

Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung
Nr. 174

Über die quantitative Messung der Radiumemanation im Schutzringplattenkondensator

Von
Dr. phil. Ludwig Siegl

Aus dem physikalischen Laboratorium der Technischen Hochschule in Wien
Mit 1 Textfigur
(Vorgelegt in der Sitzung am 15. Jänner 1925)

Zweck der Arbeit.

Die Schwierigkeiten, die mit der Verwendung von Normallösungen verbunden sind, ließen es schon lange wünschenswert erscheinen, sich dadurch von ihnen frei zu machen, daß einmal mit Hilfe einer sorgfältig hergestellten Normallösung der Wert des »Curie« im Strommaße mit entsprechender Genauigkeit gemessen wird. Dazu ist aber ein Meßraum notwendig, der der theoretischen Behandlung vollkommen zugänglich ist. Solche Überlegungen bezogen L. Flamm und H. Mache im Jahre 1912 zum ersten Male derartige Messungen im Schutzringplattenkondensator¹ vorzunehmen und durch theoretische Überlegungen Näherungsformeln für den zu messenden Sättigungsstrom aufzustellen. Diese Messungen ergaben aber keine befriedigende Übereinstimmung zwischen den beobachteten und den berechneten Werten des Ionisationsstromes bei verschiedenen Plattendistanzen, die sich auch dann nicht wesentlich besserte, als auf die der α -Strahlung eigentümliche anfängliche Wiedervereinigung infolge Kolumnenionisation Rücksicht genommen wurde.² Zur Klärung der Differenzen wurden Messungen mit einem reinen α -Strahler (Polonium) vorgenommen.³ Gleichzeitig entwickelte L. Flamm⁴ die theoretischen Grundlagen in voller Allgemeinheit und Strenge. Die Messungen ergaben jedoch auch diesmal keine volle Übereinstimmung, sondern zeigten einen Gang gegenüber den mit der Geiger'schen Ionisationsformel für α -Strahlen berechneten Werten des Sättigungsstromes, der sich aber durch die Annahme einer Absorption der fast streifenden α -Partikel recht gut erklären ließ. Eine Wiederholung

¹ L. Flamm und H. Mache, Mitteilungen a. d. Inst. f. Radiumforschung Nr. 13; Sitzungsber. d. Akad. d. Wissensch. Wien, Abtlg. II a, Bd. 121, 227 (1912), Mitteilung I.

Dieselben an gleicher Stelle, Bd. 122, 535 (1913), Mitteilung II.

³ Dieselben an gleicher Stelle, Bd. 122, 1539 (1913), Mitteilung III.

⁴ L. Flamm, Zeitschrift f. Physik, 14. Jahrg., 1913, 1122.

dieser Messungen durch G. Richter¹ ergab jedoch innerhalb der Meßgenauigkeit eine vollkommene Übereinstimmung zwischen beobachteten und berechneten Werten des Ionisationsstromes und ließ als Ursache des Ganges bei den Messungen von L. Flamm und H. Maché einen konstanten Fehler von 0.18 mm in der Bestimmung der Plattendistanz als nicht unmöglich erscheinen.

Es erschien daher angezeigt, die Messungen auch für den komplizierteren Fall der Emanation mit ihren Folgeprodukten RaA und RaC als α -Strahler zu wiederholen und dabei auf genaue Bestimmung der Plattendistanz besonders zu achten.

II. Die Apparatur und ihre Eichung.

Die Messungen geschahen mit einem für dieselben eigens dimensionierten Schutzringplattenkondensator, der radioaktiv unverseucht war.

Der Apparat war nach den Angaben von L. Flamm und H. Maché von dem Universitätsmechaniker Ludwig Castagna in Wien angefertigt worden und ist bereits im Jahre 1913 auf der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Wien ausgestellt gewesen.

Auf einem konsolenartig in der Mauer befestigten Eisenring N (siehe Fig. 1) ruht eine Glasplatte G_1 (46 cm Durchm.), welche den Schutzring S (38.6 cm äußerer Durchm., 7.1 cm innerer Durchm.) trägt. Der Träger T desselben stellt gleichzeitig die leitende Verbindung zwischen S und dem geerdeten Schutzkästchen K her, das mit drei Schrauben an T befestigt ist und den Erdschlüssel E enthält. Die Kollektorplatte C (6.9 cm Durchm.) wird durch eine Ambroidscheibe mittels eines zentralen Messingträgers getragen, von welchem die Leitung zum Elektrometer durch die geerdete Rohrleitung R und zum Erdschlüssel E führt. Die Kondensatorplatte D (38.6 cm Durchm.) hängt an einem mit ihr durch ein Kugelgelenk verbundenen Eisenträger von 4 cm^2 Querschnitt, der mittels einer Mikrometerschraube verstellt werden kann. Eine an dem Träger angebrachte (nicht gezeichnete) Millimeterskala und die in halbe Zehntel geteilte Schraubenscheibe M_s gestatteten eine bis auf Hundertstelmillimeter genaue Einstellung der Plattendistanz. Mittels der Mikrometerschraube hängt der Träger in einer Quecksilberdichtungsbüchse, welche auf der durch den Messingzylinder Z und der Glasplatte G_2 gebildeten Glocke montiert ist. Die Hähne H_1 und H_3 dienten zur Einführung der Emanation; mit dem Hahn H_2 war ein Wassermanometer in Verbindung. Die ganze Apparatur war auf das sorgfältigste abgedichtet.

Von einer Füllung der Rohrleitung R mit Paraffin wurde abgesehen, da deren Volumen gegenüber dem des Schutzkästchens K

¹ G. Richter, Mitteilungen a. d. Inst. f. Radiumforschung Nr. 116; Sitzungsber. d. Akad. d. Wissensch. in Wien, Abtlg. IIa, Bd. 128, 539 (1919).

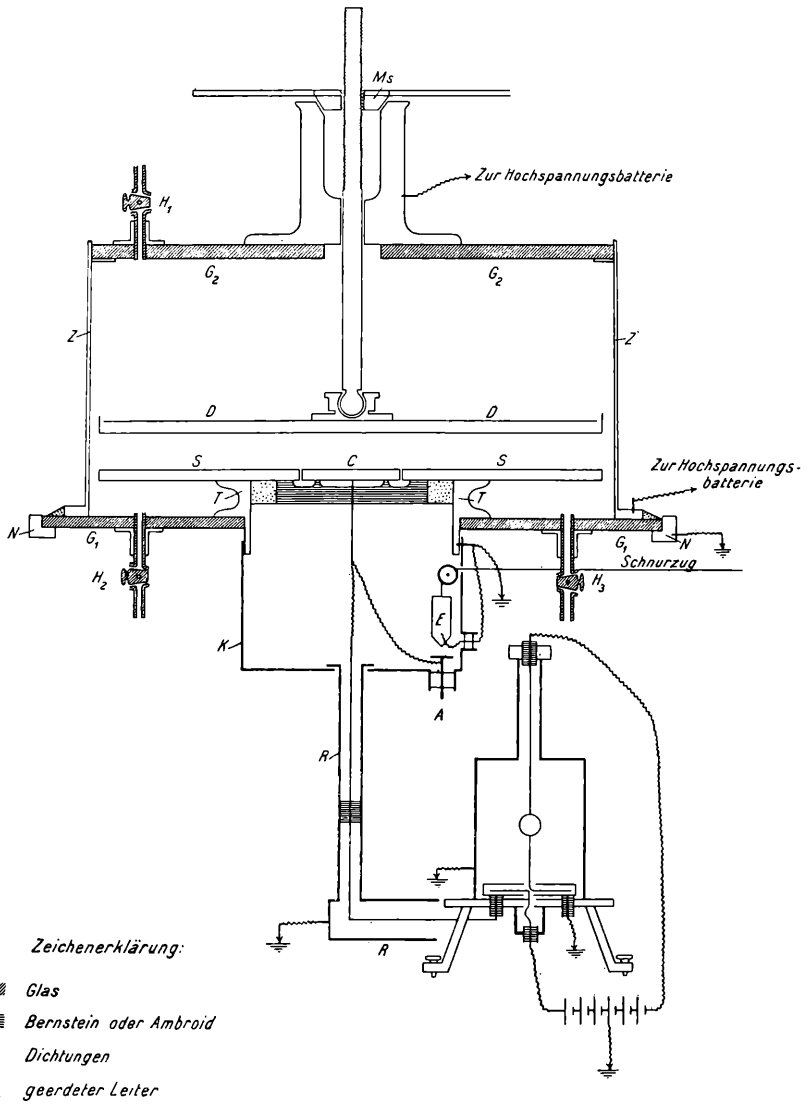


Fig. 1.

als klein angesehen werden kann und außerdem H. Mache gezeigt hat, daß der Strom im Kästchen infolge natürlicher Zerstreuung reiner Ohm'scher Strom ist¹, der bei der Kleinheit der in Betracht kommenden Spannungen gegenüber dem durch die Emanation und ihre Folgeprodukte erzeugten Ionisationsstrom ruhig vernachlässigt werden kann. Kann ja sogar bei diesen Messungen des Ionisationsstromes auf die natürliche Zerstreuung im Plattenkondensator keine Rücksicht genommen werden, wie aus der Art und Weise der Messungen ersichtlich sein wird (siehe Abschnitt IV). Aus diesem Grunde kann es sich bei derartigen Messungen auch immer nur um Emanationsmengen handeln, die einen Strom liefern, der als sehr groß gegenüber dem natürlichen Strom angesehen werden kann. Bei den vorgenommenen Messungen fiel die natürliche Zerstreuung dadurch vollkommen weg, daß die zu messenden Ströme die Anschaltung einer Zusatzkapazität von $307 \cdot 5 \text{ cm}$ (Gerdien'scher Kondensator) bei A erforderten, um noch eine gut meßbare Aufladegeschwindigkeit zu erhalten.

Die beiden Nadelhälften des Binantenelektrometers waren mittels einer Krügerbatterie auf ± 10 Volt geladen, was eine Empfindlichkeit von zirka 240 mm pro Volt bei $1 \cdot 5 \text{ m}$ Skalenabstand ergab. Zur Bestimmung der Empfindlichkeit wurde eine Akkumulatorenbatterie von 8 Volt Spannung verwendet und die an das Elektrometer gelegte, von einem Spannungsteiler abgezweigte Spannung mittels eines Präzisions-Millivolt- und Ampèremeters von Siemens gemessen.

Als Hochspannungsbatterie wurde eine Akkumulatorenbatterie von Klingelfuß verwendet, die maximal 960 Volt lieferte. Zur Bestimmung der von ihr abgenommenen Spannungen diente eine Schweidler'sche Meßanordnung.²

Die Eichung der Apparatur wurde mit der Kontrolle der Proportionalität des Elektrometerausschlages begonnen. Es geschah diese Kontrolle in der Weise, daß Spannungen von $+1$ Volt bis -1 Volt in Schritten von je $\frac{1}{10}$ Volt an das Elektrometer gelegt wurden und der jeweilige Ausschlag beobachtet wurde. Die Resultate enthält Tabelle 1. Es ist daraus ersichtlich, daß die Proportionalität des Elektrometerausschlages sehr gut erfüllt ist. Eine Kontrolle für Spannungen größer als 1 Volt war unnötig, da nie größere Spannungen an das Elektrometer gelangten.

Es galt nun den Nullpunkt der Skala festzulegen, an der die Distanzen der Platten gemessen werden sollten. Mehr war zur genauen Bestimmung der Plattendistanzen nicht notwendig, da dann die Mikrometerschraube eine Einstellung der Distanzen mit genügender Genauigkeit verbürgte.

¹ H. Mache, Elster und Geitel, Festschrift 111 (1915).

² E. v. Schweidler, Sitzungsber. d. Akad. d. Wissensch. i. Wien, Abtlg. II a, Bd. 107, 229 (1898).

Lag die Kondensatorplatte auf dem Schutzring auf, so zeigte die Skala auf dem Träger 1 *mm*, wenn der Teilstrich Null der Schraubenscheibe mit der auf dem Aufsätze angebrachten Marke übereinstimmte.

Tabelle 1.

Volt	Skalenteile	pro $\frac{1}{10}$ Volt	Volt	Skalenteile	pro $\frac{1}{10}$ Volt
+1·0	238·1	23·8	—0·1	24·3	24·3
+0·9	213·9	23·8	—0·2	48·2	24·1
+0·8	190·0	23·8	—0·3	71·9	24·0
+0·7	166·8	23·8	—0·4	95·7	23·9
+0·6	143·0	23·8	—0·5	119·2	23·8
+0·5	119·2	23·8	—0·6	143·2	23·9
+0·4	95·5	23·9	—0·7	167·0	23·9
+0·3	71·8	23·9	—0·8	190·2	23·8
+0·2	47·8	23·9	—0·9	213·9	23·8
+0·1	24·1	24·1	—1·0	238·1	23·8

Es wurde daher zunächst der Teilstrich 1 *mm* der Skala als Nullpunkt angenommen und nun bei je acht von ihm aus gemessenen Plattendistanzen einmal durch Anlegen eines Potentials V an die Kondensatorplatte und ein zweitesmal durch Anlegen eines Potentials Φ an die Zusatzkapazität das influenzierte Potential v , beziehungsweise φ am Elektrometer bestimmt. Da für beide Influenzierungen dieselbe Kapazität C in Betracht kommt, so ist

$$C = \frac{(r+r')^2}{16x} \frac{V}{v} = c_{12} \frac{\Phi}{\varphi},$$

wobei $\frac{(r+r')^2}{16x}$ der nach der bekannten Formel für den Schutzringplattenkondensator¹ in erster Annäherung berechnete Influenzierungskoeffizient, c_{12} der Influenzierungskoeffizient des Gerdien'schen Kondensators und x die wahre Plattendistanz ist.

Bezeichnen wir mit h die abgelesene Plattendistanz, so ist

$$x = h + \varepsilon$$

und wenn wir zur Abkürzung

$$\frac{(r+r')^2}{16} \frac{V\varphi}{\Phi v} = A$$

¹ F. Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Physik, 14. Aufl., 1923, 630.

setzen, so schreibt sich die obige Gleichung

$$h + \varepsilon = \frac{1}{c_{12}} \cdot A.$$

Hieraus können ε und c_{12} durch Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt werden. Da c_{12} aus anderen Messungen bereits bekannt war, so gestattete dies gleichzeitig eine Kontrolle der Rechnungen und der Beobachtungen.

Um eine lineare Fehlergleichung zu erhalten, setzen wir noch

$$\frac{1}{c_{12}} = \eta$$

und erhalten dann dieselbe in der Gestalt

$$\varepsilon - \eta \cdot A + h = w,$$

aus der sich die Normalgleichungen

$$\frac{\partial [w^2]}{\partial \varepsilon} = n \cdot \varepsilon - \eta [A] + [h] = 0$$

$$\frac{\partial [w^2]}{\partial \eta} = \eta \cdot [A^2] - \varepsilon [A] - [A \cdot h] = 0$$

ableiten. Dabei ist n die Anzahl der Beobachtungen. Aus diesen Gleichungen berechnen wir

$$\varepsilon = \frac{[h A] [A] - [h] [A^2]}{n [A^2] - [A]^2}$$

mit dem Gewicht

$$p_{\varepsilon} = n - \frac{[A]^2}{[A^2]}$$

und

$$\eta = \frac{n [h A] - [h] [A]}{n [A^2] - [A]^2}$$

mit dem Gewichte

$$p_{\eta} = [A^2] - \frac{[A]^2}{n}.$$

Der mittlere Fehler der gesuchten Unbekannten ist durch

$$m_{\varepsilon} = \pm \sqrt{\frac{[w^2]}{p_{\varepsilon} \cdot (n-2)}}$$

beziehungsweise durch

$$m_{\eta} = \pm \sqrt{\frac{[w^2]}{p_{\eta} \cdot (n-2)}}$$

gegeben.

Für unseren Schutzringplattenkondensator ist

$$r' = 3 \cdot 45 \text{ cm}, r = 3 \cdot 55 \text{ cm}$$

und daher

$$\frac{(r+r')^2}{16} = 3 \cdot 06.$$

Tabelle 2 enthält die abgelesenen Plattendistanzen h , die Potentiale V, v, φ , und zwar V in Volt, v und φ in Skalenteilen des Elektrometersausschlages. Φ war immer 1 Volt. Ferner enthält diese Tabelle den Fehler w der einzelnen Beobachtungen.

Man findet für ϵ den Wert

$$\epsilon = -0 \cdot 002 \pm 0 \cdot 005 \text{ cm};$$

der Ablesefehler bei den Plattendistanzen liegt also innerhalb der Meßgenauigkeit, der Teilstrich 1 mm kann als der Nullpunkt der Skala angenommen werden.

Tabelle 2.

h	V			
0·8	90	191·9	227·1	-0·00322
1·2	129	192·3	217·6	-0·00260
1·6	171	192·7	216·5	-0·00474
2·0	213	192·3	216·1	+0·00207
2·4	255	192·7	216·0	+0·00269
2·8	297	192·7	214·8	-0·00736
3·2	339	192·3	214·5	-0·00193
3·6	381	192·0	213·5	-0·00923

Für η erhält man den Wert

$$\eta = 0 \cdot 003435 \pm 0 \cdot 000008$$

und daraus

$$c_{12} = \frac{1}{\eta} = 290 \cdot 7$$

gegenüber dem bekannten Wert 290·8, also eine vollkommene Übereinstimmung.

Nachdem der Nullpunkt der Skala gegeben war, konnte die Kapazitätsbestimmung der Anordnung vorgenommen werden. Auch diese konnte einer Kontrolle unterzogen werden, wie folgende Überlegung zeigt.

Die Kapazität des Schutzringplattenkondensators ist diejenige Ladung, welche zur Ladung der Kollektorplatte durch bloße Anwesenheit der Kondensatorplatte hinzutritt, wobei die Kollektorplatte auf dem Potential 1 sich befindet, dagegen Kondensatorplatte und Schutzring geerdet bleiben. Diese Ladung läßt sich aus dem Felde ermitteln.

Das Feld eines Schutzringplattenkondensators, dessen Kollektorplatte vom Radius a (a gezählt bis zur Furchenmitte) auf das Potential 1 geladen ist und dessen Kondensatorplatte und Schutzring geerdet sind, kann — wenn d der Abstand zwischen Kollektor- und Kondensatorplatte ist — als äquivalent mit dem Felde von koachsialen, in der Distanz $2d$ in unbegrenzter Folge nach beiden Seiten angeordneten kreisförmigen elektrischen Doppelschichten vom Radius a angesehen werden, in denen das Potential von -1 auf $+1$ springt. Eine davon fällt mit der Kollektorplatte zusammen. Dieses Feld ist kongruent dem Felde gleichartiger magnetischer Doppelschichten, die wieder einer entsprechenden Folge von elektrischen Kreisströmen äquivalent sind.¹

Betrachten wir daher zuerst die Wechselwirkung zweier elektrischer Kreisströme (1) und (2). Der durch die vom Strome (2) umschlossene Fläche gehende, vom Strome (1) herrührende Induktionsfluß ist gegeben durch

$$\int_{(2)} \mathfrak{B}_1 d\mathfrak{f}_2 = \frac{\mu}{c} \cdot \mathfrak{I}_1 \cdot \mathcal{Q}_{12}.$$

Es ist \mathfrak{B} die magnetische Induktion, \mathfrak{I} die Stromstärke im Kreisstrome, \mathcal{Q}_{12} der gegenseitige Induktionskoeffizient, μ die im ganzen Raum als konstant vorausgesetzte magnetische Permeabilität des Zwischenmediums und c die Lichtgeschwindigkeit. Der Ausdruck

$$\int_{(1)} \mathfrak{B}_2 d\mathfrak{f}_1 = \frac{\mu}{c} \cdot \mathfrak{I}_2 \cdot \mathcal{Q}_{12}$$

ist analog der durch die vom Strome (1) umschlossene Fläche gehende, vom Strome (2) herrührende Induktionsfluß.

Da das Integral über die magnetische Feldstärke \mathfrak{H} längs einer einen geschlossenen Strom von der Stärke \mathfrak{I} umschlingenden Kurve gegeben ist durch

$$\oint \mathfrak{H} d\mathfrak{s} = 4\pi \cdot \frac{\mathfrak{I}}{c},$$

so ist weiter

$$4\pi \int_{\mathcal{O}} \mathfrak{B} d\mathfrak{f} = \mu \cdot \mathcal{Q}_{12} \oint \mathfrak{H} d\mathfrak{s}.$$

¹ Ich verdanke diese Auffassung und ihre allgemeine Durchrechnung Professor L. Flamm.

Hier sind die Indizes weggelassen, da diese Gleichung bei entsprechender Wahl derselben für beide Ströme gilt.

Für ein kongruentes elektrisches Feld, das durch elektrische Doppelschichten, die in (1) und (2) eingespannt sind, erzeugt wird, lautet die letzte Gleichung

$$4 \pi \int_{\mathcal{O}} \mathfrak{D} \cdot d\mathfrak{f} = \varepsilon \cdot \mathfrak{Q}_{12} \oint \mathfrak{E} d\mathfrak{s}.$$

Es ist \mathfrak{D} die dielektrische Verschiebung, \mathfrak{E} die Feldstärke und ε die Dielektrizitätskonstante des Zwischenmediums, die auch im ganzen Raume konstant sein soll. Das elektrische Feld besitzt ein Potential V , es ist daher

$$\mathfrak{E} = -\text{grad } V$$

und somit

$$\oint \mathfrak{E} d\mathfrak{s} = -\oint \text{grad } V \cdot d\mathfrak{s} = V_+ - V_-.$$

Die durch die eine Doppelschichte am Orte der anderen induzierte Ladung ist daher gegeben durch

$$\frac{1}{4 \pi} \int \mathfrak{D} d\mathfrak{f} = \frac{\varepsilon}{(4 \pi)^2} \cdot \mathfrak{Q}_{12} (V_+ - V_-),$$

wobei $V_+ - V_-$ den Potentialsprung in der Doppelschichte bedeutet.

Nun berechnet sich der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier Kreisströme vom Radius a zu¹

$$\mathfrak{Q}_{12} = 4 \pi a \cdot y,$$

wobei

$$y = \frac{2}{k} (K - E) - k \cdot K$$

und

$$k^2 = \sin^2 \alpha = \frac{4 a^2}{4 a^2 + x^2}.$$

Dabei sind K und E die vollständigen elliptischen Integrale erster und zweiter Gattung; die Distanz x der Kreisströme tritt nur im Quadrat auf.

Man hat daher weiter

$$\frac{1}{4 \pi} \int_{\mathcal{O}} \mathfrak{D} d\mathfrak{f} = \frac{\varepsilon}{(4 \pi)^2} 4 \pi a y (V_+ - V_-).$$

Für $x_n = 2 n d$ ($n = 1, 2, \dots$) und Summierung nach beiden Seiten erhält man

$$\frac{1}{4 \pi} \int_{\mathcal{O}} \mathfrak{D} d\mathfrak{f} = \frac{\varepsilon}{(4 \pi)^2} \cdot 2 \cdot 4 \pi a \sum y_n \cdot (V_+ - V_-)$$

¹ Jahnke und Emde, Funktionentafeln, 1909, p. 76.

als diejenige Ladung e der Kollektorplatte bei einem Potential $V = V_+ = -V_-$, die durch die Anwesenheit der Kondensatorplatte allein bedingt ist. Diese Ladung

$$e = \frac{\varepsilon}{\pi} \cdot a \cdot V \sum y_n$$

variiert mit dem Plattenabstand d und wir erhalten daraus die Kapazität des Schutzringplattenkondensators

$$\Delta C = \frac{e}{V} = \frac{\varepsilon}{\pi} a \cdot \sum y_n.$$

Diese ist zur Kapazität bei unendlicher Plattendistanz hinzuzufügen, um die Gesamtkapazität zu erhalten.

Es wurden nun die Werte von y_n ($n = 1, 2, \dots, 60$) für die Distanz $d = 1$ mit der weiter unten angegebenen Formel berechnet, wobei k aus der Beziehung $k^2 = \sin^2 \alpha$ ermittelt wurde, nachdem α aus der Relation $\operatorname{tg} \alpha = \frac{2a}{|x|}$ bestimmt worden war. Da

$$\frac{2}{\pi} K = 1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 k^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{3}{4}\right)^2 k^4 + \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{4} \frac{5}{6}\right)^2 k^6 +$$

$$\frac{2}{\pi} E = 1 - \left(\frac{1}{2}\right)^2 k^2 - \left(\frac{1}{2} \frac{3}{4}\right)^2 \frac{k^4}{3} - \left(\frac{1}{2} \frac{3}{4} \frac{5}{6}\right)^2 \frac{k^6}{5} - \dots$$

ist, so hat man

$$\frac{2}{\pi} (K - E) = \left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot 2k^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{3}{4}\right)^2 \cdot \frac{4}{3} k^4 + \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{4} \frac{5}{6}\right)^2 \frac{6}{5} k^6 +$$

und damit

$$\frac{2}{\pi} \cdot y = \left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot \frac{1}{2} k^3 + \left(\frac{1}{2} \frac{3}{4}\right)^2 \frac{2}{3} k^5 + \left(\frac{1}{2} \frac{3}{4} \frac{5}{6}\right)^2 \frac{3}{4} k^7 + \dots$$

oder

$$y = \frac{\pi}{2} \left[\left(\frac{1}{2}\right)^2 \frac{1}{2} k^3 + \left(\frac{1}{2} \frac{3}{4}\right)^2 \frac{2}{3} k^5 + \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{4} \frac{5}{6}\right)^2 \frac{3}{4} k^7 + \dots \right].$$

Tabelle 3 enthält die auf diese Weise berechneten Werte von y_1, y_2, \dots, y_{60} .

Die $\sum y_n$ für die einzelnen Distanzen ergeben sich dann einfach für $d = 1 \text{ cm}$ durch Summation aller y_n -Werte, für $d = 2 \text{ cm}$ durch Summation der y_n -Werte für $n = 2, 4, 6, \dots$, für $d = 3 \text{ cm}$ durch Summation der y_n -Werte für $n = 3, 6, 9, \dots$ usw. Man findet so die variable Kapazität ΔC für die Plattendistanzen 1 bis 8 cm zu

1·68	für $d = 1 \text{ cm}$
0·53	2
0·21	3
0·12	4
0·06	5
0·04	6
0·03	7
0·02	8

Daß nur zwei Dezimalstellen benötigt werden, wird sich bei den Kapazitätsbestimmungen zeigen.

Tabelle 3.

	y_n		y_n		y_n
1	0·77784	21	0·00089	41	0·00012
2	0·32004		0·00078	42	0·00011
3	0·15571	23	0·00068	43	0·00011
4	0·08411	24	0·00060	44	0·00010
5	0·04933	25	0·00053	45	0·00009
6	0·03210	26	0·00047	46	0·00009
7	0·02117	27	0·00042	47	0·00008
8	0·01415	28	0·00038	48	0·00008
9	0·01021	29	0·00034	49	0·00007
10	0·00784	30	0·00031	50	0·00007
11	0·00626	31	0·00028	51	0·00006
12	0·00547	32	0·00025	52	0·00006
13	0·00363	33	0·00023	53	0·00006
14	0·00293	34	0·00021	54	0·00005
15	0·00240	35	0·00019	55	0·00005
16	0·00198	36	0·00018	56	0·00005
17	0·00166	37	0·00017	57	0·00005
18	0·00140	38	0·00015	58	0·00004
19	0·00120	39	0·00014	59	0·00004
20	0·00103	40	0·00013	60	0·00004

Zur Messung der Gesamtkapazität C der Kollektorplatte mit dem Elektrometer wurde in der von H. Mache¹ beschriebenen Art vorgegangen. Zur genaueren Bestimmung dieser Kapazität

¹ H. Mache, 1.

wurde während dieser Messungen die Zusatzkapazität abgeschaltet. Man erhält

$$C = q_{12} \frac{V}{v},$$

wo V das Influenzierungspotential, v das influenzierte Potential und q_{12} der nach der strengen Formel für den Schutzringplattenkondensator¹ berechnete Influenzierungskoeffizient ist. Die Differenz $C - \Delta C$ muß die konstante Kapazität C_0 ergeben, welche der Gesamtkapazität bei unendlicher Plattendistanz entspricht. Die Bildung dieser Differenz gestattet also eine Kontrolle der Messungen und einen Ausgleich der Meßfehler, indem alle erhaltenen C_0 -Werte gemittelt und die tatsächliche Kapazität durch Addition von ΔC zu dem Mittelwerte \bar{C}_0 gebildet wird.

Tabelle 4 enthält die beobachteten Werte von v und V in Volt, die daraus nach obiger Formel berechnete Kapazität C , ΔC , C_0 und die ausgeglichenen Kapazitäten $C = \bar{C}_0 + \Delta C$. Die Konstanz von \bar{C}_0 ist in befriedigender Weise erfüllt und der aus den acht Werten gebildete Mittelwert ist $\bar{C}_0 = 53.7 \pm 0.03$.

Tabelle 4.

d	V	$\frac{V}{v}$	q_{12}	C	ΔC	C_0	$C = \bar{C}_0 + \Delta C$	
1	0.828	15	18.12	3.06110	55.47	1.68	53.79	55.4
2	0.846	30	35.46	1.53091	54.29	0.53	53.76	54.2
3	0.854	45	52.69	1.02068	53.78	0.21	53.57	53.9
4	0.855	60	70.18	0.76533	53.71	0.12	53.59	53.8
5	0.855	75	87.72	0.61240	53.72	0.06	53.66	53.8
6	0.855	90	105.26	0.51037	53.72	0.04	53.68	53.7
7	0.855	105	122.81	0.43747	53.73	0.03	53.70	53.7
8	0.853	120	140.68	0.38278	53.85	0.02	53.83	53.7

Die für die zweite Meßreihe notwendige Kapazität bei 0.5 cm Plattendistanz wurde in derselben Weise aus fünf Werten v bei einem Influenzierungspotential $V = 7.5$ Volt bestimmt und zu 59.5 gefunden, jedoch nicht der Ausgleichsrechnung unterzogen, da ΔC für diese Distanz nicht berechnet worden war und Tabelle 4 die Gewähr gab, daß ein Fehler größer als 1% nicht zu erwarten war. Die Kapazität bei 7.5 cm Plattendistanz wurde gleich 53.7 gewählt, da Tabelle 4 zwischen 6 und 8 cm Plattendistanz konstante Kapazität angibt.

¹ F. Kohlrausch, Lehrbuch d. prakt. Physik, 1. c.

Bei den Strommessungen durch die Geschwindigkeit der Elektrometernadel mußte auch noch auf die Trägheit der Nadel Rücksicht genommen werden, um die Werte der Aufladegeschwindigkeiten mit genügender Genauigkeit zu erhalten. Es wurde bei Zulassung eines Fehlers von 1% die Wartezeit nach der von G. Richter entwickelten Methode¹ bestimmt und dieselbe zu mindestens 18 Sekunden gefunden (Verhältnis der Meßstrecke zur Wartestrecke $n = 3$ angenommen).

III. Theoretische Grundlagen.

Die theoretischen Grundlagen der vorzunehmenden Messungen des Ionisationsstromes im Schutzringplattenkondensator wurden von L. Flamm in vollster Allgemeinheit entwickelt² und sollen hier nur in ihren Ergebnissen angeführt werden.

Ist $z = f(\rho)$ die Gleichung der Bragg'schen Ionisationskurve, wo ρ den Abstand vom α -Strahler bedeutet, so ist der Sättigungsstrom i bei der Plattendistanz x für einen homogenen, unendlich dünnen, α -strahlenden Belag von der Reichweite r auf der Kondensatorplatte gegeben durch

$$i = \int_0^x f(\rho) d\rho + x \int_x^r \frac{1}{\rho} f(\rho) d\rho \quad \text{für } x < r$$

und durch

$$i = \int_0^r f(\rho) d\rho \quad \text{für } x \geq r.$$

Für die den Raum zwischen beiden Platten homogen erfüllende Emanation von der Reichweite r ist der Sättigungsstrom gegeben durch

$$j = 2 \int_0^x f(\rho) d\rho - \frac{1}{x} \int_0^x \rho f(\rho) d\rho + x \int_x^r \frac{1}{\rho} f(\rho) d\rho \quad \text{für } x > r$$

und durch

$$j = 2 \int_0^r f(\rho) d\rho - \frac{1}{x} \int_0^r \rho f(\rho) d\rho \quad \text{für } x \geq r.$$

Setzt man in diesen Gleichungen für $f(\rho)$ die Geiger'sche Ionisationsformel in der Gestalt

$$f(\rho) = \frac{2}{3 \cdot r^{\frac{2}{3}}} \frac{1}{(r-\rho)^{\frac{1}{3}}} \quad (\rho \leq r)$$

ein, so erhält man lauter geschlossen integrierbare Ausdrücke.

¹ G. Richter, l.

L. Flamm, l.

Man findet

$$i = 1 - \left(1 - \frac{x}{r}\right)^{\frac{2}{3}} + \frac{x}{r} \left[\frac{1}{3} \ln \frac{x}{r} - \ln \left(1 - \sqrt[3]{1 - \frac{x}{r}}\right) + \right. \\ \left. + \frac{2}{3} \sqrt{3} \left(\arctg \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{1 - \sqrt[3]{1 - \frac{x}{r}}}{1 + \sqrt[3]{1 - \frac{x}{r}}} - \frac{\pi}{6} \right) \right] \quad \text{für } x < r$$

und

$$i = 1 \quad \text{für } x \geq r$$

für einen α -strahlenden Belag. Und für die Emanation erhält man

$$j = \frac{2}{5} + i - \frac{3}{5} \frac{r}{x} \left(1 - \frac{x}{r}\right) \left[1 - \left(1 - \frac{x}{r}\right)^{\frac{2}{3}} \right] \quad \text{für } x < x$$

und

$$j = 2 \left(1 - \frac{3}{10} \frac{r}{x}\right) \quad \text{für } x \geq r.$$

Die numerische Auswertung dieser Gleichungen für Emanation RaA und RaC ergab mit Hilfe der mittleren Reichweiten bei 20° C. und 760 mm Hg-Druck die in Tabelle 5 enthaltenen Werte.

Als mittlere Reichweite wurde dabei auf Grund der Szintillationskurve von RaC von T. S. Taylor¹ die um 0·22 verminderte maximale Reichweite angenommen. Die mittlere Reichweite wurde einfach so bestimmt, daß die Abszisse desjenigen Punktes der Kurve ermittelt wurde, in welchem die Zahl der Szintillationen pro Minute auf die Hälfte des Anfangswertes gesunken war.

Geiger gibt in seiner letzten Arbeit über die Reichweite von α -Strahlen² für die drei genannten Strahler bei 15° C. und 760 mm Hg-Druck die Reichweiten

$$\begin{array}{ll} 4\cdot122 \pm 0\cdot009 & \text{für Em} \\ 4\cdot722 \pm 0\cdot010 & \text{Ra A} \\ 6\cdot971 \mp 0\cdot004 & \text{Ra C} \end{array}$$

in Zentimeter an. Man erhält daraus in der angegebenen Weise die mittleren Reichweiten bei dieser Dichte der Luft zu

$$\begin{array}{ll} 3\cdot90 \text{ cm} & \text{für Em} \\ 4\cdot50 & \text{Ra A} \\ 6\cdot75 & \text{Ra C.} \end{array}$$

¹ T. S. Taylor, On the Range and Ionisation of the Alpha Particle in Simple Gases. Phil. Mag., 26, 1913, 404.

² H. Geiger, Reichweitemessungen an α -Strahlen, Zeitschr. f. Physik, Bd. 8, 1922, 45.

Diese wurden mit Hilfe der Beziehung

$$r_{20} = 1 \cdot 017 \cdot r_{15}$$

auf 20° C. und 760 mm Hg-Druck umgerechnet, so daß für die Berechnung des Ionisationsstromes die Reichweiten

$$\begin{aligned} &3 \cdot 97 \text{ cm für Em} \\ &4 \cdot 58 \quad \text{Ra A} \\ &6 \cdot 86 \quad \text{Ra C} \end{aligned}$$

genommen wurde.

Tabelle 5.

	<i>j</i>	<i>i</i> _{RaA}	<i>i</i> _{RaC}	<i>g</i>	<i>gr</i>
1	0·6023	0·4695	0·3543	4·0963	0·384
2	0·9624	0·7244	0·5698	6·4875	0·608
3	1·2210	0·8879	0·7256	8·1546	0·764
4	1·4046	0·9802	0·8427	9·2962	0·871
5	1·5236	1·0000	0·9272	9·9570	0·933
6	1·6030	1·0000	0·9804	10·3498	0·970
	1·6598	1·0000	1·0000	10·5637	0·990
8	1·7022	1·0000	1·0000	10·6701	1·000

Die 5. Kolonne der Tabelle 5 enthält den nach der Formel

$$g = k_1 \cdot j + k_2 \cdot i_{\text{RaA}} + k_3 \cdot i_{\text{RaC}}$$

berechneten Strom, wo

$$k_1 = r \frac{2}{\text{Em}^3} \quad k_2 = \frac{N_A^*}{N_A} \cdot r \frac{2}{\text{RaA}} \quad k_3 = \frac{N_C^*}{N_C} \cdot r \frac{2}{\text{RaC}}$$

und $\frac{N_A^*}{N_A} = 1 \cdot 00055$, beziehungsweise $\frac{N_C^*}{N_C} = 1 \cdot 0090$ die Verhältnisse zwischen laufender und Dauergleichgewichtsmenge von RaA, beziehungsweise von RaC sind. Die 6. Spalte enthält die relativen Stromwerte in bezug auf den Strom bei der Distanz 8 cm.

Um eine Kontrolle der mit der Geiger'schen Formel erhaltenen Werte von *g* zu besitzen, wurden die Ströme der drei Strahler durch numerische Quadratur der Ionisationskurve von Henderson¹ berechnet, nachdem diese auf 20° C. und 760 Hg-Druck reduziert worden war. Es ergaben sich auf diese Weise die in Tabelle 6 enthaltenen Werte.

¹ G. H. Henderson, The Range and Ionisation of the α-Particles from RaC and ThC. Phil. Mag. Bd. 42, 1921, 538, Tafel XVII.

Tabelle 6.

	j	i_{RaA}	i_{RaC}	g	g_r
1	1·462	1·241	1·185	3·899	0·382
2	2·338	1·924	1·918	6·198	0·607
3	2·969	2·362	2·465	7·819	0·765
4	3·413	2·602	2·876	8·918	0·873
5	3·698	2·645	3·174	9·547	0·934
6	3·887	2·645	3·363	9·927	0·971
7	4·023	2·645	3·418	10·118	0·990
8	4·124	2·645	3·418	10·219	1·000

Die 5. Kolonne der Tabelle 6 enthält den nach der Formel

$$g = j + \frac{N_A^*}{N_A} i_{RaA} + \frac{N_C^*}{N_C} i_{RaC}$$

berechneten Strom. Die letzte Spalte enthält wieder die relativen Stromwerte in bezug auf den Strom bei der Distanz 8 cm. Der Vergleich der letzten Spalten der beiden Tabellen zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der relativen Stromwerte; der Unterschied beträgt bei keiner Plattendistanz mehr als 1⁰/₀.

Die numerische Quadratur wurde mit den Formeln¹

$$\int_a^{a+w} \lambda(x) dx = w \cdot \lambda(a+w) - \frac{w}{2} \lambda_0^I \left(a + \frac{1}{2} w \right) - \frac{w}{12} \lambda_0^{II}(a) -$$

beziehungsweise

$$\int_a^{a+w} \lambda(x) dx = w \cdot \lambda(a) + \frac{1}{2} w \cdot \lambda_0^I \left(a + \frac{1}{2} w \right) - \frac{w}{12} \lambda_0^{II}(a+w) +$$

durchgeführt.

Tabelle 6 a.

	j	i_{RaA}	i_{RaC}	g	g_r
0·5	0·878	0·759	0·707	2·351	0·230
7·5	4·077	2·645	3·418	10·172	0·995

Als Ergänzung der Tabelle 6, die den weiteren Rechnungen zugrunde gelegt werden soll, seien hier noch die nur durch

¹ C. L. Charlier, Die Mechanik des Himmels, Bd.

numerische Quadratur berechneten Stromwerte für die Distanzen 0·5 und 7·5 *cm* angeführt.

Die letzte Kolonne enthält wieder den Relativstrom in Bezug auf den Strom bei der Distanz 8 *cm*.

IV. Die Messungen und ihr Ergebnis.

Die Emanation wurde derselben Lösung entnommen, mit der L. Flamm und H. Mache¹ gearbeitet hatten, für welche damals ein Gehalt von $2\cdot997 \cdot 10^{-5}$ *g* Radiumchlorid neben einer Spur von Bariumchlorid in zirka 100 *cm*³ Wasser gelöst, angegeben wurde. Ob der Inhalt der Flasche in diesem Zustand verblieben ist, wurde nicht nachgeprüft, da es sich bei dieser Arbeit nur um die Bestimmung von Relativwerten der Ströme bei verschiedenen Plattendistanzen handelt.

Die entemaniierte Lösung wurde längere Zeit (zirka 2 Stunden) stehen gelassen und dann die in dieser Zeit entstandene Emanation im Kreisstromverfahren in den Kondensator gequirlt, in dem vorher ein kleiner Unterdruck von zirka 80 *mm* Wasser erzeugt worden war. Dieser Unterdruck diente als Schutz gegen ein Entweichen der Emanation durch etwa vorhandene kleine Undichtigkeiten der Apparatur. Es wurden ja mit der einen Füllung alle Plattendistanzen gemessen und daher war eine solche Vorsichtsmaßregel besonders am Platze, da sich eine solche Meßreihe immer über 40 Stunden erstreckte. Durch Verwendung einer einzigen Füllung konnten Fehler, die sich beim Einquirlen schon durch ungleichmäßiges Quirlen ergeben können, mit Sicherheit vermieden werden. Die Reduktion der Messungen auf gleiche Zeit läßt sich ja mit größter Genauigkeit durchführen, ebenso die auf gleiche Emanationsmenge zwischen den Platten bei den verschiedenen Distanzen, welcher Fall den im vorigen Abschnitt berechneten Werten des Stromes entspricht. Ebenso lassen sich auch leicht die Korrekturen auf gleiche Dichte der Luft durchführen.

Das Feld zwischen den Platten war bei allen Distanzen zirka 120 Volt pro Zentimeter und durch Aufladung des Schutzzyllinders *Z* (siehe Fig. 1) auf das halbe Potential der Kondensatorplatte wurde ein wohldefiniertes, bezüglich der Mittelebene zwischen beiden Platten symmetrisches Feld erhalten, das leicht auf ein vollkommen homogenes Feld korrigiert werden konnte.

Um die Gewähr einer möglichst homogenen Verteilung des radioaktiven Belages auf der Kondensatorplatte zu besitzen, wurde die Füllung des Kondensators bei der Distanz Null vorgenommen, dann bei gleichzeitiger Vorschaltung von zwei Silitwiderständen von je 10^5 Ohm Widerstand das der einzustellenden Plattendistanz entsprechende negative Potential an die Kondensatorplatte gelegt und nun diese mit konstanter Geschwindigkeit bis zu dieser Platten-

¹ L. Flamm und H. Mache, I. Mitteilung, I.

distanz gehoben. Dann wurden die beiden Widerstände entfernt, um Störungen durch kleine Isolationsfehler in den Leitungen zur Hochspannungsbatterie zu vermeiden. Nach einer Wartezeit von 3 Stunden wurde mit der ersten Messung begonnen, die so eingeteilt war, daß zehn Ablesungen der Geschwindigkeit der Elektrometernadel nicht viel über eine halbe Stunde dauerten. Beginn und Ende der Messung wurden vermerkt und das Mittel daraus als Zeitpunkt der Messung in Rechnung genommen. Ebenso wurde vor und nach jeder Messung Temperatur, Luftdruck und Elektrometerempfindlichkeit gemessen und das Mittel aus beiden Messungen den Rechnungen zugrundegelegt.

War die Strommessung bei einer Distanz erledigt, so wurde an die Kondensatorplatte das der nun einzustellenden Distanz entsprechende Potential gelegt, diese dann mit konstanter Geschwindigkeit verstellt und nach 3 Stunden Wartezeit die Messung in gleicher Weise wie vorhin durchgeführt. Die Wartezeiten wurden immer von der Zeitmitte der vorherigen Plattendistanzverstellung gezählt.

Derart wurden in der ersten Meßreihe die Distanzen 5 cm , 1 , 2 , 3 , 4 , 6 , 7 , 8 und 5 cm in ununterbrochener Folge durchgemessen. Die Wiederholung der Distanz 5 cm am Schlusse der Meßreihe war eine Kontrolle auf etwaige Verluste von Emanation durch kleine Undichtigkeiten der Apparatur. Tabelle 7 enthält das Ergebnis. Es ist x die Plattendistanz in Zentimetern, b der Mittelwert aus 10 beobachteten Werten der Aufladegeschwindigkeit, b_0 der auf gleiche Elektrometerempfindlichkeit reduzierte Wert von b , K die Kapazität, $G_z^{(b)}$ der auf gleiche Zeit reduzierte Strom. Bei dieser Reduktion wurde die Zeit der ersten Messung, die bei der Plattendistanz von 5 cm erfolgte, als Norm gewählt.

Bei der Reduktion auf gleiche Emanationsmenge zwischen den Platten ($g_D^{(b)}$) wurde alles auf die Menge bei der Distanz 5 cm umgerechnet. Weiter ist $g_D^{(b)}$ der auf gleiche Luftdichte (20° C. und 760 mm Hg. Druck) reduzierte Strom. Schließlich wurde auch noch darauf Rücksicht genommen, daß das radioaktive Gleichgewicht von Ra C nach 3 Stunden noch nicht ganz erreicht ist und daß von der vorherigen Plattendistanz noch eine Restaktivität von RaC vorhanden ist. Die Zerfallstheorie zeigt, daß nach einer Zeit von dem im Gleichgewicht befindlichen Niederschlag ebensoviel noch vorhanden sein wird, als nach derselben Zeit zur Erlangung des Gleichgewichtszustandes fehlt. Wir wollen diese der Plattendistanz x entsprechende Menge mit R_x bezeichnen. Sie berechnet sich folgendermaßen. In einem Raum konstanten Emanationsgehaltes sei zur Zeit $t=t_0$ Gleichgewicht zwischen der Emanation und ihren kurzlebigen Zerfallsprodukten eingetreten. Sind A_0 , B_0 und C_0 die zu dieser Zeit vorhandenen Mengen von RaA, RaB und RaC und sind λ_1 , λ_2 und λ_3 die Zerfallskonstanten, so gilt bekanntermaßen die Beziehung

$$\lambda_1 A_0 = \lambda_2 B_0 = \lambda_3 C_0 = \text{const.}$$

Tabelle 7.

	b	b_0	K	$G^{(b)} = K \cdot b_0$	$G_z^{(b)}$	$g^{(b)}$	$g^D^{(b)}$	$g^R^{(b)}$
1	0·327	0·328	362·9	119·0	122·2	611·0	615·9	604·8
2	0·934	0·938	361·7	339·3	358·1	895·3	904·9	906·7
3	1	1	361·4	621·6	675·9	1127	1137	1138
4	·52		361·3	910·5	1017	1271	1278	1279
	3·74	3·74	361·3	1351	1351	1351	1356	1367
	2·97	2·98	361·3	1077	1374	1374	1379	1375
6	3·93	3·95	361·2	1427	1681	1401	1405	1406
	4·59	4·61	361·2	1665	2014	1439	1443	1444
8	5·11	5·13	361·2	1853	2303	1439	1439	1440

Messung der Radiumemanation.

RaB und RaC vorhanden ist und RaB als β -Strahler für unsere Messungen nicht in Betracht kommt. Nach der Zeit t nach Entfernung der Emanation ist die noch vorhandene Menge von RaC gegeben durch

$$C_t = k_1 e^{-\lambda_1 t} + k_2 e^{-\lambda_2 t} + k_3 e^{-\lambda_3 t}$$

wenn $\lambda_3 C_0 = \text{const.} = 1$ oder $C_0 = \frac{1}{\lambda_3}$ ist und

$$k_1 = \frac{\lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} \quad k_2 = \frac{\lambda_1}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)} \quad k_3 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_3 (\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)}$$

Der Dauergleichgewichtsmenge von Ra C nach der Hendersonkurve entspricht aber der für eine bestimmte Plattendistanz x berechnete Wert i_{RaC} . Wenn also C_t die nach der Zeit t noch vorhandene, der

Dauergleichgewichtsmenge $C_0 = \frac{1}{\lambda_3}$ entsprechende Menge von RaC

ist, dann ist die der Dauergleichgewichtsmenge i_{RaC} entsprechende, nach der Zeit t noch vorhandene Menge von RaC gegeben durch

$$R_x = i_{\text{RaC}} \cdot \lambda_3 \cdot C_t$$

Da wir aber nicht mit konstantem Emanationsgehalt arbeiten, sondern die im Kondensator enthaltene Emanation mit der Zeit entsprechend ihrer Zerfallskonstanten abnimmt, so haben wir uns auf laufendes Gleichgewicht zu beziehen und mit dem Quotienten $\frac{N_c^*}{N_c}$ zu multiplizieren, so daß schließlich in unserem Falle

$$R_x = \frac{N_c^*}{N_c} \cdot i_{\text{RaC}} \cdot \lambda_3 \cdot C_t$$

ist.

Ist x' diejenige Plattendistanz, die der Distanz x vorherging, so erhalten wir den auf noch vorhandene Restaktivität und noch nicht erreichtes Gleichgewicht korrigierten berechneten Strom zu

$$g_1 = g + \frac{x'}{x} \cdot R_x - R_x = g + \frac{x' - x}{x} R_x$$

Und mit dem Verhältnis $\frac{g}{g_1}$ sind die beobachteten Ströme $g_D^{(b)}$ in Tabelle 7 multipliziert, um die auf Gleichgewicht und Restaktivität korrigierten Ströme $g_R^{(b)}$ zu erhalten.

Die Reduktion auf gleiche Dichte geschah nach der von Flamm¹ gegebenen Beziehung

$$i' = i \left(1 + \frac{\epsilon x}{i} \frac{di}{dx} \right)$$

wo ϵ die Dichteänderung der Luft, x die Plattendistanz, i der berechnete und i' der der Dichteänderung entsprechende Strom ist. Die Größe ϵ wurde mit Hilfe der Gleichung

$$\frac{S'}{S} = 1 + \epsilon = \frac{760}{p} \frac{273 + \vartheta}{273 + 20}$$

¹ L. Flamm, 1.

bestimmt, S' , beziehungsweise S sind die Dichten der Luft bei 20° C. und 760 mm Hg, beziehungsweise ϑ° C. und $p \text{ mm}$ -Hg-Druck. Es bedeuten ϑ und p die Werte von Temperatur und Druck während der Messung. Die Differentialquotienten $\frac{di}{dx}$ wurden nach der Differenzenrechnung mit der Formel¹

$$w f'(a) = f_0^I \left(a + \frac{1}{2} w \right) - \frac{1}{2} f_0^{II} (a + w)$$

durch Bildung der Differenzen der Stromwerte $g^{(b)}$ bestimmt.

Tabelle 7 zeigt eine Abnahme des Stromes bei 8 cm Plattendistanz gegenüber dem bei 7 cm , die durch nichts gerechtfertigt erscheint und nur auf eine Störung zurückgeführt werden kann. Es zeigte sich übrigens auch schon bei 8 cm ein auffallend größerer Wert von C (siehe Tabelle 4).

Aus diesem Grunde wurde eine Wiederholung der Meßreihe vorgenommen, bei der auch die Plattendistanzen 0.5 und 7.5 cm gemessen wurden, um einerseits über diese Abweichung bei 8 cm Gewißheit zu erhalten und um den Gang der gemessenen Stromwerte auch noch bis zu kleineren Plattendistanzen verfolgen zu können. Die Reihenfolge der gemessenen Plattendistanzen in der zweiten Meßreihe war 5 cm , 0.5 , 1 , 2 , 3 , 4 , 6 , 7 , 7.5 , 8 und 5 cm . Tabelle 8 enthält das Ergebnis.

Tabelle 8.

	b	b_0	K	$G^{(b)}$	$G_z^{(b)}$	$g^{(b)}$	$g_D^{(b)}$	$g_R^{(b)}$
0.5	0.084	0.084	367.0	30.83	31.68	316.8	317.7	307.2
1	0.236	0.236	362.9	85.64	90.44	452.2	456.8	457.7
2	0.714	0.715	361.7	258.6	280.6	701.6	704.7	706.1
3	1.23	1.23	361.4	444.5	495.6	826.0	834.2	835.9
4	1.93	1.93	361.3	697.3	798.7	998.4	1003	1004
5	2.91	2.91	361.3	1051	1051	1051	1055	1063
5	2.24	2.25	361.3	812.9	1064	1064	1067	1064
6	3.11	3.12	361.2	1127	1326	1105	1106	1107
7	3.57	3.58	361.2	1293	1562	1116	1117	1118
7.5	3.73	3.75	361.2	1355	1682	1121	1121	1122
8	3.88	3.89	361.2	1405	1792	1120	1120	1120

Auch hier zeigt sich bei 8 cm Plattendistanz wieder eine Abnahme gegenüber dem bei 7.5 cm gemessenen Strom. Da über

¹ C. L. Charlier, l. c. 43.

die Ursache dieser Erscheinung keine sichere Entscheidung möglich war, wurde diese Plattendistanz in den weiteren Rechnungen weggelassen.

Es wurden nun beide Meßreihen aufeinander reduziert, indem das Verhältnis der bei 5 cm Plattendistanz gemessenen Ströme (es wurde von den beiden Meßreihen der Mittelwert aus den zwei gemessenen Stromwerten genommen) gebildet wurde und mit demselben alle $g_R^{(b)}$ der ersten Meßreihe multipliziert wurden. Tabelle 9 enthält in der zweiten und dritten Spalte die beiden aufeinander reduzierten Reihen und in der vierten den Mittelwert.

Tabelle 9.

	1. Meßreihe	2. Meßreihe	Mittelwert
0·5	—	307·2	307·2
1	469·3	457·7	463·5
	703·6	706·1	704·9
3	883·8	835·9	(883·8)
4	992·5	1004	998·3
	1064	1064	1064
6	1091	1107	1099
7	1120	1118	1119
7·5	—	1122	1122

Bei der Distanz 3 cm zeigt die zweite Meßreihe eine große Abweichung gegenüber den sonst recht gut übereinstimmenden Stromwerten, die wohl auf ein Versehen bei der Messung zurückzuführen ist, da sie auch gar nicht in den Gang der relativen Stromwerte (siehe später) paßt und auch kein Grund zur Annahme vorliegt, daß gerade bei dieser Distanz ein besonderes Verhalten des Ionisationsstromes zu erwarten wäre. Es wurde daher für diese Distanz der Stromwert der ersten Meßreihe beibehalten, aber eingeklammert, um seine Unsicherheit anzudeuten. Eine größere Abweichung zeigen auch die Stromwerte bei 1 cm Plattendistanz. Die größere Unsicherheit der Messungen bei den kleinsten Plattendistanzen dürfte aber durch die Art der Methode bedingt sein, die es mit sich bringt, daß die Emanationsmenge, mit der der Kondensator gefüllt wird, so bemessen werden muß, daß die Aufladegeschwindigkeit des Elektrometers bei größeren Plattendistanzen keine zu große wird, weil sonst eine richtige Messung derselben unmöglich wäre. Dann erhält man aber bei den kleinsten Plattendistanzen sehr schwache Ströme, so daß die Meßgenauigkeit durch die allzu langsame Aufladung des Elektrometers herabgedrückt wird.

Mit den in der letzten Spalte der Tabelle 9 angegebenen Mittelwerten sind die weiteren Rechnungen durchgeführt. An Korrekturen ist nur noch die auf homogenes Feld durchzuführen. Es wurde hiezu in derselben Weise vorgegangen, wie es in der I. Mitteilung von L. Flamm und H. Mache geschildert ist¹, und gefunden, daß die bei den Distanzen 7·5, 7 und 6 *cm* gemessenen Ströme um 0·6%, 0·5% und 0·3% zu verkleinern sind. Eine Korrektur bezüglich eines etwaigen Uhrganges konnte unterbleiben, da die verwendete Uhr gegenüber einer astronomischen Präzisionsuhr in 42 Stunden bloß einen Unterschied von einer halben Minute zeigte.

Tabelle 10.

	$g^{(b)}$	$G^{(b)}$	G	$\alpha \cdot G$	$G^{(b)} - \alpha G$	Q
0·5	307·2	30·72	1·176	25·97	+ 4·75	1·183
1	463·5	92·70	3·899	86·09	+ 6·61	1·077
	704·9	282·0	12·40	273·8	+ 8·2	1·030
3	(883·8)	(530·3)	23·46	518·0	(+12·3)	(1·024)
4	998·3	798·6	35·67	787·6	+11·0	1·014
	1064	1064	47·74	1054	+10	1·005
6	1096	1315	59·56	1315	\emptyset	1·000
7	1113	1558	70·83	1564	- 6	0·996
7·5	1115	1673	76·29	1684	-11	0·993

Tabelle 10 enthält in der zweiten Spalte die auf homogenes Feld korrigierten Werte des gemessenen Stromes. In der dritten Spalte sind diese Werte wieder für alle Plattendistanzen auf die gleiche, der Distanz 5 *cm* entsprechenden Dichte umgerechnet. Die vierte Kolonne enthält die auf die gleiche Dichte reduzierten Werte des berechneten Stromes. Man erhält diese durch Multiplikation von g aus Tabelle 6 und 6 a mit der entsprechenden Plattendistanz x . Für α , d. i. das Verhältnis der der Messung und der Rechnung entsprechenden Emanationsmengen, ergibt die Ausgleichsrechnung

$$\alpha = 22 \cdot 08 \pm 0 \cdot 07$$

In der letzten Kolonne sind die Quotienten

$$Q = \frac{G^{(b)}}{\alpha \cdot G}$$

enthalten. Sie zeigen, daß von 5 *cm* Plattendistanz aufwärts die gemessenen Ströme mit den berechneten bis auf 1% genau überein-

¹ L. Flamm und H. Mache, I. Mitteilung, I. c.

stimmen, daß bei kleineren Plattendistanzen aber immer größere Abweichungen auftreten, die bei der kleinsten Plattendistanz bereits 18% betragen. Es fallen die beobachteten Ströme langsamer, als die berechneten.

V. Diskussion des Resultates.

Der ausgesprochene Gang in den Werten Q läßt natürliche Ursachen der Abweichungen zwischen Theorie und Experiment vermuten. Und es gibt deren eine ganze Menge, die einen derartigen Gang verursachen können, wie ihn die Messungen zeigen. Verschiedene weiche β -Strahlungen, die Rückstoßstrahlung aus den radioaktiven Substanzen, alle diese Strahlungen kämen hierfür in Betracht und mit ihrem Vorhandensein muß sogar gerechnet werden. Dagegen dürfte die harte β -Strahlung des RaB kaum eine nennenswerte Rolle als Ursache dieser Abweichungen spielen, da ihre Wirkung innerhalb der Meßgenauigkeit liegen dürfte.

Eine sehr weiche Strahlung von geringerer Reichweite als die kleinste gemessene Plattendistanz liefert einen der zwischen den Platten vorhandenen radioaktiven Substanz einfach proportionalen Beitrag zum Sättigungsstrom. Geht man unter der Voraussetzung eines durch derartige Strahlung verursachten Zusatzstromes daran, durch Ausgleichsrechnung die Größe desselben zu bestimmen, so erhält man aus der Gleichung

$$G^{(b)} = \alpha \cdot G + \gamma \cdot x,$$

in der γ den Zusatzstrom bei 1 cm Plattendistanz und x die jeweilige Plattendistanz bedeutet, die Werte

$$\alpha = 20 \cdot 2 \pm 0 \cdot 4$$

$$\gamma = 18 \pm 4$$

Tabelle 11 enthält in der dritten Kolonne die nach der Formel

$$\bar{G}_1 = 20 \cdot 2 \cdot G + 18 x$$

berechneten Ströme und in der letzten die Quotienten $Q = \frac{G^{(b)}}{\bar{G}_1}$.

Tabelle 11 zeigt, daß durch diese Annahme die beobachteten Ströme bereits besser wiedergegeben werden. Hier beträgt die größte Abweichung zwischen berechneten und beobachteten Strömen nur mehr 5%, allerdings in der Weise, daß durch diese Annahme die berechneten Ströme bei der kleinsten Plattendistanz um 5% zu groß werden, wie überhaupt die Zunahme der berechneten Ströme gegenüber den beobachteten Strömen von der Distanz 2 cm nach abwärts wohl zu beachten ist. Es deutet diese Überkorrektur auf eine Strahlung hin, deren Reichweite kleiner oder höchstens gleich 3 cm ist. Die Annahme einer weichen β -Strahlung von dieser Reichweite erscheint vollkommen zulässig und ungezwungen. Zu ihrer Prüfung

ist allerdings noch eine Vorstellung über die Abhängigkeit der Ionisation durch ein β -Teilchen von der bereits durchlaufenen Wegstrecke desselben notwendig. Man wird keinen allzu groben Fehler begehen, wenn man sie der Ionisation eines α -Strahles analog annimmt. Dann kann man aber einfach aus der Hendersonkurve die

Tabelle 11.

	$G(b)$	\bar{G}_1	$G(b) - \bar{G}_1$	Q
0.5	30.72	32.37	- 1.65	0.949
1	92.70	96.15	- 3.45	0.964
	282.0	285.7	- 3.7	0.987
3	530.3	527.2	+ 3.1	1.006
4	798.6	792.1	+ 6.5	1.008
	1064	1054	+10	1.009
6	1315	1311	+ 4	1.003
	1558	1557	+ 1	1.001
7.5	1673	1676	- 4	0.998

Ionisationsströme i berechnen, die ein solcher Strahler bei den verschiedenen Plattendistanzen x hervorruft. Man erhält auf diese Weise bei Annahme einer Reichweite von 3 cm für eine der Plattendistanz proportionalen Menge des Strahlers die Werte

$i = 0.411$	für $x = 0.5$ cm
1.289	1
3.714	2
5.718	
628	4
9.535	5
11.442	6
13.349	7
14.303	7.5

Ein Versuch, den Gang in den Quotienten Q der Tabelle 10 durch einen solchen Strahler allein zu erklären, führte zu keinem befriedigenden Ergebnis. Es war ja zu erwarten, daß besonders bei den kleinen Plattendistanzen die Rückstoßstrahlung, die eben der Annahme einer sehr weichen Strahlung von einer Reichweite kleiner als die kleinste gemessene Plattendistanz entspricht, keine ganz zu vernachlässigende Rolle spielen wird. Also schien die Kombination der beiden Annahmen: sehr weiche Strahlung und weiche β -Strahlung von 3 cm Reichweite eine mögliche Darstellung des Ganges zu sein.

Die Ausgleichsrechnung liefert für die Koeffizienten der diese Annahme darstellenden Gleichung

$$G^{(b)} = \alpha \cdot G + \beta \cdot i + \gamma \cdot x$$

die Werte

$$\alpha = 20 \cdot 7 \pm 0 \cdot 4$$

$$\beta = 3 \cdot 6 \pm 2 \cdot 6$$

$$\gamma = 7 \cdot 3 \pm 4 \cdot 4$$

Tabelle 12 enthält in der dritten Spalte die nach der Formel

$$\bar{G}_2 = 20 \cdot 7 G + 3 \cdot 6 i + 7 \cdot 3 x$$

berechneten Ströme und in der letzten die Quotienten $\frac{G^{(b)}}{\bar{G}_2} = Q$.

Tabelle 12.

	$G^{(b)}$	\bar{G}_2	$G^{(b)} - \bar{G}_2$	Q
0·5	30·72	29·47	+ 1·25	1·042
1	92·70	92·65	+ 0·05	1·001
2	282·0	284·7	- 2·7	0·991
3	530·3	528·1	+ 2·2	1·004
4	798·6	795·1	+ 3·5	1·004
5	1064	1059	+ 5	1·005
6	1315	1318	- 3	0·998
7	1558	1565	- 7	0·996
7·5	1673	1685	-12	0·993

Die Darstellung durch diese Annahme ist eine ausgezeichnete. Die Unsicherheit in den Werten von β und γ ist allerdings sehr groß, dürfte aber weniger der Unsicherheit dieser Annahme zuzuschreiben sein, als der Unsicherheit, die durch die Berechnung der β -Ionisation als α -Ionisation in die Rechnung gebracht wurde.

Um den auf die einzelnen Strahlungen entfallenden Anteil zu diskutieren, bilde man die Quotienten

$$Q_\beta = \frac{\beta i}{\bar{G}_2} \quad Q_\gamma = \frac{\gamma x}{\bar{G}_2}$$

Für $x = 1$ findet man

$$Q_\beta = 0 \cdot 05 \pm 0 \cdot 03, \quad Q_\gamma = 0 \cdot 08 \pm 0 \cdot 05;$$

bei 1 cm Plattendistanz entstammen also zirka 5% des Stromes der weichen β -Strahlung von etwa 3 cm Reichweite und zirka 8% der Strahlung ganz kurzer Reichweite.

Für $x = 7.5$ erhält man

$$Q_{\beta} = 0.03 \pm 0.02, \quad Q_{\gamma} = 0.03 \pm 0.02;$$

bei 7.5 cm Plattendistanz hat man also zirka 3% des Stromes herrührend von der weichen β -Strahlung von etwa 3 cm Reichweite und zirka ebensoviel von der Strahlung ganz kurzer Reichweite. Unter der Annahme derartiger Zusatzstrahlungen ergäbe sich also die gute Darstellung der Beobachtungen, wie sie im Gange der Quotienten Q der Tabelle 12 zum Ausdruck kommt. Als Strahlung von ganz kurzer Reichweite käme insbesondere die Rückstoßstrahlung in Betracht, doch ist die Gesamtzahl der von einem Rückstoßatom erzeugten Ionenpaare kleiner oder höchstens gleich 1% der von einem α -Partikel erzeugten Ionenpaare. Außerdem kommen nur bei der Emanation so gut wie alle Rückstoßstrahlen zur Wirksamkeit, während bei RaA und RaC nur die Hälfte der Rückstoßstrahlen in Rechnung zu ziehen sind. Ob also Strahlungen der angenommenen Art in hinreichender Stärke vorhanden sind, um einen Effekt von der oben errechneten Stärke zu geben, müßte durch spezielle Versuche wohl noch festgestellt werden. Bereits durchgeführte Kontrollversuche haben jedenfalls ergeben, daß an den Kondensatorplatten adsorbierte oder okkludierte Emanation, welche gleichfalls einen derartigen Gang der Messungen hervorrufen könnte, als Ursache nicht in Betracht kommt.

Zum Schlusse ist es mir eine angenehme Pflicht, den Herren Prof. Dr. L. Flamm und Prof. Dr. H. Mache für die stete Teilnahme an diesen Messungen und für die vielen Anregungen und Ratschläge meinen ergebensten Dank auszusprechen.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse](#)

Jahr/Year: 1925

Band/Volume: [134_2a](#)

Autor(en)/Author(s): Siegl Ludwig

Artikel/Article: [Über die quantitative Messung der Radiumemanation im Schutzringplattenkondensator 11-37](#)