

2. Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen; von Carl Ramsauer.

(Aus dem Radiologischen Institut der Universität Heidelberg.)

I. Ziel und Prinzip der Arbeit.

Das Ziel der nachstehenden Arbeit, welche bereits vor dem Kriege in Gang gesetzt war¹⁾, besteht darin, den insgesamt wirksamen Querschnitt eines Gasmoleküls gegenüber langsamen Elektronen für eine *einheitliche* Elektronengeschwindigkeit und für einen *eindeutig definierten* Elektronenweg festzustellen. Zu diesem Zwecke werden Elektronen bestimmter Geschwindigkeit aus einer beliebigen Geschwindigkeitsverteilung heraus mittels eines entsprechenden magnetischen Feldes auf einem durch Blenden festgelegten Kreisbogen zuerst durch das „Vakuum“ und darauf durch ein Gas bestimmten Drucks hindurchgeleitet und am Ende ihres Weges aufgefangen. Die im zweiten Falle fehlende Elektronenmenge gibt dann die Zahl aller derjenigen Elektronen an, welche durch die Moleküle des eingeführten Gases in irgendeiner Weise beeinflußt sind, nämlich nicht nur diejenigen Elektronen, welche von den Molekülen vorübergehend oder dauernd festgehalten werden, sondern auch alle diejenigen, welche durch Richtungsänderung oder Geschwindigkeitsänderung irgendwelcher Art eine Ablenkung aus dem Kreise erleiden. Die Rückkehr solcher Elektronen in die Kreisbahn ist im Gegensatz zu Elektronenstrahlen ohne magnetische Festlegung der Bewegungsrichtung unwahrscheinlich im *zweiten* Grade, da zum Wiedereintritt in die Kreisbahn die doppelte Vorbedingung einer bestimmten Bewegungsrichtung *und* einer bestimmten Geschwindigkeit erfüllt sein muß.

1) C. Ramsauer, Über eine direkte magnetische Methode zur Bestimmung der lichtelektrischen Geschwindigkeitsverteilung. *Ann. d. Phys.* 45. S. 1000. Anm. 1. 1914. — Im weiteren Texte kurz als „1914“ angeführt.

Aus der Weglänge, dem Gasdruck und dem Elektronenverlust läßt sich ein spezifisches Beeinflussungsvermögen „ a “ berechnen. Dasselbe ist formell dem spezifischen Absorptionsvermögen a des Gases analog; es erscheint jedoch zweckmäßiger, die Versuchsergebnisse unmittelbar zur Bestimmung des gesamten, auf die Elektronen irgendwie wirksamen Querschnitts und zwar eines Gasmoleküls zu verwenden. Diese Größe soll kurz als *Wirkungsquerschnitt* bezeichnet werden.

Um den Vergleich dieser Arbeit mit den unmittelbaren Absorptionsuntersuchungen zu erleichtern, seien hier noch einmal — im Anschluß an Herrn Lenard¹⁾ — die verschiedenen Möglichkeiten im Verhalten eines zu einem einheitlichen Strahlenbündel gehörigen Elektrons gegenüber einem Molekül zusammengestellt.

1. Das Elektron erfährt keinerlei Veränderung in der Geschwindigkeit oder Richtung seiner Bewegung.

2. Das Elektron erleidet eine merkliche, aber doch so geringe Beeinflussung, daß sein Bewegungszustand im großen und ganzen erhalten bleibt. Zu unterscheiden sind: Geschwindigkeitsverminderung und Richtungsänderung. Letztere wird in ihrer Gesamtwirkung auf das Strahlenbündel als *Diffusion* bezeichnet und ist dadurch charakterisiert, daß die Wahrscheinlichkeit jeder Richtungsänderung schnell mit ihrer Größe abnimmt.

3. Das Elektron wird beim Zusammentreffen mit einem Gasmolekül in Geschwindigkeit und Richtung zu ungeordneter Bewegung von molekularer Größenordnung reduziert, d. h. *absorbiert*, wobei es gleichgültig ist, ob das Elektron dauernd oder vorübergehend festgehalten wird. Von ähnlicher Wirkung ist die bei sehr langsamen Strahlen auftretende Reflexion, welche das Elektron ebenfalls bei einem Zusammenstoß aus dem Strahlenbündel ausschaltet, ohne allerdings die Geschwindigkeit sofort auf die molekulare Größenordnung zu reduzieren. Diese Reflexion unterscheidet sich äußerlich von der Diffusion dadurch, daß bei ihr jede Bewegungsrichtung nach dem Zusammenstoß gleich wahrscheinlich ist. Echte Absorption und Reflexion (auch unechte Absorption genannt) lassen sich experimentell schwer trennen, da beide die plötz-

1) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten. Heidelberg, Verlag Winter 1918.

liche Ausschaltung des Elektrons aus dem Strahlenbündel bedeuten, wobei allerdings bei der Reflexion die Rückkehr in das Strahlenbündel nur unwahrscheinlich, nicht aber unmöglich ist.

Das Ziel der eigentlichen Absorptionsuntersuchungen ist die Feststellung der unter 3. genannten Elektronen, welche durch das Zusammentreffen mit *einem* Molekül vollständig aus dem Strahlenbündel ausgeschieden werden. Elektronen von kleinem Geschwindigkeitsverlust oder geringer Richtungsänderung sind nicht „absorbiert“; sie müssen daher geradeso wie die unbeeinflussten Elektronen aufgefangen oder, falls sie aus dem Strahlenbündel wegdiffundiert sind, durch eine gleiche Anzahl aus dem „Schutzring“ hinduziffundierter Elektronen ersetzt werden. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Feststellung der unter 3. und 2. genannten Elektronen, d. h. aller Elektronen, welche überhaupt irgendeine Beeinflussung erfahren und infolgedessen aus dem magnetisch scharf definierten Strahlenbündel ausgeschieden werden.

Der Vergleich der beiden Methoden gibt die Differenz zwischen dem überhaupt wirksamen und dem absorbierenden Querschnitt, d. h. denjenigen Teil des Querschnitts, innerhalb dessen die Beeinflussung der Elektronen von der völligen Festhaltung (oder Reflexion) zur nicht mehr merklichen Richtungs- und Geschwindigkeitsänderung übergeht, wobei es begrifflich gleichgültig ist, wieweit dieser Übergang sprunghaft und wieweit er stetig erfolgt.

Zur Durchführung dieses Vergleichs kommen in erster Linie die neuen Absorptionsversuche in Betracht, welche für die auch von mir benutzten Gase und Geschwindigkeiten nach der bekannten Methode, aber unter besonders weitgehender Berücksichtigung aller Fehlerquellen von Herrn Hans Ferd. Mayer im hiesigen radiologischen Institut ausgeführt sind.¹⁾ Die Werte für Helium und Argon gelangen erst jetzt, etwa gleichzeitig mit der vorliegenden Arbeit, zur Veröffentlichung²⁾, Herr Mayer war jedoch so liebenswürdig, sie mir schon jetzt zur Verfügung zu stellen, wofür ich auch

1) Hans Ferd. Mayer, Über das Verhalten von Molekülen gegenüber freien langsamen Elektronen. Heidelb. Diss. 5. I. 1920.

2) Hans Ferd. Mayer, Ann. d. Phys. 64. S. 451. 1921.

an dieser Stelle meinen besten Dank aussprechen möchte. Es sei bemerkt, daß wir für Helium und Argon die gleichen Gasproben benutzt haben.

Die Ergebnisse dieses Vergleichs werden weiter unten näher besprochen. Es möge jedoch schon hier das Hauptresultat vorweggenommen werden, daß sich bei diesen langsamen Strahlen (Größenordnung 1 Volt) der überhaupt wirksame Querschnitt und der absorbierende Querschnitt innerhalb der Versuchsgenauigkeit als identisch erweisen. Trotzdem erschien es für eine strenge Beweisführung richtiger, die Unterscheidung zwischen diesen beiden Querschnitten (bzw. die Unterscheidung zwischen „ a “ und a) bis zum Schlusse scharf beizubehalten, zumal die reale Bedeutung dieser Unterscheidung für größere Geschwindigkeiten unzweifelhaft festgestellt ist. Es sei hervorgehoben, daß Herr Lenard dieses Fehlen der Diffusion bereits aus der vorliegenden Gesamtkennntnis der Molekülwirkungen auf langsamste Elektronen geschlossen hat, wie quantitativ durch die Setzung des „Umfangfaktors“ für langsamste Elektronen gleich 1 zum Ausdruck kommt.¹⁾

II. Versuchsanordnung.²⁾

Da mit einer Änderung der ursprünglichen Elektronenemission nach Menge und Geschwindigkeitsverteilung im Augenblick der Gaseinführung gerechnet werden muß, so erscheint es am zweckmäßigsten, die Methode als Differenzmethode auszubilden, d. h. die Elektronen über zwei verschieden lange Kreiswege zu leiten und die sich ergebenden Mengen der Elektronen ohne und mit Gasfüllung mit der Längendifferenz der beiden Wege in Verbindung zu bringen, wie in Abschnitt III mathematisch näher ausgeführt ist.

1. *Das Meßkästchen.* Fig. 1 stellt den Grundriß eines ganz aus Zinkblech von 0,5 mm Dicke gefertigten Kästchens von etwa 35×35 mm Fläche und 11 mm Höhe (senkrecht zur Zeichenebene gemessen) dar. Der Zinkstreifen Z von 1 mm

1) P. Lenard, a. a. O. Abschnitt VII.

2) Die Versuchsanordnung schließt sich in ihren äußeren Verhältnissen eng an „1914“ an, so daß hier von der Darstellung weniger wichtiger Einzelheiten abgesehen werden konnte.

Breite und 9,5 mm Höhe wird durch den Lichtstrahl L getroffen, zu dessen Einstellung die Umgebung der Eintrittsöffnung auf der Außenseite mit einer Schicht fluoreszierenden Willemits bedeckt ist.

Der hintere Abschluß S des Belichtungsraums ist siebartig durchlocht, um das überschüssige Licht möglichst nach außen gelangen zu lassen. K und k sind die beiden Kreisbahnen, auf denen die Elektronen durch entsprechende Magnetfelder herumgeleitet werden; die mittleren Radien betragen 12,0 bzw. 8,0 mm. Die Kreisbahnen sind geometrisch festgelegt

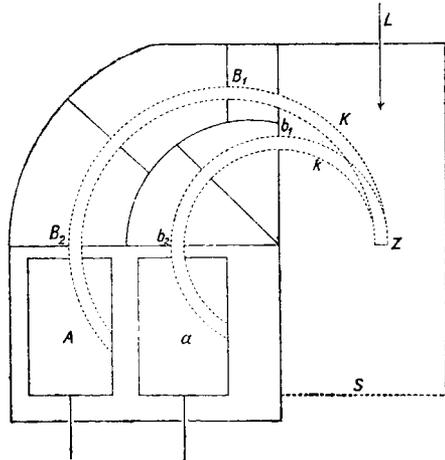


Fig. 1.

durch Z und durch die 1,0 mm breiten und 8 mm hohen Blenden $B_1 B_2$ bzw. $b_1 b_2$; die übrigen Blenden sind absichtlich etwas größer gehalten, so daß sie die Kreisbahnen unter keinen Umständen stören können. A und a dienen als Auffangekäfige und können einzeln mit dem Elektrometer verbunden werden. Das ganze Meßkästchen ist von oben her mit einem Deckel verschlossen, doch ist allgemein durch Öffnungen an allen den Stellen, wo keine elektrischen Störungen befürchtet werden müssen, dafür gesorgt, daß die eingeführten Gase möglichst frei zirkulieren können.

2. Die Strahlungsquellen. Als Strahlungsquellen diente eine mittelstarke Quarzquecksilberlampe und ein elektrischer Funke zwischen Metallelektroden Al-Al, Mg-Al (vgl. „1914“). Das Licht wurde durch zwei Quarzlinen von 9 cm Durchmesser und etwa 15 cm gemeinsamer Brennweite auf die Eintrittsöffnung des Meßkästchens konzentriert, wobei die Linsen etwa in der Mitte zwischen Lichtquelle und Eintrittsöffnung standen. Die genaueren Entfernungen wurden der Brechbarkeit der benutzten Wellenlänge angepaßt, so daß die Belichtung — abgesehen von den Mg-Al-Funken, bei

welchen absichtlich das Mg- und das Al-Maximum durch entsprechende Abpassung der Entfernung auf etwa gleiche Wirksamkeit gebracht wurden (vgl. VI, 2) — ziemlich monochromatisch war, wie hier nur der Vollständigkeit wegen bemerkt sei. Die Lichtstärken konnten durch Änderung des Lampenstromes bzw. der Funkenkapazität sowie durch eingeschobene schwarze Schleier nach Bedarf geändert werden.

3. *Das Magnetfeld.* Zur Erzeugung der Magnetfelder von gewünschter Stärke (im allgemeinen zwischen 2 und 5 Gauss) dienten zwei flache Spulen von etwa 20 cm innerem Durchmesser. Über Eichung, Schutz vor Fehlerquellen usw. vergleiche „1914“.

Die Stärke des Magnetfeldes ist gleichzeitig ein Maß für die jeweils benutzte Elektronengeschwindigkeit. Die notwendige Beziehung wurde durch direkte Aufnahme der Gegenspannungskurven für die Kreisbahn K , nach Art der Kurve Fig. 4, festgelegt: 1 Volt entspricht 0,80 Gauss. Von einer Verwertung der magnetischen Spulenkennkonstanten wurde abgesehen, da die Spulen aus äußeren Gründen nicht ganz symmetrisch zum Meßkästchen angebracht waren, zumal diese Frage bereits „1914“ eingehend behandelt ist.

4. *Das Vakuum.* Das Meßkästchen befindet sich in einem Glasrohr von etwa 30 cm Länge und 5 cm Durchmesser (in Fig. 2 im Querschnitt als M gezeichnet). An der einen Stirnseite tritt das Licht durch ein Fenster aus Kristallquarz ein, auf der anderen Seite sind die Zuführungen zu den beiden Auffangekäfigen A und a isoliert eingeführt. An beiden Stirnseiten befindet sich vor der eigentlichen Abschlußplatte in etwa 10 mm Abstand je eine analoge äußere Platte. Die so entstehenden beiden Zwischenräume werden besonders ausgepumpt, so daß die eigentlichen Abschlußplatten nicht an die äußere Luft, sondern an ein Vorvakuum von $\frac{1}{1000}$ bis $\frac{1}{100}$ mm Druck grenzen. Die Abdichtung des Hauptvakuums war übrigens so gut, daß eine Erhöhung des Drucks im Vorvakuum ohne meßbaren Einfluß auf das Hauptvakuum blieb. Die Kittung der eigentlichen Abschlußplatten konnte, da sie ja nur geringem Außendruck zu widerstehen brauchte, so ausgeführt werden, daß offenliegende Kittflächen nach der Innenseite ganz vermieden waren; an den Hauptstellen war hierbei das außen verwandte Pizein mit Schellack unterlegt. Zur

Vermeidung aller stärkeren Druckdifferenzen standen Vorvakuum und Hauptvakuum bei der ersten Auspumpung stets in Verbindung.

Zur Evakuierung diente eine rotierende Quecksilberpumpe, zur Beseitigung von Dämpfen war unmittelbar am eigentlichen Meßraum eine Kühlvorrichtung für feste Kohlensäure und Alkohol angebracht (vgl. Fig. 2, *K*). Die Messung der Innendrucke erfolgte mit einem größeren Kompressionsmanometer, welches Hunderttausendstel Millimeter abzulesen erlaubte.

Hervorgehoben sei, daß es bei der benutzten Methode nicht auf ein möglichst hohes Vakuum, sondern auf möglichst konstante Druckverhältnisse im Innern des Meßraumes ankommt, da nur die Differenz der Gasfüllungen in die Rechnung eingeht.

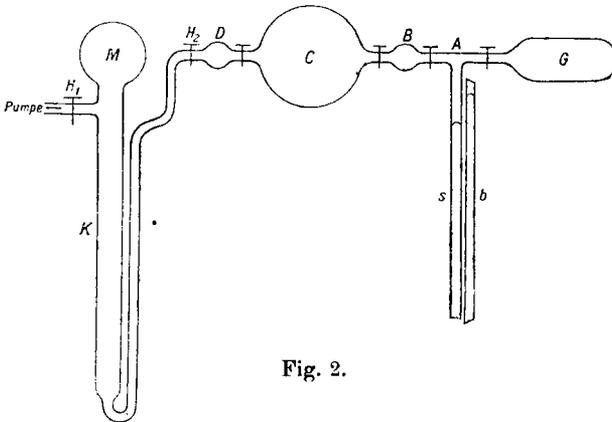


Fig. 2.

5. *Gaseinführung und Druckmessung* (Fig. 2). *M* ist das eigentliche Meßrohr im Querschnitt mit dem Kühlrohr *K*. *M* wird nach der Auspumpung durch die Hähne H_1 und H_2 von der Pumpe und der Gaseinführungsvorrichtung abgeschlossen; das so abgegrenzte Volumen sei V (804,5 ccm). *G* ist das Gefäß mit dem reinen Gas; von *G* aus wird zuerst der Raum $A + B$ unter einen bestimmten Druck gesetzt, welcher an dem Steigrohr *s* als Differenz gegen das Barometerrohr *b* mittels Kathetometer abgelesen werden kann (z. B. 50,0 mm). Darauf wird *B* von *A* abgeschlossen und der Inhalt von *B* (7,10 ccm) auf $B + C + D$ (7,10 + 366,0 + 7,44 ccm) verteilt. Dann wird *D* von *C* abgeschlossen und auf $D + V$

verteilt. Durch diese Unterteilungen wird der anfängliche Druck von 50,0 mm auf das 0,000171fache reduziert, so daß er jetzt nach dem angeführten Beispiel im Meßraum unter Voraussetzung überall gleicher Temperaturen $500 \times 0,000171 = 0,0855$ mm betragen würde. Dieser Druck ist dann noch auf 0°C zu reduzieren, wobei die Tatsache entsprechend zu berücksichtigen ist, daß die innerhalb des Kühlgefäßes befindliche Gasmenge von rund 100 ccm nicht Zimmertemperatur, sondern eine Temperatur von -78°C besitzt.

Der Vorteil dieser Methode gegenüber der sonstigen Druckmessung besteht darin, daß der Meßraum einschließlich Kühlvorrichtung vor und nach der Gaseinführung völlig abgeschlossen bleibt und einen ganz stationären Zustand in sich ausbilden kann, was bei Verbindung mit größeren Hg-Dampf führenden Räumen nicht der Fall ist.¹⁾ Im Augenblick des Gaseinlasses kommt jedenfalls zu dem schon vorhandenen Inhalt an Gasen und Dämpfen eine bekannte Gasmenge als *Plus* hinzu, welche allein in die Schlußrechnung eingeht.

6. *Elektrische Messung.* Zur Messung der Elektrizitätsmengen diente ein Quadrantelektrometer mit einer Spannungsempfindlichkeit von rund 2600 mm/Volt, bei einer Gesamtkapazität von 144 cm. Letztere konnte durch eine variable Zusatzkapazität beliebig, z. B. auf rund das Vierfache, erhöht werden. Der gesamte elektrostatische Schutz war in einer analogen Weise wie „1914“ durchgeführt.

7. *Herstellung der benutzten Gase.* Argon und Wasserstoff wurden mir in höchster, eigentlich für Spektralzwecke bestimmter Reinheit von der Badischen Anilin- und Sodafabrik zur Verfügung gestellt, wofür ich auch an dieser Stelle meinen besten Dank aussprechen möchte. Helium wurde von der Firma R. Götze, Leipzig bezogen. Stickstoff wurde durch quantitative Entfernung des Sauerstoffs und der Kohlensäure

1) Nach Abschluß des Meßversuchs kann natürlich das Kompressionsmanometer nach Verteilung des Gasinhalts auf Meßraum + Manometervolumen — unter entsprechender Anrechnung des Anfangsdrucks im Manometer — zur Kontrolle herangezogen werden. Dies ist durchweg geschehen, um nicht etwaige Okklusionen unberücksichtigt zu lassen. Eine weitere Kontrolle der etwaigen Veränderung der eingeführten Gasmenge ergibt sich aus dem zeitlichen Verlauf der Absorptionsmessungen.

aus der atmosphärischen Luft gewonnen, um nicht durch die bei der chemischen Herstellung kaum vermeidlichen Spuren von Stickoxyd starke Änderungen der lichtelektrischen Empfindlichkeit der bestrahlten Zinkfläche befürchten zu müssen. Der Argongehalt ist bei der Berechnung des Endergebnisses mit 1,2 Volumprozenten in Rechnung gesetzt.

III. Die Theorie der Methode.

Die benutzten Magnetfelder seien dem Verhältnis der Kreisradien angepaßt, so daß auf beiden Kreisen Elektronen des gleichen Geschwindigkeitsbereichs zu den Auffangekäfigen geleitet werden. Die Versuche werden ausgeführt zuerst für einen beliebigen aber stationären Anfangszustand — „Meßperiode 1“ — und darauf nach Einlaß einer neuen Gasmenge vom Partialdruck p mm — „Meßperiode 2“ —.

Es bedeuten:

a_1 bzw. a_2 die „Absorptionsvermögen“ der Moleküle für das Dampfresiduum und das Gas vom Druck p mm, rein formal im Sinne der benutzten Absorptionsgleichung genommen.

„ a “ das spezifische „Absorptionsvermögen“ des Gases für den Druck von 1 mm in rein formalem Sinne (d. h. in Wirklichkeit das spezifische Beeinflussungsvermögen des Gases).

J_1 bzw. J_2 diejenigen Elektronenmengen, welche nach Durchlaufung des größeren Kreises K im Auffangekäfig A aufgefangen und tatsächlich gemessen werden.

J_1' bzw. J_2' diejenigen Elektronenmengen, welche nach Durchlaufung des größeren Kreises im Auffangekäfig A lediglich entsprechend der geometrischen Konfiguration aufgefangen werden würden, wenn die Beeinflussung der Elektronen durch die Gasmoleküle nicht vorhanden wäre.

W die auf dem größeren Kreise K durchlaufene Wegstrecke in Zentimetern.

i_1 und i_2 bzw. i_1' und i_2' sowie w haben die entsprechende Bedeutung für den kleineren Kreis k .

Dann ist:

$$\begin{aligned} J_1 &= J_1' \cdot e^{-a_1 W}, \\ J_2 &= J_2' \cdot e^{-(a_1 + a_2) W}, \\ \frac{J_1}{J_2} &= \frac{J_1'}{J_2'} \cdot e^{a_2 W}, \end{aligned}$$

analog:

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{i_1'}{i_2'} \cdot e^{a_2 w},$$

ferner¹⁾:

$$\frac{J_1'}{J_2'} = \frac{i_1'}{i_2'},$$

also:

$$\frac{J_1}{J_2} \bigg/ \frac{i_1}{i_2} = e^{a_2 (W - w)},$$

daraus:

$$a_2 = \frac{1}{W - w} \operatorname{lognat} \left(\frac{J_1}{J_2} \bigg/ \frac{i_1}{i_2} \right),$$

$$„a“ = \frac{1}{p \cdot (W - w)} \operatorname{lognat} \left(\frac{J_1}{i_1} \bigg/ \frac{J_2}{i_2} \right).$$

Da „a“ die physikalische Bedeutung der Querschnittsumme aller Moleküle für 1 ccm bei 1 mm Druck hat, so erhält man den Wirkungsquerschnitt q eines Moleküls durch Division mit $26,4 \cdot 10^{18} \cdot \frac{1 \text{ mm}}{760 \text{ mm}}$

$$q = 28,8 \cdot 10^{-18} \cdot \frac{1}{p (W - w)} \operatorname{lognat} G \text{ cm}^2,$$

wenn man das Gesamtverhältnis

$$\frac{J_1}{i_1} \bigg/ \frac{J_2}{i_2} = G$$

setzt.

In dieser Formel wird $W - w$ als Differenz der mittleren Halbkreise = 1,26 cm gesetzt²⁾, p wird nach der obigen Unterteilungsmethode bestimmt (Größenordnung im allgemeinen 0,01 mm), J_1 und i_1 bzw. J_2 und i_2 werden elektrometrisch gemessen. Hierbei tritt lediglich das Verhältnis J_1/i_1 bzw. J_2/i_2 in die Formel ein. Infolgedessen dürfen die Bestrahlungszeiten und die Lichtintensitäten von der Meßperiode 1 zur Meßperiode 2 mit Rücksicht auf irgendwelche praktische Erfordernisse beliebig geändert werden, dagegen sollen im Hinblick auf etwaige kompliziertere Ermüdungserscheinungen die Bestrahlungsverhältnisse innerhalb einer Meßperiode für

1) Eine etwaige Änderung der lichtelektrisch erzeugten Elektronenmenge infolge der Einführung des Gases wirkt nämlich auf die Elektronenmengen in beiden Kreisen im gleichen Verhältnis.

2) Eine Korrektur wegen der verschiedenen Wegmöglichkeiten nach dem Schema „1914“ S. 988ff. bleibt unter 1 Proz.

J und i die gleichen seien. Die Elektrometerempfindlichkeiten für J und i dürfen sich unterscheiden; diese Verschiedenheit geht überhaupt nicht in die Rechnung ein, wenn sie nur für beide Meßperioden dieselbe ist.

IV. Messungsbeispiele.

Als Beispiele seien zwei ausführliche Messungsreihen angeführt, die so gewählt sind, daß auch die im folgenden Abschnitt besprochenen Gesichtspunkte klar hervortreten.

1. *Wasserstoff*. Strahlungsquelle: Quecksilberlampe; Partialdruck der eingelassenen Gasmenge für 0° 0,00410 mm (dieser Wert ist nur etwa halb so groß wie die meist benutzten Werte für Wasserstoff; er gibt an sich ein weniger sicheres Endresultat, ist aber hier gewählt worden, um den etwaigen Einfluß einer langsamen Änderung der Gasfüllung [vgl. V, 1] besser hervortreten zu lassen). Benutzte Magnetfelder: 3,65 Gauss für den kleineren Kreis (i -Werte), 2,58 Gauss für den größeren Kreis (J -Werte). Diese Magnetfelder entsprechen den Maxima der Geschwindigkeitsverteilungskurven im Sinne der Tab. IV und V „1914“. Durch ihre Anlegung werden in beiden Kreisbahnen dieselben Elektronen, nämlich die maximal vertretenen Elektronen, zur Messung gebracht.¹⁾

Die unmittelbaren Ablesungen sind noch zu vermindern um diejenigen Elektronenmengen, welche nicht auf den vom bestrahlten Zinkstreifen Z ausgehenden Kreisbahnen, sondern infolge der Bestrahlung mit zerstreutem Licht aus dem Innern der Abteile des Meßkästchens nach den Auffangekäfigen gelangen. Diese Elektronenmengen werden entsprechend „1914“ S. 982 durch Umkehrung der Magnetfelder festgestellt und bei der schließlichen Berechnung in Abzug gebracht. Die betreffenden Messungen sind in der folgenden Tabelle mit — markiert.

Um Fehler durch die Gegenspannung der sich aufladenden Käfige zu vermeiden (vgl. V, 4), werden die Ausschläge möglichst auf den gleichen Voltbetrag (etwa $\frac{1}{20}$ Volt) gebracht.

1) Über die Abweichung des Verhältnisses 2,58/3,65 von dem umgekehrten Verhältnis der beiden Kreisradien 0,8/1,2 vgl. S. 531 Anm. 2. In die Endresultate gehen die Magnetfelder nur ein, soweit es sich um die Berechnung der Elektronengeschwindigkeiten in Volt handelt.

Dies geschieht durch Vervielfachung der Gesamtkapazität für alle i -Messungen in beiden Meßperioden.¹⁾ Außerdem ist während der ersten Meßperiode das Licht durch einen Schleier auf 0,77 geschwächt, um auch nach Einlaß des Gases nach Möglichkeit die gleichen Aufladepotentiale zu erhalten. Eine Änderung der Bestrahlungszeit von Meßperiode 1 zu Meßperiode 2, wie sie bei den höheren Gasdrucken außerdem noch angewandt wurde, war hier nicht notwendig; die Bestrahlungszeit betrug in beiden Meßperioden 15 Sekunden.

Zur Ermittlung von Änderungen des Gasinhalts während der eigentlichen Messungen ist vor die Meßperiode 1 eine Vorperiode und hinter die Meßperiode 2 eine Nachperiode, beide in einem Zeitabstande von etwa 2 Stunden, gelegt; $\Delta\tau$ bedeutet den mittleren Zeitabstand der betreffenden Periode vom Augenblick der Gaseinfüllung.

Die Messungen folgen einander derart, daß jedesmal zwei i -Werte den zugehörigen J -Wert einschließen. Die Werte der Vertikalreihe J/i korr. sind gebildet durch Division der J -Werte durch das Mittel der beiden benachbarten i -Werte nach Abzug der zugehörigen --Werte. (Vgl. Tab. 1).

Mittels der Tabellenwerte lassen sich die Verhältnisse J_1/i_1 und J_2/i_2 auf den Zeitpunkt der Gaseinführung vor- und zurückrechnen:

$$\frac{J_1}{i_1} = 1,288 - (1,36 - 1,29) \cdot \frac{14}{153} = 1,282,$$

$$\frac{J_2}{i_2} = 1,010 - (1,01 - 0,980) \cdot \frac{14}{114} = 1,014.$$

Man erhält so $G = 1,264$ statt 1,275 ohne diese Berücksichtigung der während der eigentlichen Meßperioden hinzukommenden Gasmenge.

1) Die i -Werte betragen aus den einfachsten geometrischen Gründen das $1,5^2 = 2,25$ fache der entsprechenden J -Werte, ein Faktor, der durch genauere Berücksichtigung der geometrischen Verhältnisse sowie durch den stärkeren Einfluß des Dampfresiduums auf dem längeren Wege bei gutem „Vakuum“ auf etwa 3 vergrößert wird. Aus der Rechnung fällt dieser Faktor naturgemäß völlig heraus.

Tabelle I.

Periode	Ausschläge in mm		J/i korr.	J/i Mittel
	i	J		
Vorperiode $\Delta \tau = - 153'$	2,3(-)	2,1(-)		1,35 ₈
	119,0	156,8	1,35 ₂	
	114,6	154,1	1,35 ₅	
	114,4	154,4	1,36 ₄	
	113,6	151,8	1,35 ₅	
	112,2			
	2,9(-)	2,7(-)		
Periode 1 $\Delta \tau = - 14'$	2,6(-)	2,2(-)		$J_1/i_1 =$ 1,28 ₈
	106,4	135,8	1,27 ₉	
	107,7	136,3	1,27 ₈	
	107,2	135,8	1,28 ₅	
	105,8	136,1	1,30 ₀	
	105,3			
Gaseinführung				
Periode 2 $\Delta \tau = + 14'$	108,0	107,6	1,01 ₄	$J_2/i_2 =$ 1,01 ₀
	106,6	106,3	1,00 ₆	
	107,0	106,5	1,01 ₂	
	105,8	104,6	1,01 ₀	
	103,6			
	4,0(-)	2,9(-)		
Nachperiode $\Delta \tau = + 114'$	3,8(-)	2,2(-)		0,98 ₀
	102,0	98,1	0,98 ₃	
	100,8	96,9	0,97 ₄	
	101,1	95,8	0,96 ₈	
	99,8	97,3	0,99 ₆	
	98,8			

Hieraus ergibt sich

$$q = 28,8 \cdot 10^{-18} \frac{\log_{\text{nat}} 1,264}{1,26 \cdot 0,00410} = 131,0 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2,$$

„ a “ = 45,4

für eine Elektronengeschwindigkeit von 0,85 Volt.

2. Argon. Strahlungsquelle: Quecksilberlampe; Partialdruck der eingelassenen Gasmenge für 0° 0,0682 mm. Der Zweck der Versuchsreihe ist neben der Bestimmung von q die Verfolgung der Veränderungen der Geschwindigkeitsverteilungskurven in der Nähe der Maxima (vgl. V, 8). Die

zur Bildung von J/i benutzten Werte mit den zugehörigen Magnetfeldern 2,43 und 3,43 Gauss sind in der Tabelle unterstrichen.

Tabelle II.

Magnetfeld in Gauss	Ausschläge in mm		J/i korr.	Relative Elektronenmenge bezogen auf	
	J	i		$\underline{J} = 100$	$\underline{i} = 100$
- 2,43	1,8(-)				
2,43	<u>113,4</u>			100	
2,19	<u>85,0</u>			74,5	
2,67	107,0			94,2	
2,43	<u>113,5</u>			100	
- 3,43		2,0(-)			
3,43		<u>80,2</u>	110,3/77,4 = 1,42 ₅		100
3,08		<u>68,8</u>			86,0
3,43		<u>79,1</u>			100
3,76		<u>77,0</u>			97,4
3,43		<u>78,9</u>			100
2,43	<u>110,8</u>			100	
2,67	<u>108,5</u>			98,0	
2,19	75,4			68,2	
2,43	<u>110,6</u>			100	
Gaseinführung					
- 2,43	2,0(-)				
2,43	<u>106,7</u>			100	
2,19	<u>99,5</u>			92,7	
2,67	76,8			71,0	
2,43	<u>107,6</u>			100	
- 3,43		4,9(-)			
3,43		<u>95,4</u>	104,1/89,4 = 1,16 ₄		100
3,08		<u>90,7</u>			95,8
3,43		<u>93,5</u>			100
3,76		<u>77,8</u>			82,1
3,43		<u>93,9</u>			100
2,43	<u>106,1</u>			100	
2,67	<u>77,7</u>			73,4	
2,19	91,0			86,3	
2,43	<u>104,0</u>			100	

Man erhält für G 1,224 oder nach Abzug von 1 Proz. für die Druckänderung während der Meßperioden im Sinne des vorhergehenden Beispiels 1,212.

Daraus ergeben sich:

$$\left. \begin{aligned} q &= 64,5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2 \\ \text{„a“} &= 2,24 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{für 0,75 Volt} \\ \text{Elektronengeschwindigkeit.} \end{array}$$

Die Geschwindigkeitsverteilungskurven in der Nähe der Maxima sind in Fig. 3 a, b dargestellt.¹⁾ Über ihre Verwertung vgl. den folgenden Abschnitt unter 8.

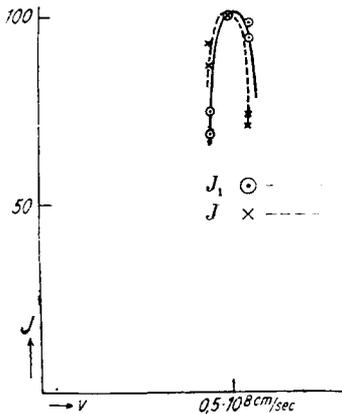


Fig. 3 a.

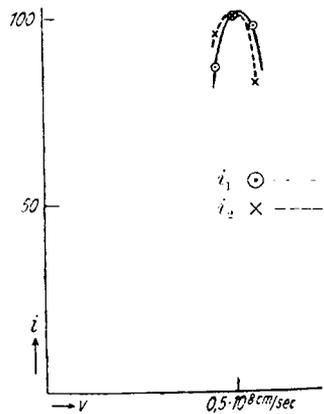


Fig. 3 b.

Das letzte Beispiel ist weniger geeignet, die Verhältnisse J_1/i_1 und J_2/i_2 zu bestimmen, als die eigentlichen Meßperioden des Beispiels 1, da hier der Vergleich der Werte nicht so unmittelbar erfolgt. Die beiden Schemata wurden daher im allgemeinen miteinander kombiniert, wobei je nach der Lage des Einzelfalls der Hauptwert auf die Ermittlung der Größe G oder auf die Bestimmung der Verteilungskurven gelegt wurde; die Nachprüfung des Einflusses der Druckänderungen während der eigentlichen Meßperioden erfolgte nur von Zeit zu Zeit nach dem Schema der Vor- und Nachperiode des Beispiels 1.

1) Der Abszissenmaßstab in dieser Figur, sowie in den Fig. 5 und 6, ist abgerundet; er müßte genau genommen den etwas verschiedenen Magnetfeldern angepaßt sein.

Bei allen Messungen wurde der Grundsatz festgehalten, daß jeder Wert von seinen Vergleichswerten zeitlich eingeschlossen wird.

V. Fehlerquellen und Kontrollmaßnahmen.

1. *Änderungen des Gasinhalts.* Als Mittel öfterer Kontrollen ergab sich mit geringen Schwankungen, daß bei dem Schema des Beispiels IV, 1 das unmittelbar gefundene G durch Verminderung um $\frac{3}{4}$ Proz. auf den Zeitpunkt der Gaseinführung umgerechnet werden kann. Bei längeren Versuchsreihen mit einem größeren mittleren Zeitabstand vom Moment der Gaseinführung als 15' muß diese Korrektur entsprechend erhöht werden, überschreitet aber durchweg nicht 1 Proz.

2. *Ermüdungserscheinungen.* Die Ermüdungseinflüsse, welche sich in den Meßreihen der Tab. I und II deutlich bemerkbar machen, werden durch die symmetrische Folge der zu vergleichenden Werte ausgeglichen. Das gleiche gilt von den Veränderungen der Lichtintensität. Dabei sei bemerkt, daß auch die verwandten Funken bei sorgfältiger Behandlung keine sprunghaften, sondern nur langsame stetige Änderungen infolge Materialabnutzung zeigten, so daß die Funkenwerte kaum geringere Zuverlässigkeit besitzen als die Quecksilberlampenwerte (vgl. z. B. den stetigen Verlauf der Kurven (Fig. 6)).

3. *Kontaktpotentialdifferenzen* sind durch die Herstellung des ganzen Meßkästchens aus ein und demselben Zinkblech vermieden. Kurz vor jeder neuen Zusammensetzung werden alle Teile noch einmal durch Behandlung mit ungebrauchtem, nicht zu grobem, aber doch merklich angreifendem Schmirgelpapier auf die gleiche Oberflächenbeschaffenheit gebracht.

4. *Einfluß der Käfigaufladung.* Die Auffangung der Elektronen in den Käfigen A und a ergibt eine Gegenspannung, welche die aufgefangene Elektrizitätsmenge herabsetzen muß. Durch Anlegen von 0,1 Volt Gegenspannung aus einer äußeren Spannungsquelle erhält man eine Verminderung der aufgefangenen Elektronenzahl sowohl für J wie für i von rund 2 Proz., wobei es nichts ausmacht, ob der Versuch im Dampfresiduum oder bei der üblichen Gasfüllung ausgeführt wird (vgl. auch Fig. 4). Dieser Wert erniedrigt sich bei den Meßversuchen auf etwa 0,5 Proz., da

die benutzten Aufladungen 0,05 Volt im allgemeinen nicht übersteigen, und da nur die durchschnittliche Gegenspannung während des Versuchs (0,05 Volt : 2) einzusetzen ist. Hält man nach Art des Beispiels IV, 1 alle Elektronenausschläge möglichst auf der gleichen Größenordnung, so fällt dieser Fehler aus G praktisch ganz heraus.

5. *Raumladungen.* Durch den Elektronenstrahl selbst und durch Trägerbildung längs der Elektronenbahnen wird eine gewisse Raumladung geschaffen, welche ein schwächeres Spannungsgefälle in Richtung der Bahn und ein stärkeres Gefälle quer zur Bahn besitzt und die Elektronen störend beeinflussen muß. Dieser Einfluß muß für i größer sein als für J , da i schon im Vakuum etwa dreimal so groß ist wie J und eine entsprechend größere Raumladung bedingt. Die Größe dieses Einflusses läßt sich rechnerisch schwer feststellen, ist aber praktisch jedenfalls zu vernachlässigen, wie sich aus den folgenden Beobachtungen ergibt:

a) q wird unabhängig vom benutzten Gasdruck gefunden, während der Fehler mit dem Gasdruck infolge der erhöhten Trägerzahl wachsen müßte (vgl. Tab. III, Nr. 1, 2, 3; 4, 7—13, 14; 4, 5, 6, letztere in Verbindung mit dem Text VI, 1).

b) q wird unabhängig von der Menge der emittierten Elektronen gefunden (vgl. Tab. III, Nr. 7—13), bei welchen infolge von Ermüdung die Elektronenmengen auf die Hälfte herabgesunken waren.

c) Die Anwendung von Quecksilberlampenlicht und Funkenlicht macht für die Größe von G innerhalb der Versuchsfehler keinen Unterschied, wie durch einen unmittelbaren Kontrollversuch an Wasserstoff bis auf 1 bis 2 Proz. festgestellt werden konnte, während die momentane Raumdichte im zweiten Falle ungleich größer ist.

6. *Falsche Elektronen.* Es sind hier zwei Fälle zu unterscheiden, nämlich die Elektronen, welche infolge zerstreuten Lichtes in die Auffangekäfige gelangen oder auch von ihnen fortgehen, und die Elektronen, welche aus dem letzten Teil der eigentlichen Elektronenbahn stammen, ohne nach ihrer Geschwindigkeit und Richtung dem Strahle noch wirklich anzugehören; zu letzteren rechnen auch durch Raumladung beschleunigte Träger. Die zuerst angeführten Elektronen werden durch Umkehrung des Magnetfeldes, d. h. durch Aus-

schaltung des Hauptelektronenstrahles, gemessen und in Abzug gebracht (vgl. die $-$ -Werte der Tab. I und II). Die zweite Frage verlangt eine besondere Untersuchung, nämlich die Aufnahme der Voltverteilungskurve durch Anlegung variabler Spannungsdifferenzen zwischen dem Auffangekäfig und den übrigen Teilen des Meßkästchens.

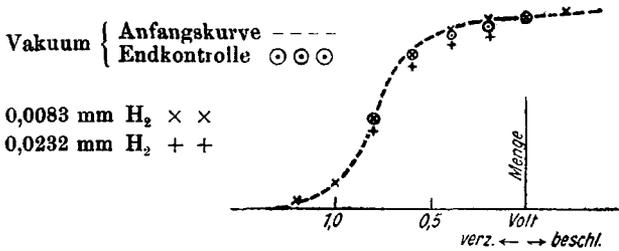


Fig. 4.

Eine solche Kurve ist in Fig. 4 bei 0,8 Volt mittlerer Elektronengeschwindigkeit für i wiedergegeben, da bei i diese Fehlerquelle stärker hervortreten muß als bei J . Die gestrichelte Kurve bezieht sich auf das „Vakuum“; die experimentellen Punkte, welche namentlich in der Nähe von 0 Volt sehr eng liegen, sind hier fortgelassen, um die Gesamtübersicht nicht zu erschweren. Der trotz einheitlicher Geschwindigkeit schon bei geringen Gegenspannungen einsetzende Abfall der Kurve erklärt sich dadurch, daß der Strahl sehr schmal ist, und daß infolgedessen Elektronen, welche nicht parallel zum mittleren Kreis laufen (vgl. 1914 S. 989) durch die Wirkung des Gegenfeldes seitlich aus dem Strahle herausgedrängt werden. Die $\times \times$ beziehen sich auf eine Wasserstofffüllung von 0,0083 mm Druck, wie er bei den Hauptmessungen gebräuchlich war; die $\odot \odot$ sind Kontrollpunkte für die gestrichelte Kurve nach Wiederherstellung des „Vakuums“. Hiernach zeigt sich kein Einfluß der Gasfüllung auf die Voltverteilungskurve. Genau das gleiche galt für die J -Werte. Es würde deswegen keinen Unterschied in der Bestimmung von G machen, ob man den Käfigen das Anfangspotential 0 oder ob man ihnen eine beliebige Gegenspannung bis nahe an die Eigengeschwindigkeit der benutzten Elektronen gibt. Daraus geht hervor, daß bei der Messung von G andere Elektronen als die den

eigentlichen Kreisbahnen zugehörigen keine merkliche Rolle spielen.¹⁾

Erst bei noch höheren Gasdrucken, wie sie für die eigentlichen Messungen nicht mehr benutzt worden sind, zeigt sich der theoretisch zu erwartende Einfluß, wie die ++ beweisen, welche einem Druck von 0,0292 mm entsprechen. Bei diesem höheren Gasdruck würden also tatsächlich auch Elektronen bzw. Träger geringerer Geschwindigkeit in den Käfig gelangen als beim „Vakuum“ und das Versuchsergebnis fälschen, soweit sich die Fehler nicht durch die analoge Änderung der Voltverteilungskurve für J wieder herausheben.

8. *Änderung der Geschwindigkeitsverteilungskurven bei Gas-einfüllung.* Die Geschwindigkeitsverteilungskurven für i und J besitzen infolge der bei dieser Anordnung unvermeidlichen geometrischen Unähnlichkeit der beiden Elektronenbahnen verschiedene Formen²⁾, in dem Sinne, daß die J -Kurve etwas schmaler ist und im An- und Abstieg etwas steiler verläuft als die i -Kurve.

Bleibt jetzt die Kurvenform und Kurvenlage beim Gas-einlaß die gleiche, wie dies für H_2 experimentell bewiesen werden konnte (vgl. Fig. 5), so ist diese Verschiedenheit zwischen J und i für das Endresultat G belanglos, selbst dann, wenn nicht, wie gewöhnlich, die Maximalordinaten zum Vergleich benutzt werden. Verschiebt sich dagegen das Maximum aus irgendwelchen erst weiter unten zu besprechenden Gründen, wie in Fig. 3, so ändern sich die zu einer bestimmten Abszisse

1) Die einzige Andeutung einer Trägerwirkung liegt in dem geringen Knick bei 0 Volt, welcher bei der J -Kurve noch etwas stärker hervortritt, sowie in der kleinen Verstärkung dieses Knicks bei Gas-einfüllung.

2) Maßgebend ist hierbei nach den Erörterungen „1914“ S. 988ff. namentlich die Höhe der Blenden und des bestrahlten Streifens im Verhältnis zum Kreisradius. Die hierdurch gegebenen Schraubengebunden sind für i steiler als für J und bedingen daher eine stärkere Verbreiterung der i -Kurven als der J -Kurven gegenüber der idealen Geschwindigkeitsverteilung. In diesem Sinne liegt auch die Abweichung des Verhältnisses der zu den Maximalordinaten von i und J gehörigen Magnetfelder von dem umgekehrten Verhältnis der Kreisbahnradien. Die höchst umständliche Durchrechnung aller dieser Verhältnisse nach dem Schema „1914“ ist nicht erfolgt, da die Kurvenformen hier nicht Selbstzweck sind.

gehörigen Ordinaten (Elektrizitätsmengen) für die steilere J -Kurve stärker als für die flachere i -Kurve. Hat man z. B. im Vakuum die Maxima der beiden Kurven verglichen, so sinkt bei einer Verschiebung der Geschwindigkeitsverteilung der J -Wert stärker als der i -Wert und G wird zu groß. Man umgeht diesen Fehler oder drückt ihn doch mindestens auf ein praktisch nicht mehr in Betracht kommendes Maß herab, wenn man den Vergleichspunkt so legt, daß er anfangs gerade so weit links wie nach dem Gaseinlaß rechts vom Maximum zu liegen kommt, wobei der Sinn der Verschiebung wie in Fig. 3 angenommen ist. Hierdurch werden beide J -Werte um den gleichen prozentualen Betrag gegenüber dem jeweils zugehörigen i -Wert geändert, soweit die Verschiedenheit der beiden Kurvenformen in Betracht kommt.

Diese Vorsichtsmaßregel ist bei allen Messungen berücksichtigt. Zu ihrer Durchführung ist die dauernde Nachprüfung der Kurvenformen nach Art des Beispiels IV, 2 erforderlich. Das Ergebnis dieses Beispiels ist in Fig. 3 graphisch dargestellt; der Schnittpunkt der beiden J -Kurven bzw. der beiden i -Kurven ist der gesuchte Vergleichspunkt, bei welchem G unabhängig von der geometrischen Unähnlichkeit der beiden Elektronenbahnen wird. Erfüllt der gefundene Schnittpunkt die obigen Symmetriebedingungen nicht von vornherein mit genügender Genauigkeit, so läßt sich die noch nötige Korrektur leicht aus den Kurvenformen graphisch ermitteln.

VI. Versuchsergebnisse.

1. *Die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Gase.* In der nachstehenden Tab. III sind die gefundenen Werte zusammengestellt.

Im einzelnen ist folgendes zu bemerken.

Luft: Die Werte für Luft stellen Vorversuche dar, bei welchen noch nicht alle Vorsichtsmaßregeln der späteren Messungen angewandt worden sind. Sie sind hier nur deswegen aufgenommen, um die Unabhängigkeit des q -Wertes vom Druck und damit die Richtigkeit der experimentellen und theoretischen Voraussetzungen zu beweisen.

Wasserstoff: Dieses Gas wurde in erster Linie dazu verwandt, die Methode in ihren verschiedenen Einzelheiten zu

Tabelle III.

Lfd. Nr.	Gas	Gasdruck in 10^{-4} mm	Geschwindigkeit in Volt	$G = \frac{J_1}{i_1} / \frac{J_2}{i_2}$	Wirkungsquerschnitt q			„ α “ (Mittel)
					in 10^{-18} cm ²	in 10^{-18} cm ² (Mittel)	in Einheiten des gaskin. Querschnitts ¹⁾	
1	Luft	33	0,80	1,136	890	890	1,4	31,0
2		67		1,290	880			
3		131		1,681	910			
4	H_2	41,0	0,85	1,264	1310	1260	3,4	43,8
5		40,3		1,225	1150			
6		39,5		1,235	1220			
7		75,0		1,51	1260			
8		76,5		1,56	1330			
9		78,1		1,522	1230			
10		79,1		1,54	1250			
11		83,1		1,583	1260			
12		81,4		1,588	1300			
13		77,3		1,526	1250			
14		121		1,905	1220			
15	N_2	96,3	0,75	1,44	860	920	1,4	31,9
16		102		1,53	950			
17		104		1,53	940			
18	He	151	0,75	1,43	540	550	2,3	19,1
19		138		1,41	570			
20		143		1,41	550			
21	A	111	0,75	1,055	(110)	75	0,14	2,6
22		711		1,27	77			
23		682		1,21	64			
24		345		1,130	81			
25		470		1,1 ²⁾	1,391			

prüfen. Nr. 4, 5, 6; 7—13 und 14 zeigen wieder die Unabhängigkeit der Werte vom Gasdruck. Nr. 5 und 6 sind so erhalten, daß die Gaseinführung nicht in das „Vakuum“, sondern zu dem bereits vorhandenen Gasdruck des jeweils vorhergehenden Versuchs, also so 0,00410 bzw. zu 0,00410 + 0,00403 mm erfolgte. Diese Werte sind an sich weniger sicher, da der Einfluß des zerstreuten Lichtes mit dem Gesamtdruck, das Verhältnis G aber mit dem Zusatzdruck wächst, zeigen aber doch deutlich auch von diesem Gesichtspunkt aus die Einwandfreiheit der Methode.

1) Die gaskinetischen Querschnitte sind aus den Werten „ Qt corr“ der Landolt-Börnsteinschen Tabellen 4. Aufl. entnommen.

2) Al-Al-Funke.

Zur Mittelnahme sind hier nur die Werte der mittleren Gruppe, Nr. 7—13 mit dem praktisch günstigsten Gasdruck verwandt.

Stickstoff: Die drei angeführten Werte sind unter gleichen Bedingungen aufgenommen und zur Mittelbildung verwandt.

Helium: Mittelbildung wie bei Stickstoff.

Argon: Der Wert Nr. 21 ist, absolut genommen, unsicher, wie schon aus der Kleinheit von G folgt; er soll nur zeigen, daß ein Druck von der bei den übrigen Gasen benutzten Größenordnung bei Argon fast unwirksam ist. Die Werte Nr. 22, 23, 24 sind zur Mittelbildung für die Durchschnittsgeschwindigkeit 0,75 Volt benutzt; der Wert Nr. 25 entspricht einer merklich höheren Geschwindigkeit. Die relativ großen Schwankungen der drei Argonwerte für 0,75 Volt erklären sich durch die ausnahmsweise starke Änderung der Geschwindigkeitsverteilungskurve bei der Gaseinführung, wodurch die Messungen wesentlich erschwert werden. Die Fehlergrenzen für die Argonwerte sind infolgedessen höher einzuschätzen als die der übrigen Daten.

2. *Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Elektronengeschwindigkeit*. Die benutzte Methode ist in ihrer jetzigen Form weniger zur Veränderung der Elektronengeschwindigkeit geeignet, da der Wechsel der Lichtquelle nur geringe Unterschiede in der Lage der Maxima hervorruft, und da die Ausnutzung der ganzen Verteilungskurven weniger sichere Resultate ergeben würde. Die ganze Frage bildet zur Zeit den Gegenstand einer besonderen Untersuchung, bei welcher unter Beibehaltung ähnlicher Versuchsbedingungen die Beschleunigung der Elektronen durch ein elektrisches Feld vorgesehen ist. Immerhin ergeben sich aber auch schon jetzt wertvolle Anhaltspunkte.

Wir können zwei Hauptfälle unterscheiden: Wasserstoff und Argon. Der Wirkungsquerschnitt des Wasserstoffmoleküls bleibt innerhalb des untersuchten Gebiets konstant, wie, entsprechend den weiter unten folgenden Schlüssen, aus der Identität der Verteilungskurven mit und ohne Wasserstofffüllung hervorgeht; vgl. Fig. 5, in welcher die i -Verteilungskurve vor ($\odot \odot$) und nach ($\times \times$) der Wasserstoffeinführung dargestellt ist.

Dagegen sinkt der Wirkungsquerschnitt des Argonatoms innerhalb des untersuchten Gebietes schnell mit abnehmender Strahlgeschwindigkeit. Dies geht aus Tab. III hervor, welche für die Geschwindigkeiten 1,1 und 0,75 Volt die Werte 75 und $160 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ für q ergibt, und folgt außerdem aus der Formänderung der Verteilungskurven bei der Einführung von Argon, wie Fig. 6 zeigt. Der Druck ist hier absichtlich sehr hoch gewählt, 0,117 mm. Als Lichtquelle ist ein Mg-Al-Funke verwendet, um ein möglichst großes Lichtgebiet und damit eine möglichst breite Geschwindigkeitsverteilungskurve zu erhalten. Die Einzelmaxima des Mg- und des Al-Spektrums sind in den beiden Vakuumkurven noch deutlich zu unterscheiden. Ihre Wirkung ist durch entsprechende Abpassung

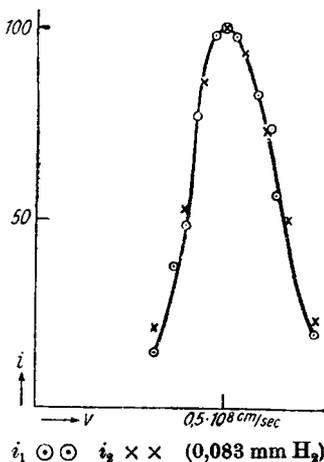
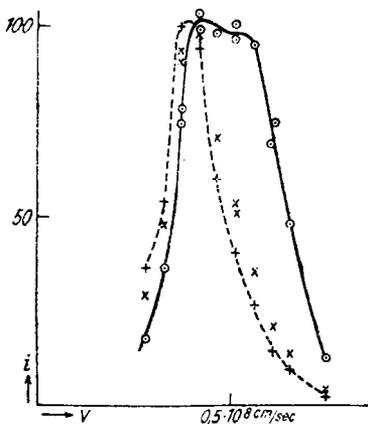
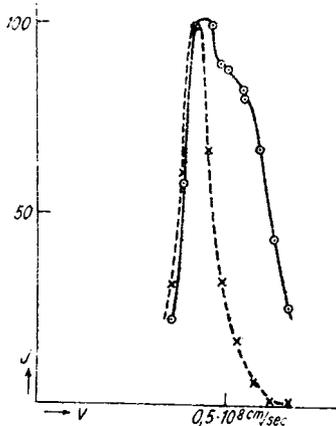


Fig. 5.



$i_1 \odot$ $i_2 \times$ 0,117 mm A
 $i_3 +$ 0,164 mm A

Fig. 6a.



$J_0 \odot$ $J_2 \times$ 0,117 mm A

Fig. 6b.

der Linsenabstände auf ungefähr die gleiche Größe gebracht. Die beiden Vakuumkurven für J und i , welche auf gleiche

Geschwindigkeit und gleiche Maximalordinate umgerechnet sind, unterscheiden sich über den geometrisch begründeten Betrag hinaus (vgl. S. 531 Anm. 2) durch ihre Breite, da sich bei der *J*-Kurve bereits jetzt eine Herabdrückung der rechten Kurvenhälfte durch stärkere Absorption der schnelleren Strahlen auf dem längeren Wege durch das Dampfresiduum, welches vom vorhergehenden Versuche her noch Reste von Argon enthielt, bemerkbar macht.

Bei der Einführung des Argons ergibt sich eine starke Formänderung der beiden Kurven. Diese Änderung kann an sich zwei Ursachen haben: eine Verschiebung der Geschwindigkeitsverteilung des lichtelektrischen Effekts und eine Verschiedenheit der Argonwirkung für schnellere und langsamere Strahlen. Tatsächlich ist der zweite Grund der alleinige oder doch ausschlaggebende. Dies geht, abgesehen von der sonst nicht erklärbaren gleichzeitigen Verschmälerung der Kurven, daraus hervor, daß bei einer Erhöhung des Drucks (vgl. Fig. 6) um etwa 50 Proz. die *i*-Kurve, bei welcher jetzt der kürzere Weg durch den höheren Druck ausgeglichen ist, sich wieder weiter nach links verschiebt und mit ihrem Maximum auf dem gleichen Punkt zu liegen kommt, wie die *J*-Kurve beim zuerst verwandten Argondruck. Die Kurven bestätigen also die Abnahme des Wirkungsquerschnitts mit abnehmender Elektronengeschwindigkeit bei Argon innerhalb des untersuchten Gebietes.

Die Kurven lassen sich selbstverständlich auch zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte für das gesamte Geschwindigkeitsbereich ihrer Abszissen verwerten. Unter Zuhilfenahme der beiden Angaben der Tab. III als Bezugswerte ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt ein weiterer fast auf 0 hinzeigender Abfall unterhalb 0,75 Volt und ein steiler Anstieg oberhalb 1,1 Volt. Von einer zahlenmäßigen Wiedergabe dieser Ergebnisse ist hier abgesehen, da von der Fortsetzung der Arbeit unmittelbar gewonnene Werte für ein größeres Beobachtungsgebiet zu erwarten sind.

Die übrigen untersuchten Gase liegen in bezug auf die Größe der Kurvenformänderung infolge der Gaseinführung zwischen Wasserstoff und Argon. Bei Helium wird kaum die Spur einer Formänderung innerhalb des untersuchten Gebietes beobachtet. Der Wirkungsquerschnitt müßte also fast

die gleiche Konstanz besitzen wie der des Wasserstoffs. Stickstoff dagegen zeigt eine Formänderung der Geschwindigkeitsverteilungskurve im gleichen Sinne wie Argon. Sein Wirkungsquerschnitt müßte also innerhalb des untersuchten Gebiets bei abnehmender Elektronengeschwindigkeit ebenfalls kleiner werden. Immerhin ist die Formänderung hier so gering, daß es sich auch um indirekte lichtelektrische Erscheinungen handeln könnte. Die bereits erwähnte Fortsetzung dieser Arbeit dürfte auch hier Aufklärung bringen.

VII. Allgemeine Schlußfolgerungen.

1. *Der Vergleich des gesamten Wirkungsquerschnitts mit dem absorbierenden Querschnitt.* In der folgenden Tab. IV sind für H_2 , N_2 , He und A die Werte dieser Arbeit mit den neuesten Absorptionswerten Hr. Hans Ferd. Mayers (vgl. Anm. 2 S. 531) für annähernd gleiche Elektronengeschwindigkeit V zusammengestellt. Zum Vergleich sind hierbei die Querschnittssummen für die Moleküle eines cm^3 bei 1 mm Hg-Druck und $0^\circ C$. gewählt.

Tabelle IV.

Gas	a	V	„a“	V
H_2	43,7 49,3 47,2	0	43,8	0,85
	46,7 47,9	1,0		
N_2	31,8	0	31,9	0,75
	32,6	0,5		
	32,6 31,3	1,0		
	31,8 32,3			
He	18,3	0,2	19,1	0,75
	19,2			
	20,3	2,0		
	18,8 20,2			
A	2,5	0,2	2,6	0,75
	6,3	0,7	5,5	1,1
	9,7	1,2		

Bedenkt man die völlige Verschiedenheit der beiden Methoden und die große Empfindlichkeit der in beiden Fällen benutzten logarithmischen Differenzformel gegen alle Fehlerquellen, so kann man „a“ und a für H_2 , N_2 und He innerhalb der Meßgenauigkeiten als gleich ansehen. Mit anderen Worten:

der gesamte Wirkungsquerschnitt ist für diese geringen Elektronengeschwindigkeiten nicht größer als der absorbierende Querschnitt.

Die Argonwerte zeigen wesentlich schlechtere Übereinstimmung, was zum Teil durch die größere Unsicherheit meiner Daten, zum Teil durch die geringere Homogenität der Mayerschen Elektronengeschwindigkeit bedingt sein mag. Jedenfalls bestätigt der Vergleich die außerordentliche Kleinheit des Argonquerschnitts für geringe Elektronengeschwindigkeiten und liefert keinen Widerspruch gegen die Identität des Wirkungsquerschnitts mit dem absorbierenden Querschnitt, da „ a “ kleiner als a und nicht größer als a gefunden wird.

Die Gleichheit der „ a “ und a bedeutet mit anderen Worten das Fehlen der Diffusion bei den untersuchten Elektronengeschwindigkeiten. Wie außerordentlich verschieden sich in dieser Beziehung diese Strahlen gegenüber den Kathodenstrahlen des Vakuumrohrs von etwa 0,35 Lichtgeschwindigkeit verhalten, zeigt folgende Zusammenstellung.¹⁾

Die Elektronen von etwa 1 Volt Geschwindigkeit werden auf dem Wege des kleinen Halbkreises von rund 2,5 cm Länge bei der am häufigsten benutzten Wasserstofffüllung von 0,0080 mm auf das rund 0,4fache vermindert.

Zur gleichen Verminderung sind für die Kathodenstrahlen von 0,35 Lichtgeschwindigkeit (34300 Volt) rund 0,0002 cm Al erforderlich. Von dieser Strecke durchlaufen die Strahlen nur $\frac{1}{50}$, ohne wesentliche Richtungsänderung (Parallelfalldicke 0,000004 cm). Bei $\frac{2}{3}$ dieser Strecke haben sie bereits den vollen Höchstwert der Rückdiffusion erreicht (Rückdiffusionsdicke 0,00014 cm). Schon viel früher zeigen sie vollständig ausgebildete Diffusion mit einem Umwegfaktor von 1,8 (Normalfalldicke nicht angebar, aber viel kleiner als Rückdiffusionsdicke).

Dem gegenüber ändern die Elektronen von 1 Volt Geschwindigkeit auf dem ganzen Wege bei gleicher Mengenverminderung ihre Richtung überhaupt nicht merklich.

Für die etwaige Anwendung der gefundenen Wirkungsquerschnitte z. B. bei der Berechnung der freien Weglänge der Elektronen in einem Gase sei noch besonders auf den Ver-

1) Die Zahlenwerte für die schnelleren Kathodenstrahlen sind P. Lenard, a. a. O., entnommen. (Taf. VI und Tab. 18.)

gleich der gefundenen Werte mit den gaskinetischen Querschnitten in der vorletzten Spalte der Tab. III hingewiesen.

2. *Die Bedeutung der gewonnenen Ergebnisse für den Begriff der Molekülgrenze.* Das Volumen eines Moleküls (oder Atoms) ist ganz verschieden, je nachdem durch welche Prüfkörper — langsame Kathodenstrahlen, schnelle Kathodenstrahlen, Gasmoleküle von bloßer Temperaturenergie usw. — dieses Volumen bestimmt wird. Vom Standpunkte der klassischen Elektrizitätslehre müßte man dies Volumen streng genommen als unendlich groß bezeichnen, da die elektrischen und magnetischen Wirkungen bis ins Unendliche reichen, und es müßte sich bei der Nachmessung stets um so größer ergeben, je leichter die benutzten Prüfkörper durch elektrische oder magnetische Kräfte beeinflußt werden können.

Demgegenüber weist jedoch das zuerst von Hrn. Lenard nachgewiesene und jetzt wieder von Hrn. Mayer sehr sorgfältig bestätigte Konstantwerden des absorbierenden Querschnitts mit immer mehr abnehmender Elektronengeschwindigkeit auf eine bestimmte Molekülgrenze hin. Diese Grenzbestimmung gilt aber nur für den Absorptionsvorgang und läßt an sich die Möglichkeit eines diesen absorbierenden Querschnitt umgebenden diffundierenden Querschnitts offen, der um so größer zu erwarten wäre, je langsamer, d. h. je leichter ablenkbar die benutzten Elektronen sind. Diese Frage wird durch die obigen Ergebnisse unmittelbar gelöst. Die Identität des Wirkungsquerschnitts mit dem absorbierenden Querschnitt zeigt, daß ein Elektron entweder absorbiert oder überhaupt nicht, weder in der Größe noch der Richtung seiner Geschwindigkeit, beeinflußt wird.¹⁾ Damit ist auch für das Molekül bzw. Atom eine feste Wirkungsgrenze gegeben, außerhalb deren ein langsames Elektron überhaupt nicht, innerhalb deren es stark beeinflußt wird. Daß es sich hierbei nicht lediglich um eine sehr schnelle Abnahme der Wirkung mit dem Abstände handelt, geht daraus hervor, daß gerade ein elektrostatisch so wenig geschlossenes Gebilde wie Wasserstoff die Konstanz des Querschnitts besonders deutlich zeigt.

Ob es sich hier um eine Quantelung in den Energiewirkungen der Atome oder um eine räumliche Diskontinuität

1) Über die Vorausberechnung dieses Resultats durch Hrn. Lenard vgl. S. 514.

der elektromagnetischen Felder handelt, wie Hr. Lenard sie annimmt, muß vorläufig dahingestellt bleiben.

3. *Die freie Durchlässigkeit des Argonatoms.* Würde man die außerordentliche Kleinheit des absorbierenden Querschnitts beim Argon für kleine Elektronengeschwindigkeiten aus Versuchen ermitteln, bei welchen auch die durch Diffusion abgelenkten Elektronen zur Auffangung und Messung gelangen, wie es entsprechend der Definition der Absorption nach Hrn. Lenard der Fall sein sollte, so bliebe es unbestimmt, ob die vermehrte Durchlässigkeit nicht auf einer Ersetzung der Absorptionswirkung durch Diffusionswirkung (bei streifender Durchquerung) beruht. Diese wichtige Frage wird durch die Art der hier benutzten Methode unmittelbar entschieden. Da die aufgefangenen Elektronen keine Ablenkung aus der Kreisbahn erfahren haben können, so ist damit bewiesen, daß die Verminderung des Wirkungsquerschnitts mit abnehmender Elektronengeschwindigkeit *eine Erhöhung der völlig freien Durchlässigkeit* des Atoms bedeutet.

Diese Erscheinung läßt sich in Zusammenhang mit der Quantelung der Energiewirkung des Atoms bringen, kann aber vielleicht noch unmittelbarer als ein Zeichen für die Diskontinuität der elektromagnetischen Felder im Atominnern angesehen werden, welches als um so beweisender zu betrachten ist, da es sich hier um sehr langsame, also leicht zu beeinflussende Elektronen handelt.¹⁾ Der Vorgang selbst scheint magnetischer Natur zu sein, da sonst die Abnahme der Atomwirkung mit der sinkenden Geschwindigkeit der Elektronen nicht verständlich wäre.

Durch diese abnorme Durchlässigkeit des Argonatoms für langsamste Elektronen wird auch die bekannte Kleinheit des Kathodenfalls für Argongas, welcher mit der verhältnismäßig hohen Trägerbildungsspannung im Widerspruch zu stehen scheint, verständlich, indem sich die freie Weglänge der Elektronen mit der Kleinheit der Wirkungsquerschnitte stark erhöht.

Heidelberg, im August 1920.

1) Vgl. P. Lenard, a. a. O. S. 183 und 245, wo diese Anschauungen für die bei der Atomdurchquerung völlig unbeeinflußt bleibenden Elektronen höherer Geschwindigkeit durchgeführt sind.