**7. Ueber die diffuse Zerstreuung
der Kathodenstrahlen in verschiedenen Gasen;
von W. Kaufmann.**

(Göttinger Habilitationsschrift.)

1. Einleitung.

Von Hrn. Ph. Lenard¹⁾ ist gezeigt worden, dass Kathodenstrahlen, welche ein Gas durchsetzen, in diesem *theils* absorbirt, *theils* diffus zerstreut werden, und zwar so, dass einer grösseren Absorption auch stets eine grössere Zerstreuung entspricht.

Ferner hat Hr. E. Goldstein²⁾ in einer neueren Arbeit dargelegt, dass das Licht der dritten Kathodenschicht, auch Glimmlichtstrahlen genannt, von dem Zusammentreffen der Kathodenstrahlen mit den Gastheilchen herrühre und dass jedes Volumenelement des Gases der Ausgangspunkt eines nach allen Seiten sich ausbreitenden secundären Strahlenbündels sei, das seinerseits auch wieder längs seiner Bahn Glimmlicht erzeuge. Hr. Goldstein lässt es hierbei vorläufig unentschieden, ob die secundären Strahlen qualitativ mit den eigentlichen Kathodenstrahlen identisch sind oder nicht. Doch macht die magnetische Ablenkbarkeit, sowie die sonstigen Eigenschaften der secundären Strahlen die erstere Annahme mindestens recht wahrscheinlich, wobei natürlich eine etwaige Aenderung dieser Eigenschaften in quantitativer Hinsicht nicht ausgeschlossen ist. Man kann also wohl mit Recht von einer diffusen Zerstreuung der Kathodenstrahlen an den Gastheilchen sprechen.

Zweck der vorliegenden Untersuchung ist, die erwähnte Erscheinung in einigen Gasen quantitativ zu untersuchen und daraus eventuell Schlüsse auf ihren Mechanismus zu ziehen.

2. Methode der Untersuchung.

Es boten sich zwei principiell verschiedene Wege zu einer Messung der Zerstreuung. Die erste Methode ist eine optische

1) Ph. Lenard, Wied. Ann. **56**. p. 255. 1895.

2) E. Goldstein, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin **40**. p. 905. 1897.

und würde der von Hrn. Lenard angewandten durchaus entsprechen; sie besteht darin, dass man von dem diffus zerstreuten Strahlencomplexe durch Diaphragmen ein enges Bündel herauschneidet und dessen Intensität mit Hülfe eines fluorescirenden Schirmes photometrisch bestimmt.

Als zweite Methode bietet sich die von Hrn. Perrin¹⁾ zuerst angegebene Anordnung, die Menge der Kathodenstrahlen durch Messung der mitgeführten Elektrizitätsmenge zu bestimmen.²⁾

Es ist von vornherein klar, dass beide Methoden nicht zu demselben Resultate zu führen brauchen. Denkt man sich nämlich zwei Kathodenstrahlenbündel von gleichem Querschnitte, welche zwar elektrisch gemessen gleich stark, aber bei verschiedenem Entladungspotential erzeugt sind, so entspricht dem höheren Entladungspotential stets eine grössere Fluoreszenzhelligkeit. Man kann also nur dann nach beiden Methoden dasselbe Resultat erhalten, wenn sämtliche Eigenschaften der Strahlen bei der Zerstreuung unverändert bleiben; dass letzteres aber nicht der Fall ist, folgt aus den Versuchen Lenard's, welcher nicht nur eine diffuse Zerstreuung, sondern auch eine Absorption der Kathodenstrahlen in Gasen feststellte (vgl. p. 115).

Ich habe schon der viel grösseren erreichbaren Genauigkeit wegen die elektrische Methode vorgezogen.

Das Princip derselben ist folgendes: Ein durch geeignete Diaphragmen abgeblendetes Kathodenstrahlenbündel durchsetzt einen Metallcylinder, der durch ein Galvanometer zur Erde geleitet ist, und zwar ohne die Wände des Cylinders zu treffen; das Bündel trifft jenseits des Cylinders auf einen ebenfalls durch ein Galvanometer zur Erde geleiteten Metallschirm. Beobachtet man nun, dass von dem Cylinder aus ein negativer Strom zur Erde fliesst, so kann dieser nur von Kathodenstrahlen herrühren, die entweder diffus zerstreut oder innerhalb des Cylinders von dem Gase absorbirt sind. Nach dem Gesetze der Erhaltung der elektrischen Quantität kann

1) J. Perrin, *Ann. de Chim. et de Phys.* (7) **11**. p. 496. 1897.

2) Ueber quantitative Messungen mittels dieser Methode vgl. die Arbeiten von J. J. Thomson, *Phil. Mag.* **44**. p. 293. 1897; H. Starke, *Wied. Ann.* **66**. p. 49. 1898.

unter Absorption der Kathodenstrahlen nur eine Vernichtung ihrer Energie verstanden werden, während die mitgeführten Elektrizitätsmengen, da sie sich nicht bis zu beliebiger Dichte anhäufen können, auf irgend einem Wege, sei es durch Leitung, sei es durch Convection, die Wand des Cylinders erreichen müssen.

Man misst also auf diese Weise die diffuse Zerstreung und Absorption der Kathodenstrahlen zusammen. Nimmt man für die letztere die von Lenard angegebenen Zahlen als richtig an, so sieht man aus den weiter unten folgenden Beobachtungsergebnissen leicht, dass nur ein minimaler Bruchtheil des beobachteten Stromes von Absorption herrühren kann; ich werde daher im Folgenden stets nur von der Zerstreung der Kathodenstrahlen sprechen.

3. Beschreibung des Apparates.

Nachdem durch eine Reihe von Vorversuchen, über welche weiter unten noch kurz berichtet werden soll, über die nöthigen Dimensionen des Apparates Klarheit erlangt war, wurde folgende, zu den definitiven Messungen benutzte Anordnung getroffen (Fig. 1).

Fig. 1.

Das von einer in der Figur nicht gezeigten Aluminiumkathode ausgehende Kathodenstrahlenbündel passirte zuerst einen 2 cm langen, 0,2 cm breiten Canal in dem Messingklotze A, welcher zur Erde geleitet war und als Anode diente. Der enge Canal hat hauptsächlich den Zweck, die Kraftlinien des eigentlichen Entladungsraumes abzufangen, sodass man jenseits des Canals wirklich „reine“ Kathodenstrahlen hat, ohne Ueberlagerung eines Leitungsstromes.¹⁾

1) Ich verdanke diese Anordnung einer liebenswürdigen Mittheilung meines Collegen, des Hrn. H. Starke.

Da das Bündel, infolge mehrfacher diffuser Reflexionen an den Wänden des Canals, diesen sehr stark diffus verlässt, so ist in 2 cm Entfernung ein 0,2 cm weites Diaphragma *B* angebracht, welches mit *A* durch das Rohr *C* metallisch verbunden ist. Jenseits dieses Diaphragmas gelangen die Strahlen in den eigentlichen, zur Messung der Zerstreuung dienenden Apparat. Derselbe besteht aus einem Messingcylinder *D* mit den axialen Oeffnungen *E* und *F*; die Dimensionen dieser Oeffnungen ($E = 0,3$ cm, $F = 0,4$ cm Durchmesser) sind so gewählt, dass das sie durchsetzende Strahlenbündel ihre Ränder keinesfalls treffen kann. Schliesslich gelangen die Strahlen in den Hohlraum *H*, wo sie von der Verschlussplatte *J* aufgefangen werden; letztere ist aus Aluminium hergestellt behufs möglicher Verminderung der Reflexion (vgl. weiter unten). Mit *H* metallisch verbunden ist noch ein Cylinder *G*, welcher den Cylinder *D* concentrisch umgiebt und von ihm durch ein dünnes Glimmerblatt isolirt ist; er dient nur als Stütze für *D*. Ebenfalls durch Glimmer ist die Isolation zwischen *D* bez. *G* und *B* hergestellt, und zwar ist das Blatt zwischen den beiden Diaphragmen *E* und *B* so dünn gewählt als irgend möglich. Die Blechdicke sämtlicher Cylinder betrug etwa 0,5 mm.

Der ganze Apparat war in eine ihn eng umschliessende Glasröhre eingeschlossen, welche ausserdem noch eine Aluminiumkathode von etwa 1 cm Durchmesser enthielt.

Da es schwer ist, die Kathode so genau zu centriren, dass das Strahlenbündel genau axial verläuft, so wurde das letztere mit Hülfe eines Magneten in die richtige Lage gebracht.

Ausser dem soeben beschriebenen wurde noch ein anderer Apparat benutzt, der sich von dem obigen hauptsächlich durch die grössere Länge des inneren Cylinders (9,65 cm) unterschied. Ausserdem hatte bei diesem, nur zu den Vorversuchen benutzten Apparate der innere Cylinder keine Endplatten; es ging infolge dessen ein nicht unbeträchtlicher Theil der zerstreuten Strahlen dadurch wieder verloren, dass dieselben an den Wänden des Cylinders reflectirt wurden und durch die Endöffnungen nach aussen gelangten. Man erhielt deshalb mit diesem Apparate zu kleine Werthe, und zwar be-

trug die Abweichung gegenüber den definitiven Zahlen bei Stickstoff etwa 16 Procent.

Die elektrische Anordnung zeigt Fig. 2. Von den Polen (P, P) einer 20plattigen Influenzmaschine, die durch einen Elektromotor angetrieben wurde, ist der positive zur Erde geleitet, der negative ist mit dem Braun'schen Elektrometer (E)¹⁾, einem Jodkadmiumwiderstand (R) und durch einen Ausschalter (A) mit der Kathode (K) verbunden. Die punktierten Linien stellen eine zur Erde abgeleitete Schutzhülle dar, welche sämtliche Hochspannungsleitungen, sowie die Maschine selbst umgiebt. Diese Vorsichtsmaassregel ist zur Erzielung zuverlässiger Resultate unbedingt erforderlich, weil ohne dieselbe infolge von Spitzenausströmungen leicht Elektrizität durch die Luft in die weiter unten zu beschreibende Galvanometerleitung übertritt und auf diese Weise falsche Ausschläge des Galvanometers hervorruft.

Fig. 2.

Zur Messung der Zerstreuung diente folgende Einrichtung: Von dem inneren Cylinder (D , Fig. 1) und von der Endplatte (J , Fig. 1) führt je eine Leitung durch die Stöpselwiderstände W bez. w zur Erde; die dem Apparate zugewandten Enden der Widerstände sind durch ein d'Arsonval-Galvanometer (G) miteinander verbunden. Ist J_0 der gesammte Kathodenstrom, der in den Cylinder eindringt, i der durch Zerstreuung

1) Das Braun'sche Elektrometer war, abweichend von der gewöhnlichen Form, mit einer Gradtheilung versehen; es ist von Hrn. A. Orgler gelegentlich einer von ihm im hiesigen Institut ausgeführten Arbeit mittels einer Hochspannungsbatterie und einer elektrostatischen Waage geächtet worden.

an den Cylinder gelangende Theil, so trifft auf die Endplatte noch der Strom $(J_0 - i)$; wie leicht einzusehen, bleibt das Galvanometer in Ruhe, wenn $i / (J_0 - i) = w / W$.

Von den beiden Widerständen betrug der eine, W , constant 10000 Ohm, während w variirt wurde. Das Galvanometer¹⁾ war von Siemens & Halske gebaut und hatte eine Empfindlichkeit von $5 \cdot 10^{-10}$ Amp. pro Scalentheil bei einem Widerstande von ca. 10000 Ohm.

Die Stärke des in den Cylinder gelangenden Kathodenstromes betrug 10^{-6} bis 10^{-7} Amp. Da bei der vorzüglichen Ruhelage des Instrumentes Ausschläge von $\frac{1}{20}$ Scalentheil noch sicher bemerkt wurden, so war die Einstellung bei starken Entladungen auf etwa 1—2 Proc., bei schwächeren auf etwa 3—5 Proc. sicher.

Der Flüssigkeitswiderstand R bestand aus einer 10 proc. Lösung von Jodcadmium in Amylalkohol, die durch Zusatz von Benzol in geeigneter Weise verdünnt worden war. Durch Verschieben der mit der Erde verbundenen beweglichen Elektroden konnte das Potential der Kathode in beliebigen Grenzen variirt werden.

Evacuirt wurde mittels einer automatischen Pumpe vom Sprengel'schen Typus; zur Druckmessung diente ein MacLeod'sches Manometer. Sämmtliche Glastheile waren entweder miteinander verblasen oder durch gute Schliffe verbunden; die Dichtigkeit des Apparates konnte als eine absolute bezeichnet werden. Wegen der grossen Länge der Glasleitungen wurde das Trockengefäss an der Luftpumpe für nicht ausreichend gehalten und in unmittelbarer Nähe des Manometers ein zweites mit P_2O_5 gefülltes Gefäss angebracht. Ohne diese Vorsicht kann man unter Umständen sehr falsche Angaben des Manometers erhalten.

Zur Einfüllung der untersuchten Gase diente ein Barometerrohr, in welches eine in eine feine Spitze ausgezogene Glasröhre von unten eingeführt wurde; die vorher gereinigten und getrockneten Gase stiegen aus der Spitze in einzelnen Blasen durch das Quecksilber auf.

1) Nach d'Arsonval.

4. Berechnung des Zerstreuungskoeffizienten.

In Fig. 3 ist der innere Cylinder noch einmal schematisch dargestellt. Derselbe werde durchsetzt von einem unendlich dünnen Strahlenbündel, dessen elektrisch gemessene Intensität beim Eintritt gleich J_0 sei; von diesem Bündel werde längs

Fig. 3.

des Wegstückes dx der Betrag $Jb dx$ zerstreut, wobei J die Intensität im Punkte x und b den „Zerstreuungskoeffizienten“ darstellt, welcher letzterer abhängig ist von der Natur und dem Drucke des Gases, sowie von dem Entladungspotential, bei welchem die Strahlen erzeugt werden. Es ist also

$$(1) \quad \frac{dJ}{dx} = -Jb$$

oder

$$(2) \quad J = J_0 e^{-bx},$$

folglich wird die auf der Strecke dx zerstreute Menge gleich

$$J_0 b e^{-bx} dx.$$

Nimmt man die Oeffnungen des Cylinders als unendlich klein an, so gelangt die ganze zerstreute Menge an die Cylinderwandung und es ist

$$i = \int_0^l J_0 b e^{-bx} dx = J_0 (1 - e^{-bl}).$$

$$(2a) \quad \frac{i}{J_0} = (1 - e^{-bl}).$$

Thatsächlich gelangt ein Theil der zerstreuten Strahlen durch die Oeffnungen nach aussen und zwar namentlich von den nahe den Enden gelegenen Punkten aus. Dieser Verlust wird jedoch dadurch compensirt, dass für jede von irgend einem Punkte nach aussen gelangende Menge eine fast genau gleiche von dem symmetrisch gelegenen Punkte jenseits der Oeffnung

nach innen gelangt. Diese Compensation wird erst dann unvollkommen, wenn die Zerstreuung so stark ist, dass das directe Strahlenbündel auf dem Wege von dem inneren zum äusseren Punkte (oder umgekehrt) bereits merklich geschwächt ist.

Zum genaueren Nachweis des Gesagten soll im Folgenden die Rechnung für die thatsächlich vorhandenen Dimensionen der Oeffnungen durchgeführt werden. Zu diesem Zwecke werde die Annahme gemacht, dass die Zerstreuung von jedem Punkte nach allen Seiten gleichmässig erfolgt.

Bezeichnet man den körperlichen Winkel, unter dem vom Punkte x aus die Cylinderwandung erscheint, mit ω_x , so ist demnach die gesammte, an den Cylinder gelangende Strahlenmenge:

$$(3) \quad i = J_0 \frac{b}{4\pi} \int_{x_1}^{x_2} \omega_x e^{-bx} dx.$$

Es erübrigt noch die Grenzen des Integrals festzustellen; der äusserste Punkt (x_0) auf der nach der Kathode zu gelegenen Seite, von dem aus noch die Innenwand des Cylinders gesehen werden kann, ist durch die Gleichung gegeben:

$$(4) \quad \frac{-x_0}{\varrho_1} = \frac{-x_0 + l}{\varrho_2};$$

nun ist für die rückwärts gelegenen Punkte, wie leicht zu sehen, für ϱ_1 nicht der Radius der Cylinderöffnung selbst, sondern der des Diaphragmas B (Fig. 1) einzuführen, d. h. $\varrho_1 = 0,1$; ϱ_2 ist $= 0,2$, sodass $x_0 = -l = -3,13$. Die obere Grenze ist die Entfernung der Endplatte vom Eintrittspunkte, also gleich $l + 3 = 6,13$.

Es ist also:

$$(5) \quad i = J_0 \frac{b}{4\pi} \int_{-3,13}^{6,13} \omega_x e^{-bx} dx.$$

Nun ist:

$$(6) \quad \omega_x = 2\pi \left[\frac{x}{\sqrt{\varrho_1^2 + x^2}} + \frac{(l-x)}{\sqrt{\varrho_2^2 + (l-x)^2}} \right].$$

sodass:

$$(7) \quad \frac{i}{J_0} = \frac{b}{2} \int_{-3,13}^{6,13} \left(\frac{x}{\sqrt{\varrho_1^2 + x^2}} + \frac{(l-x)}{\sqrt{\varrho_2^2 + (l-x)^2}} \right) e^{-bx} dx.$$

Es werde dieses Integral in drei Theile zerlegt zwischen den Grenzen:

$$-3,13 \text{ bis } 0 \quad [S_1]$$

$$0 \text{ bis } 3,13 \quad [S_2]$$

$$3,13 \text{ bis } 6,13 \quad [S_3]$$

sodass:

$$(8) \quad \frac{2}{b} \frac{i}{J_0} = S_1 + S_2 + S_3.$$

Von diesen drei Integralen ist S_2 das bei weitem grösste, während die beiden anderen nur Correctionsglieder darstellen.

Da eine genaue Berechnung nur mittels einer höchst unbequemen Reihenentwicklung möglich ist, so soll im Folgenden eine angenäherte Berechnung unter Berücksichtigung der durch Vorversuche ermittelten thatsächlichen Werthe von b ausgeführt werden:

Es werde für die Rechnung eine Genauigkeit von 2 Proc. verlangt.

Dann kann man für $x \geq 1$ bez. $(l-x) \geq 1$ setzen:

$$\frac{x}{\sqrt{q_1^2 + x^2}} = \frac{(l-x)}{\sqrt{q_2^2 + (l-x)^2}} = 1$$

mit einem Fehler von 1 Proc. bez. 2 Proc.

Ferner kann man, da nach den Vorversuchen b den Werth 0,1 im allgemeinen nicht übersteigt, für $x \leq 1$ bez. $(l-x) \leq 1$ setzen

$$e^{-bx} = 1 - bx$$

und

$$e^{-b(l-x)} = 1 - b(l-x)$$

mit einem maximalen Fehler von 0,5 Proc.

Auf Grund dieser Betrachtungen können die Integrale in folgender Weise berechnet werden:

Es ist:

$$(9) \quad S_2 = \int_0^l \frac{x}{\sqrt{q_1^2 + x^2}} e^{-bx} dx + \int_0^l \frac{l-x}{\sqrt{q_2^2 + (l-x)^2}} e^{-bx} dx.$$

Setzt man in dem zweiten Theile von S_2 :

$$(l-x) = u,$$

so erhält man:

$$(10) \quad S_2 = \int_0^l \frac{x}{\sqrt{\varrho_1^2 + x^2}} e^{-bx} dx + e^{-bl} \int_0^l \frac{u}{\sqrt{\varrho_2^2 + u^2}} e^{bu} du.$$

Beide Integrale werden auf Grund der obigen numerischen Ausführungen nochmals zerlegt in je eines von 0 bis 1 und eines von 1 bis l , wobei im ersten Theil $e^{-bx} = 1 - bx$; $e^{bu} = 1 + bu$ zu setzen, im zweiten Theile der Bruch gleich 1 zu setzen ist. Es ist demnach:

$$(11) \quad \left\{ \begin{aligned} S_2 &= \int_0^1 \frac{x dx}{\sqrt{\varrho_1^2 + x^2}} - b \int_0^1 \frac{x^2 dx}{\sqrt{\varrho_1^2 + x^2}} + e^{-bl} \int_0^1 \frac{u du}{\sqrt{\varrho_2^2 + u^2}} + e^{-bl} b \int_0^1 \frac{u^2 du}{\sqrt{\varrho_2^2 + u^2}} \\ &+ \int_1^l e^{-bx} dx + e^{-bl} \int_1^l e^{bu} du. \end{aligned} \right.$$

Die Integration bietet keine weiteren Schwierigkeiten; setzt man noch:

$$e^{\pm bl} = 1 \pm bl + \frac{b^2 l^2}{2},$$

so erhält man unter Vernachlässigung der höheren Glieder:

$$(12) \quad \frac{b}{2} S_2 = 2,97 b - 4,60 b^2 + 1,24 b^3.$$

Auf ganz ähnliche Weise erhält man

$$(13) \quad \frac{b}{2} S_1 = 0,06 b - 0,0035 b^2,$$

$$(14) \quad \frac{b}{2} S_3 = 0,10 b - 0,345 b^2 + 7,45 b^3$$

und durch Addition der drei Gleichungen:

$$(15) \quad \frac{i}{J_0} = 3,13 b - 4,95 b^2 + 8,7 b^3.$$

Wären die Oeffnungen im Cylinder nicht vorhanden, sodass alle zerstreuten Strahlen aufgefangen würden, so hätte man erhalten (vgl. Gleichung 2a):

$$\frac{i}{J_0} = (1 - e^{-bl}),$$

oder unter Vernachlässigung der höheren Glieder:

$$(16) \quad \frac{i}{J_0} = 3,13 b - 4,90 b^2 + 5,1 b^3.$$

Beide Grössen unterscheiden sich selbst für $b = 0,1$ — grössere Werthe wurden nur wenige beobachtet — nur um etwa 1,5 Proc., man kann also für die Verwerthung der Beobachtungen thatsächlich die Gleichung (2a) benutzen.

Bei den Beobachtungen wird nicht i/J_0 bestimmt, sondern, wie bereits erwähnt, eine im Folgenden mit A bezeichnete Grösse:

$$A = \frac{i}{J_0 - i}.$$

Aus Gleichung (2a) folgt:

oder: $b l = \log_{\text{nat}}(1 + A),$

(17) $b l = 2,303 \log_{10}(1 + A),$

und da $l = 3,13$ ist:

(18) $b = 0,737 \cdot \log_{10}(1 + A).$

Es ist noch zu untersuchen, inwieweit das Resultat durch die Reflexion der Strahlen an den Wänden des Cylinders bez. an der Auffangeplatte beeinflusst werden kann. Nach den Versuchen von Starke¹⁾ beträgt die Reflexion an Messing etwa 40 Proc. Von diesen reflectirten Strahlen gelangt ein kleiner Theil durch die Cylinderöffnungen nach aussen. Eine ungefähre Berechnung zeigt, dass selbst von den am ungünstigsten gelegenen Punkten der Cylinderwandung höchstens 1 Proc. der auftreffenden Strahlung nach aussen gelangen kann, der Gesamtfehler beträgt also weit unter 1 Proc. Ebenso ergibt sich, dass die von dem Aluminiumblech in den Cylinder zurückreflectirten Strahlen selbst bei den schwächsten beobachteten Zerstreuungen höchstens 1 Proc. Fehler verursachen können.

5. Ausführung der Versuche.

Als wesentlichste Fehlerquelle bei der Ausführung der Versuche erwies sich die durch den Strom bewirkte Lösung occludirter Gase aus den Metalltheilen des Apparates. Eine völlige Beendigung dieser Gasentwicklung (das entwickelte Gas bestand grossentheils aus Wasserstoff, wie sich durch spectroscopische Untersuchung ergab) konnte selbst nach etwa sechstägigem, fast ununterbrochenem Betriebe der Röhre und mehrmaligem gänzlichen Evacuiren nicht erreicht werden. Es blieb deshalb nichts übrig, als ihre Einwirkung auf das Re-

1) H. Starke, l. c.

sultat dadurch möglichst zu beseitigen, dass der Strom immer nur ganz kurze Zeit, etwa 10—20 Secunden, geschlossen wurde und nach je zwei bis drei Messungen durch Auspumpen bis auf etwa $\frac{1}{2000}$ mm und Einfüllen neuen Gases bis auf etwa 1 mm der Gasinhalt gereinigt wurde. Da das auszupumpende Volumen etwa 600 ccm betrug und die Pumpe nur mässig schnell arbeitete, so erforderte auf diese Weise jede einzelne Messungsreihe bei einem bestimmten Druck einen Zeitaufwand von etwa $\frac{1}{2}$ bis $\frac{3}{4}$ Stunde.

Es war ursprünglich meine Absicht, eine möglichst grosse Zahl von Gasen zu untersuchen, doch wurde ich durch äussere Gründe daran verhindert, sodass ich im Folgenden nur die an folgenden fünf Gasen gewonnenen Resultate mittheilen kann.

Es wurden untersucht: Stickstoff, Kohlendioxyd, Kohlenoxyd, Wasserstoff, Stickoxydul, und zwar wurde Stickstoff in beiden — eingangs beschriebenen — Apparaten untersucht, Kohlendioxyd, Kohlenoxyd und Stickoxydul nur in dem definitiven Apparate, Wasserstoff nur in dem zu den Vorversuchen geltenden. Eine Wiederholung der Wasserstoffversuche mit dem Hauptapparate unterblieb hauptsächlich wegen der völligen Unmöglichkeit, den occludirten Wasserstoff auch nur einigermaassen wieder zu entfernen. Es hätte wochenlangen ununterbrochenen Betriebes der Röhre bedurft, um dieselbe für andere Gase wieder brauchbar zu machen.

6. Versuchsergebnisse.

a) Stickstoff.

(N₂ wurde bereitet durch Erhitzen einer Lösung von (NH₄)₂SO₄ und 2 (NaNO₂); getrocknet wurde vor dem Einfüllen durch H₂SO₄.)

Um die Abhängigkeit der Zerstreuung vom Drucke und vom Potential einzeln zu untersuchen, war es nöthig, bei constantem Druck das Potential zu variiren. Dies gelingt nur innerhalb ziemlich enger Grenzen (durch Aenderung des Flüssigkeitswiderstandes), denn unterhalb eines gewissen Werthes hört die Entladung überhaupt auf, über eine gewisse Grenze steigt das Potential selbst bei den stärksten Strömen nicht an.

In den Tabellen bedeutet V das Entladungspotential in Volt, A die p. 105 definirte Grösse, b den daraus berechneten Zerstreuungscoefficienten, p den Gasdruck in mm Hg.

Tabelle I.

Stickstoff.

V	A	b	$p \cdot 10^3$	$\frac{b V}{p}$	δ Proc.
4700	0,120	0,0362	33,6	5065	— 10
4600	0,128	0,0386		5280	— 6,6
4350	0,143	0,0428		5540	— 2,0
2550	0,40	0,1072	43,0	6360	+ 12,6
2580	0,38	0,1028	39,8	6530	+ 15,6
2800	0,325	0,0898		6310	+ 11,7
2930	0,27	0,0768	38,4	5860	+ 3,7
3200	0,245	0,0700		5830	+ 3,2
3130	0,235	0,0673	36,2	5830	+ 3,2
3400	0,220	0,0634		5950	+ 5,3
4600	0,130	0,0390	32,4	5540	— 2,0
3550	0,185	0,0541		5930	+ 5,0
3000	0,255	0,0725	38,0	5730	+ 1,4
3300	0,230	0,0660		5730	+ 1,4
5900	0,092	0,0281	31,3	5300	— 6,2
4100	0,137	0,0409		5350	— 5,3
5650	0,099	0,0301		5430	— 3,9
5200	0,110	0,0333	32,9	5270	— 6,7
5270	0,110	0,0333		5340	— 5,5
3430	0,180	0,0528		5500	— 2,7
4400	0,125	0,0376	31,3	5290	— 6,4
5970	0,091	0,0278		5300	— 6,2
6970	0,072	0,0222	29,7	5210	— 7,8
7450	0,069	0,0213		5340	— 5,5
3950	0,164	0,0485	36,3	5280	— 6,6
3700	0,177	0,0521		5310	— 5,5
3300	0,22	0,0635	35,5	5900	+ 4,4
2600	0,395	0,1062	43,6	6330	+ 12,0
6120	0,088	0,0269	28,3	5820	+ 3,0
6120	0,091	0,0278		6010	+ 6,4
7200	0,068	0,0210	26,1	5790	+ 2,5
				Mittel: 5650	

Eine Betrachtung der fünften Spalte zeigt, dass die Grösse bV/p annähernd constant ist; doch bemerkt man bei einer Ordnung der Tabelle nach steigendem b einen deutlichen Gang, in dem den grössten b auch die grössten bV/p entsprechen.

Dieser Gang dürfte jedoch zum Theil davon herrühren, dass bei den zu den grössten b gehörigen grossen Drucken der Leitungsstrom trotz der Diaphragmen noch nicht ganz beseitigt war.

Von etwa 3500 Volt an aufwärts ist der Gang nur noch unbedeutend, sodass man das empirische Resultat der obigen Tabelle wohl in der folgenden Gleichung aussprechen kann:

$$(19) \quad \frac{bV}{p} = \beta = \text{const.}$$

Der Werth von β hängt hierbei noch von der Natur des Gases ab.

(Eine mit dem provisorischen Apparate gemachte Versuchsreihe ergab ein ganz ähnliches Resultat, doch war, wie schon eingangs erwähnt, der Werth von β um etwa 16 Proc. kleiner.)

b) Kohlendioxyd.

(CO₂ wurde bereitete aus Marmor und reiner HCl im Kipp'schen Apparate. Trocknung durch H₂SO₄.)

Tabelle II.

Kohlendioxyd.

V	A	b	$p \cdot 10^3$	$\frac{bV}{p}$	δ Proc.
2650	0,27	0,0763	27,5	7350	+ 7,6
4100	0,155	0,0460		6850	+ 0,3
2100	0,425	0,113	31,8	7470	+ 9,4
2550	0,250	0,0712	26,1	6960	+ 1,9
2950	0,205	0,0595		6770	- 0,9
4060	0,146	0,0435		6770	- 0,9
4400	0,115	0,0348	23,9	6410	- 6,2
6130	0,087	0,0266		6830	$\pm$ 0,0
2550	0,34	0,0935	34,2	6970	+ 2,1
3100	0,265	0,0751		6810	- 0,3
6200	0,097	0,0295	25,9	7060	+ 3,4
5050	0,103	0,0313	24,8	6370	- 6,7
5300	0,099	0,0301		6430	- 5,9
7800	0,057	0,0177	21,1	6540	- 4,3
8270	0,056	0,0173		6790	- 0,6

Mittel: 6830

Das Resultat ist dem für Stickstoff erhaltenen ganz analog; auch hier liegen die grössten positiven Abweichungen bei den grössten Werthen von b bez. den niedrigsten von V ; doch ist der Gang viel weniger ausgeprägt als bei Stickstoff.

c) Kohlenoxyd.

(CO wurde dargestellt durch Erhitzen von $K_4Fe(CN)_6$ in der zehnfachen Menge concentrirter H_2SO_4 . Reinigung durch NaHO und Trocknung durch H_2SO_4 .)

Tabelle III.

Kohlenoxyd.

V	A	b	$p \cdot 10^3$	$\frac{b V}{p}$	δ Proc.
2530	0,44	0,1165	45,4	6500	+ 1,9
4030	0,155	0,0460	31,3	5940	- 6,9
2420	0,425	0,113	40,3	6780	+ 6,3
4150	0,162	0,0480	32,5	6130	- 3,9
3370	0,222	0,0640	34,1	6330	- 0,8
5870	0,092	0,0281	26,3	6270	- 1,7
4800	0,116	0,0350	27,4	6130	- 3,9
3550	0,197	0,0574	30,9	6600	+ 3,4
5270	0,105	0,0319	26,7	6300	- 1,3
2330	0,44	0,1164	42,0	6470	+ 1,4
7380	0,065	0,0201	22,1	6710	+ 5,2

Mittel: 6350

d) Wasserstoff.

(H_2 wurde dargestellt aus chemisch reinem Zink und HCl, getrocknet durch H_2SO_4 .)

Die Versuche mit Wasserstoff wurden, wie bereits oben erwähnt, nur mit dem provisorischen Apparate ausgeführt; es ist anzunehmen, dass der erhaltene Werth von $b V/p$ in demselben Maasse zu klein ist wie der für Stickstoff gefundene; demnach wäre die gefundene Zahl mit 1,16 zu multipliciren.

Man erhält dann als wahrscheinlichen Mittelwerth:

$$\frac{b V}{p} = 730.$$

Ich führe diese Zahl hier in Ermangelung einer besseren vorläufig mit an, doch schätze ich ihre Genauigkeit nicht besonders hoch.

e) Stickoxydul.

(N_2O wurde dargestellt durch Erhitzen von geschmolzenem $(\text{NH}_4)\text{NO}_3$. Reinigung durch FeSO_4 und NaHO , Trocknung durch H_2SO_4 .)

Die mit diesem Gase erhaltenen Zahlen waren ausserordentlich schwankend, ohne dass es mir gelungen wäre, den Grund hierfür aufzufinden. Vielleicht wird das Gas durch den Strom zersetzt. Der Mittelwerth von bV/p liegt in der Nähe von **6900**.

6. Vergleich der mit verschiedenen Gasen erhaltenen Resultate.

Die für die ersten drei Gase erhaltenen bez. Mittelwerthe sind:

	$\beta = \frac{bV}{p}$	Mol.-Gew. = M_0
N_2	5650	28
CO_2	6830	44
CO	6380	28

Wie man sieht, ist das „specifische Zerstreuungsvermögen“ (β) weder der Dichte des Gases proportional, noch auch entspricht gleicher Dichte (N_2 und CO) ein gleiches β , doch kommen Abweichungen von gleichem Betrage auch bei Lenard (l. c.) vor, wie dort ausdrücklich bemerkt.

Bezeichnet man mit ϱ den Radius der Wirkungssphäre des betreffenden Gasmolecöls, so erhält man für die drei genau beobachteten Gase die einfache Beziehung:

$$(20) \quad \frac{\beta}{M_0 \varrho} = \text{const.},$$

wie aus folgender Tabelle hervorgeht:

Gas	β	M_0	$2 \cdot \varrho \cdot 10^9$	$\frac{\beta}{2 \cdot M_0 \varrho \cdot 10^9}$
N_2	5650	28	17	11,85
CO_2	6830	44	13	11,95
CO	6380	28	19	11,60

Die Uebereinstimmung der letzten Columnne ist besser, als sie bei der Unsicherheit der ϱ -Werthe eigentlich sein dürfte. Die Angaben der einzelnen Autoren in Betreff der Molecularradien schwanken um mehr als 50 Proc. Ich habe, um wenig-

stens Willkürlichkeiten nach Möglichkeit auszuschliessen, die O. E. Meyer'schen Zahlen bei allen drei Gasen benutzt, wie sie in den Tabellen von Landolt und Börnstein (1894) angegeben sind.

7. Versuch einer Erklärung der beobachteten Erscheinungen auf Grund der Emissionstheorie.

Ich habe bisher absichtlich mich mit der blossen Beschreibung der Versuchsergebnisse begnügt, ohne Bezugnahme auf irgend welche Hypothesen über den Mechanismus der beobachteten Zerstreuung.

Die ausserordentlich günstigen Erfolge, welche die Anwendung der Emissionstheorie zur Erklärung der Eigenschaften der Kathodenstrahlen gezeitigt hat, legen es nahe, auch die oben beschriebenen Erscheinungen von diesem Standpunkte aus zu erörtern, obgleich, wie ich gleich vorweg bemerken will, die folgenden Betrachtungen zu keineswegs widerspruchsfreien Resultaten führen. Immerhin dürften die aus einer consequenten Durchführung molecularer Vorstellungen gewonnenen Folgerungen nicht ganz ohne Interesse sein.

Denkt man sich das Gas entsprechend den Anschauungen der kinetischen Gastheorie aus einzelnen Molecülen bestehend, so ergibt sich unmittelbar, dass ein Theil der Kathodenstrahltheilchen mit den Molecülen zusammenprallen muss. Man kann demnach die Zerstreuung durch directe Zusammenstösse mit den Gasmolecülen erklären. Da bei einem derartigen Zusammenstosse nothwendigerweise ein Theil der Energie des Theilchens an das Molecül abgegeben werden muss, so erklärt sich die sog. „Absorption“ gleichzeitig. Aus dieser Anschauung folgt weiter, dass ein anfangs homogenes Strahlenbündel, d. h. ein solches, in welchem alle Theilchen dieselbe Geschwindigkeit haben, wenn es irgend einen Körper passirt, nothwendigerweise inhomogen werden muss, da ja keinesfalls alle austretenden Theilchen dieselbe Anzahl Zusammenstösse erlitten haben. Dies würde durchaus den Beobachtungen Lenard's¹⁾ entsprechen, welcher fand, dass bei der magnetischen Ablenkung eines Strahlenbündels, das ein Metallhäutchen

1) F. Lenard, Wied. Ann. 52. p. 23. 1894.

passirt hat, dasselbe in ein breites Band auseinander gezogen wird, und zwar scheint nach den Ausführungen Lenard's diese Dispersion viel grösser zu sein, als die auch innerhalb der Röhre zu beobachtende, welche von den Partialentladungen des Inductoriums herrührt. Genauere Beobachtungen über diesen Punkt wären sehr wünschenswerth.

Die nächste zu beantwortende Frage ist die, woher die Abhängigkeit der Zerstreuung vom Entladungspotential, d. h. von der Geschwindigkeit der Strahlen stammt.

Es ist von vornherein klar, dass man hier die Translationsgeschwindigkeit der Gasmoleküle ganz ausser Acht lassen

Fig. 4.

kann, da dieselbe nur einige hundert Meter beträgt, während die Strahlen eine Geschwindigkeit von etwa 50 000 km besitzen. Man kann also die Moleküle einfach als ruhend betrachten.

Wenn nun keinerlei Fernwirkung zwischen den Strahlen und den Molekülen bestände, so wäre der Zerstreuungskoeffizient offenbar gleich dem Gesamtquerschnitt der in einem Cubikcentimeter enthaltenen Moleküle unabhängig von der Geschwindigkeit der Strahlen.

Ich mache deshalb die Annahme, dass zwischen den Strahltheilchen und den Molekülen eine Attraction stattfindet, welche proportional ist der Masse des Molecüls und irgend einer Function $f(r)$ der Entfernung r zwischen dem Strahltheilchen und dem Molecül. Dann wird offenbar jedes Theilchen in der Nähe eines Molecüls aus seiner Bahn abgelenkt werden, und zwar umsomehr, je langsamer es sich bewegt. Es wird sich in einer hyperbolischen Bahn um das Molecül herumbewegen und wird mit demselben zusammenstossen, wenn sein kürzester Abstand vom Mittelpunkt des Molecüls

— dem Perihel eines Kometen entsprechend — kleiner oder gleich dem Radius des Molecüls ist.

Es befinde sich bei O (Fig. 4) ein Molecül mit der Masse M , die Curve stelle die Bahn des Strahltheilchens dar. Es sei ferner AO eine der anfänglichen Bahn parallele Gerade und y die Entfernung derselben von der anfänglichen Bahn, welch letztere mit einer Asymptote der Hyperbel zusammenfällt.

Bezeichnet man mit r den Radiusvector, mit φ den Winkel zwischen diesem und dem Perihel, mit v_0 die Anfangsgeschwindigkeit des Theilchens, mit m seine Masse, so ist nach dem Flächensatze:

$$(21) \quad \frac{r^2}{2} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{v_0 y}{2}.$$

Die anziehende Kraft sei gegeben durch den Ausdruck: $h m M f(r)$, wobei h eine Constante (analog der Gravitationsconstante) darstellt.

Dann wird das Energiegesetz ausgedrückt durch die Gleichung:

$$(22) \quad \frac{m v^2}{2} - \frac{m v_0^2}{2} = h m M \int_{\infty}^r f(r) dr.$$

Im Perihel [$r = r_0$] ist

$$v = r_0 \frac{d\varphi}{dt},$$

sodass man durch Combination von (21) und (22) und Elimination von $d\varphi/dt$ erhält:

$$(23) \quad y^2 = r_0^2 + 2 \frac{h M}{v_0^2} r_0^2 \int_{\infty}^{r_0} f(r) dr.$$

Ist ϱ der Radius eines Molecüls, so findet ein Zusammenstoss statt, wenn

$$r_0 \leq \varrho$$

oder

$$(24) \quad y^2 \leq \varrho^2 + 2 \frac{h M}{v_0^2} \varrho^2 \int_{\infty}^{\varrho} f(r) dr.$$

Bezeichnet man den durch Gleichung (24) gegebenen Grenzwert von y mit y_0 , so werden alle Strahlen, die ursprünglich innerhalb eines um AO als Axe gelegten Cylinders vom Ra-

dius y_0 gelegen sind, mit dem Molecül zusammenprallen. Ist also N die Zahl der im Cubikcentimeter vorhandenen Molecüle. so ist $N\pi y_a^2 = b$ der „Zerstreuungscoefficient“; also:

$$(25) \quad b = N\pi \varrho^2 + 2\pi h \frac{NM}{v_0^2} \varrho^2 \int_{\infty}^{\varrho} f(r) dr.$$

Nun ist $NM = D$, wenn unter D die Dichte des Gases verstanden wird, und ferner, nach der Emissionstheorie:

$$(26) \quad v_0^2 = 2 \frac{\varepsilon}{m} V,$$

folglich:

$$(27) \quad b = N\pi \varrho^2 + \pi \frac{hD}{V} \frac{m}{\varepsilon} \varrho^2 \int_{\infty}^{\varrho} f(r) dr.$$

Bezeichnet man, wie früher, mit M_0 das Moleculargewicht, mit p den Druck des Gases in Millimetern Hg, so ist:

$$(28) \quad D = \frac{M_0}{2} \frac{p}{760} 895 \cdot 10^{-7}.$$

Folglich:

$$(29) \quad b = N\pi \varrho^2 + \pi \frac{m}{\varepsilon} \frac{h \cdot 895 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 760} \frac{M_0 p}{V} \varrho^2 \int_{\infty}^{\varrho} f(r) dr.$$

Empirisch war dagegen gefunden (vgl. Gleichung (20):

$$b = \text{const.} \times \frac{M_0 p}{V} \varrho.$$

Es würde also, um Uebereinstimmung zwischen dem empirischen Resultat und Gleichung (29) zu erzielen,

1. das erste Glied in (29) zu vernachlässigen sein.

$$2. \quad \varrho^2 \int_{\infty}^{\varrho} f(r) dr = \varrho \quad \text{oder} \quad f(r) = \frac{1}{r^2}$$

sein. Was die erste Forderung anbetrifft, so ist nach der kinetischen Gastheorie für *Stickstoff*: $\varrho = 8,5 \cdot 10^{-9}$ und N bei 1000 mm Druck etwa 10^{20} , also bei $30 \cdot 10^{-3}$ mm Druck $N = 3 \cdot 10^{15}$, folglich

$$N\pi \varrho^2 = 0,68,$$

d. h. viel grösser als die grössten beobachteten Werthe von b ; man müsste also annehmen, dass die Grösse, welche wir als Radius des Molecüls bezeichnen, für die Wechselwirkung zwischen Strahltheilchen und Molecül einen kleineren Werth hat, als für die gegenseitige Einwirkung zwischen den Molecülen selbst.

Die Bedingung $f(r) = 1/r^2$ dagegen ist von etwas zweifelhaftem Werthe; denn wenn überhaupt ϱ nicht identisch ist mit dem aus der kinetischen Gastheorie berechneten Werthe, so braucht es auch nicht mit demselben proportional zu sein, und es kann die für die drei Gase gefundene Uebereinstimmung, wie bereits oben angedeutet, eine zufällige sein; es bliebe dann immer noch die Beziehung zu p und V , sowie die *angenäherte* (etwas anderes behauptet auch Lenard bezüglich der Absorption nicht) Proportionalität mit der Masse, wenn man ϱ bei den einzelnen Gasen als nur wenig verschieden betrachtet.

(Setzt man versuchsweise $f(r) = 1/r^2$, nimmt man ferner an, dass ϵ gleich der Ladung eines elektrolytischen Ions, also m ungefähr 1800 mal kleiner als die Masse eines Wasserstoffatoms sei, und setzt ϱ etwa gleich 10^{-10} , um Forderung I zu erfüllen, so erhält man für h eine Zahl von der Ordnung 10^{26} , während die Newton'sche Gravitationsconstante nur $6,5 \cdot 10^{-8}$ beträgt.)

Es erübrigt noch, sich eine Vorstellung von dem Mechanismus der sogenannten „*Absorption*“ der Kathodenstrahlen zu machen. Dieselbe ist quantitativ nur von Lenard¹⁾ untersucht worden, und zwar auf photometrischem Wege. Vom Standpunkte der Emissionstheorie kann unter der „*Absorption*“ consequenterweise nichts anderes verstanden werden als eine Energieverminderung der Strahlen durch die Zusammenstösse mit den Molecülen. In der That, betrachtet man ein Strahlenbüschel, das von einem Lenard'schen Fenster allseitig ausstrahlt, so kann dasselbe durch die Zerstreuung allein nicht geschwächt werden, da jeder Punkt das, was ihm an directen Strahlen verloren geht, durch zerstreute ersetzt bekommt. Nimmt man dagegen an, dass bei jedem Stosse ein gewisser

1) F. Lenard, l. c.

Bruchtheil an Energie verloren geht, so muss man einen Absorptionscoefficienten erhalten, der bei einem bestimmten Gase dem jeweiligen Zerstreuungscoefficienten proportional ist.

Es stelle in Fig. 5 M ein Gastheilchen, m ein Strahltheilchen dar mit den Massen M bez. m , wobei M sehr gross

Fig. 5.

gegen m angenommen werde; die Verbindungslinie der Mittelpunkte im Momente des Stosses bilde mit der ursprünglichen Bewegungsrichtung den Winkel φ ; dann wird nach dem Stosse nur die normale Komponente der Geschwindigkeit

eine Abnahme erfahren haben, die tangentielle Komponente dagegen unverändert sein. Bezeichnet man die Bewegungsenergie des Theilchens mit E , so ist

$$(30) \quad E = \frac{m}{2} v^2 (\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) = E_n + E_t.$$

Nach dem Stosse hat E_n abgenommen und zwar nach den Gesetzen des elastischen Stosses um

$$4 E_n \frac{m}{M} = 4 \frac{m}{M} E \cos^2 \varphi.$$

Es mögen auf eine zur Bewegungsrichtung der Strahlen senkrechte Flächeneinheit n -Theilchen auftreffen, dann treffen auf einen Ring von der Breite $\varrho d\varphi$ und dem Radius $\varrho \sin \varphi$:

$$2 \pi n \varrho^2 \sin \varphi \cos \varphi d\varphi$$

Theilchen; es ist also der gesammte Energieverlust sämtlicher das Molecül treffenden $n \pi \varrho^2$ -Theilchen:

$$(31) \quad \Delta E = 8 \frac{m}{M} E n \pi \varrho^2 \int_0^{\pi/2} \cos^3 \varphi \sin \varphi d\varphi$$

und der mittlere relative Energieverlust eines Theilchens:

$$(32) \quad \eta = \frac{\Delta E}{E} \frac{1}{n \pi \varrho^2} = 2 \frac{m}{M}.$$

Die relative Zahl der Zusammenstösse pro Centimeter

Weglänge ist gleich dem Zerstreuungscoefficienten b , sodass der *Absorptionscoefficient*

$$(33) \quad a = 2b \frac{m}{M}$$

wird, oder

$$(34) \quad \frac{m}{M} = \frac{a}{2b}.$$

Setzt man nun sowohl b wie M proportional dem Moleculargewichte, so würde sich a unabhängig von demselben ergeben, was den Beobachtungen Lenard's widerspricht; man muss vielmehr, um mit der Erfahrung im Einklang zu bleiben, M constant setzen. Der absolute Werth von M folgt aus Gleichung (34) unter der schon oben gemachten Annahme, dass die Ladung des Strahltheilchens gleich der eines Ions sei, also:

$$(35) \quad m = \frac{\varepsilon}{1,8 \cdot 10^7}$$

und, da für Stickstoff

$$\varepsilon = \frac{9650}{14} M_N \quad (M_N = \text{absol. Masse eines N-Atoms}),$$

$$(36) \quad \frac{m}{M_N} = \frac{9650}{1,8 \cdot 10^7 \cdot 14} = 3,8 \cdot 10^{-5}.$$

Andererseits erhält man aus Gleichung (32) unter Zugrundelegung der von Lenard bei etwa 40000 Volt gefundenen Werthe von a , und der von mir angegebenen Werthe von b :

$$(37) \quad \frac{m}{M} = 14 \cdot 10^{-3},$$

woraus folgt:

$$(38) \quad \frac{M}{M_N} = 2,7 \cdot 10^{-3}.$$

Es liegt nahe, die Masse M als diejenige eines „Uratoms“ anzusehen, aus welchen nach der Prout'schen Hypothese die chemischen Atome zusammengesetzt sein sollen; es würde dann die beim Zusammenstosse von dem Strahltheilchen abgegebene Energie sich nur zum Theil in fortschreitende Energie der Gasmoleküle (Temperaturerhöhung des Gases), zum anderen Theil in Schwingungsenergie der „Uratome“ verwandeln, was mit der Annahme Goldstein's¹⁾ durchaus im Einklang ist, dass das

1) E. Goldstein, l. c.

negative Glimmlicht durch Absorption der Kathodenstrahlen entstehe.

(Zu einer ähnlichen Auffassung ist, wenn auch auf etwas anderem Wege, auch schon J. J. Thomson¹⁾ gelangt.)

Es beträgt nach den Gleichungen (37) und (38), bezogen auf die Masse des H-Atoms als Einheit:

1. die Masse eines Uratoms $M = 0,038$;
2. die Masse eines Strahltheilchens $m = 0,00053$.

Ein H-Atom würde demnach aus etwa 26 Uratomen zusammengesetzt sein.

Berlin, Physikal. Institut, Juni 1899.

1) J. J. Thomson, l. c.

(Eingegangen 19. Juli 1899.)