ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 49.

1. *Über die Absorption und Diffusion schneller Kathodenstrahlen (β -Strahlen) in Gasen und Dämpfen;*

von Einar Friman.

[Aus dem Radiologischen Institut der Universität Heidelberg.¹⁾]

Einleitung; Ziel der Arbeit. — Seit der ersten Untersuchungen von Hrn. Lenard über die Absorption von Kathodenstrahlen durch Materie, ist dieses Phänomen insbesondere an Strahlen sehr geringer und mittlerer Geschwindigkeiten, wie sie durch ultraviolettes Licht bzw. Entladungsröhren zu erhalten sind, sehr eingehend untersucht worden. Die umfassenden Messungen von Hrn. Lenard²⁾ erbrachten zuerst die wichtige Kenntnis des Massenproportionalitätsgesetzes der Absorption. Um dieses Ergebnis zu erklären, entwickelte Hr. Lenard³⁾ eine Theorie über die Konstitution der Materie. Nach derselben sind die Grundbestandteile jedes Atoms eine seinem Gewicht proportionale Zahl elektrischer Doppelquanten, Dynamiden⁴⁾, deren elektromagnetische Kraft-

1) Das besondere Verdienst der vorliegenden, unter Leitung von Prof. Dr. A. Becker ausgeführten Arbeit besteht in der weitgehenden Variation der Versuchsbedingungen, wodurch es möglich wurde, die Mitwirkung der einzelnen Fehlerquellen der Absorptionsmessung zu erkennen und dieselben zu eliminieren, was in erster Annäherung gelungen sein dürfte und also einen wesentlichen Fortschritt gegenüber bisherigen Absorptionsmessungen an β -Strahlen darstellt. Die hierzu erforderliche fertige Durcharbeitung des reichlichen (hier nur so weit, als zu den Endresultaten nötig im einzelnen mitgeteilten) Beobachtungsmaterials hat wegen der Unterbrechung, welche auch diese Arbeit aus den bekannten Gründen erleiden mußte, zu einem Teil erst nachträglich, in Abwesenheit des Verfassers, vorgenommen werden können (besonders Teil I, Abschnitt C betreffend). Ich habe noch einige Fußnoten hinzugefügt.

P. Lenard.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. **56**, p. 255. 1895.

3) P. Lenard, Ann. d. Phys. **11**, p. 735. 1903.

4) Identisch mit diesen Dynamiden sind die von Hrn. P. Weiss später eingeführten „Magnetonen“. Auch das Rutherford-Bohrsche

felder für die Größe der Strahlabsorption maßgebend sind und deren „absorbierende Querschnitte“ durch die beobachtbaren Absorptionskoeffizienten direkt gegeben sind. In Übereinstimmung mit den ebenfalls zuerst von Hrn. Lenard¹⁾ ausgeführten, späterhin von den Herren Becker²⁾ und Franz Mayer³⁾ fortgesetzten Versuchen ist für Strahlen verschiedener Geschwindigkeit die Größe dieses absorbierenden Querschnittes verschieden anzunehmen; bei schnelleren Strahlen wirken nur die stärksten Teile der Dynamidenfelder absorbierend; das Atom kann also durchquert werden, während für sehr langsame Strahlen die absorbierenden Gesamtquerschnitte die volle Größe der Atom- bzw. Molekülquerschnitte erreichen.

Spätere, sehr genaue Untersuchungen von Hrn. Becker⁴⁾ ergaben Eingehenderes über die Verschiedenheiten der Dynamiden verschiedener Stoffe, insofern für viele Substanzen Abweichungen vom Massengesetz meßbar wurden, die auf verschiedene absorbierende Querschnitte der Dynamiden schließen lassen. Zu einer weiteren Ergänzung in dieser Richtung führte eine Untersuchung des Hrn. Silbermann⁵⁾ an Strahlen mittlerer Geschwindigkeit, welche besonders erhebliche Abweichungen bei den Halogenen nachwies und hier eine Proportionalität der Abweichungen mit den Atomgewichten erkennen ließ.

Die durch die Entdeckung der Radioaktivität ermöglichte, jedoch vielfach ohne genügende Benutzung der bereits vorhandenen, im vorstehenden erwähnten Kenntnis durchgeführten Untersuchungen an β -Strahlen, d. i. sehr schnellen Kathodenstrahlen, führten, soweit sie einwandfrei erscheinen, im wesentlichen zu einer Bestätigung dieser Kenntnis.

Atommodell schließt sich den Dynamiden wenigstens insofern an, als es — im Gegensatz zum Kelvin-Thomsonschen Modell — eine Unterteilung nicht nur der negativen, sondern bis zu gewissem Grade auch der positiven Elektrizität im Atome annimmt.

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **12**. p. 714. 1902.

2) A. Becker, Heidelb. Akad. 1910. 19. Abh.

3) Franz Mayer, Ann. d. Phys. **45**. p. 1. 1914.

4) A. Becker, Ann. d. Phys. **17**. p. 381. 1905.

5) J. Silbermann, Dissert. Heidelberg 1912.

Eine erste Absorptionsmessung, die sich unzweifelhaft auf β -Strahlen bezog (unter Ausschluß nicht nur der α -, sondern auch der γ -Strahlen), wurde von Hrn. Lenard veröffentlicht.¹⁾ Die eingehenden Messungen der Herren Rutherford²⁾, Crowther³⁾ und H. W. Schmidt⁴⁾ an großen Reihen fester Körper bestätigten, besonders an der ziemlich homogenen Strahlung des Ur X, die für Kathodenstrahlen zu erwartende Gültigkeit des exponentiellen Absorptionsgesetzes und stellten auch hier Abweichungen vom Massenproportionalitätsgesetz fest.

Für das Absorptionsvermögen der Gase für β -Strahlen sind bis jetzt nur von den Herren Eve und Kovarik Angaben gemacht worden. Der erstere versuchte durch Variieren des Abstandes eines Präparates von einem Elektroskop den Absorptionskoeffizienten für Luft zu bestimmen und findet $0,0033 \text{ cm}^{-1}$ für 1 Atm. bei Schichtdicken von etwa 1 m, bzw. $0,0045 \text{ cm}^{-1}$ bei Schichtdicken von mehreren Metern. Wirksam war dabei nach den obwaltenden Umständen die β -Strahlung des Ra C⁵⁾. Hr. Kovarik benutzte die ebenfalls schon bei den ersten Absorptionsmessungen an Kathodenstrahlen bewährte Methode der Druckvariation und untersucht Luft und Kohlensäure. Seine Angaben über die Art der Ausführung sind jedoch so wenig eingehend⁶⁾, daß man außerstande ist, zu sehen, ob Fehlerquellen überhaupt berücksichtigt sind, und also seinen Resultaten kein Gewicht beilegen kann (vgl. dazu Abschnitt C).

Absorptionsmessungen an Gasen erfordern besonders eingehende Berücksichtigung der störenden Einflüsse, welche infolge der diffusen Ausbreitung der Strahlen sowohl von den Wänden des Gefäßes als auch vom Gase selbst auf den

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **12**, p. 732. 1903. Es ist dort auch eine frühere, vorläufige Mitteilung von Hrn. Strutt erwähnt, aus welcher jedoch nicht zu sehen war, inwieweit die damals ihren Eigenschaften nach noch wenig bekannten γ -Strahlen bei seinen Versuchen mitgewirkt haben.

2) E. Rutherford, „Radioaktivität“. 1. Aufl. 1904.

3) J. A. Crowther, Phil. Mag. **12**, p. 379. 1906.

4) H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. **23**, p. 671. 1907.

5) A. S. Eve, Phil. Mag. **22**, p. 8. 1911.

6) A. Kovarik, Phys. Rev. **34**, p. 142. 1912. Eine andere Veröffentlichung als diese kurze Notiz war nicht aufzufinden.

Verlauf der Strahlen ausgeübt werden. Diese Einflüsse sind zwar schon wiederholt gelegentlich bemerkt und zu einem Teil bei Absorptionsmessungen auch eliminiert worden, z. B. auch schon bei den ersten Messungen dieser Art¹⁾; eine eingehende Untersuchung derselben ist jedoch noch nicht durchgeführt worden. Gerade bei den schnellen Kathodenstrahlen (β -Strahlen) kommt dies aber sehr in Betracht, und zwar ist besonders die Rückdiffusion von den Gefäßwänden störend, da der geringen Absorption wegen nicht leicht Gefäße genommen werden können, die groß genug wären, um die Strahlen nicht bis an die Wände gelangen zu lassen.

Hr. Lenard hat die soeben gedachten Einflüsse der diffusen Ausbreitung auf Absorptionsmessungen eingehend diskutiert und in drei Gruppen zusammengefaßt²⁾, nämlich: I. Rückdiffusion aus den ersten Schichten des absorbierenden Mediums (scheinbare Vermehrung der Absorption ergebend); II. Gekrümmte, also verlängerte Strahlwege im absorbierenden Medium (und dadurch wirkliche Vergrößerung der Absorption), wozu auch die Krümmung der Strahlwege durch Rückdiffusion (sog. „Reflexion“) von Gefäßwänden gehört; III. Abschirmung von Strahlen bei zu enger seitlicher Begrenzung des Mediums.

Die gegenwärtige Arbeit enthält eine erste, unter eingehender Betrachtung dieser Trübungseinflüsse sowie auch der anderen möglichen Fehlerquellen durchgeführte Untersuchung einer Reihe von Gasen bzw. Dämpfen mit Benutzung der β -Strahlen des Uran X. Es ist in erster Linie Gewicht darauf gelegt worden, die Fehlerquellen zu erkennen³⁾ und

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. u. Chem. **51**. p. 253 ff. 1894; **56**. p. 256 ff. u. 268. 1895.

2) P. Lenard, Heidelb. Akad. 1914, 13. Abh. p. 6.

3) Dies schien von besonderer Wichtigkeit, denn die Kenntnis von der Absorption der Kathodenstrahlen ist durch neuere Veröffentlichungen, welchen genügende Umsicht mangelt, mehr verdunkelt worden als nötig war. Selbst das exponentielle Gesetz der Absorption ist als Grundlage bezweifelt worden (z. B. W. Wilson, Proc. Roy. Soc. **82**. p. 612. 1909, der es durch ein lineares Absorptionsgesetz ersetzt), und zwar auf Grund von Versuchen, welche man keineswegs als besonders rein oder als weitgehend durchgeführt bezeichnen kann. Die Autoren scheinen auch gar nicht das Gesetz finden zu wollen, nach welchem Elektronen von bestimmter Geschwindigkeit in der Materie absorbiert werden (in dem wohldefinierten

geeignete Wege zu ihrer Berücksichtigung zu finden; man sehe hierüber besonders Teil I, Abschnitt C. Die Erweiterung der Kenntnis über die spezifische Absorption einzelner Gase auf den Fall sehr großer Strahlengeschwindigkeiten, welche wir dabei erzielt haben, dürfte aber ebenfalls von Wert sein.

Die Arbeit zerfällt in drei Teile. Die ersten beiden Teile enthalten die Absorptionsmessungen, welche sowohl mit Benutzung sehr stark variiertter Apparatdimensionen als auch nach zwei verschiedenen Methoden durchgeführt sind. Der dritte Teil enthält eine besondere Untersuchung über die Diffusion der β -Strahlen in vier der benutzten Gase, deren Ergebnis einerseits eine Korrektur der Absorptionsmessungen ermöglicht, andererseits auf Grund einer früher von Hrn. Lenard entwickelten, bisher nicht publizierten Theorie an sich wichtige quantitative Angaben über die Größe der Diffusion der benutzten schnellen Strahlen in den betreffenden Gasen zuläßt.

Die Absorptionsversuche lassen auch für die schnellen Kathodenstrahlen eine Abweichung vom Massenproportionalitätsgesetz in den Fällen erkennen, in denen für langsamere Strahlen bereits eine Abweichung festgestellt worden war, und zwar zeigt sich dieselbe insbesondere bei den untersuchten Halogenverbindungen wieder sehr nahe proportional dem Atomgewicht des betreffenden Halogens, wie dies bereits von Hrn. Silbermann (l. c.) für langsamere Kathodenstrahlen nachgewiesen worden ist. Da die Größe dieser Abweichungen sich sogar noch etwas gesteigert zeigt gegenüber den Angaben für kleinere Geschwindigkeiten, so scheint der Einfluß der speziellen Atomstruktur auf die Absorption bei

Sinne, welcher in diesen Ann. **12.** p. 737. 1903 eingeführt ist), sondern sie verfahren rein phänomenologisch, indem sie ohne Rücksicht darauf, daß dem Gesetz (wie allen Naturgesetzen) ein Idealfall zugrunde liegt, der unmittelbar und rein für gewöhnlich nicht zu verwirklichen ist, ein „Absorptionsgesetz“ aufzustellen suchen, welches den in ihren Fällen vorliegenden Intensitätsverlauf mit Einschluß der nicht eliminierten Fehlerquellen wiedergeben soll. Solches Verfahren ist natürlich unwissenschaftlich; es ist aber Gefahr vorhanden, daß es sich einbürgert und entsprechend verwirrend weiterwirkt, da es in einem ausländischen Handbuch der Radioaktivität (Kapitel β -Strahlen) neuerdings in den Vordergrund gestellt wird. Man vergleiche auch die Noten zum Abschnitt C dieses Teiles.

P. Lenard.

wesentlicher Vergrößerung der Strahlengeschwindigkeit seine Größe jedenfalls nicht zu verringern.

Ganz ähnliche Abweichungen von der Massenproportionalität wie für die Absorption zeigen die untersuchten Dämpfe auch bezüglich ihrer Trübung (vgl. III. Teil).

Strahlenquelle. — Als Strahlenquelle diente ein Ur X-Präparat, das wegen der genügend großen Intensität seiner Strahlung und verhältnismäßigen Einfachheit derselben¹⁾ bei relativ langer Lebensdauer besonders vorteilhaft erschien. Dasselbe sendet nach den Untersuchungen des Hrn. H. W. Schmidt²⁾ im wesentlichen zwei β -Strahlungen aus, deren Geschwindigkeiten die Werte 0,92 bzw. 0,53 der Lichtgeschwindigkeit besitzen und die nach seinen Versuchen einzeln exponentiell in der Materie absorbiert werden und daher als homogen aufzufassen wären, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der magnetischen Ablenkungsversuche Hrn. Schmidts. Von ihnen kommt die langsamere Strahlung überhaupt nicht in Betracht, sobald absorbierende Medien von größerer Dicke, als dem Gewicht nach 0,02 mm Al entspricht, zu durchsetzen sind.³⁾ Der Versuch kann dann ausschließlich mit den schnellen Strahlen durchgeführt werden. Deren exponentielle Absorption in gewissem Dickenbereich des Mediums hat späterhin auch Hr. Bloch⁴⁾ festgestellt. Neuerdings und nach Abschluß vorliegender Untersuchung⁵⁾ von den Herren v. Baeyer, Hahn und Frl. Meitner⁶⁾ ausgeführte, verfeinerte photographische Ablenkungsversuche zeigen, daß die schnelle Strahlensorte eine zwischen 0,82 und 0,96 der Lichtgeschwindigkeit liegende spektrale Breite besitzt, mit Überwiegen des schnelleren Anteils. Diese Inhomogenität der

1) α -Strahlen sind bei Ur X nicht nachgewiesen; die γ -Strahlen sind so schwach, daß ihre Luftleitungserregung neben der der β -Strahlen in der unvermeidlichen Meßunsicherheit verschwindet.

2) H. W. Schmidt, Physik. Zeitschr. 10. p. 6. 1909.

3) S. Bloch, Ann. d. Phys. 38, p. 574. 1912. Eventuelle α -Strahlen, welche beim benutzten Präparat jedenfalls nur sehr schwach vorhanden sein könnten, wären dann auch abgehalten.

4) S. Bloch, l. c. p. 573.

5) Bereits Juli 1914 abgeschlossen und wegen des Kriegsausbruches erst jetzt zur Veröffentlichung gekommen.

6) O. v. Baeyer, O. Hahn und O. Meitner, Physik. Zeitschr. 15. p. 649. 1914.

Strahlen, welche hiernach wohl als unzweifelhaft nachgewiesen zu betrachten ist, stört indessen nicht wesentlich die Resultate unserer Messungen; denn einerseits werden die Strahlen beim Durchgang durch die absorbierenden Medien homogener durch die stärkere Absorption des langsameren Anteils, andererseits finden wir Geschwindigkeitsverluste, so daß — wie überhaupt stets — die genaue Ermittlung der Geschwindigkeit, zu welcher gemessene Absorptionswerte gehören, eine besondere Frage ist. Wir kommen hierauf an der gehörigen Stelle noch zurück (I. D).

Das Präparat wurde in folgender Weise hergestellt: 100 bzw. 500 g Urannitrat wurden in Aceton gelöst und die Lösung mit frisch bereitetem Eisenhydroxyd versetzt. Darnach wurde das Eisenhydroxyd, das den größten Teil des Ur X adsorbiert, abfiltriert und nach Auswaschen mit Aceton in verdünnter Salzsäure aufgelöst. Die Lösung wurde mit einigen Körnchen Bariumchlorid versetzt, worauf durch Zusatz verdünnter Schwefelsäure Bariumsulfat ausgefällt wurde. Dies enthält das Ur X adsorbiert.¹⁾ Diese Methode ist von Hrn. H. W. Schmidt²⁾ angegeben und stellt eine Kombination zweier älterer Methoden³⁾ dar.

Das auf einem dünnen Filtrierpapier aufgesammelte, fein verteilte Präparat wurde mit einer dünnen Al-Folie (0,04 mm) bedeckt und, mit der Folie nach unten, wohin in den Versuchen die Strahlung sich ausbreiten sollte, in eine Messingfassung gebracht. Die wirksame Fläche hatte einen Durchmesser von 2 bzw. 1,2 cm.

Erster Teil. Messung des Absorptionskoeffizienten für Luft aus Abstandsvariationen.

A. Prinzip der Methode.

Ein Teil der von einem in der Luft frei aufgestellten Präparat allseitig ausgehenden Strahlung gelangt nach Durchsetzen eines gewissen Luftweges durch eine senkrecht dar-

1) Nach den neueren Untersuchungen ist das Präparat als $\text{Ur X}_1 + \text{Ur X}_2$ im Gleichgewicht zu bezeichnen, was aber für unsern Zweck nichts ändert.

2) H. W. Schmidt, l. c.

3) R. B. Moore u. H. Schlundt, Phil. Mag. **12.** p. 393. 1906; H. Becquerel, Compt. Rend. **131.** 1900; **133.** 1901.

unter befindliche kreisrunde, durch dünnes Aluminium abgedeckte Öffnung in einen Leitfähigkeitsraum (Kondensator) und wird daselbst durch ihre Leitfähigkeitserregung gemessen. Ist der Vertikalabstand in zwei Fällen d_1 und d_2 , so gilt

$$J_1 = J_0 \frac{e^{-\alpha d_1}}{d_1^2} \quad \text{und} \quad J_2 = J_0 \frac{e^{-\alpha d_2}}{d_2^2}.$$

Hieraus ergibt sich

$$(I) \quad \alpha = \frac{\log \frac{J_1 d_1^2}{J_2 d_2^2}}{d_2 - d_1}.$$

Wegen der Ausdehnung der Auffange Fläche ist indes die vorstehende Annahme, daß alle gemessenen Strahlen lediglich den Vertikalabstand passiert hätten, nicht zutreffend. Selbst unter der Annahme rein geradliniger Ausbreitung der Strahlung, die für das Vakuum zutrifft, wird mit einem *mittleren schiefen Weg* der Strahlung vom Präparat zur Auffange

Fig. 1.

fläche zu rechnen sein, der sich in folgender Weise ergibt: d_0 sei der Vertikalabstand des Präparates von der Auffange Fläche und d_1 der Abstand vom Rande derselben (Fig. 1); R sei der Radius der Auffange Fläche; d sei die Entfernung eines Punktes der Auffange Fläche vom Präparat und r sein Abstand vom Zentrum der Fläche; die entsprechenden Größen für einen benachbarten Punkt seien $d + \delta d$ und $r + \delta r$. Dann ist die mittlere pro Flächeneinheit durchgehende Intensität

$$J = \frac{1}{\pi R^2} \int_{d_0}^{d_1} J_0 \frac{e^{-\alpha d}}{d^2} 2\pi d \cdot \delta d.$$

Es ist aber

$$d^2 = d_0^2 + r^2 = d_0^2 \left(1 + \frac{r^2}{d_0^2}\right),$$

somit

$$d = d_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{r^2}{d_0^2}\right) \quad \text{und} \quad 2d \cdot \delta d = 2r \cdot \delta r.$$

Also ist

$$J = \frac{2 J_0}{R^2} \frac{e^{-\alpha d_0}}{d_0^2} \int_0^R \frac{e^{-\frac{\alpha}{2} \frac{r^2}{d_0}}}{1 + \frac{r^2}{d_0^2}} r dr.$$

Durch Reihenentwicklung, Vernachlässigung der höheren Potenzen und Integration ergibt sich

$$J = J_0 \frac{e^{-\alpha d_0}}{d_0^2} \left[1 - \frac{R^2}{2 d_0^2} \left(1 + \frac{\alpha}{2} \right) \right]$$

Dieser Ausdruck wird gleich

$$J_0 \cdot \frac{e^{-\alpha d_0(1+k)}}{d_0^2(1+k)^2}$$

gesetzt und k für die verschiedenen Vertikalabstände d_0 berechnet. Der gesuchte *mittlere schiefe Weg* s ist dann

$$s = d_0 (1 + k),$$

und der in bezug auf Größe der Auffangfläche korrigierte Absorptionskoeffizient

$$(II) \quad \alpha = - \frac{\log_{\text{nat}} \frac{J_1 s_1^2}{J_2 s_2^2}}{s_2 - s_1}.$$

Die benutzten Vertikalabstände und entsprechenden mittleren schiefen Wege sind in Tab. I angegeben.

Tabelle I.

Vertikalabstand in cm	20	30	40	60	90
Mittlerer schiefer Weg in cm	20,7	30,45	40,3	60,2	90,14

Wegen *Diffusion in dem Gas* treten aber an Stelle geradliniger Wege *gekrümmte Wege* auf, die eine weitere Verlängerung des durchschnittlichen Strahlenweges bedeuten. Als durchschnittliche Länge des gekrümmten Weges kann

$$\sigma = \sqrt{s^2 + (2 \varrho)^2}$$

angenommen werden, wobei ϱ der mittlere seitliche Weg der Strahlen ist. Für diesen hat man folgenden Ausdruck (mit Berücksichtigung der Absorption selbst, welcher die größeren seitlichen Wege weniger ins Gewicht fallen läßt):

$$\varrho = \frac{1}{J_0 e^{-\alpha s}} \int_0^\infty r J_0 \frac{A}{\pi} e^{-A r^2} e^{-\alpha \sqrt{s^2 + 2 r^2}} 2 \pi r dr. \quad (1)$$

1) $J_0 \frac{A}{\pi} e^{-A r^2}$ ist der nach der L^ornardschen Diffusionstheorie berechnete Ausdruck für die diffus zerstreute Intensität in der Entfernung $\sqrt{d^2 + r^2}$ von der Strahlungsquelle, wobei $A = \frac{3 L_q}{a d^3}$ ist. (Siehe näheres darüber im II. Teil.)

Nun ist aber

$$\begin{aligned} e^{-a\sqrt{s^2+2r^2}} &= e^{-as}\sqrt{1+2\left(\frac{r}{s}\right)^2} \\ &= e^{-as}\left(1+\frac{r^2}{s^2}\right) \\ &= e^{-as} \cdot e^{-a\frac{r^2}{s}}. \end{aligned}$$

Also ist

$$\varrho = 2A \int_0^\infty r^2 e^{-r^2\left(A+\frac{a}{s}\right)} dr.$$

Durch teilweise Integration ergibt sich

$$\varrho = \frac{A}{A+\frac{a}{s}} \int_0^\infty e^{-r^2\left(A+\frac{a}{s}\right)} dr.$$

Also ist

$$\varrho = \frac{A\sqrt{\pi}}{2\left(A+\frac{a}{s}\right)^{3/2}}$$

oder

$$\varrho = \frac{1,5\sqrt{\pi} \cdot Lq s^{3/2}}{a\left(\frac{3Lq}{a} + \alpha s^2\right)^{3/2}}.$$

Für den auch in bezug auf diffuse Ausbreitung korrigierten Absorptionskoeffizienten erhält man also den endgültigen Ausdruck

$$(III) \quad \alpha = \frac{\log_{\text{nat}} J_1 s_1^2 / J_2 s_2^2}{\sigma_2 - \sigma_1}.$$

Um ϱ zu berechnen, müssen also der Absorptionskoeffizient α und der Trübungsfaktor a bekannt sein. Für den ersteren ist der angenäherte Wert $0,004 \text{ cm}^{-1}$ für Luft vollkommen genügend; für den letzteren ist der aus dem II. Teil entnommene Wert $a = 0,000000036$ eingesetzt. Die für Luft berechneten ϱ und s finden sich in Tab. II.

Tabelle II.

Mittlerer schiefer Weg s in cm . .	20,7	30,45	40,3	60,2	90,14
Mittlerer seitlicher Weg ϱ in cm .	1,2	2,1	3,3	5,9	10,8
Mittlerer gekrümmter Weg σ in cm	20,8	30,75	40,8	61,4	92,7

B. Ausführung der Versuche.

Bei den Versuchen wurde ein großer Zylinderkondensator, 26 cm hoch und 50 cm breit, benutzt (*K* in Fig. 3). Die auf der Oberseite angebrachte kreisrunde Öffnung hatte einen Durchmesser von 15 cm und war mit einer Aluminiumfolie *a* bedeckt, deren Dicke entweder 0,06 mm oder 0,5 mm betrug. Von der Mitte der stabförmigen Elektrode *s* gehen vier nach oben gekrümmte Stäbe aus, auf denen eine Aluminiumfolie *b* befestigt werden konnte. Die Dicke derselben betrug in den Versuchen 0,06 mm bzw. 0,5 mm.

An dem Kondensator war meist eine Spannung von 300 Volt angelegt, während die Nadel des mit der Elektrode verbundenen Binantenelektrometers eine Spannung von 50 Volt hatte. Die Empfindlichkeit des Elektrometers betrug hierbei 33 cm pro Volt.

Tabelle III.

Kondensatoröffnung mit 0,06 mm Al-Scheibe bedeckt.
Innenelektrode mit 0,06 mm Al bzw. 0,5 mm Al-Scheibe versehen.

Nr.	Abstand cm	Intensität Sk./sec.	1)	Absorptionskoeffizient α cm ⁻¹ pro 1 Atm.		
				nach I	nach II	nach III
1	30	3,955	2	0,0033	0,0041	0,0040
	60	0,895	2	0,0047	0,0049	0,0047
	90	0,345				
2 ²⁾	30	3,695	2	0,0030	0,0037	0,0036
	60	0,845				
3 ³⁾	30	3,67	1	0,0022	0,0029	0,0028
	60	0,86				
4	30	5,07	3	0,0036	0,0043	0,0042
	60	1,14	3	0,0047	0,0049	0,0047
	90	0,44				
5 ²⁾	30	5,21	3	0,0027	0,0034	0,0033
	60	1,20	3	0,0044	0,0047	0,0045
	90	0,467				
6	20	8,155	2	0,0014	0,0041	0,0040
	40	1,985	2	0,0043	0,0047	0,0046
	60	0,810				
Mittelwert von α						0,0041

1) Zahl der Einzelbeobachtungen. Diese Zahlen sind als Gewichte bei der Berechnung des Mittelwertes von α benutzt worden.

2) 0,5 mm Al-Scheibe an den Innenelektroden.

3) 400 Volt Spannung am Kondensator.

Da der Normalverlust, wie bei dem großen Kondensator zu erwarten, relativ ziemlich groß war, wurde in vielen Versuchen eine Kompensation angewandt, indem ein zweiter Kondensator mit entgegengesetzter Spannung an das System angeschlossen wurde. Die kompensierende Wirkung wurde mit einem schwachen Ur X-Präparat erreicht. In den anderen Versuchen wurde der Normalverlust bei Abwesenheit der Strahlenquelle besonders untersucht und zur Korrektur der Intensitätsmessung in Rechnung gesetzt.

Die Strahlenquelle war aus 500 g Urannitrat hergestellt und auf einer kreisrunden Fläche von 12 mm Durchmesser verteilt. Die Messingfassung war am Ende eines langen, horizontal angebrachten Eisenstabes befestigt. Der Abstand des Präparates von der Oberfläche des Kondensators wurde zwischen 20 cm und 90 cm variiert.

Es wurden unter verschiedenen Versuchsbedingungen Messungsreihen nach dieser Methode ausgeführt. Die Resultate sind in den Tab. III und IV zusammengestellt.

Tabelle IV.

Kondensatoröffnung mit 0,5 mm Al-Scheibe bedeckt.
Innenelektrode mit 0,06 mm Al-Scheibe versehen.

Nr.	Abstand cm	Intensität Sk./sec.	1)	Absorptionskoeffizient α cm ⁻¹ pro 1 Atm.		
				nach I	nach II	nach III
7	30	2,37	1	0,0064	0,0071	0,0069
	60	0,49				
	40	1,31				
	60	0,53				
8	30	2,115	2	0,0047	0,0052	0,0050
	60	0,46				
	90	0,155				
	30	2,08				
9 ³⁾	60	0,46	3	0,0041	0,0048	0,0047
	60	0,603				
10	30	2,77	3	0,0046	0,0054	0,0052
	60	2,57				
11	30	2,57	3	0,0040	0,0048	0,0047
	60	0,57				
Mittelwert von α						0,0056

1) Wie in Tab. III.

2) Dieser Wert kann nur auf geringe Genauigkeit Anspruch machen; denn bei 90 cm Luftdistanz und 0,5 mm Al war die Strahlintensität schon zu klein zu guter Messung neben dem Normalverlust im Kondensator.

3) 400 Volt am Kondensator.

C. Betrachtung der Fehlerquellen und Korrekturen bei Absorptionsmessungen an Kathodenstrahlen.

Wir geben in diesem Abschnitt eine Zusammenstellung sämtlicher Fehlerquellen, welche nach der gegenwärtigen und nach früheren Untersuchungen bei Absorptionsmessungen überhaupt in Betracht kommen.¹⁾ Wir gehen dabei von den vorstehenden Absorptionsmessungen aus, welche in Luft durch Abstandsvariation, ohne Gefäßabschluß, ausgeführt sind; befindet sich das zu untersuchende Gas in einem Gefäße, dessen Wände von der Strahlung erreicht werden, so kommt noch der im II. Teil gesondert untersuchte Gefäßeinfluß hinzu.

Als Meßmethode setzen wir die hier und auch sonst in letzter Zeit meist benutzte Luftleitungsmethode voraus, welche sehr bequem ist, aber an sich besondere Fehlerquellen hinzubringt, worauf die Punkte 3, 4, 6 des Folgenden sich beziehen.

1. *Geometrische Verhältnisse.* a) Bei der Kleinheit der Ausdehnung der strahlenden Fläche (12 mm) gegenüber den eingehaltenen Abständen kann die Strahlenquelle jedenfalls für alle größeren Abstände (über 20 cm) als genügend punktförmig angesehen werden, so daß die erhaltenen Absorptionswerte in dieser Hinsicht als fehlerfrei zu betrachten sind.

b) Es ist jedoch klar, daß die Messung des Strahlweges bezüglich der Absorption sich nicht auf die bloße Ermittlung des kürzesten Abstandes des Präparates von der Auffangfläche beschränken darf, und zwar um so weniger, je größer die Auffangfläche und je kleiner der Präparatabstand ist. Es wurde daher notwendig, mit einem mittleren schiefen Weg zu rechnen [Formel (II)]. Man erkennt aus den mitgeteilten Zahlen, daß die Absorptionskoeffizienten durch diese Korrektur vergrößert werden, unter gleichzeitiger Verminderung des Ganges, welchen sie mit dem Abstände zeigten.

2. *Trübungseinflüsse* (vgl. hierzu bereits die Einleitung).

I. Die *Rückdiffusion* aus den ersten Schichten des absorbierenden Mediums ist eliminiert, wenn die Strahlung bereits

1) Vgl. hierzu auch den 3. Tätigkeitsbericht des Radiolog. Instituts, woselbst die Resultate anderer, gleichzeitig im Institut ausgeführter, aber noch nicht veröffentlichter Arbeiten angegeben sind (Elektrotechn. Zeitschr. H. 52/53, 1904), die hier bereits berücksichtigt werden konnten. Über Fehlerquellen bei Absorptionsmessungen an langsamsten Strahlen vgl. P. Lenard, Ann. d. Phys. 12. p. 721 ff. 1903.

aus genügend dicker Schicht eines Mediums von gleicher Trübung kommend in die zu messende Schicht eindringt.¹⁾ Dies ist bei den Messungen durch Abstandsvariation (Dickenvariation des Mediums) stets der Fall, wenn, wie hier geschehen, sehr kleine Abstände (Schichtdicken) vermieden werden.²⁾

II. Die *gekrümmten Strahlwege* im Medium wurden mit Benutzung der experimentellen Ergebnisse der besonderen, im III. Teil beschriebenen Diffusionsversuche in unserer obigen Gleichung (III) in erster Annäherung berücksichtigt, was jedenfalls genügt, da der Einfluß, wie sich zeigt, nicht groß ist. Die Absorptionskoeffizienten werden durch diese Korrektur etwas verringert; die Unterschiede bei den verschiedenen Versuchsbedingungen zeigen sich weiter ausgeglichen.

1) P. Lenard, Heidelb. Akad. 1914. A. 13. Abh. p. 5.

2) Die Absorption wird infolge der Diffusionsfehlerquelle I zu groß gemessen (rückdiffundierte Strahlen werden als absorbiert genommen). Hr. A. Becker hat die Rückdiffusion („Reflexion“) zum erstenmal eingehend und rein untersucht (diese Annalen 17. p. 421. 1905), nämlich getrennt von der unmittelbar stets beigemischten Sekundärstrahlung, die bekanntlich ganz anderen Ursprungs ist und damals soeben erst geklärt worden war (diese Annalen 12. p. 474. 1903 u. 15. p. 485. 1904); er hat dadurch die Rückdiffusion (und auch die Sekundärstrahlung) als Fehlerquelle bei den Absorptionsmessungen sowohl vollkommen klar gestellt und eliminiert, als auch für sich gemessen. Englische Autoren bringen Teile dessen, was in den genannten Jahren bereits sicher gestellt war, viel später und dazu teilweise durch Unrichtigkeiten entsteht von neuem vor. Z. B. Hr. Crowther (Proc. Roy. Soc. A 84. p. 226. 1910), der glaubt, Diffusion in Metallschichten untersucht zu haben, ohne zu bemerken, daß sein Resultat (Wendepunkt im Intensitätsabfall bei zunehmender Schichtdicke, scheinbar *verminderter* Absorption dünnster Schichten entsprechend und ganz im Widerspruch stehend zu Hrn. Beckers außerordentlich viel eingehender durchgeführten Versuchen), nicht einmal qualitativ als Folge von Diffusion aufgefaßt werden kann (indem Diffusion niemals Absorption — in nahezu ursprünglicher Strahlenrichtung gemessen — kompensieren kann, da sie nie Strahlen in dieser Richtung hinzuliefert, sondern nur eventuell solche anderweitig weglenken kann), und ohne auf den Gedanken zu kommen — trotz des Widerspruchs mit den erwähnten alten Resultaten —, daß eine unberücksichtigte Fehlerquelle ihn so getäuscht haben könnte, daß seine Untersuchung ohne den besonderen Nachweis vom Gegenteil als wertlos angesehen werden muß. Vgl. die Fehlerquellen 3 und 6 und die zugehörigen Fußnoten dort. (P. Lenard.)

III. Fehler durch zu enge *seitliche Begrenzungen* des Mediums kommen bei Einschluß der Gase in Gefäßen in Betracht; vgl. den zweiten Teil.

3. *Hinzukommen der im Medium bzw. in dessen Begrenzungen erzeugten Strahlungen.* — Man weiß, daß Kathodenstrahlen von genügender Geschwindigkeit sowohl a) sekundäre Kathodenstrahlung, als b) Wellenstrahlung (Röntgenische Strahlung) in der Materie entstehen lassen, und beide können die Absorptionsmessung fälschen, indem sie (je nach dem benutzten Meßverfahren) mitgemessen werden, als wären sie durchgelassene Kathodenstrahlung, so daß die Absorption zu klein gefunden wird.¹⁾

a) Was die sekundäre Kathodenstrahlung anbelangt, so würde dieselbe zu keinen Fehlern Anlaß geben können, so lange ihre Geschwindigkeit unter der Trägerbildungsspannung (etwa 11 Volt im allgemeinen) liegt; denn sie trägt dann nichts zur Luftleitfähigkeit im Meßkondensator bei, und sie würde außerdem durch die dünnste Bedeckung desselben schon vollkommen abgehalten werden. Handelt es sich also um Absorptionsmessungen an nicht sehr schnellen Strahlen, so fällt diese Fehlerquelle weg, indem bei 1000—3000 Volt primär die sekundäre Geschwindigkeit nur 7—11 Volt beträgt.²⁾ Bei etwa $\frac{1}{3}$ Lichtgeschwindigkeit primär scheint

1) Auch bei Absorptionsmessungen an festen Körpern müßte diese Fehlerquelle 3 beachtet werden, besonders bei *schnellen* (β -)Strahlen, wo sie am erheblichsten werden kann. Gerade bei diesen Strahlen ist sie aber fast stets unberücksichtigt geblieben, obgleich doch aller Anlaß ist, nach einer versteckten Fehlerquelle zu suchen, wenn man (wie z. B. Hr. Crowther, l. c.) findet, daß trotz Vermehrung der Schichtdicke keine Verminderung der hinten austretenden Intensität merkbar wird (vgl. übrigens 6b als hierbei ebenfalls in Betracht kommende Fehlerquelle). Die Fehlerquelle 3a (und auch 2 I) fällt grobenteils weg, wenn eine geeignete absorbierende Schicht stets vor den Meßraum geschaltet bleibt. Ob dies oder etwas annähernd Gleichwertiges geschehen ist, findet man in den zahlreichen neueren Veröffentlichungen über Absorptionsmessungen meist gar nicht besonders angegeben, obgleich bereits 1905 die Notwendigkeit dieser Vorsichtsmaßregel [durch Hrn. A. Beckers ausführliche Untersuchung (l. c.) gezeigt und zugleich von ihm die vortreffliche Methode der „benachbarten Dicken“, die dies berücksichtigt, entwickelt worden ist. (P. Lenard.)

2) P. Lenard. Ann. d. Phys. 15. p. 785. 1904.

dagegen die sekundäre Geschwindigkeit schon bis zu etwa 16 Volt anzusteigen¹⁾, und es ist nicht ausgeschlossen, daß sie bei noch höheren Primärgeschwindigkeiten, wie bei den β -Strahlen, noch höher liegt.²⁾ Es ist daher zur Vermeidung der Fehlerquelle bei Absorptionsmessungen an β -Strahlen notwendig, den Meßkondensator mit einer genügend absorbierenden Schicht zu bedecken, welche die Sekundärstrahlen von ihm abhält. Die in unseren Versuchen benutzten Aluminiumbleche erfüllen diesen Zweck. Die mit der stärkeren Bedeckung (0,5 mm Al) gemessenen Werte der Tab. IV müssen jedenfalls am freiesten von dieser Fehlerquelle sein; sie sind, wie es bei nur geringer Wirkung der Fehlerquelle zu erwarten wäre, nur wenig größer als die Werte der Tab. III.

b) Was die Entstehung von Wellenstrahlen durch Kathodenstrahlen als Fehlerquelle anbelangt, so ist zu bemerken, daß von Hrn. A. Becker diese Entstehung auch in gasförmigen Medien nachgewiesen ist.³⁾ Namentlich bei den schwereren Gasen kommt dies in Betracht, und außerdem besonders, wenn die Gase in Gefäßen eingeschlossen sind, welche ebenfalls Wellenstrahlung hinzuliefern: Wir kommen daher auf diese Fehlerquelle im II. Teil besonders zurück. Was die Versuche des I. Teiles an nicht eingeschlossener atmosphärischer Luft anbelangt, so ist zu bemerken, daß die bisherigen Untersuchungen von Hrn. A. Becker keine Andeutung für das Auftreten von Wellenstrahlung in Luft ergeben haben, die von etwa 0,005 mm Aluminium merklich hindurchgelassen würde. Es hätte sich die Mitwirkung einer solchen Strahlung, falls sie den Aluminiumverschluß des Meßkondensators überhaupt hätte durchsetzen können, in unseren Versuchen auch dadurch bemerkbar machen müssen, daß die

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 17. p. 441. 1905.

2) Die sonstigen über die Anfangsgeschwindigkeiten der sekundär emittierten Elektronen vorliegenden Messungen sind wenig einwandfrei, und große Unsicherheit besteht auch in der Frage der Anfangsgeschwindigkeit der durch Kanalstrahlen und α -Strahlen (Atomdurchdringungen) befreiten Elektronen, sog. δ -Strahlen (vgl. darüber F. Hauser, Jahrb. d. Radiol. 1913), deren volle Analogie mit den sekundären Kathodenstrahlen von Hrn. C. Ramsauer gezeigt ist (Jahrb. d. Radioakt. 1912.)

3) In noch unveröffentlichter Untersuchung; das obige Resultat ist jedoch bereits mitgeteilt im 3. Tätigkeitsbericht des Radiolog. Instituts, Elektrotechn. Zeitschr. H. 52/53, 1914.

Meßergebnisse, die wir mit ungeteiltem Meßraum erhalten haben, sich merklich hätten unterscheiden müssen von denjenigen, bei denen der Kondensator durch die auf die Innenelektrode gebrachte 0,5 cm dicke Aluminiumscheibe in zwei Teile getrennt worden ist; denn die erregte Wellenstrahlung ist in allen bekannten Fällen erheblich weniger absorbierbar als die erregende Kathodenstrahlung, so daß beide durch jene Aluminiumschicht hätten deutlich getrennt werden müssen. Hiervon war aber nichts zu beobachten. Auch von dieser Fehlerquelle sind daher die Versuche mit Luft für frei zu halten.¹⁾

4. *Ausnutzung der Strahlung im Meßkondensator.* — Sollen die im Kondensator beobachteten Strahlwirkungen ein einwandfreies Relativmaß für die eintretende Strahlintensität sein, als welche wir hier stets die Zahl der Elektronen des Strahles (nicht etwa ihre Energie) betrachten, so ist eine unter allen Umständen der äußeren Anordnung völlig gleichbleibende Ausnutzung des Strahles im Meßraum erforderlich, d. h. es muß für jedes zum Meßraum gelangende Elektron des Strahles die gleiche Trägerzahl an das Elektrometer geliefert werden. Dies erfordert:

- a) Erzeugung einer stets gleichbleibenden Trägerzahl, unabhängig von der Richtung des ankommenden Elektrons, und
- b) Abfangung sämtlicher erzeugter Träger oder doch eines so großen Bruchteiles derselben, daß vorkommende Änderungen der dazu angewandten Spannung keinen Einfluß haben (nahe Sättigungsstrom).

Die Bedingung a) (der Elektronenzahl proportionale Leitfähigkeit) wird, immer konstant bleibende Geschwindigkeit der eintretenden Strahlen zunächst vorausgesetzt, um so eher erfüllt sein, je diffuser die Strahlung im Gasraum des Kondensators verläuft. Dies kann sowohl durch die Anbringung von Metallblechen im Innenraum als auch mit noch größerer Sicherheit durch Verwendung einer dickeren Deckplatte über der Eintrittsöffnung der Strahlen erreicht werden, da durch diese die eintretende Strahlung in jedem Falle so stark diffus gemacht werden kann, daß äußere Variationen

1) Es kann zudem noch bemerkt werden, daß die Theorie überhaupt nur geringe Energie der gerichteten Wellenstrahlung in Richtung der (in Luft nur wenig diffusen) β -Strahlen erwarten läßt.

den mittleren Weg der Elektronen im Innern kaum mehr zu ändern vermögen. In dieser Hinsicht sind die mit der dickeren Deckplatte erhaltenen Resultate (Tab. IV) als besonders zuverlässig anzusehen. Da jedoch die Anbringung besonderer Platten im Kondensatorinnern auch für den Fall einer dünneren Deckplatte die Resultate nicht wesentlich beeinflusste (vgl. Tab. III, Nr. 2 und 5), so scheint schon die dünnere Deckplatte zur Erfüllung der Bedingung a) zu genügen,¹⁾ und um so sicherer ist daher diese Bedingung im Falle der dicken Deckplatte als erfüllt anzunehmen.

Die Erfüllung der Bedingung b) (nahe Sättigungsstrom) war durch Versuche zu prüfen. Es war bei Veränderung der angelegten Spannung von 300 auf 400 Volt weder bei schwachen (Tab. III, Nr. 8 u. 9), noch bei etwa doppelt so starken Strahlintensitäten (Nr. 1 u. 3) eine Abhängigkeit der Absolutwirkung im Kondensator von der Spannung erkennbar, so daß wir unzweifelhaft genügend nahe dem Sättigungsstrom waren. Einen Beitrag zur Prüfung der Frage lieferte auch schon die Anbringung der Aluminiumbleche an der Innenelektrode des Kondensators [vgl. a)]. Da diese den ganzen Raum in zwei nahe gleich große Teile trennten, so wurde dadurch die wirksame Feldstärke für jeden Teil etwa verdoppelt. Ein Einfluß auf die erhaltenen Absorptionswerte war aber nicht nachweisbar.

5. *Inhomogenität der Strahlen.* — Diese Fehlerquelle läßt die Absorptionskoeffizienten von der Dicke des Mediums abhängig scheinen; für dickere Schichten müssen sich kleinere Absorptionsvermögen ergeben, da die absorbierbaren (langsameren) Anteile der Strahlung bereits weggenommen sind. Dieselbe Wirkung muß aber auch die Hinzuschaltung besonderer absorbierender Schichten *hinter* dem zu untersuchenden Medium, also am Meßkondensator, hervorbringen.

Solche Wirkungen haben sich in unseren Versuchen nicht gezeigt, sondern man bemerkt im Gegenteil sowohl bei der Vergrößerung der Luftwege (vgl. Tab. III) als auch bei vermehrter Dicke der Aluminiumbedeckung des Kondensators (vgl. Tab. IV mit Tab. III) nur *Vergrößerung* der Absorp-

1) In anderen Kontrollversuchen wurde auch die Größe der Eintrittsfläche des Meßkondensators durch aufgelegte Blenden variiert, was ebenfalls die Resultate nicht änderte.

tionsvermögen. Unsere Versuche geben also kein direktes Anzeichen von Inhomogenität der benutzten Strahlen. Es kann jedoch dadurch die von den Herren v. Baeyer, Hahn und Meitner (l. c.) konstatierte geringe Inhomogenität nicht in Zweifel kommen; denn es sind in unseren Versuchen andere Fehlerquellen vorhanden, welche kompensierend wirken (vgl. 3 und 6a).¹⁾ Man sieht, daß geringe Inhomogenität der Strahlen beim gegenwärtigen Stande der Absorptionsmessungen an β -Strahlen²⁾ gegenüber den anderen Fehlerquellen kaum in Betracht kommt.

6. *Geschwindigkeitsverluste der Strahlen.* — Sinkt die Geschwindigkeit bei Durchsetzung des Mediums³⁾, so hat dies zweifachen Einfluß auf die Absorptionsmessungen:

a) Es muß bei veränderter Schichtdicke des Mediums jedesmal dasjenige Absorptionsvermögen sich ergeben, welches der veränderten mittleren Strahlgeschwindigkeit zugehört, also bei dickeren Schichten ein vergrößertes Absorptionsvermögen.⁴⁾

b) Es wird aber auch der Vorgang im Meßkondensator beeinflußt; denn Strahlen von geringerer Geschwindigkeit erzeugen (in dem hier betrachteten Geschwindigkeitsgebiete) bei gleicher Intensität (Elektronenzahl) mehr Träger in der Luft des Meßraumes.

1) Ist demnach die Strahlung völlig homogen, so treten jene anderen Fehlerquellen um so deutlicher für sich allein hervor. Dies kann das Scheinresultat ergeben, daß wohl inhomogene, nicht aber homogene Strahlung von gegebener Geschwindigkeit nach dem Exponentialgesetz absorbiert werde, was einige Beobachter unter Hinweggehen über fast alle Fehlerquellen als grundlegendes Resultat genommen haben, wodurch sie zu ganz falschen Absorptionswerten gekommen sind (z. B. W. Wilson, Proc. Roy. Soc. 82. p. 612. 1909). (P. Lenard.)

2) Dieser Stand könnte besser sein, wie das Vorliegende wohl zeigt, wenn man, statt bloß Messungen zu häufen, die schon vorhandene Literatur besser benutzt hätte. (P. Lenard.)

3) Das tatsächliche Statthaben von Geschwindigkeitsverlusten bei β -Strahlen in der Materie ist durch die Versuche von Hrn. v. Baeyer ganz außer Zweifel gesetzt (Physik. Zeitschr. 13. p. 485. 1912).

4) Vergrößerung des Absorptionskoeffizienten mit zunehmender Schichtdicke ist von Hrn. Eve (Phil. Mag. 22. p. 8. 1911) beobachtet worden. Die von ihm vermutete Erklärung, welche die hier unter 2 II und 6b genannten Fehlerquellen heranzieht, trifft jedoch — wie das hier Mitgeteilte zeigt — nicht zu; es kommt von den hier aufgezählten Fehlerquellen bei seinen Versuchen vielmehr in erster Linie 6a in Betracht.

Die Fehlerquelle 6a für sich allein kann durch Anwendung genügend dünner Schichten des Mediums mit beliebiger Annäherung vermieden werden, indem bei solchen die tatsächlich im Medium vorhandene mittlere Strahlgeschwindigkeit, welcher das gemessene Absorptionsvermögen zugehört, leicht genügend genau ermittelbar ist.

Viel schlimmer ist dagegen die Fehlerquelle 6b, welche dem Luftleitungsmeßverfahren speziell anhaftet und welche auch bei dünnsten Schichten schon im vollen Betrage auftreten muß¹⁾; sie wirkt stets dahin, daß die Absorption *zu klein* gefunden wird. Man sieht daraus, daß bei dicken Schichten eine Kompensation der beiden Fehlerquellen 6a und 6b eintreten kann, während bei dünnen Schichten 6b in vollem Betrage fast allein wirkt. Letzteres zeigte sich bei den gegenwärtigen Versuchen an Luft in sehr auffälliger Weise dadurch, daß bei Luftwegen unter 20 cm überhaupt keine deutliche Absorption nachweisbar war, ja daß bei so kleinen Wegen sogar negative Absorptionskoeffizienten auftreten konnten.²⁾ Man ersieht hieraus wohl am besten die sehr ernste Natur der bisher fast ganz ignorierten Fehlerquelle 6b, welche, wie besonders hervorgehoben sei, nicht in Komplikationen des Absorptionsprozesses selber, sondern in dem meistbenutzten bequemen Luftleitungsmeßverfahren liegt.³⁾

1) Man findet bei einer (an anderer Stelle mitzuteilenden) Untersuchung des Fehlers 6b denselben unabhängig von der Schichtdicke. Die oben erwähnte Kompensation von 6a und 6b tritt bei gewisser mittlerer Schichtdicke ein, welche man für die vorliegenden Versuche zu etwa 38 cm Luftweg berechnet. Der in den Tabb. III und IV meist benutzte Luftweg von 45 cm (30—60 cm) liegt dem nahe; es ist daher der diesen Tabellen entnommene, im folgenden Abschnitt (D) hervorgehobene Absorptionswert nahezu frei von den Fehlern 6a und 6b. Eingehendere Rechnung ergibt das von den Fehlern befreite Absorptionsvermögen der Luft von 1 Atm. Druck zu $0,0051 \text{ cm}^{-1}$, geltend für etwa 0,92 Lichtgeschwindigkeit. (P. Lenard.)

2) Die Zahlenwerte der Absorptionskoeffizienten sind bei Luftwegen unter 20 cm mit relativ großer Unsicherheit behaftet wegen der Schwierigkeit, die Luftwege genau genug zu messen; sie wurden deshalb im einzelnen hier nicht mitgeteilt.

3) Zum Teil desselben Ursprunges, wie die hier erwähnten negativen Absorptionswerte, sind — wie ohne besonderen Nachweis des Gegenteils wohl angenommen werden muß — auch die nahezu auf Null herabgedrückten Absorptionen, welche Hr. J. A. Crowther in dünnen Aluminiumschichten nach der Luftleitungsmethode findet, und die er —

D. Über den Absolutwert des Absorptionskoeffizienten
in Luft.

Wir müssen nach Vorstehendem die mit der dickeren Deckplatte (0,5 mm Al am Kondensator) erhaltenen Ergebnisse (Tab. IV) prinzipiell als die zuverlässigsten Werte für die gesuchten Absorptionskoeffizienten ansehen, wobei allerdings andererseits zu beachten ist, daß die größere Schwächung der Intensität der Strahlung bei diesen Versuchen die Genauigkeit etwas beeinträchtigt haben muß. Die mit der dünneren Deckplatte gewonnenen Werte (Tab. III) sind in letzterer Hinsicht als genauer, nach der Wirkung der Fehlerquellen vielleicht als zu klein anzusehen, jedoch wohl nur so wenig, daß es berechtigt sein dürfte, beiden nahe gleiches Gewicht zuzuschreiben und den Mittelwert beider Ergebnisse als Endresultat zu bezeichnen.

Es ergibt sich für diesen Mittelwert des Absorptionskoeffizienten $0,0047 \text{ cm}^{-1}$, bezogen auf den Druck von 1 Atmosphäre, oder $0,000062 \text{ cm}^{-1}$, bezogen auf den Druck von 1 cm Quecksilbersäule. Wir heben hervor, daß dieser wahre (besonders auch vom Trübungseinfluß befreite) Wert des Absorptionskoeffizienten der Luft, dem wir hier nahe zu kommen suchten, den Absolutwert der absorbierenden Querschnittsumme ($\text{cm}^2 \text{ pro cm}^3$) darstellt, geltend für diejenige Strahlgeschwindigkeit, welche in etwa 50 cm Abstand von dem benutzten Ur X-Präparat in Luft tatsächlich vorhanden war. Diese Geschwindigkeit dürfte, da der langsamere Teil der Strahlung durch den relativ großen Abstand größtenteils ausgeschaltet sein wird, andererseits aber der hauptsächlich zur Wirkung gelangende schnellste Teil die oben unter 6 betrachtete Geschwindigkeitsverminderung erfahren hat, nahe dem Mittelwert der von Hrn. v. Baeyer (l. c.) beobachteten Geschwindigkeiten, d. i. nahe 0,9 der Lichtgeschwindigkeit liegen.

nach dem hier Erörterten in unzutreffender Weise — der Diffusion der Strahlen zuschreibt, welchen letzteren Vorgang er hierdurch sogar gemessen zu haben glaubt (Proc. Roy. Soc. **84**. p. 226. 1910); vgl. auch Fehlerquelle 3. Da wir die große Wichtigkeit der Fehlerquelle 6b bei allen Messungen von Kathodenstrahlintensitäten nach dem Luftleitungsverfahren schon früher erkannt hatten, wurde die ihr zugrundeliegende Abhängigkeit der Sekundärstrahlenmenge von der Primärgeschwindigkeit durch Hrn. S. Bloch eingehend kritisch bearbeitet (Ann. d. Phys. **38**. p. 559. 1912), was jedoch bisher noch nicht genügend bekannt geworden zu sein scheint. (P. Lenard.)

(Nach dem in der betreffenden Note zum Schlusse des vorhergehenden Abschnittes C Mitgeteilten und nach dem Gange der Absorption mit der Geschwindigkeit gehört der hier angegebene Absorptionskoeffizient zu 0,94 der Lichtgeschwindigkeit.)

Zweiter Teil.

Absorptionsmessungen durch Druckvariation der Gase.

Da die vorstehend beschriebene Methode der Abstandvariation in einfacher Weise nur für Luft verwendbar ist, wurde zur Absorptionsmessung in anderen Gasen bzw. Dämpfen die Methode der Druckvariation angewandt. Die zu untersuchenden Gase befinden sich hierbei in einem zylindrischen Absorptionsgefäß, das die Strahlen durchsetzen, um danach in einen Zylinderkondensator mit zentraler Elektrode zu gelangen, in dem die durch Druckvariation veranlaßte relative Änderung ihrer Intensität gemessen wurde. Die Elektrode stand zu dem Zweck mit einem Binantenelektrometer in Verbindung, während die Wandung auf konstante hohe Spannung geladen war.

Diese Methode hat vor der im I. Teil benutzten einerseits den Vorteil der größeren Genauigkeit, da hier die Intensität wegen des Fehlens einer Schwächung durch Abstandsänderung immer genügend groß bleibt zu sicherer Bestimmung. Andererseits aber hat sie gegenüber der früheren Methode den großen Nachteil, daß die störende Mitwirkung der Wände des Gefäßes — wie hier gezeigt wird — groß ist, so daß ihre Elimination besonderer Beachtung bedarf. Es war erforderlich, den Gefäßeinfluß durch ausreichende Variation der Gefäßanordnung und unter Berücksichtigung der früher erwähnten Prinzipien quantitativ zu verfolgen. Es wurden zu diesem Zweck drei Gefäße wesentlich verschiedener Dimensionen und aus verschiedenem Material benutzt.

Die Methode der Messung ist die folgende:

Ist J_0 die vom Präparat in der Zeiteinheit in den Gasraum eingestrahelte Intensität, J_1 die beim Druck p_1 des Gases und J_2 die bei p_2 in den Kondensator pro Zeiteinheit gelangende Intensität, und würden alle in den Kondensator gelangenden Strahlen den direkten Weg d_0 im Absorptionsraum zurücklegen, so wäre

$$J_1 = c_1 J_0 \frac{e^{-\alpha_0 p_1 d_0}}{d_0^2}$$

$$J_2 = c_1 J_0 \frac{e^{-\alpha_0 p_2 d_0}}{d_0^3}$$

wo α_0 den Absorptionskoeffizienten in cm^{-1} pro 1 cm Druck bedeutet, und c_1 den von der Gefäßdimension und der Kondensatoröffnung abhängigen Bruchteil der für die Messung in Betracht kommenden Gesamtstrahlung angibt.

Daraus ergäbe sich:

$$(IV) \quad \alpha_0 = \frac{\text{lognat } \frac{J_1}{J_2}}{d_0(p_2 - p_1)}.$$

Wegen der nicht geringen Größe der Auffangefläche hat man indessen hier wie im vorigen Falle mit einem mittleren schiefen Weg s zu rechnen¹⁾, welcher in der früher erwähnten Weise ermittelt wird. Der Absorptionskoeffizient wäre danach:

$$(V) \quad \alpha_0 = \frac{\text{lognat } \frac{J_1}{J_2}}{s(p_2 - p_1)}.$$

Die in dieser Weise berechneten Absorptionskoeffizienten sind wegen der vom Gase verursachten Diffusion und der von den Wänden hervorgerufenen Rückdiffusion der Strahlen im Absorptionsgefäß gefälscht. Der Einfluß dieser beiden Fehlerquellen wird, nachdem seine Größe durch die direkten Versuche nachgewiesen ist, weiter unten in Rechnung gesetzt werden.

Die Versuche wurden in folgender Weise ausgeführt: Zuerst wurde der Normalverlust, d. h. der Gang des Elektrometers ohne Einwirkung des Präparates, gemessen, darnach das Präparat auf das Absorptionsgefäß gebracht und die durchgehende Intensität bei zwei verschiedenen Drucken des Gases beobachtet. Am Schluß einer Reihe solcher Ablesungen wurde das Präparat entfernt und der Normalverlust wieder ermittelt. Das Mittel der beiden Werte desselben wurde dann von den gemessenen Intensitäten abgezogen und aus den reduzierten Intensitätswerten der Absorptionskoeffizient α_0 zunächst nach Formel (IV) berechnet.

Um möglichst exakte Werte des Absorptionskoeffizienten zu erhalten, wurde die Differenz der beiden Gasdrucke mög-

1) Dies gilt nur bei den zwei größeren Gefäßen, da im benutzten Glasgefäß alle schiefen Strahlen wegen der Wölbung der Glaswandung gleiche Länge im Absorptionsraum besitzen.

lichst groß gewählt; bei den untersuchten Gasen betrugen die beiden Drucke nahe 1 Atm. und wenige Zentimeter.¹⁾ Bei den Dämpfen durfte die obere Druckgrenze den Sättigungsdruck nicht ganz erreichen, um Kondensation zu vermeiden.

a) Messungen im engeren Gefäß.

(G_1 : 8,3 cm Durchmesser, 16,3 cm Länge.)

Die Versuchsanordnung ist aus Fig. 2 zu ersehen. *K* ist ein geschlossenes, zylindrisches Glasgefäß, mit zwei gewölbten, etwa 0,1 mm dicken Kalotten versehen. Das Gefäß ist 16,3 cm

Fig. 2.

hoch und hat einen Durchmesser von 8,3 cm. Der untere Teil desselben ist von einem Messingring *m* umgeben, welcher mit einem Zylinderkondensator *C*, 25 cm hoch und 12 cm breit, fest verbunden ist. Dieser hat oben eine kreisförmige, 6 cm breite Öffnung, welche mit einer dünnen Aluminium-

1) Es wurden bei Luft auch Messungen zwischen Vakuum und einer halben Atmosphäre ausgeführt. Die dabei erhaltenen Koeffizienten schwankten naturgemäß viel mehr; sie gaben einen Mittelwert, der etwas kleiner war, als der zwischen Vakuum und einer Atmosphäre gefundene, was hauptsächlich der Fehlerquelle 6a zuzuschreiben ist (vgl. auch I, c und auch II, c.)

folie bedeckt ist. Als Elektrode dient ein 2 mm dicker Messingstab b , der gegen Erde und Spannung isoliert ist. Auf dem oberen Teil des Glasgefäßes ruht ein 3 cm hoher Ring n . Dieser ist mit einer Messingscheibe bedeckt, deren Mitte mit einer kreisförmigen Öffnung versehen ist, in welcher das Präparat angebracht wird. Dies nimmt in der Weise eine feste Lage unmittelbar oberhalb der Kalotte ein. K ist mit zwei Seitenröhrchen r_1 und r_2 versehen. Die erstere bildet den oberen Teil eines T-Rohres, dessen 80 cm langer vertikaler Teil T mit einem Maßstab S versehen ist und, als Manometer dienend, in ein mit Quecksilber gefülltes Gefäß Q taucht. r_1 steht andererseits mit einer Wasserstrahlpumpe in Verbindung. In der Zuleitung zu denselben sind ein Quecksilberventil V_1 und ein Glashahn G eingeführt. Das Ventil soll einen störungsfreien Abschluß aggressiver Gase bzw. Dämpfe ermöglichen und in dieser Hinsicht einen Hahn ersetzen, dessen Fett angegriffen würde oder Dämpfe absorbieren könnte. Es besteht aus zwei Gefäßen p und q , die mittels eines Gummischlauches von etwa 80 cm Länge verbunden sind. In p , das vollständig geschlossen ist, münden zwei Glasröhren, welche mit r_1 und G verbunden sind. q ist oben offen. Die beiden Gefäße sind bei gleicher Höhe etwa bis zur Hälfte mit Quecksilber gefüllt. Beim Auspumpen wird q so niedrig wie möglich gesenkt und danach so hoch gehoben, daß die Quecksilberfläche in p über die Röhrenmündungen reicht. r_2 ist ebenfalls mit einem Quecksilberventil V_2 verbunden, welches mit einer mit zwei besonderen Hähnen versehenen Glaskugel L in Verbindung steht. Diese enthält die organische Flüssigkeit, deren Dampf untersucht werden soll. Bei den Versuchen mit Gasen war die Kugel durch einen Glashahn ersetzt. V_1 und r_1 , r_2 und V_2 samt V_2 und L waren mit kurzen Schläuchen verbunden, die mehrmals gewechselt wurden.

Der Kondensator C erhielt eine Spannung von 200 Volt, welche genügte, um Sättigungsstrom zu geben. Die Elektrode b war mit einem Binantenelektrometer verbunden, an dessen Nadel eine konstante Spannung von 30 Volt angelegt war. Die Empfindlichkeit des Elektrometers betrug hierbei 19,5 cm pro Volt, bei einem Skalenabstand von 1,7 m.

Die Ausführung einer Reihe Messungen im einzelnen für Luft zeigt Tab. V.

Tabelle V.

Luft.

p_1 cm	p_2 cm	J_1 Sk./sec.	J_2 Sk./sec.	α_0 unkorrigiert cm ⁻¹ pro 1 cm Hg
2,0	74,6	0,281	0,249	0,000101
1,9	74,4	0,282	0,249	0,000105
2,3	74,7	0,278	0,246	0,000104
2,3	74,7	0,277	0,246	0,000101

Die Ergebnisse dieser und weiterer 16 Messungen für gewöhnliche Zimmerluft finden sich in nachstehender Tab. VI.

Tabelle VI.

 α_0 für Luft (unkorrigiert).

0,000101 cm ⁻¹	0,000111 cm ⁻¹
0,000105 „	0,000104 „
0,000104 „	0,000103 „
0,000101 „	0,000109 „
0,000102 „	0,000105 „
0,000104 „	0,000108 „
0,000107 „	0,000100 „
0,000099 „	0,000108 „
0,000104 „	0,000104 „
0,000108 „	0,000105 „

Mittel: 0,000105 cm⁻¹ pro 1 cm Hg.

Außer mit Luft wurden mit Kohlensäure und Sauerstoff Versuche angestellt (Tabb. VII u. VIII). Die Gase wurden aus Bomben genommen und über ein Wasserventil und durch ein Trockengefäß mit Chlorcalcium in *K* eingeleitet.

Tabelle VII.

Kohlensäure.

p_1 cm	p_2 cm	J_1 Sk./sec.	J_2 Sk./sec.	α_0 unkorrigiert cm ⁻¹ pro 1 cm Hg
2,1	73,0	0,315	0,263	0,000156
2,1	73,1	0,320	0,266	0,000160
1,9	73,5	0,087	0,072	0,000162
1,9	73,9	0,087	0,071	0,000173

Mittel: 0,000163

Tabelle VIII.

Sauerstoff.

p_1 cm	p_2 cm	J_1 Sk./sec.	J_2 Sk./sec.	α_0 unkorrigiert cm ⁻¹ pro 1 cm Hg
2,0	71,2	0,092	0,081	0,000113
2,0	73,9	0,089	0,079	0,000102
2,1	73,5	0,091	0,080	0,000111
2,1	73,0	0,089	0,079	0,000103
2,0	74,3	0,088	0,077	0,000113
2,1	74,4	0,088	0,077	0,000113

Mittel: 0,000109

Außer diesen einfachen Gasen wurde eine Anzahl organischer Dämpfe untersucht. Die benutzten Substanzen: Aceton, Isobutylchlorid, Chloroform, Tetrachlorkohlenstoff, Äthylbromid und Methyljodid waren als „chemisch rein“ von der Firma Kahlbaum-Berlin erhalten.

Die zu untersuchende organische Substanz wurde zunächst in die Glaskugel *L* eingeführt. Danach wurde das Gefäß *K* ausgepumpt und die Glashähne bei *L* geöffnet, so daß der Dampf in das Gefäß *K* übergehen konnte. Nachdem dies geschehen war, wurden die Hähne geschlossen und *K* wieder ausgepumpt. Dieses Verfahren wurde vor Ausführung

Tabelle IX.

Einzelwerte von α_0 unkorrigiert. cm⁻¹ pro 1 cm Quecksilber.

Aceton	Isobutylchlorid	Chloroform	Tetrachlorkohlenstoff	Äthylbromid	Methyljodid
0,000210	0,000344	0,000576	0,000831	0,000672	0,00118
223	417	523	741	679	114
233	407	553	760	655	123
197	371	524	715	613	123
215	444	549	743	626	119
214	392	590	716	638	127
				638	118
				685	128
				633	123
0,000215	0,000396	0,000553	0,000751	0,000649	0,00121

der Messungen 3—4mal wiederholt. Nach Beendigung einer Versuchsreihe wurde *L* entfernt und *K* mit Luft durchgespült. Zwischen jeder Messungsreihe wurde der Luftwert ermittelt,

damit man sicher sein konnte, daß kein Dampf sich in *K* verdichtet hatte. Um die Einflüsse von Fehlerquellen (vgl. IIc) möglichst zu verringern, wurden die Dampfdrucke der Gase von solcher Größe gewählt, daß die Dichten aller Dämpfe bzw. Gase und entsprechend auch die Absolutintensitäten der in den Meßkondensator gelangenden Strahlung nahe gleiche Werte erhielten.

Das Ergebnis der Dampfmessungen ist in Tab. IX verzeichnet.

Tab. X enthält eine Zusammenstellung der Mittelwerte aller beobachteten Absorptionskoeffizienten und ihrer auf Luft bezogenen Relativwerte.

Tabelle X.
Zusammenstellung.

Substanz	Absorptionskoeffiz. unkorrigiert cm^{-1} pro 1 cm Hg	Quotient gegen Luft
Luft	0,000105	1,00
Kohlensäure	0,000163	1,52
Sauerstoff	0,000109	1,04
Aceton	0,000215	2,05
Isobutylchlorid	0,000396	3,77
Chloroform	0,000553	5,27
Tetrachlorkohlenstoff	0,000751	7,15
Äthylbromid	0,000649	6,18
Methyljodid	0,00121	11,56

b) Messungen in den weiteren Gefäßen G_2 und G_3 .

(G_2 : 12 cm Durchmesser; 17,2 cm Länge; G_3 : 24,5 cm Durchmesser, 18,2 cm Länge.)

Zur Untersuchung des Gefäßeinflusses wurden außer mit dem relativ engen Glasgefäß G_1 Messungen mit zwei weiteren Metallgefäßen ausgeführt. Das eine, G_2 , aus Messing, hatte einen inneren Durchmesser von 12 cm, während bei dem anderen, G_3 , das aus Zink angefertigt war, diese Größe 24,5 cm betrug. Die Höhen waren 17,2 bzw. 18,2 cm. Die Strahlen konnten ins Gefäß eintreten und wieder austreten durch

0,06 mm dicke Aluminiumfolien, die luftdicht an dem Gefäß angebracht waren. Das Zinkgefäß mit dem zugehörigen Kondensator *K* ist in Fig. 3 dargestellt. Den großen Dimensionen des Absorptionsraumes entsprechend, mußte auch der Leitfähigkeitskondensator groß gewählt werden. Es war der oben (I B) beschriebene Kondensator, der eine Länge von 26 cm und einen Durchmesser von 50 cm hatte. Das Zinkgefäß *Z* ruhte auf einer Messingscheibe *M*, wobei der untere Teil in eine Rille *r* taucht, welche teilweise mit Paraffin *p* ausgefüllt ist. Der mittlere Teil der 4 mm dicken Messingscheibe ist mit kreisförmigen Löchern versehen, und zwar in der Mitte mit einem Loch von 12 mm Durchmesser und im Umkreis mit drei Kreisen von Löchern, die im ersten

Fig. 3.

Kreis 12 mm, in den beiden äußeren 15 mm Durchmesser besitzen. Die gesamte Lochfläche beträgt hierbei 56,8 qcm. Sämtliche Löcher sind von oben etwas konisch ausgebohrt, damit die Ränder nicht mitwirken können (Vermeidung der Fehlerquelle 2 III). Die Anordnung der Löcher dient dazu, die unter der Scheibe angebrachte Aluminiumfolie zu stützen und erlaubt gleichzeitig einem beträchtlichen Teil der von oben kommenden Strahlen in den Kondensator zu gelangen. Die Folie *c* wird von einem Messingring *e* festgehalten, welcher seinerseits durch Schrauben an der Scheibe befestigt ist. Diese Schrauben dienen gleichzeitig als Stützpunkte des Gefäßes. Die Dichtung ist in der Weise hergestellt, daß die Rille *i*, bis zu deren Mitte die Folie reicht, mit Paraffin ausgefüllt ist. Oben ist das Gefäß mit einer kreisförmigen Öffnung von 8 mm Durchmesser versehen, die ebenfalls mit einer ähnlich wie unten luftdicht angebrachten Aluminiumfolie versehen ist. Der Kondensator hatte eine Spannung von 300 Volt, und an der Nadel des Elektrometers waren 50 Volt angelegt, wobei die Empfindlichkeit des Elektrometers 33 cm pro Volt betrug. Das Blendensystem *B* (vgl. Teil III, b) ist hier entfernt zu denken.

Das Messinggefäß G_2 war in ähnlicher Weise wie das Zinkgefäß G_3 eingerichtet.¹⁾ Der Druck wurde in beiden Fällen mit einem offenen Manometer gemessen. Das bei den Messungen mit dem Messinggefäß benutzte Präparat stammte wie im Falle des Glasgefäßes aus 100 g Urannitrat, während beim Zinkgefäß das Präparat aus 500 g Urannitrat hergestellt war.

Es wurde mit den beiden Apparaten Luft, Äthylbromid und Methyljodid untersucht. Die Messungsergebnisse sind in den Tab. XI und XII zusammengestellt.

Messungen mit dem Messinggefäß G_2 .

Tabelle XI.

Einzelwerte von α_0 unkorrigiert. cm^{-1} pro 1 cm Quecksilber.

Luft	Äthylbromid	Methyljodid
0,000124	0,000785	0,00138
108	743	139
110	816	150
107	845	148
118	805	146
124		151
Mittel: 0,000115	0,000799	0,00145

Messungen mit dem Zinkgefäß G_3 .

Tabelle XII.

Einzelwerte von α_0 unkorrigiert. cm^{-1} pro 1 cm Quecksilber.

Luft	Äthylbromid	Methyljodid
0,000114	0,000840	0,00149
118	867	143
112	826	162
116	836	150
117	869	
113		
Mittel: 0,000115	0,000848	0,00151

1) Das Messinggefäß und der zugehörige Kondensator wurden mir freundlichst von Hrn. Prof. Becker zur Verfügung gestellt, der schon vor Jahren damit Absorptionsuntersuchungen an Gasen ausgeführt hat. Diese Versuche blieben bisher unveröffentlicht, da die in gegenwärtiger Arbeit aufgenommene, eingehendere Untersuchung der bereits von Hrn. Becker erkannten Fehlerquellen, insbesondere des Gefäßeinflusses und der Strahldiffusion im Gas, noch nicht ausreichend durchgeführt war.

Eine Zusammenstellung der nach V berechneten, also noch unkorrigierten Mittelwerte der mit allen drei Gefäßen durchgeführten Versuche gibt Tab. XIII.

Tabelle XIII.

Unkorrigierte Absorptionskoeffizienten α_0 in cm^{-1} pro 1 cm Hg.

Substanz	Gefäß G_1	Gefäß G_2	Gefäß G_3
	Durchmesser 8,3 cm	Durchmesser 12 cm	Durchmesser 24,5 cm
Luft	0,000105	0,000115	0,000115
Chloroform	0,000553	—	—
Äthylbromid	0,000649	0,000799	0,000848
Methyljodid	0,00121	0,00145	0,00151

c) Über den Diffusionseinfluß in Gefäßen.

Der Vergleich aller nach den beiden Methoden, Teil I und Teil II, und mit verschiedenen Absorptionsräumen (Teil II) gewonnenen Absorptionskoeffizienten untereinander läßt zwei wesentliche Ergebnisse hervortreten, nämlich einerseits eine beträchtliche Verschiedenheit der mit Abstandsvariation und mit Druckvariation erhaltenen Werte für Luft und andererseits einen merklichen Gang der, wie angegeben, berechneten Absorptionskoeffizienten mit der Weite der benutzten Gefäße.

Die Deutung dieser Verschiedenheit ist jedenfalls in den Fehlerquellen zu suchen, welche bei verschiedener Durchführung der Messung in verschiedenem Maße zur Geltung kommen. Bei den Messungen des II. Teiles muß vor allem der hier neu hinzukommende Einfluß der Rückdiffusion eines Teiles der Strahlen an den Gefäßwänden (Fehlerquelle 2 II, Teil I, C) berücksichtigt werden.¹⁾

1) Besondere Versuche mit Variation des Wandmaterials ließen erkennen, daß die Intensität der in den Kondensator gelangenden Strahlung im Falle der Gegenwart einer Aluminium-, Glas-, Zink- oder Bleiwand der oben benutzten Dimensionen merklich gesteigert wird gegenüber dem Fehlen der Wand, und zwar besonders stark durch die Bleiwand, während die erstgenannten drei Stoffe keine wesentlich verschiedene Wirkung auf den Strahlengang erkennen ließen.

Da der letztgenannte Einfluß bei den Versuchen der Abstandsvariation nicht mitwirkt und der erste Einfluß der Trübung (Fehlerquelle 2 I) von uns bereits dort berücksichtigt war, so müssen wir die in Abschnitt I, 1 gefundenen Absolutwerte der Absorptionskoeffizienten für Luft als fehlerfrei betrachten. Es handelt sich dann darum, aus dem Vergleich dieser Werte mit den nach der zweiten Methode für Luft gewonnenen den störenden Einfluß der Gefäßwände quantitativ sowohl für Luft als für die anderen untersuchten Gase abzuleiten.

Wir nehmen zu diesem Zweck an, daß die in den Kondensator eintretende Strahlung sowohl durch Umwege über die Gefäßwände als durch Diffusion im Gas eine gewisse Verlängerung ihres mittleren Weges erfährt, dessen Größe durch Zugrundelegung des wahren Absorptionskoeffizienten für Luft, zusammen mit der Berücksichtigung des besonders gemessenen Trübungsfaktors der einzelnen Gase, ermittelt werden muß.

Ist s der mittlere schiefe Weg der Strahlung, mit dem wir die vorstehend angegebenen, noch gefälschten Absorptionskoeffizienten berechnet haben, so wäre, wie bereits erwähnt,

$$\alpha_0 = \frac{\log_{\text{nat}} \frac{J_1}{J_2}}{s(p_2 - p_1)}.$$

Wegen der Rückdiffusion von den Wänden kommt nun für alle Strahlen ein vergrößerter mittlerer Weg, den wir den *effektiven Weg* nennen wollen, in Betracht. Seine Größe sei bei Versuchen mit kleinerem Druck p_1 durch s' , bei Versuchen mit größerem Druck p_2 durch σ' bezeichnet. Ist p_1 , wie durchweg in unseren Versuchen, nahe Null, so gibt s' den effektiven Strahlweg im Vakuum, der von einem Trübungseinfluß im Gas unabhängig ist. σ' dagegen unterscheidet sich von s' durch den Einfluß der Diffusion im betreffenden Gas, aber auch der Absorption, welche das Mitwirken der Rückdiffusion durch Ausschaltung längerer Wege herabdrückt.

Dann wird der wahre korrigierte Wert von α_0 sich darstellen müssen durch

$$\alpha_0^k = \frac{\log_{\text{nat}} \frac{J_1}{J_2}}{p_2 \sigma' - p_1 s'},$$

worin

$$\sigma' = \sqrt{s'^2 + (2\rho_s)^2} \cdot f(a, a),$$

wenn wir durch $f(a, a)$ einen Faktor bezeichnen, der als Funktion der Absorption und der Trübung die krummen effektiven Wege σ' im Gas noch etwas verkürzen wird, da die bei größerem a längeren Wege bei wachsendem a relativ weniger in Betracht kommen werden. Der Faktor $f(a, a)$ wird also bei kleiner Trübung und kleiner Absorption sehr nahe gleich 1 sein und mit wachsendem a und a allmählich abnehmen.

Zur Berechnung von s' und σ' haben wir dann

$$\frac{\alpha_0^k}{\alpha_0} = \frac{p_2 \sigma' - p_1 s'}{s(p_2 - p_1)} = \frac{p_2 \sqrt{s'^2 + (2\rho_s)^2} \cdot f(a, a) - p_1 s'}{s(p_2 - p_1)}.$$

Zur Beurteilung der Größe von $f(a, a)$ wurden besondere Versuche mit Luft bei variiertem Druck angestellt. Sie lassen für kleinere Drucke keinen größeren Absorptionskoeffizienten erkennen als für größere Drucke, was der Fall sein müßte, wenn $f(a, a)$ merklich unter 1 läge. Wir nehmen daher für die Versuche mit Luft $f(a, a) = 1$ an. Dieselbe Annahme kann aber innerhalb der im Versuch eingehaltenen Bedingungen auch für die Dämpfe gemacht werden, da diese nur immer bei solchen (meist kleineren) Drucken zur Beobachtung gelangten, bei denen ihr absorbierender und trübender Einfluß sehr nahe dem der Luft bei Atmosphärendruck gleich war (vgl. IIa). Die Berechnung von s' und σ' kann dann in der Weise erfolgen, daß man zunächst in Annäherung in obiger Formel $s' = \sigma'$ setzt, hieraus s' ermittelt und hierfür das entsprechende σ' , letzteres in die strenge Formel zusammen mit s' einsetzt und aus der dadurch erhaltenen Abweichung von α_0^k/α_0 neue korrigierte Werte von s' und σ' berechnet.

Für Luft ergibt sich hiernach beispielsweise

für das Glasgefäß	$s' = 27,2$ cm,	$\sigma' = 27,4$ cm,
„ „ Messinggefäß	$s' = 31,7$ cm,	$\sigma' = 32,0$ cm,
„ „ Zinkgefäß	$s' = 33,5$ cm,	$\sigma' = 33,8$ cm.

Für die Dämpfe ergab sich s' stets sehr nahe ebenso groß wie für Luft, während σ' mit zunehmender Trübung wächst. Die Werte desselben sind in Tab. XIV angegeben.

Tabelle XIV.
Werte von σ' in cm.

Substanz	Glasgefäß	Messinggefäß	Zinkgefäß
Chloroform	29,2	—	—
Äthylbromid	30,5	36,1	38,4
Methyljodid	31,3	37,1	39,5

Die aus diesen effektiven Weglängen sich ergebenden korrigierten Absorptionskoeffizienten sind für die untersuchten Gase in Tab. XV zusammengestellt.

Vom Diffusionseinfluß befreite Absorptionskoeffizienten.

Tabelle XV.

Substanz	Glasgefäß	Messinggefäß	Zinkgefäß
	cm ⁻¹ pro 1 cm Druck		
Luft	0,00006	0,00006	0,00006
Chloroform	0,00030	—	—
Äthylbromid	0,00034	0,00038	0,00039
Methyljodid	0,00062	0,00066	0,00068

Die erhaltenen Werte sind jetzt für alle Gase verringert und der Gang mit der Gefäßdimension erscheint kleiner. Würden unsere im vorstehenden eingeführten Annahmen über den Einfluß der Gefäße vollständig mit den tatsächlichen Verhältnissen übereinstimmen, so würde der Gefäßeinfluß völlig verschwunden sein. Man sieht jedoch jedenfalls bei dem Glasgefäß noch deutliche Abweichungen, die andeuten, daß noch andere Fehlerquellen als der in diesem Abschnitte eliminierte Diffusionseinfluß II mitgewirkt haben.¹⁾ Als solche kommen besonders 3b (Wellenstrahlung aus dem Gas²⁾ und von den Gefäßwänden) und 6a und 6 (Geschwindigkeitsverluste im Gas) in Betracht. Alle diese Fehlerquellen müssen, ihrer Natur nach, in ein und demselben Gefäße nahe proportional (bzw. verkehrt proportional) der Dichte des eingeschlossenen Mediums verlaufen, wie dies für die Fehler-

1) Eine andere Anzeige ebendahin kann in den mitgeteilten effektiven Strahlenlängen in den Gefäßen erblickt werden; dieselben sind größer als nach vorhandener quantitativer Kenntnis von der Rückdiffusion schätzungsweise zu erwarten gewesen wäre.

2) Vgl. hierzu Teil I, C, 3b.

quelle 2, II im vorstehenden besonders gezeigt worden ist. Untersucht man daher verschiedene Gase oder Dämpfe in ein und demselben Gefäß vergleichend bei solchen Drucken, daß ihre Dichten nahe gleich sind, so fallen alle diese Fehlerquellen aus den so erhaltenen Relativwerten der Absorptionskoeffizienten in erster Annäherung heraus.

d) Absolutwerte der Absorptionskoeffizienten; Abweichungen von der Massenproportionalität bei den Haloiden.

Wir legen aus den soeben angegebenen Gründen besonderes Gewicht darauf, daß wir sämtliche Dämpfe und auch die Luft bei annähernd gleichen Dichten untersucht haben (vgl. Teil IIa), und entnehmen in letzter Linie aus den Druckvariationsversuchen dieses Teiles nur die Relativwerte der verschiedenen Dämpfe gegen Luft. Vereinigt man die aus Tab. XV sich ergebenden Relativwerte zu Mittelwerten und legt man den aus Teil I sich ergebenden Absolutwert der Luft zugrunde, so erhält man die in Tab. XVI angegebenen Werte, in der alle in den Versuchen benutzten Gase verzeichnet sind.

Tabelle XVI.

Substanz	$\alpha_0 k$	Quotient gegen Luft	Massen- verhältnis gegen Luft
Luft	0,00006	1,0	1,0
Chloroform	0,00030	5,0	4,1
Äthylbromid	0,00037	6,2	3,8
Methyljodid	0,00065	10,9	4,9
Kohlensäure	0,00009	1,5	1,5
Sauerstoff	0,00007	1,1	1,1
Aceton	0,00012	2,0	2,0
Isobutylchlorid	0,00021	3,5	3,2
Tetrachlorkohlenstoff	0,00042	7,0	5,3

Die Gesamtheit der Ergebnisse läßt in Übereinstimmung mit Absorptionsversuchen an langsameren Strahlen¹⁾ für Luft, Sauerstoff, Kohlensäure und Aceton eine befriedigende Proportionalität mit der Masse erkennen, während die Halogenverbindungen merkliche Abweichungen im Sinne größerer

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 17. p. 381. 1905. — J. Silbermann, Dissert. Heidelberg 1912.

Absorption zeigen. Diese Abweichungen sind um so größer, je größer das Atomgewicht des in Betracht kommenden Halogens ist.

Berechnet man die relativen Absorptionswerte für die Halogene selbst nach dem Additivgesetz mit Hilfe der aus CO_2 , O_2 und $(\text{CH}_3)_2\text{CO}$ sich ergebenden relativen Absorption der anderen Bestandteile der betreffenden Verbindung, so finden sich folgende Werte:

Für *Chlor*

aus Isobutylchlorid ($\text{C}_4\text{H}_9\text{Cl}$)	1,52
„ Chloroform (CHCl_3)	1,54
„ Tetrachlorkohlenstoff (CCl_4) . . .	1,74

Mittel 1,60

Für *Brom*

aus Äthylbromid ($\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$)	5,2
---	-----

Für *Jod*

aus Methyljodid (CH_3J)	10,4
---	------

Die hieraus berechneten Abweichungen der Halogene vom Massenproportionalitätsgesetz finden sich in Tab. XVII.

Tabelle XVII.

Substanz	Relativer Absorptions- Koeffizient gegen Luft	Atomgewicht	Abweichung Proz.	Abweichung durch Atomgewicht
Chlor	1,60	35,5	33	0,9
Brom	5,2	80,0	86	1,1
Jod	10,4	127	136	1,1

Man erkennt eine mit zunehmendem Atomgewicht der Halogene wachsende Abweichung ihrer Absorption von der Massenproportionalität, und zwar findet sich auch für die benutzte schnelle Strahlung, die bereits von Herrn Silbermann für langsamere Kathodenstrahlen gefundene Gesetzmäßigkeit einer nahen Proportionalität der Abweichung mit dem Atomgewicht. Über eine etwaige Erklärung dieses Zusammenhanges vgl. die betreffenden Bemerkungen von Hrn. Silbermann.¹⁾

Was die Absolutwerte der Abweichungen betrifft, so ergeben sich diese in unserem Fall noch wesentlicher größer als für langsamere Strahlen.

1) J. Silbermann, Dissert. Heidelberg 1912.

Dritter Teil. Diffusionsmessungen.

Da einwandsfreie Angaben von Absorptionskoeffizienten, wie im vorstehenden gezeigt worden ist, nicht möglich sind ohne quantitative Kenntnis der Diffusion der Strahlung in den betreffenden Medien, so waren besondere Diffusionsbeobachtungen erforderlich. Auf diese Weise konnte gleichzeitig der bekannte Zusammenhang zwischen Diffusion und Masse¹⁾ quantitativ untersucht werden, was mit Bezug auf die Struktur der Materie an sich von erheblichem Interesse ist.

a) Theorie der Diffusion.

Hr. Lenard hat eine Theorie für die Diffusion schnell bewegter Elektronen in einem trüben Medium entwickelt²⁾, unter der Voraussetzung einer punktförmigen Strahlenquelle, eines nach bestimmter Richtung von ihr ausgehenden engen parallelen Strahlenbündels und kleiner Diffusion. Darnach

Fig. 4.

ergibt sich, falls J_0 die Intensität der Strahlenquelle ist, die auf 1 qcm bezogene Intensität J in einem in einer Ebene in der Entfernung d von der Strahlenquelle gelegenen Punkte, dessen Abstand vom Fußpunkt C auf dieser Ebene r ist (Fig. 4) gleich:

$$(VI) \quad J = J_0 \cdot \frac{A}{\pi} e^{-Ar^2}$$

wobei

$$A = \frac{3 L_q}{a d^3}.$$

a werde der Trübungsfaktor genannt. L_q ist die mittlere freie Weglänge der Elektronen zwischen den Molekülen des Gases.

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. u. Chem. 51. p. 263. 1894 u. 56. p. 266. 1895.

2) Die Prinzipien und die hier mitgeteilte Hauptgleichung (VI) dieser bisher noch nicht veröffentlichten Theorie sind mir mit dem Hinweise zur Verfügung gestellt worden, daß sie aus dem Jahre 1902 stammen und schon seit einiger Zeit zu Arbeiten im Radiologischen Institut benutzt worden sind.

L_g/a ist bei Gleichheit sämtlicher Dynamiden der vorhandenen Moleküle umgekehrt proportional der Gasdichte zu erwarten.

Um diese Diffusionsformel in unserem Fall verwenden zu können, muß man sowohl mit einer flächenförmigen Strahlenquelle wie mit einer ausgedehnten Auffangefläche rechnen.

Zunächst sei eine kreisförmige Strahlenquelle vom Radius l angenommen (Fig. 5), und die Intensität J_r in einem Punkte berechnet, dessen Lage relativ zum Zentrum J_0 der Strahlenquelle, die in Fig. 4 dargestellt ist. x sei der Abstand des betrachteten Flächenelementes von der Mitte der Fläche, y der Abstand desselben vom Fußpunkt J_r' des Punktes J_r auf der strahlenden Fläche, Θ der variable Winkel.

Dann ist die Wirkung eines Elementes der strahlenden Fläche im Punkte J_r :

$$i_r = i_0 \frac{A}{\pi} e^{-A y^2} x dx d\Theta$$

und die Wirkung der gesamten strahlenden Fläche:

$$J_r = i_0 \frac{A}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^l e^{-A y^2} x dx d\Theta.$$

Nun ist aber

$$y^2 = x^2 + r^2 - 2 r x \cos \Theta.$$

Also ergibt sich

$$(VII) \quad J_r = i_0 \frac{A}{\pi} e^{-A r^2} \int_0^{2\pi} \int_0^l e^{-A (x^2 - 2 r x \cos \Theta)} x dx d\Theta.$$

Dies Doppelintegral wurde für $r=0$ und $r=1$ bei Annahme von $A=1$ und $A=0,1$ ¹⁾ graphisch gelöst. Das Resultat für $r=1$ ist in den Kurven der Fig. 6 gegeben, wo die Radiusquadrate als Abszissen, die Intensitäten als Ordinaten aufgetragen sind.

Hieraus ist zu ersehen, daß für kleinere Flächen die jedes Element der Auffangefläche treffende Intensität der Größe der strahlenden Fläche proportional ist. Da in unserem Falle das Radiusquadrat nur 0,96 qcm beträgt, kann man also ohne weiteres mit einer punktförmigen Strahlenquelle rechnen.

1) Diese A -Werte sind von derselben Größenordnung wie die im folgenden gefundenen.

Wir müssen nun über alle Elemente der Auffangfläche integrieren. Es sei eine kreisförmige Fläche mit dem Radius R angenommen (Fig. 7). r sei der Abstand eines Flächenelementes vom Zentrum C , α der variable Winkel, J_r die Intensität pro Quadratcentimeter in der Entfernung r , J die gesamte durch die Fläche hindurchgehende Intensität.

Fig. 5.

Fig. 7.

Fig. 6.

Dann ist

$$J_r = \frac{J_0}{\pi} A e^{-A r^2},$$

$$J = \int_0^{2\pi} \int_0^R J_r r d\alpha dr = 2J_0 \int_0^R A e^{-A r^2} dr,$$

$$(VIII) \quad J = J_0 (1 - e^{-A R^2}).$$

Für den Druck p_1 gilt also

$$J_1 = J_0 (1 - e^{-A_1 R^2}),$$

und für p_2

$$J_2 = J_0 (1 - e^{-A_2 R^2}).$$

Also ist

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{1 - e^{-A_1 R^2}}{1 - e^{-A_2 R^2}}.$$

Aus dem Ausdruck für A folgt

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{L_{q1}}{L_{q2}} = \frac{p_2}{p_1}.$$

Hieraus ergibt sich folgende Gleichung zur Ermittlung des Trübungsfaktors:

$$(IX) \quad J_1 z^{p_1/p_2} - J_2 z = J_1 - J_2,$$

wobei

$$z = e^{-A_1 R^2}.$$

Wenn z bekannt ist, hat man also:

$$A_1 = - \frac{\log_{\text{nat}} z}{R^2}.$$

Aus dieser Formel kann also A allgemein berechnet werden, wenn die Intensitäten bei zwei Drucken bekannt sind. Um die Rechnung zu vereinfachen, ist (durch graphische Interpolation aus den Versuchsergebnissen) immer $p_1/p_2 = 2$ genommen. Dies führt zum folgenden Ausdruck für z :

$$z = \frac{J_2}{J_1} - 1.$$

b) Diffusionsbeobachtungen.

Die Theorie setzt ein paralleles Strahlenbündel für den Durchgang durch die trübende Substanz voraus. Um ihr zu entsprechen, wurden die Versuche in der Weise angestellt, daß die Strahlung mehrere (vier) hintereinander konaxial aufgestellte Bleiblen den von je 0,6 cm Radius zu passieren hatte. Das Blendensystem (B in Fig. 3) wurde im großen Zinkgefäße senkrecht über der mittleren Öffnung der Lochscheibe angebracht. Die Höhe des Systems betrug 10,6 cm. Das Präparat war unmittelbar oberhalb der oberen Blende befestigt.

Die Methode ist dann folgende: Die von dem Gas diffus gemachte Strahlung geht nach den Seiten und wird von den Blenden verhindert, in den Kondensator einzudringen, wodurch die gemessene Intensität verkleinert wird, während gleichzeitig alle schief vom Präparat ausgehenden Strahlen abgeschirmt werden. Da die erstgenannte Wirkung sich mit

dem Gasdruck ändert, erhält man, wenn die Größe der Absorption bekannt ist, durch Messung der durchgehenden Intensität bei verschiedenen Drucken ein Maß von der Größe der Diffusion, das geeignet ist, den Trübungsfaktor a zu berechnen.¹⁾ Es wurden Versuche mit Luft und drei Dämpfen²⁾ ausgeführt. Die Intensität wurde in jedem Falle bei drei verschiedenen Drucken gemessen.

Die Resultate der Messungen sind in den Tab. XVIII bis XXI angegeben.

p ist der im Gefäß L herrschende Druck, J ist der Mittelwert der zwei- bis dreimal gemessenen Intensitäten.

J' gibt diejenigen Intensitätswerte an, welche unter dem Einfluß der Absorption allein, ohne Diffusion, zustande kämen, berechnet unter der Voraussetzung $J = J'$ für den kleinsten Druck. Für die Absorptionskoeffizienten sind dabei für Luft, Chloroform, Äthylbromid, Methyljodid die Werte 0,00006, 0,0008, 0,0004, 0,0006 cm^{-1} für 1 Atm. angenommen.³⁾

J'' stellt die Intensitäten dar, welche infolge der Diffusion allein eingetreten wären; sie sind in leicht verständlicher Weise aus J und J' proportional berechnet und können als J_1 bzw. J_2 in Gleichung (IX) zur Berechnung des Trübungsfaktors a eingesetzt werden.

1) Die Diaphragmenanordnung wirkt so, als würde das Präparat ein paralleles Strahlenbündel in das Medium senden. Gemessen sollte diejenige Strahlenmenge werden, welche trotz Diffusion im zentralen Endquerschnitt dieses Bündels ankommt. Die Diaphragmen hindern nun zwar die Elektronen nicht, aus dem Bündel hinauszudiffundieren; sie hindern jedoch bereits hindusdiffundierte Elektronen an eventueller Zurückdiffusion nach dem auffangenden Endquerschnitt. Wenn die Zahl der letzteren Elektronen auch wohl nur eine relativ geringe sein dürfte — was durch Variation der Diaphragmenanordnung entscheidend untersucht werden könnte —, so ist doch ersichtlich, daß die gegenwärtigen Versuche vielleicht merklich zu hohe Werte der Trübungsfaktoren ergeben haben können, wenn man — wie geschehen — die Länge des Strahlweges als l und den Radius der Anfangsöffnung als R in Rechnung setzt.

(P. Lenard.)

2) Es war beabsichtigt, die Untersuchung vollständiger zu gestalten, als der Kriegsausbruch die Fortsetzung unterbrach.

3) Es sind dies Werte, die durch eine angenäherte Berechnung erhalten werden, was aber hier genügt, da der Einfluß der Absorption nur gering ist.

Tabelle XVIII.

Luft.

p	J	J'	J''
cm	Sk./sec.	Sk./sec.	Sk./sec.
1,7	0,153	0,153	0,153
37,2	0,133	0,150	0,136
73,1	0,110	0,146	0,115

Tabelle XIX.

Chloroform.

p	J	J'	J''
cm	Sk./sec.	Sk./sec.	Sk./sec.
1,9	0,165	0,165	0,165
7,2	0,130	0,162	0,132
12,3	0,100	0,160	0,103

Tabelle XX.

Äthylbromid.

p	J	J'	J''
cm	Sk./sec.	Sk./sec.	Sk./sec.
2,2	0,170	0,170	0,170
8,2	0,100	0,166	0,102
14,2	0,060	0,162	0,063

Tabelle XXI.

Methyljodid.

p	J	J'	J''
cm	Sk./sec.	Sk./sec.	Sk./sec.
1,9	0,145	0,145	0,145
7,7	0,075	0,140	0,078
13,6	0,035	0,135	0,038

Die für Luft und Methyljodid erhaltenen Werte mit und ohne Berücksichtigung der Absorption, J und J'' sind in Fig. 8 eingetragen. Man erkennt, daß ein sehr wesentlicher Einfluß der Absorption nicht besteht.

Die Mittelwerte J'' finden sich in den Kurven der Fig. 9 verzeichnet.¹⁾

1) Die Einzelwerte sind durch $\times$ angegeben.

Fig. 8.

Fig. 9.

Zur Prüfung der Diffusionsformel wurden dann jeweils die Trübungsfaktoren aus den interpolierten Intensitäten bei kleineren Gasdrucken berechnet und mit ihrer Hilfe der weitere Kurvenverlauf vorausgerechnet. (Werte durch • bezeichnet.) Der Vergleich der so erhaltenen Kurvenstücke mit der Beobachtung gibt eine im benutzten Druckbereich befriedigende Bestätigung der Theorie.

Die in der erwähnten Weise berechneten Werte der Trübungsfaktoren a sind in Tab. XXII zusammengestellt.

Tabelle XXII.

Substanz	1 Atm.		a/L_q		
	A	a	absolut	relativ gegen Luft	Massen- verhältnis gegen Luft
Luft	4,06	$36 \cdot 10^{-9}$	$35 \cdot 10^{-4}$	1,0	1,0
Chloroform . . .	0,455	93 . „	310 . „	8,9	4,1
Äthylbromid . .	0,27	261 . „	522 . „	14,9	3,8
Methyljodid . .	0,21	338 . „	663 . „	18,9	4,9

Bei Berechnung von a wurde $L_q = 4\sqrt{2} \cdot L$ gesetzt, wo L die aus den hierunter angegebenen Reibungsversuchen entnommene freie Weglänge der Moleküle der betreffenden Gase ist, nämlich (20° C):

$L_{\text{Luft}} = 0,0000108$ cm (Puluj, Wiener Ber. 1878, p. 33);

$L_{\text{Chloroform}} = 0,0000030$ cm (Rappenecker, Dissert. Freiburg 1909);

$L_{\text{Äthylbromid}} = 0,0000050$ cm (Steudel, Wied. Ann. **16**. p. 368. 1882);

$L_{\text{Methyljodid}} = 0,0000051$ cm (Steudel, l. c.).

Die Tabelle läßt zunehmende Trübung mit wachsendem Molekulargewicht der untersuchten Dämpfe erkennen. Genaue Massenproportionalität besteht jedoch nicht, und zwar zeigen die Halogenverbindungen mit zunehmendem Atomgewicht des Halogens zunehmende Abweichung der Trübung von der Massenproportionalität. Diese Abweichungen in der Trübung erscheinen analog denen, welche wir auch für die Absorption gefunden hatten; die Abweichungen bei der Trübung sind

sogar etwas größer als diejenigen bei der Absorption. Da Trübung und Absorption Vorgänge ähnlicher Art im Innern der Atome sind, nämlich in einem Fall Bahnablenkung, im anderen Fall völliges Festhalten der Quanten durch die elektrischen Felder der Atome, so war ein gewisser Parallelismus beider Erscheinungen auch notwendig zu erwarten.

Zusammenfassung.

1. Die vorliegende Arbeit untersucht die Absorption und Diffusion der β -Strahlen des Ur X in Gasen und Dämpfen.

2. Die Untersuchung der Absorption stellt einen Versuch dar, die Größe der Absorption vollständig befreit von allen Einflüssen sowohl der durch die Versuchsanordnung möglichen Fehlerquellen als auch der gleichzeitigen Diffusion der Strahlung, zu messen, ein Versuch, welchen man in der bisherigen Literatur nirgends durchgeführt findet (s. Teil I, C).

3. Die Absorptionsmessungen erfolgen nach zwei im Prinzip verschiedenen Methoden, der Methode der Abstandsvariation und der Methode der Druckvariation. Die erstere Methode wurde für geeigneter befunden, Absolutwerte der Absorptionskoeffizienten zu liefern; die zweite Methode ergibt in bequemer Weise Relativwerte für verschiedene Gase.

4. Als Wert des Absorptionskoeffizienten der benutzten Strahlen für Luft findet sich $0,0047 \text{ cm}^{-1}$ pro 1 cm Druck (Teil I, D). Die Absorption der Gase Sauerstoff, Kohlensäure und Aceton erweist sich nahe der Masse proportional. Die Halogenverbindungen dagegen zeigen Abweichungen ihrer Absorption von der Massenproportionalität, die im Einklang mit Versuchen von Hrn. Silbermann an langsameren Strahlen (ca. $\frac{1}{3}$ Lichtgeschwindigkeit) dem Atomgewicht des betreffenden Halogens nahe proportional wachsen (Teil II, d).

5. Die quantitative Bestimmung der Diffusion der Strahlung in den untersuchten Gasen stützt sich auf eine von Hrn. Lenard entwickelte Theorie. Die erhaltenen Trübungsfaktoren sind ebenfalls in der Hauptsache durch die Masse der trübenden Substanz bestimmt. Die Halogene zeigen auch hierbei beträchtliche Abweichungen, die ebenso wie die Absorption mit zunehmendem Atomgewicht wachsen (Teil III).

Zum Schluß ist es mir eine angenehme Pflicht, Herrn Geheimrat Lenard für das große Interesse, das er dieser Arbeit entgegengebracht hat, meinen verbindlichsten Dank zu sagen. Besonders möchte ich auch Herrn Prof. Becker, auf dessen Anregung vorliegende Untersuchung ausgeführt wurde, für seine freundliche Unterstützung und seine vielen wertvollen Ratschläge meinen herzlichen Dank aussprechen.

(Eingegangen 24. Dezember 1915.)