kleinen Nägeln, mit denen das Bleiblech befestigt war, war der Raum in der Umgebung des Apparates in allen Richtungen auf die Entfernung von etwa 2 m frei von Eisen.

In dem erwähnten Bleikasten befand sich eine selbst-regulierende wassergekühlte Röntgenröhre von 20 cm Durchmesser, deren Strahlen durch einen Ausschnitt der Kiste durch die Zwischenräume zwischen den Windungen und das Aluminiumfenster des Apparates hindurch auf das Platinblech fielen. Die Röhre wurde mit einem großen Ruhmkorffinduktorium betrieben, das primär mittels eines Turbinenunterbrechers (4 . 1200 Unterbrechungen pro Minute) mit 50 Volt und ca. 10 Amp. betrieben wurde.

Der Kathodenstrahlenapparat selbst war an den Stellen, an denen eine Verlötung nicht möglich oder zugänglich war, mit Marineleim luftdicht gekittet. Er war an eine rotierende Quecksilberpumpe angeschlossen, die während der ganzen Versuchsdauer in Betrieb gehalten wurde. Trotzdem gelang es nicht, das Vakuum hoch genug zu bringen, um an das Platinblech eine beträchtliche Spannung anlegen zu können, ohne daß Entladungen eintraten, so daß die ursprüngliche Absicht einer Beschleunigung der Kathodenstrahlen einstweilen aufgegeben werden mußte. Zur Kontrolle des Vakuums war kurz hinter dem Apparat eine Röhre von 4 cm Durchmesser mit Plattenelektroden von 11 cm Abstand eingeschaltet. Mit einem kleineren Induktorium betrieben, ergab diese bei den definitiven Versuchen zwar nicht völlige Stromlosigkeit, aber immerhin nur noch schwache Fluoreszenz der Glaswand.

Die an den Kondensator angelegte Spannung wurde durch Abzweigen von einem Manganinwiderstand hergestellt, an dessen Enden eine parallel geschaltete Hochspannungsbatterie von 160 bez. 320 Volt angelegt wurde. Die Mitte des Widerstandes wurde durch einen an Erde liegenden Normalwiderstand von 100 Ohm gebildet, an dessen Enden die Spannung mittels Kompensationsapparates gemessen wurde. Ein vorgeschalteter Schieberheostat gestattete, diese Spannung konstant zu halten. Desgleichen wurde der Strom der Magnetspule mittels eines Normalwiderstandes von 0,01 Ohm und Kompensationsapparat gemessen und durch vorgeschaltete Widerstände konstant ge-

halten. Während der Versuche wurden Strom und Spannung alle 5 Minuten gemessen und, wenn nötig, reguliert.

Theorie der Versuchsanordnung.

Es bezeichnet F das elektrische, H das magnetische Feld. Beide sind so gerichtet, daß sie entgegengesetzte Kräfte auf die zwischen den Kondensatorplatten sich bewegenden Elektronen ausüben. Vernachlässigt man den kleinen Winkel zwischen der Bahn eines solchen Elektrons und der Kondensatorebene, so wirkt auf dasselbe eine Gesamtkraft von der Größe:

$$\varepsilon \cdot F - \varepsilon \cdot u \cdot H,$$

wo u die horizontale Geschwindigkeitskomponente bedeutet. Für ein Elektron mit der Geschwindigkeitskomponente $u = F/H$ ist danach die äußere Kraft Null, seine Bahn zwischen den Platten ist eine geradlinige. Nach Verlassen des elektrischen Feldes wirkt nur das magnetische Feld, das Elektron bewegt sich dann auf einer Schraubenlinie vom Radius

$$r_0 = \frac{\mu}{\varepsilon \cdot H} \cdot u = \frac{\mu}{\varepsilon} \cdot \frac{F}{H^2}.$$

Ist dagegen $u \geq F/H$, so bewegt sich das Elektron schon zwischen den Kondensatorplatten auf einer Schraubenlinie vom Radius

$$r_1 = \frac{\mu}{\varepsilon} \cdot \frac{u^2}{Hu - F}.$$

Vergleicht man die Bahn eines solchen Elektrons mit der eines anderen, welches das elektrische Feld an der gleichen Stelle betritt und verläßt, aber die Geschwindigkeitskomponente $u = F/H$ hat, so ergibt sich, sofern die Abweichung der Geschwindigkeiten klein, der Radius nach Verlassen des elektrischen Feldes aber groß ist, daß sich die Bahnen der beiden Elektronen in einem Anstand

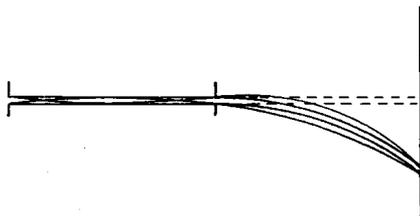


Fig. 3.

gleich der Länge des Kondensators wieder schneiden. Unter solchen Umständen verhält sich also ein Kathodenstrahlbündel

an der Stelle der photographischen Platte gerade so, als wenn alle Elektronen die Geschwindigkeit $u = F/H$ besäßen. Fig. 3 deutet diese gegenseitige Beziehung der Bahnen an. Unberücksichtigt ist bei diesen Betrachtungen die Veränderung der elektrischen Masse.

Inwieweit die genannten Voraussetzungen in den vorliegenden Versuchen zutreffen, läßt sich durch zahlenmäßige Durchrechnung ermitteln. Ohne hierauf näher einzugehen, führe ich im folgenden kurz einige Resultate dieser Rechnungen an, um einen Anhalt über die hier vorkommenden Abweichungen zu geben.

Die größte Krümmung besitzen die Elektronenbahnen, die durch die beiden Kanten der einen Kondensatorplatte gehen und die andere Platte in der Mitte berühren. Der Radius einer solchen Bahn ist 96 cm. Diesen Bahnen entsprechen die extremen noch zur Beobachtung kommenden Geschwindigkeiten.

	Bei 2,2 cm Ablenkung	1,8 cm Ablenkung
Weichen diese vom Werte F/H ab um	- 9,5 Proz.	- 11 Proz.
80 Proz. der Gesamtstrahlung gehören Geschwindigkeiten an, die vom Werte F/H weniger abweichen als	+ 15,5 „	+ 19,5 „
Die mittlere Geschwindigkeit weicht vom Werte F/H ab um	- 4 „	- 5 „
	+ 6 „	+ 7,5 „
	+ 1 „	+ 1,5 „

Die Auftreffstelle auf der photographischen Platte weicht für verschiedene Strahlenarten von der Mitte der Auftreffstelle des Bündels mit der Geschwindigkeit F/H ab:

Für Strahlen extremer Geschwindigkeiten	- 0,03 cm	- 0,04 cm
	- 0,045 „	- 0,045 „
Für die Begrenzungsstrahlen der 80 Proz. Strahlen mit mittleren Geschwindigkeiten	- 0,003 „	- 0,008 „
	- 0,010 „	- 0,006 „

Auch diesen Berechnungen liegen die Voraussetzungen zugrunde, daß 1. in der ursprünglichen diffusen Kathodenstrahlung die photographische Intensität der Strahlen mit

Geschwindigkeiten zwischen u und $u + du$ proportional sei mit du/u , und daß 2. die Veränderlichkeit von ϵ/μ innerhalb der in Betracht kommenden Bereiche vernachlässigt werden könne.

Magnetisches Spektrum der Kathodenstrahlen.

Um die erste der genannten Voraussetzungen zu prüfen, und den Bereich der Geschwindigkeiten festzustellen, innerhalb dessen dieselbe erfüllt ist, war es nötig, das magnetische Spektrum der Kathodenstrahlen photographisch aufzunehmen. Zu diesem Zwecke war der Kondensator aus dem Apparate genommen und lediglich zwei Blenden mit spaltförmiger Öffnung eingesetzt.

Die Versuche ergaben, daß die Geschwindigkeitsverteilung in den durch Röntgenstrahlen erzeugten sekundären Kathoden-

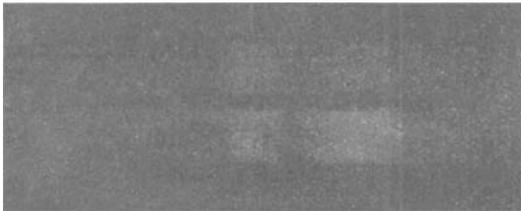


Fig. 4.

strahlen zwar merklich unabhängig ist von der Intensität der primären Strahlung, dagegen mit der Härte der Röhre sich ändert, indem durch härtere Röntgenstrahlen das Intensitätsmaximum nach der Richtung der schnelleren Kathodenstrahlen verschoben wird. Dies ist deutlich aus den beiden Spektren Fig. 4¹⁾ zu ersehen, die auf derselben photographischen Platte mit demselben Magnetfeld aufgenommen wurden. Deshalb mußte bei diesen Hilfsversuchen sowohl, wie bei den Hauptversuchen die Härte der Röhre gemessen werden.

Ein Baryumplatincyanürschirm war auf seiner Vorderseite mit einem Streifen doppelten Pauspapiers belegt; auf der Rückseite der frei bleibenden Teile waren Aluminiumbleche verschiedener Dicke befestigt. Die Stärke des Aluminium-

1) Die Abbildungen Figg. 4, 5 und 6 sind gegenüber den Originalplatten Negative.

blechs, das die gleiche Schwächung des Fluoreszenzlichtes hervorbrachte wie das Pauspapier, diente als Maß der Härte.

Leider ist es leichter, die Härte einer Röhre zu messen, als sie während stundenlanger Expositionen beliebig zu regulieren. Auch ist infolge der hohen Kosten großer Röntgenröhren das gesammelte Material nur ein beschränktes. Fig. 5a ist eine Reproduktion der besten Aufnahme des magnetischen Spektrums. Fig. 5b stellt die mit einem Hartmannschen Mikrophotometer ermittelte Intensitätskurve dar. Die Entfernung vom ersten zum zweiten Spalt war gleich der Ent-

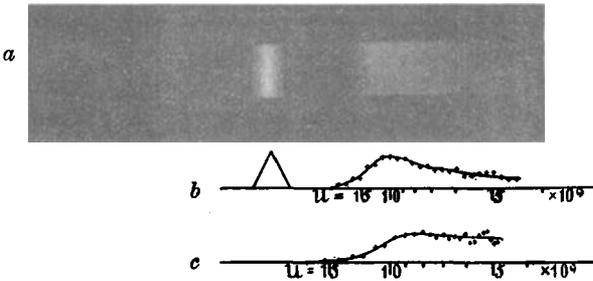


Fig. 5.

fernung vom zweiten Spalt zur photographischen Platte. Die Breite des ersten Spaltes betrug hier 2,5 mm, die des zweiten 1,25 mm. In der Richtung der Verbindungslinie der beiden Spalte hat man den durch die nichtablenkbaren sekundären Röntgenstrahlen erzeugten Eindruck, dessen Intensitätskurve sich aus den Dimensionen des Apparates ergibt. Fig. 5c zeigt dasselbe Spektrum reduziert auf Abszissen, die den Logarithmen der Geschwindigkeiten proportional sind. Andere Aufnahmen zeigen einen ähnlichen Verlauf. Die Härte der Strahlen war bei den Spektrumsaufnahmen etwas geringer als während der Bestimmung von ϵ/μ .

Versuchsergebnisse betreffend ϵ/μ .

Es wurden, abgesehen von einigen Vorversuchen, die infolge zu geringer Intensität keine exakte Ausmessung gestatteten, vier Doppelversuche zur Bestimmung von ϵ/μ ausgeführt. Fig. 6 ist die Reproduktion einer solchen Doppelaufnahme.

Die Expositionsdauer betrug für jeden einfachen Versuch 90 Min. Da die Röhre mit der Zeit schlechter wurde, so ist die Intensität der letzten Aufnahmen erheblich geringer als die der früheren. Die Ausmessung der Platten geschah dadurch, daß ein mit dem Komparatorschlitten fest verbundener Spiegel-

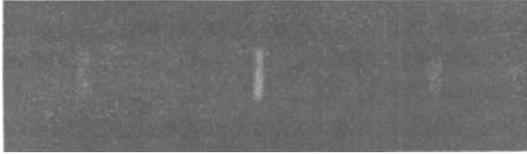


Fig. 6

glasstreifen schleifend auf der Platte verschoben wurde. Als Marke diente ein auf der Unterseite des Glasstreifens angebrachter feiner Kreis von ca. 1 mm Durchmesser. Die Einstellung erfolgte mit bloßem Auge, da die ziemlich schwachen abgelenkten Spaltbilder keine Vergrößerung vertrugen. Die Messungsergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Tabelle I.

Nr.	Spannungsdifferenz der Kondensatorplatten (Volt)	Strom der Magnetspule (Ampère)	Abstand y des abgelenkten von dem nicht abgelenkten Spaltbild (cm)	Mittlere Ablenkung (cm)
1 {	167,23	- 13,85	2,258 }	2,252
r.	„	+ 13,55	2,245 }	
2 {	250,15	- 15,70	1,899 }	1,894
r.	„	+ 15,40	1,828 }	
3 {	104,16	- 10,95	2,283 }	2,278
r.	„	+ 10,65	2,273 }	
4 {	292,27	- 18,50	2,274 }	2,267
r.	„	+ 18,20	2,259 }	

Bei Betrachtung der y -Werte fällt auf, daß das Spaltbild nach links (l.) immer um 0,010—0,015 cm stärker abgelenkt ist, als nach rechts (r.). Diese Abweichung zeigen alle Messungsreihen ausnahmslos, so daß es sich hier nicht um zufällige Fehler

beim Ausmessen handelt; die Unsymmetrie ist höchstwahrscheinlich bedingt durch kleine Unsymmetrien des Apparates, der im allgemeinen nicht als Präzisionsapparat gebaut war. Für die Bestimmung des Absolutwertes von ϵ/μ kommen diese Unregelmäßigkeiten ihrer geringen Größe wegen nicht in Betracht; für die relativen Messungen von ϵ/μ dagegen ist kaum eine Fehlerquelle für die genannten Abweichungen zu denken, die nicht eliminiert würde, insoweit man stets die gleiche Ablenkung innehält.

Aus den Zahlen der Tab. I berechnen sich die in der folgenden Tabelle aufgeführten Werte für die Feldstärken F und H ; die spezifische Ladung folgt aus der Gleichung:

$$\frac{\epsilon}{\mu} = \frac{F}{r \cdot H^2},$$

wo

$$r_0 = \frac{6,65^2}{2y} + \frac{y}{2}.$$

Die Geschwindigkeit bezogen auf die Lichtgeschwindigkeit = 1 ist berechnet nach der Gleichung:

$$\beta = \frac{F}{H \cdot c} + \delta;$$

δ bedeutet ein Korrektionsglied, das sich zusammensetzt aus der Reduktion auf die mittlere horizontale Geschwindigkeitskomponente (vgl. p. 436) und der Berücksichtigung der vertikalen Geschwindigkeitskomponente; dieser wurde Rechnung getragen durch Erhöhung des Wertes F/Hc um 0,8 Proz., so daß die ganze Korrektion gesetzt wurde = 1,8 Proz. bei 2,2 cm Ablenkung und = 2,3 Proz. bei 1,8 cm Ablenkung.

Tabelle II.

Nr.	F	H	$\frac{\epsilon}{\mu}$	β
1	2,883 · 10 ¹¹	39,62	1,678 · 10 ⁷	0,2469
2	4,313 „	44,97	1,644 „	0,3270
3	1,796 „	31,23	1,697 „	0,1951
4	5,089 „	53,07	1,648 „	0,3222

Wie man sieht, ergibt sich ε/μ im Vergleich zu den bisher bekannten Messungen auffallend klein. Auf die Geschwindigkeit 0 extrapoliert erhält man, je nach der zugrunde gelegten Theorie etwas verschieden, 1,71 bis 1,73.10⁷. Dieser Wert ist 8 bis 9 Proz. kleiner als der von Hrn. Kaufmann aus der S. Simonschen Zahl berechnete (1,88.10⁷). Nun ist der verwendete Apparat, wie gesagt, zwar sorgfältig, aber nicht mit *besonders* großer Genauigkeit gebaut. Trotzdem ergibt die Betrachtung der bei Ausmessung der Spule sowie bei Bestimmung des Abstandes der Kondensatorplatten erhaltenen Zahlen, daß der erhaltene Wert wohl auf 1 bis 2 Proz. unsicher sein kann; ein Fehler von 8 bis 9 Proz. aber liegt weit außerhalb der übersehbaren Fehlergrenzen.

Die Annahme der völligen Gleichheit der auf verschiedene Weise erzeugten Elektronen wird man heute nur nach den allerzwingendsten Gründen aufzugeben geneigt sein. Solche liegen aber sicher vorläufig nicht vor.

Wenn daher, wie im vorliegenden Falle, die Resultate verschiedener Beobachter so erheblich voneinander abweichen, so kann dem objektiven Kritiker nicht zugemutet werden, daß er sich mit Bestimmtheit zugunsten des einen Wertes entscheidet. Man wird vielmehr abwarten müssen, bis neuere und präzisere Bestimmungen vorliegen.¹⁾ Was ich zugunsten des hier ermittelten Wertes anführen möchte, ist die Reinheit der Versuchsbedingungen: hohes Vakuum, photographische Fixierung, Einfachheit und Übersichtlichkeit des Versuches.

Die Veränderlichkeit von ε/μ ist ebenfalls aus obiger Tabelle deutlich zu ersehen; wenn man sie mit den verschiedenen Theorien vergleicht, so darf der Versuch 2 nur mit Vorbehalt verwendet werden, da in diesem die Ablenkung eine andere war. Ich habe deshalb aus jedem der drei übrigen Versuche nach den Theorien von Abraham, Lorentz und Bucherer den Wert von ε/μ für die Geschwindigkeit gleich Null berechnet, für jede Theorie den Mittelwert genommen, und hiermit umgekehrt die Werte von ε/μ für die betreffenden Geschwindigkeiten berechnet. Diese Werte sind in der Tab. III eingetragen.

1) Mit der Vorbereitung solcher Versuche bin ich zurzeit beschäftigt.

Tabelle III.

Nr.	β	ϵ/μ beob.	ϵ/μ berechnet nach			Differenzen beob.-ber.		
			A.	L.	B.	A.	L.	B.
	0		1,720	1,733	1,713			
3	0,195	1,697	1,694	1,700	1,690	+ 3	- 3	+ 7
1	0,247	1,678	1,678	1,679	1,677	0	- 1	+ 1
4	0,322	1,643	1,647	1,640	1,651	- 4	+ 3	- 8
(2)	(0,327)	(1,644)	(1,645)	(1,688)	(1,650)	(- 1)	(+ 6)	(- 6)

Die Betrachtung dieser Zahlen zeigt, daß die beobachteten Werte zwischen den nach Abraham und den nach Lorentz berechneten liegen. Etwas größer sind die Abweichungen für die Formel von Bucherer. Doch liegen auch diese den möglichen Fehlergrenzen zu nahe, um einen sicheren Schluß zu gestatten.

Folgerungen hinsichtlich der Versuche von Hrn. W. Kaufmann.

Hr. W. Kaufmann¹⁾ ist bei der möglichst präzisen Wiederholung seiner Versuche über die Veränderlichkeit von ϵ/μ mit der Geschwindigkeit zu dem Resultat gekommen, daß die Lorentzsche Theorie nicht in Einklang zu bringen sei mit den Ergebnissen der Beobachtungen. Da Hr. Kaufmann seine Schlußfolgerungen zum Teil auch auf den Vergleich mit dem Kathodenstrahlwert von ϵ/μ_0 stützt, so liegt es nahe zu betrachten, wie sich der Vergleich unter Verwendung des hier gefundenen Wertes von ϵ/μ_0 gestaltet.

Hr. Kaufmann gibt für ϵ/μ_0 an:

- a) für Kathodenstrahlen $1,778 \cdot 10^7$
 b) „ β -Strahlen
 nach Abraham $1,823$ „
 „ Lorentz $1,660$ „
 „ Bucherer $1,808$ „

Da der hier bestimmte Wert $1,72 \cdot 10^7$ dem nach Lorentz berechneten näher liegt als den übrigen, so möchte man auf den ersten Blick annehmen, daß hierdurch die Übereinstimmung

1) W. Kaufmann, Bericht der Berliner Akademie. Ann. d. Phys. 19. p. 487 ff. 1906.

der Lorentz'schen Formel mit den beobachteten Werten eine bessere würde. Eine nähere Überlegung ergibt jedoch, daß die Zugrundelegung von $1,72 \cdot 10^7$ die Abweichung für alle drei Theorien um ungefähr den gleichen Betrag vergrößert. Dies ist am besten aus der in der zweiten zitierten Abhandlung gegebenen Kurve zu ersehen, die mit dem Werte $\epsilon/\mu_0 = 1,878 \cdot 10^7$ berechnet ist. Die Betrachtung der Gleichungen (14) und (15)¹⁾ zeigt nämlich, daß bei einer Veränderung von ϵ/μ die beiden Koordinaten im gleichen Verhältnis geändert werden, d. h. der berechnete Punkt bewegt sich auf einer durch den Koordinatenanfangspunkt gehenden Geraden, und zwar in Richtung nach dem Nullpunkt, wenn ϵ/μ abnimmt. Aus denselben Gleichungen ist auch zu ersehen, wie sich der Punkt bewegt, wenn man für E/M einen anderen Wert einsetzt; verteilt man hierbei z. B. die Änderung zu gleichen Teilen auf E und M , so bewegt sich der Punkt auf einer Geraden, die hinsichtlich der Koordinatenrichtungen symmetrisch zu der vorerwähnten Geraden liegt.

Der scheinbare Widerspruch der erwähnten Betrachtungsweisen des Einflusses von ϵ/μ_0 hängt damit zusammen, daß man die Kurvenkonstanten ziemlich weit variieren kann, ohne dadurch unzulässige Abweichungen von der beobachteten Kurve zu erhalten. Deshalb ist auch die erste der von Hrn. Kaufmann unter Benutzung der Apparatkonstanten angestellten Prüfungen nicht so zwingend, als es bei Betrachtung der Differenzen scheint; durch andere Wahl der Konstanten kann man erheblich andere Differenzen bekommen. Diese Methode gibt uns zwar bündigen Aufschluß, welche Theorie nach den Versuchsergebnissen die wahrscheinlichste ist, nicht aber um wieviel sich die Wahrscheinlichkeiten der verschiedenen Theorien unterscheiden. Als einzige übersichtliche Prüfung bleibt die Vergleichung der gemessenen Kurve mit den berechneten Werten. Für diese liegt allerdings die Lorentz'sche Formel am weitesten ab. Die ganze Frage konzentriert sich darauf, welche Fehler in der Bestimmung von E und M muß man annehmen, um die berechneten Punkte in den Bereich der Fehlergrenzen der beobachteten Kurve zu bringen?

1) W. Kaufmann, *Ann. d. Phys.* 19. p. 529. 1906.

Aus einer in größerem Maßstab gezeichneten Kurve habe ich hierfür die folgenden Werte entnommen: Unter Zugrundelegung von $\varepsilon/\mu_0 = 1,878 \cdot 10^7$ muß E kleiner und M größer angenommen werden:

nach Abraham	um je ca. 1,7 Proz.
„ Lorentz	„ „ „ 8,1 „
„ Bucherer	„ „ „ 1 „

Diese Differenzen überschreiten zwar zum Teil nicht unerheblich die von Hrn. Kaufmann geschätzten Fehlergrenzen; doch scheint mir der Unterschied der anzunehmenden Fehler bei der Wichtigkeit des Problems zu klein, um den von Hrn. Kaufmann zu ungunsten der Lorentzschen Theorie gezogenen Schluß zu rechtfertigen.

Legt man den Wert $\varepsilon/\mu_0 = 1,72 \cdot 10^7$ zugrunde, so werden die anzunehmenden Fehler in allen drei Fällen noch größer, nämlich:

nach Abraham	je ca. 3,5 Proz.
„ Lorentz	„ „ 5 „
„ Bucherer	„ „ 2,7 „

Diese Fehler sind durchaus größer als nach Hrn. Kaufmanns Angaben zulässig erscheint. Da indessen eine Neubestimmung von ε/μ bei kleinen und mittleren Geschwindigkeiten soeben in Angriff genommen wird, erscheint es zweckmäßig, vorerst von einer weiteren Diskussion abzusehen.

Vergleich der Methode der gekreuzten Felder mit der der parallelen Felder.

Für die Wahl der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Methode der gekreuzten Felder war in erster Linie die erheblich größere Intensität der so zu erhaltenden photographischen Eindrücke gegenüber der Kaufmannschen Methode der parallelen Felder maßgebend. Die Intensität der auf ein Flächenelement auffallenden Strahlung eines bestimmten Geschwindigkeitsbereiches ist nahe proportional der strahlenden Fläche und umgekehrt proportional dem Quadrate der Entfernung zwischen Strahlungsquelle und photographischer Platte. Da nun bei der vorliegenden Methode der als Strahlungsquelle in Betracht kommende Anfang des Kondensators Spaltform hat, während bei der Methode der parallelen Felder die Strahlungsquelle punktförmig sein muß, so erhellt hieraus ohne

weiteres die erheblich größere Intensität der hier verwendeten Methode. Allerdings erhält man durch *eine* Exposition auch nur den Wert der spezifischen Ladung für *eine* Geschwindigkeit, während Hr. Kaufmann mit *einer* Exposition den Wert für alle vorhandenen Geschwindigkeiten erhält. Da aber Messungen doch nur für eine begrenzte Zahl von Geschwindigkeiten nötig sind (trotz des Vorhandenseins der ganzen Kurve mißt auch Hr. Kaufmann nur 9 Punkte aus, wovon sogar einer ebenfalls eine eigene Aufnahme nötig machte), so wiegt der durch die Notwendigkeit mehrerer Aufnahmen bedingte Zeitaufwand bei weitem nicht den Vorteil der größeren Intensität auf. Eine Messung der spezifischen Ladung der durch Röntgenstrahlen erzeugten Kathodenstrahlen mit der hier erzielten Genauigkeit wäre nach der Methode der parallelen Felder schlechterdings nicht möglich gewesen.

Da die Elektronen den Kondensator auf nahe geradlinigen Bahnen durchlaufen, so können die Kondensatorplatten sehr nahe aneinander gebracht werden, wodurch die Bestimmung der Grenzen des elektrischen Feldes in demselben Maße verbessert wird, als das Verhältnis der Länge zum Abstand der Kondensatorplatten zunimmt; dieses war hier 113:1, während es bei den neuen Kaufmannschen Versuchen 12:1 war; zudem geht nur das Ende des elektrischen Feldes in die Rechnung ein, nicht aber der Anfang. Infolge des geringen Plattenabstandes kann man ferner mit ziemlich kleinen Spannungen auskommen. Andererseits wird die Größe der Ablenkung nach Verlassen des elektrischen Feldes und damit die Meßgenauigkeit durch den Plattenabstand in keiner Weise beschränkt. Bei Wiederholung der Versuche ist sogar beabsichtigt, die Bahnkrümmung im Magnetfeld erheblich stärker zu nehmen, und das Ende des Durchmessers des im Magnetfeld beschriebenen Halbkreises photographisch zu fixieren. Hierdurch läßt sich außer anderen Vorteilen eine größere Beschränkung des Geschwindigkeitsbereiches erzielen, wobei die Intensität mit dem Geschwindigkeitsbereich nur proportional abnimmt, während bei Erstrebung desselben Zieles durch weitere Verminderung des Plattenabstandes die Intensität quadratisch abnehmen würde. Auch geht dann der Fehler in der Grenzbestimmung des Kondensators nur in Glieder zweiter Ordnung ein.

Die kürzere Expositionsdauer ermöglicht die Erzeugung eines sehr homogenen und gutdefinierten Magnetfeldes im Innern einer Spule, sowie die ständige Kontrolle und Regulierung des die Spule durchfließenden Stromes sowohl wie der an die Kondensatorplatten angelegten Spannung.

Für die Bestimmung der Geschwindigkeitsfunktion $\Phi(\beta)$ in der Gleichung $\mu = \mu_0 \cdot \Phi(\beta)$ bietet der Umstand einen großen Vorteil, daß man die Felder so wählen kann, daß die Elektronenbahnen bei allen Geschwindigkeiten dieselben sind, wodurch man nicht nur für alle Geschwindigkeiten eine möglichst günstige Größe der Ablenkung wählen kann, sondern auch eine Reihe von Fehlerquellen ohne weiteres eliminiert wird. In die Berechnung von $\Phi(\beta)$ gehen nur ein der Abstand der Spaltbilder auf der photographischen Platte und die Spannungsbez. Strommessung von Kondensator und Spule. Die Apparatdimensionen gehen nur für die Berechnung von β ein, wodurch die Methode auch bei kleinen Geschwindigkeiten noch exakte Messungen der Größe $(\Phi(\beta) - 1)$ ermöglicht.

Endlich ist die Ausmessung des Abstandes zweier Spaltbilder viel sicherer auszuführen und viel weniger beeinflußt von Plattenfehlern als die punktweise Ausmessung einer Kurve.

Zusammenfassung.

1. Die Geschwindigkeit der durch Röntgenstrahlen erzeugten Kathodenstrahlen ist merklich unabhängig von der Intensität der Röntgenstrahlen, und nimmt zu mit der Härte der Röhre.

2. Der Wert der spezifischen Elektronenladung ϵ/μ_0 bei der Geschwindigkeit 0 ergibt sich erheblich kleiner als die Simonsche Zahl; aus den vorliegenden Versuchen berechnet er sich zu $1,72 \cdot 10^7$.

3. Die Veränderlichkeit von ϵ/μ mit der Geschwindigkeit ist deutlich aus den Versuchen zu ersehen, doch läßt sich eine Entscheidung hinsichtlich der verschiedenen Theorien nicht treffen.

4. Die Einsetzung des erhaltenen Wertes von ϵ/μ_0 in die Kaufmannschen Berechnungen vergrößert die Abweichungen von der gemessenen Kurve; eine sichere Entscheidung zwischen den drei verglichenen Theorien ist vorläufig nicht möglich.

5. Die Methode der gekreuzten Felder bietet gegenüber der Methode der parallelen Felder die folgenden Vorteile:

Größere Intensität.

Geringer Abstand der Kondensatorplatten; daher: genaue Bestimmung des elektrischen Feldes, kleine Spannungen.

Der Anfang des Kondensators geht nicht in die Berechnung ein, das Ende bei geeigneter Anordnung nur in unbedeutendem Betrage.

Die Bahnkrümmung nach Verlassen des Kondensators kann unabhängig vom Plattenabstand gewählt werden.

Erzeugung des Magnetfeldes im Innern einer Stromspule; infolge der kurzen Expositionsdauer können Stromstärke und Spannung fortlaufend kontrolliert werden.

Die Apparatkonstanten gehen nur in die Berechnung von ε/μ_0 und β ein, nicht aber in die von $\Phi(\beta)$.

Die Bedingungen für eine genaue Ausmessung der Platte sind günstig.

Zum Schluß ist es mir ein Bedürfnis, Hrn. Geheimrat Riecke für das meiner Arbeit jederzeit entgegengebrachte Interesse ehrerbietigen und herzlichen Dank zu sagen.

Göttingen, Physik. Inst. der Universität, 15. Mai 1906.

(Eingegangen 24. Oktober 1906.)
