ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 21.

1. *Über den Zerfall von Radium A, B und C;
von Heinrich Willy Schmidt.*Zweite Mitteilung.¹⁾

I. Teil.

Versuchsanordnung und Ziel der Untersuchungen.

Unter gleicher Überschrift ist in einer früheren Mitteilung¹⁾ nachgewiesen, daß die Umwandlung von Radium *B* in Radium *C* nicht strahlenlos ist, sondern daß dabei Strahlen ausgesandt werden, die nach ihrer Durchdringungsfähigkeit zwischen die α - und β -Strahlen des Radiums *C* einzureihen sind. Diese Untersuchungen sind unterdessen im Rutherfordschen Institut zu Montreal von Bronson²⁾, bestätigt worden. Außerdem hat ganz vor kurzem W. Duane³⁾ unabhängig vom Verfasser, durch die Selbstladung aktivierter Drähte auf das Vorhandensein von langsamen β -Strahlen bei der Umwandlung von Ra *B* in Ra *C* geschlossen. Der Zweck der jetzt vorliegenden Versuche war, über die Natur dieser Strahlen etwas Näheres zu erfahren. Vor allem sollte untersucht werden, wie diese Strahlen durch ein magnetisches Feld beeinflußt und nach welchen Gesetzen sie von Materie absorbiert werden. Die Ablenkungsversuche im Magnetfeld sind noch nicht zu Ende geführt. Dagegen sind die Versuche über die Durchdringungsfähigkeit der Strahlen zu einem gewissen Abschluß gebracht worden. Sie erstrecken sich jedoch nicht nur auf die Ra *B*-Strahlen, sondern sind auf sämtliche Strahlen ausgedehnt worden, die von den schnell zerfallenden Umwandlungsprodukten des Radiums ausgesandt werden. Über diese Absorptionsversuche soll zunächst berichtet werden.

1) Erste Mitteilung: Physik. Zeitschr. 6. p. 897. 1905.

2) H. W. Bronson, Phil. Mag. (6) 12. p. 73. 1906.

3) W. Duane, Science 24. p. 48. 1906.

Benutzt wurde zum Messen der Strahlungswirkung ein in der Physik. Zeitschrift beschriebenes Blattelektrometer mit Ablesemikroskop.¹⁾ Das Zerstreuungsgefäß bestand aus einem zylindrischen Messingrohr von 7,2 cm Durchmesser und 7,5 cm Höhe, der Zerstreuungskörper aus einem Messingdraht von 0,5 cm Durchmesser und 4,5 cm Höhe.²⁾ Am Aluminiumblättchen war nach dem Vorgang von Kurz³⁾ als Ablesemarke ein dünner Quarzfaden angebracht. Die Empfindlichkeit des Elektroskopes war für die einzelnen Skalenteile in relativem Maße aus der Wanderungsgeschwindigkeit des Blättchens (bez. Quarzfadens) bei konstantem Sättigungsstrom bestimmt; sie fiel in ziemlich regelmäßiger Weise im Verhältnis 1,12:1 vom Anfang zum Ende der Skala.⁴⁾ Geladen wurde das Elektroskop stets negativ, meist durch Anlegen einer Trockensäule an den Ladehebel, manchmal auch an gewitterschwülen Tagen, wenn die mir zur Verfügung stehenden Trockensäulen versagten, durch Berührung mit einer geriebenen Siegellackstange. Natürlich ist das Laden mit der Trockensäule vorzuziehen. Man hat es hier in der Hand, so hoch zu laden, daß das Blättchen am Anfang der Skala steht. Mit der Siegellackstange lädt man oft zu hoch. Gelingt es einem dann, durch nochmaliges Laden das Blättchen in das Gesichtsfeld zu bringen, so machen sich die dielektrischen Eigenschaften des Bernsteins bemerkbar: im Anfang strömt Elektrizität vom Dielektrikum auf den Blättchenträger zurück und verlangsamt die Wanderungsgeschwindigkeit des Blättchens.⁵⁾ Diese Störungen sind freilich sehr gering und machen sich nur bei ganz schwachen Sättigungsströmen (ca. 1 kleiner Skalenteil = ca. 0,3 Volt in 1') und kurze Zeit (ca. 5') nach dem Aufladen störend bemerkbar. Übrigens wurde das Elektroskop auch dann, wenn keine Messungen im Gang waren, so hoch aufgeladen, daß das Blättchen im Gesichtsfeld zu sehen war. Einesteils wurden dadurch

1) H. W. Schmidt, Physik. Zeitschr. 6. p. 561. 1905.

2) Schematische Zeichnung vgl. später Fig. 13.

3) K. Kurz, Physik. Zeitschr. 7. p. 375. 1906.

4) Über die Eichung von Blattelektrometern und das Messen damit vgl. H. W. Schmidt, Physik. Zeitschr. 7. p. 157. 1906.

5) Natürlich tritt das Umgekehrte ein, wenn ein ungeladenes Elektrometer plötzlich aufgeladen wird.

die dielektrischen Nachwirkungen direkt beim Beginn der Beobachtungen vermieden; dann konnte in bequemer Weise, z. B. des Nachts, die natürliche Zerstreuung geprüft werden. Die natürliche Zerstreuung war recht klein; sie betrug durchschnittlich einen kleinen Skalenteil in 20'. Von den gemachten Beobachtungen wurde sie stets in Abzug gebracht.

Die aktive Materie, deren Strahlen untersucht werden sollten, befand sich als unendlich dünne Schicht auf Kupfer- und Messingblechen oder auf Aluminiumfolie. Diese aktivierten Folien oder Bleche wurden an Stelle eines Deckels auf das Zerstreuungsgefäß aufgelegt mit oder ohne Zwischenschaltung der benutzten Filter. Die Filter bestanden in Aluminiumfolie von ca. 0,003 mm Dicke¹⁾ und Aluminiumblechen von 0,095; 0,507; 1,010 und 2,018 mm Dicke. Bei geringer Dicke der absorbierenden Schicht wurde als Strahlungsquelle ein aktiviertes dickes Blech verwandt; eventuell war nach der Aktivierung noch die eine Blechseite mit Schmirgelpapier von der anhaftenden aktiven Materie befreit. Meistens war jedoch diese Vorsicht unnötig, da als Strahlungsquelle nur die dem Elektroskop zugewandte Seite des Bleches in Betracht kam und die von der anderen Seite ausgehenden Strahlen durch die dicke Metallschicht selbst bis auf einen unmerklichen Rest absorbiert wurden. Bei größerer Dicke der absorbierenden Schicht war natürlich aktivierte Folie besser zu gebrauchen, weil die Absorption der Strahlen durch die dünne Folie selbst leicht in Rechnung zu ziehen war, und außerdem durch die größere Oberfläche der Folie stärkere Wirkung erzielt werden konnte. Bei Absorptionsmessungen bis zu 2 mm Dicke des absorbierenden Materiales lag das aktivierte Blech direkt auf dem Filter und dieser direkt auf dem Zerstreuungsgefäß. Bei größeren Dicken war das Zerstreuungsgefäß durch ein Aluminiumblech zugedeckt. Parallel zu diesem Aluminiumblech in ca. 2 cm Entfernung war in ein Stativ ein zweites Blech mit aktivierter Folie darauf festgeklemt. Zwischen beide Bleche konnten dann weitere Bleche eingeschoben werden, ohne daß die Entfernung der aktiven Materie vom Elektroskop geändert zu werden brauchte.

1) Vgl. darüber später das in Anschluß an Tab. 2 Gesagte.

Aus dieser Versuchsanordnung geht klar hervor, was wir eigentlich messen, nämlich die Ionisation, die das von einer aktivierten ebenen Fläche ausgehende Strahlenbündel mit oder ohne Zwischenschaltung von Filtern in dem beschriebenen Zerstreuungsgefäß hervorbringt. Diese Absorptionsmessungen haben einen ganz anderen Charakter wie Absorptionsmessungen bei optischen Versuchen. Gewöhnlich benutzt man hier Strahlen, welche die absorbierende Schicht alle in derselben Richtung durchsetzen. Bei unseren Versuchen haben wir es mit Strahlen von allen möglichen Richtungen zu tun, deren Weglänge in der Schicht zwischen weiten Grenzen schwankt. Und bei optischen Versuchen kann man direkt die Energie der Strahlung vor und nach dem Durchgang durch das absorbierende Medium bestimmen. Bei unseren Strahlungsversuchen messen wir nur die Ionisation, die im Zerstreuungsgefäß von den Strahlen hervorgerufen wird. Diese Ionisation ist höchstwahrscheinlich der Energie proportional, die den Strahlen beim Durchgang durch die Luft des Zerstreuungsgefäßes entzogen wird. Wie diese Energie aber mit der gesamten Energie der Strahlung zusammenhängt, darüber geben die hier vorliegenden Versuche keine Auskunft. Exakte Versuche über die gesamte Energie von Strahlen, die sich in Ionisationsenergie umsetzt, sind bisher bloß für die α -Strahlen gemacht worden (vgl. weiter unten); für β - und γ -Strahlen werden ähnliche Versuche nur mit sehr starken Radiumpräparaten Aussicht auf Erfolg bieten.

Die hier beschriebenen Absorptionsmessungen wurden dadurch erschwert, daß sich die untersuchte aktive Materie verhältnismäßig schnell umwandelt, wobei ihre Strahlungswirkung immer schwächer wird, und daß sie aus drei verschiedenen Radioelementen, Ra A, Ra B und Ra C, besteht, deren jeweils vorhandene Menge in ziemlich komplizierter Weise von der Aktivierungs- und Beobachtungszeit abhängt. (Unter „Aktivierungszeit“ Θ soll die Zeit verstanden sein, während der sich der aktivierte Körper im emanationshaltigen Gefäß befand, unter „Beobachtungszeit“ t die Zeit vom Schluß der Aktivierung an.) Da wir nun die Absorptionsgesetze für die Strahlen jedes der drei Radioelemente finden wollen, wird es uns darauf ankommen, aus dem radioaktiven Gemisch die

einzelnen Bestandteile zu isolieren. Das ist für alle drei Radioelemente möglich; nur nützt es uns bei Ra *A* und Ra *B* nicht viel, da aus diesen Elementen in sehr kurzer Zeit wieder eine andere radioaktive Substanz entsteht, wir also die von Ra *A* und Ra *B* ausgehende Strahlenwirkung nie rein bekommen. Anders ist es bei Ra *C*. Das hieraus entstehende Ra *D* zerfällt so langsam, daß seine Strahlwirkung, bez. die seiner Zerfallsprodukte, für unsere Versuche nicht in Betracht kommt. Da Ra *C* leicht zu isolieren ist und die Absorptionsmessungen damit keine prinzipiellen Schwierigkeiten bieten, soll über sie zunächst berichtet werden.

II. Teil.

Die von Ra *C* ausgehende α - und β -Strahlung.

Ra *C* wurde nach der v. Lerchschen Methode¹⁾ auf einem Kupferblech aus einer Induktionslösung niedergeschlagen. Die Induktionslösung wurde durch Kochen eines aktivierten Platindrahtes in Salzsäure gewonnen; der Platindraht war ca. 3 Std. lang auf -4000 Volt Spannung in einem großen Glasgefäß gehalten worden, auf dessen Boden ein Fläschchen mit der wässerigen Lösung eines radiumhaltigen Salzes stand.²⁾ Das Cu-Blech wurde rückseitig mit einer Siegelackschicht überzogen, damit sich Ra *C* nur auf der Vorderseite bilden konnte; es wurde genau nach der Vorschrift v. Lerchs erst ca. 40 Min. nach Schluß der Aktivierung in die abgekühlte Induktionslösung gebracht und darin ca. 10 Min. gelassen.

Die Messungen wurden so angestellt, daß während eines Beobachtungssatzes die Ionisation bei einer bestimmten Filterdicke als Normale angesehen und auf diesen Normalwert die Ionisation bei anderen Filterdicken bezogen wurde. Natürlich ließen sich die gefundenen Zertreuungen nicht direkt vergleichen, weil die aktivierten Körper ihre Aktivität ziemlich schnell verlieren. Deshalb wurden nach 3—6 Messungen jedes-

1) F. v. Lerch, Wien. Ber. 115. [IIa.] p. 197. 1906; Ann. d. Phys. 20. p. 345. 1906.

2) Das zu diesen Versuchen nötige ziemlich starke Radiumpräparat war mir leihweise von der Firma de Haën in Hannover-Seelze überlassen. Ich spreche der genannten Firma für ihr liebenswürdiges Entgegenkommen auch an dieser Stelle meinen besten Dank aus.

mal Kontrollbeobachtungen mit dem Normalfilter gemacht und für die dazwischen liegenden Zeiten die Zerstreuungswerte graphisch interpoliert. Diese Beobachtungs- und Rechnungsweise soll an einem Beispiel erläutert werden, bei dem als Normalfilter ein Aluminiumblech von 0,507 mm Dicke benutzt wurde. Mit der Beobachtung war gleich nach Ausfällen von Ra C begonnen worden.

Tabelle 1.

Abhängigkeit der Ra C-Strahlintensität J von Filterdicke d und Zeit t .

t	d	$\log J$	$\log J_N$	$\log \left(\frac{J}{J_N} \right)$	$\frac{100 J}{J_N}$
3' 30"	2,03	0,568	1,516	0,052 - 1	11,3
11 0	1,52	0,687	1,400	0,287 - 1	19,4
17 15	1,01	0,869	1,289	0,580 - 1	38,1
21 55	0,507	1,213		0	100
26 5	0,697	0,980	1,177	0,803 - 1	63,5
30 55	0,507	1,052		0	100
38 25	1,01	0,583	0,966	0,617 - 1	41,4
45 40	0,380	0,956	0,850	0,106	128
50 5	0,190	0,086	0,782	0,304	201
58 0	0,507	0,684		0	100
65 30	0,190	0,841	0,538	0,303	201
74 45	0,095	0,829	0,398	0,431	270
83 30	0,507	0,265		0	100
90 50	0,095	0,582	0,151	0,431	270
97 10	9 Blatt	1,754	0,050	1,704	5060
106 50	0,095	0,348	0,908 - 1	0,440	276
116 10	9 Blatt	1,491	0,754 - 1	1,737	5460

In der ersten Kolumne der Tab. 1 steht die Beobachtungszeit t , in der zweiten die benutzte Filterdicke d , in der dritten der Logarithmus¹⁾ der gemessenen Zerstreuung J in der vierten der Logarithmus der Zerstreuung J_N zur Zeit t bei Anwendung des Normalfilters und in der fünften die Differenz der Werte aus Kolumne 3 und 4, in der sechsten der Numerus dazu, mit 100 multipliziert. Wie die Werte der Kolumne 4 gewonnen wurden, geht aus Fig. 1 hervor, in der als Abszisse die Beobachtungszeit, als Ordinate der Logarithmus der Zer-

1) Wenn in dieser Arbeit kurz von „Logarithmus“ die Rede ist, soll immer der Briggsche Logarithmus verstanden sein.

streuung aufgetragen ist. Die liegenden Kreuze bezeichnen die experimentell bei Anwendung des Normalfilters gefundenen Werte; die ausgezogene Gerade, die unter Benutzung der bekannten Halbwertszeit von Ra C gezeichnet ist¹⁾, schließt sich diesen Punkten gut an und gibt uns für jede beliebige Zeit den

Absorptionsmessungen mit Ra C. J_N Abklingungskurve mit 0,5 mm-Blech als Filter.

Fig. 1.

Wert der Zerstreuung bei Anwendung des Normalfilters. Die bei Anwendung der übrigen Filter gefundenen Werte sind ebenfalls in Fig. 1 eingezeichnet. (Das war natürlich zu den Berechnungen nicht nötig; dazu genügte lediglich die Abklingungskurve J_N .)

Die beobachteten Strahlungsintensitäten schwankten in ganz außerordentlich weiten Grenzen — in den Extremfällen ungefähr 1:10000. Deshalb konnte ein einziges Blech nicht

1) Vgl. später p. 628 und 629.

als Normalfilter für sämtliche anderen Beobachtungen dienen. Denn die Genauigkeit zweier aufeinander zu beziehenden Messungen wird um so geringer, je größer der zu messende Intensitätsunterschied ist. Da sich die Empfindlichkeit des benutzten Blattelektrometers bei der gewählten Anwendung nicht herabsetzen ließ, so wurden die Intensitätsverhältnisse zunächst für bestimmte Filterdicken mit größtmöglicher Genauigkeit bestimmt und die hier benutzten Filter dann als Normalen für die weiteren Messungen angesehen. Die Normalfilter wurden nach den anfangs gemachten Vorversuchen so gewählt, daß sich die Strahlungsintensitäten bei Benutzung zweier aufeinanderfolgenden Filter ungefähr wie 1 : 10 verhielt.

Die Intensitäten bei Anwendung zweier aufeinanderfolgenden Filter ließen sich mit großer Genauigkeit feststellen, wenn man bei ein und derselben Strahlungsquelle für jeden Filter mehrere aufeinanderfolgende Messungen machte und diese über einen größeren Zeitraum ausdehnte. Trug man dann die gefundenen Werte (bez. deren Logarithmen) in ein Kurvenblatt ein, so ließ sich leicht durch jede Punktreihe eine Abklingungskurve legen. Dadurch wurden die kleinen Unregelmäßigkeiten jeder einzelnen Messung nach Möglichkeit eliminiert, und man konnte die Abklingungskurven direkt aufeinander beziehen (vgl. Fig. 1 die drei Werte bei 0,1 mm Filterdicke).

Bei dieser Vergleichung der Normalfilter wurde entweder einige Zeit hindurch abwechselnd je eine Messung mit dem einen und dem anderen Filter gemacht, oder erst ca. $\frac{1}{2}$ Stunde lang mit dem einen, dann ca. $\frac{1}{2}$ Stunde lang mit dem anderen ein fortlaufender Beobachtungssatz aufgenommen. Die letztere Methode gab im allgemeinen etwas bessere Resultate. Anfänglich, bei starker Aktivität, konnte man das dickere Blech benutzen, später, wenn die aktive Materie zum Teil verschwunden war, das dünnere. Auf diese Weise war es möglich, jedesmal im Elektrometer mit ungefähr gleich starken Sättigungsströmen zu arbeiten und deren Stärke so einzurichten, wie es für die Genauigkeit der Messungen am günstigsten war. Sehr schnelles und sehr langsames Blättchenwandern beeinträchtigen nämlich in gleicher Weise die Genauigkeit einer einzelnen Messung. Bei solchen Beobachtungssätzen konnten stets mehr wie zwei Filter miteinander verglichen werden.

Auf etwas mußte man bei den Messungen mit Ra C sehr achten. Bei der chemischen Gewinnung von Ra C ließ sich schwer vermeiden, den aktivierten Platindraht mit den Fingern zu berühren. Dadurch wurden diese stark aktiv, und die Bleche, die man anfaßte, wurden ebenfalls infiziert. Bei den anfänglichen Messungen waren deshalb manchmal falsche Resultate vorgetäuscht worden, die erst gar nicht erklärt werden konnten. Nachdem der Grund dieser Fehler erkannt war, wurden die Hände nach jeder Berührung des aktiven Materiales gewaschen. Freilich ließ sich selbst mit Sand und Seife die aktive Materie nicht völlig entfernen, so daß die als Filter benutzten Bleche der Vorsicht halber nie mehr direkt angefaßt wurden.

Die mit Ra C gefundenen Resultate gehen aus Tab. 2 hervor.

Tabelle 2.

Absorptionsmessungen mit Ra C.

Filter	d in mm	J_0	$(J_0)_\alpha$	$(J_0)_\beta$
0	0	10000	9900	77
1 Blatt	0,0036	9400	9200	76
2 "	0,0072	8100	8300	74
3 "	0,0110	6600	7000	73
4 "	0,0146	5800	5700	72
5 "	0,018	4600	4450	70
6 "	0,022	3400	3300	69
7 "	0,026	2300	2200	68
8 "	0,029	—	1450	67
9 "	0,033	900	840	65
10 "	0,036	550	460	64
11 "	0,040	190	120	63
12 "	0,044	86	14	62
13 "	0,047	61	0	61
14 "	0,051	60	0	60
1 Blech + 1 Blatt Folie	0,099	49,8	0	49,8
2 "	0,190	37,2	0	37,2
4 "	0,380	23,0	0	23,0
1 "	0,507	17,9	0	17,9
2 "	0,697	11,4	0	11,4
2 "	1,014	7,3	0	7,3
3 "	1,521	3,5	0	3,5
4 "	2,028	2,3	0	2,3

In der ersten Kolumne steht der benutzte Filter, in der zweiten die gesamte Dicke, in der dritten die gemessene, in der vierten die auf die α -, in der fünften die auf die β -Strahlen fallende Zerstreuung in relativem Maß.¹⁾ Die benutzten Normalfilter sind gesperrt gedruckt. Die mit ihnen gefundenen Werte bilden gewissermaßen das Gerippe der Tab. 2; sie sind zuerst berechnet, und die übrigen Werte sind auf sie bezogen. Meist sind die Werte als Mittel aus 3—4 Beobachtungen gefunden.

Die Messungen ließen sich mit dem zur Verfügung stehenden Radiumpräparat bloß bis zu einer Filterdicke von 2 mm ausdehnen. Bei größerer Dicke der durchstrahlten Schicht wurde die Intensität so gering, daß bei dem schnellen Abklingen der strahlenden Wirkung nicht mehr mit ausreichender Genauigkeit beobachtet werden konnte.

Die Dicke der Aluminiumfolie sollte in der üblichen Weise durch Ausmessen der Oberfläche, durch Wägen und aus dem spezifischen Gewicht des Aluminiums (gleich 2,60) bestimmt werden. Dabei zeigte es sich, daß fast jede Folie eine andere Dicke hatte, obwohl nur Blätter aus ein und demselben Pack genommen wurden. Zu verwundern ist das ja schließlich nicht. Denn bei der geringen Dicke wird es kaum möglich sein, gleichartige Blätter herzustellen. Selbst jedes einzelne Blatt wird an verschiedenen Stellen verschieden dick sein. Man braucht nur ein derartiges Blatt gegen einen hellen Hintergrund zu halten, um sich zu überzeugen, wie ungleichmäßig kleine Löcher über die Fläche verteilt sind.

Es wurden dann zweimal je 15 Blatt desselben Packes zusammen gewogen und aus dem gefundenen Gewicht eine Durchschnittsdicke zu 0,0030 mm bestimmt. Nahm man jetzt diese 30 Blatt, die also einer Schichtdicke von 0,09 mm entsprachen, so absorbierte diese Schicht mehr als das Normalblech von 0,095 mm Dicke. Ich habe mich auf eine nähere Untersuchung der Frage nicht eingelassen, ob sich vielleicht geschlagenes Aluminium anders verhält als gewalztes. Denn Präzisionsmessungen mit einem derartig wenig definierten Material halte ich überhaupt für aussichtslos. Uns interessiert hier das Absorptionsgesetz für die in Frage kommenden

1) J_c für $d = 0$ ist willkürlich gleich 10000 gesetzt. Mit dieser Zahl sind alle übrigen Zahlen der Tab. 2 vergleichbar.

α -Strahlen; und das läßt sich auch bei Anwendung von Folie übersehen. Dagegen wurde direkt durch Absorptionsmessungen bestimmt, wieviel Blatt Folie dem Normalblech von 0,095 mm Dicke äquivalent sind. Aus Fig. 2 ist ersichtlich, daß die Zerstreuungswerte bei 26 Blatt Folie und 0,095 Blech auf derselben Abklingungskurve liegen.¹⁾ Die Foliendicke ist deshalb in Kolumne 2 der Tab. 2 zu $0,095 : 26 = 0,0365$ mm angenommen.

Die Resultate der Tab. 2 sind in Figg. 3 und 4 graphisch dargestellt.

Auffallend ist in Fig. 3 der Knick der Kurve bei einer Schichtdicke von 12 Blatt Folie ($= 0,044$ mm). Er erklärt sich aus der von Bragg²⁾ gefundenen und von zahlreichen Beobachtern bestätigten Tatsache, daß sämtliche α -Teilchen eines bestimmten radioaktiven Prozesses in Luft denselben Ionisationsbereich („range“) haben und gleichweit in feste Materie eindringen. Bei einer bestimmten Foliendicke muß also ihre ionisierende Wirkung wie abgeschnitten sein.

Von der Absorption der β -Strahlen können wir aus Fig. 4 das aussagen, daß sie nicht nach den einfachen Absorptionsgesetzen der Optik vor sich geht. Würde nämlich die absorbierte Energie proportional sein der vorhandenen Energie, so würde auch bei unserer Versuchsanordnung die Abhängigkeit der Ionisationsenergie von der Filterdicke durch eine Exponentialfunktion

$$J_d = J_0 \cdot e^{-\nu d}$$

1) Der Vergleich der beiden Filter ist nicht mit Ra C, sondern mit einem auf die gewöhnliche Weise aktivierten Blech gemacht. — Daß mir irgend welche Fehler beim Zählen der Folieblätter untergelaufen sind (die übrigens sehr leicht vorkommen können; vgl. E. Rutherford, Phil. Mag. (6) 12. p. 134. 1906), halte ich für ausgeschlossen, da ich auf diesen Punkt sorgfältig acht gegeben habe.

2) W. H. Bragg, Phil. Mag. (6) 8. p. 719. 1904; W. H. Bragg u. R. Kleeman, Phil. Mag. (6) 8. p. 726. 1904; 10. p. 318. 1905.

○ ○ ○ 26 Blatt Folie
× × × Blech von 0,095 mm Dicke

Fig. 2.

dargestellt sein, wo J_0 und J_d die Ionisationen bei den Filterdicken 0 und d und ν eine Konstante, den Absorptionskoeffizienten, bedeutet. Nun fällt unsere Kurve in Fig. 4

Absorptionsmessungen mit Ra C.

- × × × gefundene Werte.
- + + + berechnete Werte nach Mc Clung.
- ○ ○ gefundene Werte von Bronson.
- - - extrapolierte β -Strahlkurve.

Fig. 3.

Absorptionsmessungen mit Ra C. × × × gefundene Werte.

Fig. 4.

weniger steil ab, als eine Exponentialkurve. Der Absorptionskoeffizient ist also nicht konstant, sondern nimmt mit zunehmender Schichtdicke ab. Bei dicken Filtern wird demnach proportional viel weniger Energie absorbiert, als bei dünnen. — Den Absorptionskoeffizienten bei Anwendung dickerer Filter als 2 mm werden wir aus den später zu beschreibenden Versuchen bestimmen können. Dagegen konnte durch keine Variation der Versuchsbedingungen erreicht werden, über die β -Strahlwirkung bei geringen Filterdicken (wenige Blatt Folie) etwas Genaueres auszusagen. Wohl ist es möglich, den Kurvenzweig der Fig. 3 nach rückwärts zu verlängern; aber eine derartige Extrapolation ist stets mehr oder weniger willkürlich, da man gar keinen Anhalt dafür hat, ob das fehlende Kurvenstück auch wirklich so verläuft, wie es gezeichnet ist. Hier in Fig. 3 ist diese Extrapolation so durchgeführt, daß der Absorptionskoeffizient für geringe Filterdicken konstant den Wert erhält, den er bei 0,05 mm hat (vgl. später Fig. 15 und Tab. 8).

Um die α -Strahlwirkung allein zu bekommen, müssen wir die für geringe Filterdicke extrapolierte β -Strahlwirkung von den Werten der Tab. 2, Kolumne 3 in Abzug bringen. Da die β -Strahlwirkung nur einen geringen Bruchteil der Gesamtwirkung ausmacht, kommt es bei dieser Subtraktion sehr wenig darauf an, ob die Extrapolation genau den wirklichen Verhältnissen entsprechend durchgeführt war. Die dadurch entstehenden Fehler sind so gering, daß sie gegen die sonstigen Versuchsfehler gar nicht in Betracht kommen. Tatsächlich sieht man denn aus Fig. 3, daß die ausgezogene α -Strahlkurve nur wenig unterhalb der experimentell gefundenen Punkte liegt.¹⁾

Die eigentümliche Gestalt der α -Strahlkurve, erst schwach konkav nach unten, dann konkav nach oben, läßt sich erklären, wenn man von den Absorptionsmessungen der α -Strahlwirkung nach der von Bragg zuerst²⁾ angegebenen Methode ausgeht. Bragg maß die Ionisation i , die in einer bestimmten Entfernung s von der α -strahlenden Substanz innerhalb einer sehr dünnen Luftschicht h verursacht wird. Er fand, daß i mit zunehmender Entfernung s von der radioaktiven Substanz

1) Übrigens sind die in Kolumne 4 der Tab. 2 angegebenen Werte aus dieser Kurve interpoliert.

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

erst zunimmt, um dann von einer ganz bestimmten Stelle an sehr schnell auf Null herabzusinken. Dieses Gesetz übersieht man am besten, wenn man s als Abszisse und i als Ordinate in ein Kurvenblatt einträgt. Man kommt dann zu der Kurve a , wie sie in Fig. 5 nach den von Mc Clung¹⁾ gemachten Beob-

Fig. 5.

achtungen über die von Ra C ausgehenden α -Strahlen gezeichnet ist.²⁾ Wurden jetzt Aluminiumfilter über die radioaktive Substanz gelegt, so blieb die Gestalt der Kurve dieselbe, nur waren sämtliche Ordinaten um das gleiche Stück nach links verschoben; das Maximum der Ionisationswirkung lag jetzt in geringerer Entfernung von der Strahlungsquelle. Wie aus Fig. 5, Kurve b zu ersehen ist, kommt es also für die

Strahlungswirkung auf dasselbe hinaus, ob die α -Teilchen durch Luft oder einen der Luftschicht äquivalenten Aluminiumschirm hindurchfliegen.

In Fig. 5 stellt (unter Festhaltung der eben gewählten Bezeichnungen) das Flächenstück, das durch die Kurve a und die Koordinatenachsen eingerahmt wird, die Gesamtionisation

$$J_0 = \frac{1}{h} \int_0^{\infty} i ds$$

dar, die durch die α -Strahlen in Luft bei direkter Wirkung, also ohne Anwendung von Filtern, erzeugt wird. Bei Anwendung eines Filters wird:

$$J_s = \frac{1}{h} \int_s^{\infty} i ds$$

1) R. K. Mc Clung, Phil. Mag. (6) 11. p. 131. 1906.

2) Nach dem Vorgang Braggs hat es sich eingebürgert, s als Ordinate und i als Abszisse zu wählen. Ich habe in Anlehnung an den sonst stets üblichen Gebrauch die unabhängige Variable s als Abszisse und die abhängige Variable i als Ordinate genommen.

die noch vorhandene Gesamtionisation der α -Strahlen, wobei s die dem aufgelegten Filter äquivalente Luftschicht bedeutet. Denn J_s (in Fig. 5 schraffiert) ist gleich dem von den Koordinatenachsen und der Kurve b umschlossenen Flächenstück.

Bei unseren hier beschriebenen Absorptionsmessungen messen wir ja gerade diese Gesamtionisation. Denn α -Teilchen, die senkrecht von der aktivierten Oberfläche wegfliegen, werden durch die 7,5 cm dicke Luftschicht völlig absorbiert; die schräg wegfliegenden α -Teilchen werden freilich teilweise durch die Wände des Zerstreuungsgefäßes aufgehalten und kommen dann für die Ionisation der Luft nicht in Betracht. Aber der Prozentsatz der aufgehaltenen α -Teilchen ist für die verschiedenen Filterdicken ungefähr gleich groß und kann deshalb bei unseren Relativmessungen außer acht gelassen werden.

Wertet man nun diese Integrale J_s aus Fig. 5 durch graphische Integration für verschiedene s aus, und trägt J_s als Ordinate, s als Abszisse in unser Kurvenblatt Fig. 3 ein, so bekommt man eine Kurve, die veranschaulicht, wie die Ionisationsenergie der α -Teilchen von dem bereits durchlaufenen Weg s abhängt. Dabei ist in Fig. 3 s mit $\frac{12,4}{6,8}$ Blatt Folie äquivalent gesetzt worden.¹⁾ Wir sehen, daß diese Kurve eine ähnliche Gestalt hat, wie die experimentell gefundene. Völlige Übereinstimmung ist bei den verschiedenen Versuchsanordnungen natürlich nicht zu erwarten, da Mc Clung mit einem annähernd parallelen α -Strahlenbündel arbeitete, während hier die α -Teilchen unter allen möglichen Winkeln von der aktivierten Fläche wegfliegen. Immerhin ist interessant, daß die berechnete Kurve dieselbe Gestalt hat, wie die gefundene: erst schwach konkav nach unten, dann konkav nach oben.²⁾

Und daß bei Versuchsanordnungen, die der von Mc Clung gewählten ähnlicher sind, tatsächlich eine viel bessere Übereinstimmung zwischen gefundenen und berechneten Kurven statthat, geht aus den Beobachtungen von Bronson hervor.

1) Die Zahl 12,4 ergibt sich durch Extrapolation aus Fig. 3, die Zahl 6,8 durch Extrapolation aus den Mc Clungschen Kurven. Beiden Zahlen haftet, wie allen extrapolierten Zahlen, eine gewisse Unsicherheit an.

2) Ist aus der in etwas zu kleinem Maßstab abgedruckten Figur schlecht zu ersehen.

Bronson¹⁾ maß die Gesamtionisation eines annähernd parallelen α -Strahlenbündels, nachdem die Teilchen nicht wie hier Aluminium, sondern eine außerhalb des Elektrometers befindliche Luftschicht durchflogen hatten. Die von ihm gefundene Ionisationskurve ist ebenfalls in Fig. 3 eingetragen. Sie kommt bei geeigneter Wahl des Abszissenmaßstabes beinahe völlig mit der nach den Mc Clungschen Beobachtungen berechneten Kurve zur Deckung.²⁾

III. Teil.

Strahlungsintensität und Filterdicke bei Vorhandensein von Ra B und Ra C.

Wir wollen jetzt zu Absorptionsmessungen übergehen, bei denen als Strahlungsquelle aktivierte Folie oder aktivierte Bleche benutzt sind. Diese waren in dem erwähnten emanationshaltigen Glasgefäß aktiviert worden, doch stets, um möglichst einfache Verhältnisse zu haben, ohne Anlegen einer negativen Spannung. Wenn wir diese Absorptionsmessungen, wie vorher, unter Zugrundelegung eines bestimmten Normalfilters machen wollen, so stoßen wir hier auf eine Schwierigkeit, die wir bei den Messungen mit Ra C allein nicht gehabt haben: die Form der Abklingungskurven ist von der benutzten Filterdicke abhängig, und eine beliebige Abklingungskurve kann deshalb nicht ohne weiteres als Normale angesehen werden. Wir erkennen das am besten an einem Beispiel. In Fig. 6 ist als Abszisse die Zeit nach Schluß der Aktivierung, als Ordinate der Logarithmus der Strahlungsintensität aufgetragen. Die eingezeichneten Kurven *a* und *b* sind experimentell gefundene Abklingungskurven³⁾ bei sehr langer Aktivierungsdauer, *a* mit

1) H. L. Bronson, Phil. Mag. (6) 11. p. 806. 1906.

2) Beobachtungen über die Gesamtionisation können bei geeigneter Anordnung am besten die Frage entscheiden, wie die ionisierende Wirkung der α -Teilchen an der Grenze des Ionisationsbereiches abnimmt, wie also in Fig. 5 das letzte Stück der Kurve *a* verläuft. Dieses letzte Stück ist nach der Bragg'schen Methode wegen der Höhe der „Ionenfalle“ (vgl. Bragg u. Kleeman, l. c. (2. Arbeit); Beibl. 30. p. 227. 1906) nicht genau zu ermitteln, wird aber aus den Kurven der Gesamtionisation der Fig. 5 sich durch Differentiation gut bestimmen lassen.

3) Nur die eingezeichneten Kurvenpunkte sind experimentell gefunden; die ausgezogenen Kurven sind nach Formel (2) unter Benutzung der in Tab. 4 bestimmten Konstanten *k* gezeichnet. Fig. 6 darf also mit als ein Beweis für die Richtigkeit der Formel (2) gelten.

14 Blatt Folie, b mit einem Aluminiumblech von 1 mm Dicke als Filter. Die beiden Kurven sind unabhängig voneinander aufgenommen, die Strahlungsintensitäten sind also nicht direkt miteinander zu vergleichen. Kurve c gibt die Differenz von a und b , d. h. den Logarithmus des Verhältnisses der beiden Strahlungsintensitäten in relativem Maß. Wir sehen, daß dieses Verhältnis von der jeweiligen Beobachtungszeit abhängt. Wären

Fig. 6.

wir also z. B. von der Kurve b als Normalen ausgegangen und hätten damit die Zerstreuung verglichen, die wir bei sonst gleicher Anordnung mit 14 Blatt Folie als Filter erhalten hätten, so hätte sich direkt nach Schluß der Aktivierung ein Wert ergeben, der sich zu einem 2 Stunden später gefundenen wie $\frac{185}{128} = \frac{144}{100}$ verhalten würde.

Auf den Grund dieser Komplikationen ist bereits hingewiesen. Auf dem aktivierten Körper sind drei Radioelemente

vorhanden, deren Strahlungsintensität nicht nur von der Filterdicke, sondern auch von der Aktivierungszeit Θ und der Beobachtungszeit t in ganz verschiedener Weise abhängig ist. Wir können diese Verhältnisse an Hand der Formeln überblicken, die sich für die jeweils zerfallenden Mengen $Ra\ A$, $Ra\ B$ und $Ra\ C$ — denn damit ist ja die beobachtete Wirkung proportional — unter den üblichen Voraussetzungen der Zerfallstheorie berechnen lassen.

Bezeichnet man diese Mengen mit A, B, C und macht noch die Voraussetzung, daß sich nur $Ra\ A$ auf dem Körper niederschlägt, so wird¹⁾:

$$(1) \quad \left\{ \begin{aligned} A &= q \cdot e^{-\lambda_1 t} \cdot (1 - e^{-\lambda_1 \Theta}), \\ B &= q \left[\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot e^{-\lambda_1 t} \cdot (1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) + \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \cdot e^{-\lambda_2 t} \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \Theta}) \right], \\ C &= q \left[\frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)} \cdot e^{-\lambda_1 t} \cdot (1 - e^{-\lambda_1 \Theta}) \right. \\ &\quad + \frac{\lambda_3 \lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot e^{-\lambda_2 t} \cdot (1 - e^{-\lambda_2 \Theta}), \\ &\quad \left. + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)} \cdot e^{-\lambda_3 t} \cdot (1 - e^{-\lambda_3 \Theta}) \right] \end{aligned} \right.$$

1) E. Rutherford gibt (Radioactivity 2. Aufl., Kap. IX. 1905) für einige spezielle Fälle eine vorzügliche formelle und graphische Darstellung für die jeweils vorhandenen Mengen aktiver Materie, die sich aus den hier gegebenen Werten durch Division mit der maßgebenden Radioaktivitätskonstanten λ berechnen lassen. Den Integrationen, die übrigens bereits von Curie u. Danne (Compt. rend. 138. p. 683. 1904) durchgeführt sind, hat P. Gruner (Ann. d. Phys. 19. p. 169. 1906) eine ausführliche Arbeit gewidmet. Neuerdings hat derselbe Autor (Jahrb. f. Radioakt. u. Elektron. 3. Heft 2. 1906), Formel (2) für einige spezielle Fälle numerisch ausgewertet, freilich unter Benutzung ziemlich unsicherer Werte für die Radioaktivitätskonstanten λ_2 und λ_3 und unter der Voraussetzung, daß $Ra\ B$ keine Strahlen aussendet. Daß diese Voraussetzung ganz sicher nicht für die β -Strahlwirkung und höchstwahrscheinlich auch nicht für die γ -Strahlwirkung gültig ist, geht aus Tab. 4 dieser Arbeit hervor.

Unter den „üblichen Voraussetzungen der Zerfallstheorie“ ist verstanden, daß die Anzahl der zerfallenen Atome eines Radioelementes proportional ist ihrer Gesamtzahl und daß sich aus jedem Atom *ein* neues Atom bildet. Es ist ausdrücklich betont, daß sich nur $Ra\ A$ auf dem zu aktivierenden Körper niederschlagen soll. Es würde nämlich durchaus nicht den Grundvorstellungen der Zerfallstheorie widersprechen, daß sich $Ra\ B$ - und $Ra\ C$ -Teilchen, die in dem emanationshaltigen Gasgemisch

und die Ionisation:

$$(2) \quad J = k_1 A + k_2 B + k_3 C.$$

$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ sind die vorkommenden Radioaktivitätskonstanten; q die Anzahl der zerfallenden Atome jedes Radioelementes, die sich im Zustand des radioaktiven Gleichgewichtes auf dem aktivierten Körper befinden; im Zustand des radioaktiven Gleichgewichtes (d. h. für $\Theta = \infty$ und $t = 0$) muß $A = B = C = q$ werden. k_1, k_2, k_3 sind Proportionalitätsfaktoren, mit denen die Stärke des radioaktiven Prozesses (d. h. die Anzahl der zerfallenden Atome) zu multiplizieren ist, um die radioaktive Wirkung (Ionisation im betreffenden Zerstreungsgefäß) zu erhalten. Die Größen k sind Funktionen der Filterdicke und setzen sich, wenn bei *einem* radioaktiven Prozeß verschiedene Strahlenarten ausgesandt werden, additiv aus mehreren Gliedern zusammen. — Die Abhängigkeit der Größe k von der Filterdicke soll ja gerade in dieser Arbeit untersucht werden. Da es uns dabei nur auf relative Werte ankommt, können wir q und einer der Größen k irgend einen beliebigen Wert erteilen.

Zur numerischen Auswertung der Gleichungen (1) ist bloß die Kenntnis der drei Radioaktivitätskonstanten λ nötig. Für die Halbwertszeiten T ¹⁾, die mit den Radioaktivitätskonstanten λ in engem Zusammenhang stehen, fand Bronson²⁾:

$$T_1 = 3,0', \quad T_2 = 26', \quad T_3 = 19'$$

und v. Lerch³⁾:

$$T_2 = 26,7', \quad T_3 = 19,5'.$$

Aus meinen Beobachtungen glaube ich schließen zu müssen, daß die v. Lerchschen Zahlen sich höchstens um $\pm 0,2'$ von ihrem wahren Wert entfernen. T_1 habe ich an ca. 12 Beob-

ja stets vorhanden sein müssen, auf dem exponierten Körper festsetzen. Die von mir gefundenen Abklingungskurven lassen sich jedoch nur unter der gemachten Annahme erklären, mit der übrigens die ganzen Berechnungen außerordentlich an Einfachheit gewinnen.

1) Für diese Größe werden in der neueren Literatur auch die Bezeichnungen „Halbierungskonstanten“ und „Halbwertsperiode“ (half value period, period) gebraucht. Ich habe den hier benutzten Ausdruck deshalb gewählt, weil er kurz ist und den in Frage kommenden Vorgang am schärfsten charakterisiert.

2) H. L. Bronson, Phil. Mag. (6) 12. p. 73. 1906.

3) v. Lerch, l. c.

achtungssätzen geprüft, bei denen die anfängliche Abklingung eines sehr kurz (wenige Sekunden) aktivierten Drahtes bestimmt wurde. Als Mittelwert fand ich die Bronsonsche Zahl 3,0', und ich glaube, daß sie sich höchstens um 0,1' vom wahren Wert entfernt. Ich werde also meinen Rechnungen die Größen zugrunde legen:

$$(3) \quad \begin{cases} T_1 = 3,0'; & \lambda_1 = 3,85 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}; \\ T_2 = 26,7'; & \lambda_2 = 4,33 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}; \\ T_3 = 19,5'; & \lambda_3 = 5,93 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}. \end{cases}$$

Die Abhängigkeit der Größen $A B C$ der Gleichung (1) von der Beobachtungszeit t geht dann aus Tab. 3 hervor. Die Werte sind für sehr lange Aktivierungszeit Θ berechnet.

Tabelle 3.

Die Abhängigkeit der 3 Radioelemente von der Zeit bei sehr langer Aktivierung.

t	A	B	C	B/C
0'	1000	1000	1000	1,000
30	1	517	819	0,833
60		238	508	0,473
90		109	273	0,400
120		50,0	141,1	0,354
150		23,0	70,0	0,329
180		10,5	33,7	0,312
210		4,83	16,1	0,300
240		2,22	7,63	0,291
∞				0,269

Wir sehen aus Tab. 3, daß Ra A innerhalb 30' bis auf 1 Promille verschwunden ist und die von ihm ausgehenden Strahlen bei der Gesamtionisation dann nicht mehr in Betracht kommen. Wenn man also eine halbe Stunde vom Schluß der Aktivierung verstreichen läßt, so hat man es praktisch nur noch mit den von Ra B und Ra C ausgehenden Strahlen zu tun und kann die Messungen zunächst auf die Größen k_2 und k_3 der Gleichung (2) beschränken. Aber auch dann bleibt die Schwierigkeit noch bestehen, daß der in der letzten Kolumne der Tab. 3 stehende Quotient B/C sich erst nach sehr langer

Zeit einem konstanten Grenzwert 0,269 nähert. Länger wie 4 Stunden durfte ich mit der Entaktivierung der Folien und Bleche nicht warten, weil sonst die Aktivität zu klein geworden wäre (nach 4 Stunden ist bloß noch ca. $\frac{1}{2}$ Proz. der anfangs vorhandenen aktiven Materie da). Ich habe es deshalb bei meinen Messungen so eingerichtet, daß Vergleichsmessungen, bei denen die Ra *B*-Strahlaktivität in Betracht kam, in der Zeit zwischen 3 und 4 Stunden nach Schluß der Aktivierung vorgenommen wurden. Dann war, wie aus Tab. 3 zu ersehen ist, das Verhältnis der zerfallenden *B*- und *C*-Atome gleich 0,30.

Auch bei diesen Messungen wurden, genau wie bei den Messungen mit Ra *C* allein, zunächst die Zerstreuungswerte bei Anwendung von Normalfiltern bestimmt und die so gefundenen Werte den weiteren Berechnungen zugrunde gelegt. Die Resultate dieser Untersuchungen sind in Tab. 4 und in den Figg. 7—9 zusammengestellt.

Tabelle 4. (Erster Teil).

Absorptionsmessungen mit Ra *A* + Ra *B* + Ra *C*.

Filter	<i>d</i> in mm	<i>J</i>	<i>k'</i>	<i>J_B</i>	<i>J_C</i>	(<i>J_C</i>) _{α¹}	<i>k''</i>	<i>J_A</i>
0 Blatt	0	10000	8	1200	9640	9570	6	7250
1 „	0,0036	9000				8700		
2 „	0,0072	8000				7700		
3 „	0,0110	6800	12	550	6600	6650	4,5	2470
4 „	0,0146	5880				5250		
5 „	0,018	4000				4000		
6 „	0,022	3000	15	196	2960	2850	8	600
7 „	0,026	2180				2000		
8 „	0,029	1890	10	135	1850	1350	0,46	62
9 „	0,033	912	10	88,5	885	820	0	
10 „	0,036	430	4,0	100	400	360	0	
11 „	0,040	220	2,5	78,6	194	130	0	
12 „	0,044	129	1,25	83,2	104	40	0	
14 „	0,051	83,8	0,80	76	60,8	0	0	
18 „	0,066	68,2						
22 „	0,080	64,0						

1) Graphisch interpoliert.

Tabelle 4. (Zweiter Teil).
Absorptionsmessungen mit Ra B + Ra C.

Filter	d in mm	J	k'	J_B	J_C	$(J_C)\beta$	$(J)_\gamma$			
14 Blatt	0,051	83,8	0,8	76,0	60,8	60,1	0,67			
1 Blech ¹⁾	0,095	62	1,15	41,9	48,3	47,6	„			
	0,099	60,8								
	0,103	59,6								
1 Blech u. 14 Blatt	0,153	47,6	2	17,9	35,7	35,0	„			
2 Bleche	0,198	41,1								
2 Bleche u. 14 Blatt	0,248	35,2								
3 Bleche	0,293	31,3	3	9,5	27,6	26,9	„			
3 Bleche u. 14 Blatt	0,343	26,8	10	0,24	2,38	1,74	„			
4 Bleche	0,388	23,2				4	5,4	21,6	20,9	„
1 Blech	0,515	18,2				6	2,9	17,4	16,7	„
2 Bleche	0,610	15,7				8	1,9	15,0	14,4	„
3 „	0,705	12,8				10	1,2	12,6	11,9	„
4 „	0,800	10,7				13	0,79	10,5	9,8	„
2 „	1,022	7,43				10	0,72	7,21	6,55	„
4 „	1,21	6,0	10	0,58	5,8	5,1	„			
3 „	1,53	4,0	10	0,39	3,9	3,2	„			
5 „	1,72	3,15	10	0,24	2,38	1,74	„			
4 „	2,035	2,45				0,93 ²⁾	„			
5 „	2,542	1,66				0,48	„			
6 „	3,05	1,18				0,24	„			
6 „	3,55	0,908				0,14	„			
7 „	4,06	0,805				0,015	„			
9 „	6,08	0,680				sehr klein	„			
4—10 Bleche	8	0,665	10	(?)	(?)	„	„			
	9					„	„			
	10					„	„			
	11					„	„			
	12					„	„			
	13					„	„			

1) Bei Anwendung dieses Normalfilters wurde bald mit aktivierten Blechen, bald mit aktivierten Folien gearbeitet. Im letzten Fall wurde der Absorption durch die Folien selbst dadurch Rechnung getragen, daß zur Filterdicke die halbe Foliendicke zugezählt wurde.

2) Die letzten Werte dieser Kolumne sind unter der Voraussetzung berechnet, daß $k' = 10$.

Absorptionsmessungen mit Ra *B* und Ra *C*.

× × × gefundene Werte.

Fig. 7.

Absorptionsmessungen mit Ra *B* und Ra *C*.

× × × gefundene Werte

--- berechnete Kurve für β -Strahlwirkung von Ra *C*.

Fig. 8.

Fig. 9.

Es soll jetzt gezeigt werden, wie aus den Zahlen der Kolumne 3, Tab. 4 die im Zustand des radioaktiven Gleichgewichtes auf jede Strahlenart fallende Ionisierung J_A , J_B , J_C berechnet wird.

IV. Teil.

Die Ra B-Strahlen und die β - und γ -Strahlen von Ra C.

Zunächst finden wir in Fig. 7 den Knick wieder, der uns bereits in Fig. 3 aufgefallen ist. Das ist ja auch nicht zu verwundern, denn durch 12,4 Blatt Folie (gleich 0,044 mm) werden die von Ra C ausgehenden α -Strahlen völlig absorbiert. Bei dickeren Filtern als 0,044 mm rührt die gesamte Ionisation bloß noch von Ra B-Strahlen und von β - und γ -Strahlen des Ra C her.

Nun geben die Werte in Kolumne 3 der Tab. 4 bez. die Kurven in den Figg. 7—9, für sich allein betrachtet, nicht den geringsten Anhalt, wie die Ionisationsenergie auf die beiden Radioelemente verteilt ist. Um das zu erfahren, müssen wir die in der ersten Mitteilung über dieses Thema bereits veröffentlichte Methode zu Hilfe nehmen.

Damals war untersucht worden, wie die Abklingungskurven für kurz aktivierte Materie von der Filterdicke ab-

hängen. Es hatte sich gezeigt, daß das Maximum der Ionisation für eine Filterdicke von ca. 0,05 mm bei ca. 13' liegt und mit wachsender Filterdicke nach größeren Zeiten rückt. Ich hatte diese Erscheinung durch die Annahme erklärt, daß sich zwei Effekte übereinander lagern, die zu verschiedener Zeit das Maximum ihrer Wirkung erreichen und in verschiedener Weise durch die Aluminiumfilter beeinflusst werden.

An Hand der Formeln (1) können wir heute die ganzen Verhältnisse besser übersehen. Wenn wir in diesen Formeln $q = 1000$, $\Theta = 1'$ setzen und für die λ die numerischen Werte der Gleichung (3) benutzen, so wird:

$$(4) \quad \begin{cases} A = 205 \cdot e^{-\lambda_1 t}, \\ B = -26,05 \cdot e^{-\lambda_1 t} + 28,9 e^{-\lambda_2 t}, \\ C = 4,76 \cdot e^{-\lambda_1 t} + 107,2 e^{-\lambda_2 t} - 111,8 e^{-\lambda_3 t}. \end{cases}$$

Trägt man diese Werte für A , B , C in ihrer Abhängigkeit von t in ein Kurvenblatt ein (vgl. Fig. 10), so sieht man,

Fig. 10.

daß A rasch verschwindet, während B und C bei 10' und 35' einen Maximalwert erreichen. Nehmen wir jetzt an, daß die Ra A-Strahlen durch die benutzten Filter völlig absorbiert werden, so wird aus (2):

$$(5) \quad J = k_2 B + k_3 C = k_2 \left(B + \frac{k_3}{k_2} C \right) = k_2 (B + k' C).$$

k_2 ist hier ein bei den Relativmessungen unwichtiger Proportionalitätsfaktor, während k' bedeutet, wieviel mal mehr die Ra C-Strahlen im Zustand des radioaktiven Gleichgewichts ionisierend wirken als die Ra B-Strahlen. Wie aus Gleichung (5) und Fig. 10 jetzt ersichtlich ist, kann man durch geeignete Variation von k' erzielen, daß die Maximalwirkung der Ionisation auf jede Zeit zwischen 10' und 35' fällt. Da nun zu jedem Wert von k' nur *eine* Abklingungskurve gehört, kann man umgekehrt aus einer beliebigen Abklingungskurve ersehen, wie groß in diesem Fall k' ist.

Anfangs wurde versucht, lediglich aus der Lage des Maximums der gefundenen Abklingungskurven auf das zugehörige k' zu schließen. Das gab jedoch unsichere Resultate. Denn die genaue Lage des Maximums ist bei der ziemlich flachen Form der Kurven schwer zu bestimmen. Und dann ist beim Ausziehen der Kurven durch die experimentell gefundenen Punkte stets ein gewisser Spielraum möglich. Es wurde deshalb J in Gleichung (5) für $k' = 0,8$; $k' = 1$; $k' = 1,25 \dots k' = 8$; $k' = 10$; $k' = 15 \dots$ ausgewertet, und die berechneten Gleichungen auf demselben Kurvenblatt graphisch dargestellt mit der Zeit t als Abszisse und dem Logarithmus von J als Ordinate. Dann wurden die Logarithmen der experimentell gefundenen Kurvenpunkte auf Pauspapier mit Millimetereinteilung als Ordinaten, die Zeiten als Abszissen eingetragen, und zwar im gleichen Maßstab, wie die berechneten Kurven. Beim Verschieben des Pauspapiers über das andere Kurvenblatt konnte man dann leicht feststellen, für welches k' die experimentell gefundenen Punkte am besten mit der berechneten Kurve zur Deckung kamen.¹⁾

Auf diese Weise war es möglich, k' für die Werte 0,8 bis 6 auf ca. 10 Proz. genau zu ermitteln. Eine größere Genauigkeit wird sich kaum erreichen lassen, da zwei theoretisch konstruierte Kurven recht wenig verschieden sind, wenn sich k' in beiden Fällen wie 100:90 verhält. Bei größeren Werten von k' wird die Genauigkeit noch geringer, weil mit wachsendem k' die theoretischen Kurven einander immer ähnlicher werden.

1) Natürlich mußten bei der Verschiebung stets die gleichen Abszissen (Zeiten) zur Deckung kommen.

Tabelle 5. Abklingungskurven bei kurzer Aktivierung (vgl. Fig. 11).

$d = 14 \text{ Blatt, } k' = 0,80$			$d = 0,8 \text{ mm, } k' = 3$			$d = 0,8 \text{ mm, } k' = 15$			$d = 1,5 \text{ mm, } k' = 10$		
t	J		t	J		t	J		t	J	
	beob.	ber.		beob.	ber.		beob.	ber.		beob.	ber.
1' 30"	173	160	5' 30"	177	182	5' 45"	378	389	5' 40"	291	306
2 10	205	195	6 40	198	200	8 10	525	525	6 40	343	350
2 45	231	214	8 10	222	221	10 0	638	631	8 18	398	420
3 25	245	242	9 53	239	237	11 50	725	708	10 0	479	490
3 55	260	254	11 35	258	258	13 25	798	784	11 45	556	548
4 40	280	276	13 0	272	268	15 35	870	872	13 45	599	617
5 25	294	290	14 35	278	281	18 17	975	959	16 2	657	679
6 10	304	302	16 5	286	289	21 7	1020	1030	18 50	733	732
6 55	311	315	17 30	292	295	24 14	1095	1080	22 2	786	784
8 0	326	332	18 55	301	299	28 0	1160	1130	25 5	817	820
9 15	335	339	20 20	305	305	31 42	1170	1160	28 5	841	840
10 36	345	348	21 45	309	308	35 20	1175	1175	31 0	863	862
14 32	365	358	23 10	311	311	39 0	1175	1160	33 54	867	867
16 40	349	356	24 30	320	313	42 45	1145	1140	36 53	848	860
17 53	358	355	25 50	316	315	59 14	975	971	39 53	841	847
19 0	356	355	27 10	318	316	62 40	925	929	42 57	829	838
20 10	352	352	28 20	302	309	65 30	905	891	46 3	813	819
21 35	352	348	29 40	303	308	67 45	875	861	49 12	804	798
22 45	342	345	30 0	312	305	70 15	839	828	52 31	767	769
23 50	321	333	31 20	309	303	72 45	803	798	55 0	746	745
25 10	321	321	32 40	309	302	75 20	758	766	68 27	610	615
30 10	321	321	38 40	309	302	78 10	747	735	72 40	578	578
31 30	319	315	40 0	308	297	81 0	713	695	77 6	550	541
32 50	315	309	41 20	297	294	84 5	665	658	81 44	511	500
34 18	305	304	43 40	293	289	87 20	632	622	86 2	459	462
35 35	305	299	45 10	287	283	90 45	587	582			
36 30	297	295	46 40	277	277	94 30	552	540			
49 0	240	240	48 10	270	274						
50 30	238	236	49 40	268	269						
51 20	234	232	51 10	264	264						
			57 0	250	249						
			58 10	239	243

In der Tab. 5 und Fig. 11 ist eine Nebeneinanderstellung der gefundenen und berechneten Werte gegeben. Zum Teil sind die bereits früher gemachten Beobachtungen benutzt. Einige Beobachtungen sind unter besseren Versuchsbedingungen wiederholt. Damals waren nämlich stets mehrere Blätter aktivierter Folie als Strahlungsquelle benutzt worden. Diesmal wurden bei geringeren Filterdicken nur einseitig aktivierte Bleche zur Aufnahme der Abklingungskurven verwandt.¹⁾

Aus der Tab. 5 und den Kurven der Fig. 11 ist zu sehen, wie vorzüglich die gefundenen Werte mit den theoretischen Kurven zur Deckung kommen. Es darf das als ein Beweis für die Gültigkeit der Formeln (4) und für die Richtigkeit der bei ihrer Ableitung gemachten Voraussetzungen betrachtet werden. *Ra B* und *Ra C* entstehen also sukzessive aus *Ra A*; außerdem wird auf dem zu aktivierenden Körper nur *Ra A* niedergeschlagen.

Wenn wir mit Hilfe von k' aus den Zahlen der Kolumne 3 der Tab. 4 bestimmen wollen, wieviel Strahlungswirkung auf *Ra B* und wieviel auf *Ra C* kommt, dann müssen wir berücksichtigen, daß sich *Ra B* und *Ra C* auf den als Strahlungsquellen benutzten Blechen nicht im Zustand des radioaktiven Gleichgewichts befinden. Im Anschluß an Tab. 3 war ja ausgeführt worden, daß $3\frac{1}{2}$ Stunden nach Schluß der Aktivierung das Verhältnis der zerfallenden *B*- und *C*-Atome = 0,30 ist. Nun bedeutet k' das Verhältnis der *Ra C*-Strahlwirkung zur *Ra B*-Strahlwirkung im Zustand des radioaktiven Gleichgewichtes, wenn also gleichviel *Ra B*- und *Ra C*-Atome zerfallen. Bezeichnen wir mit J die gemessene Gesamtintensität,

1) In Tab. 5 und 6 sind nur einige der vielen Beobachtungssätze mitgeteilt. Es würde zuviel Platz weggenommen haben, wenn sämtliche Sätze hier wiedergegeben wären. Die Werte „ J beob.“ sind direkt meinem Beobachtungsheft entnommen; nur das Komma, das meist vor oder nach der ersten Ziffer steht, ist der Einfachheit halber weggelassen. — Wie die Abklingungskurven aufgenommen wurden, ist an einem Beispiel in einer vom Verfasser in Gemeinschaft mit Hrn. Kurz gemachten Arbeit klargemacht (Physik. Zeitschr. 7. p. 209. 1906, Tab. 1). — In den Figuren sind meist mehrere Einzelbeobachtungen zu einem Mittelwert zusammengefaßt, weil mehr Beobachtungspunkte in den Figuren bei dem gewählten Maßstab nur verwirren würden.

mit J_B und J_C die auf Ra B und Ra C kommende Strahlwirkung, so ist:

$$J = J_B + J_C = k_2 (B + k' C),$$

und für $t = 3^h 30'$, weil dann $B = 0,30 C$:

$$J = k_2 B \left(1 + \frac{k'}{0,30} \right).$$

Daraus ergibt sich, weil $J_B = k_2 B$, ebenfalls für $t = 3^h 30'$:

$$J_B = J \cdot \frac{0,30}{k' + 0,30}, \quad J_C = J \cdot \frac{k'}{k' + 0,30}.$$

Da uns nun vor allem die Strahlungsintensität im Zustand des radioaktiven Gleichgewichtes interessiert, wenn also $B = C$ ist, steht in Kolumne 5 und 6 der Tab. 4:

$$(6) \quad J_B = J \cdot \frac{1}{k' + 0,30}, \quad J_C = J \cdot \frac{k'}{k' + 0,30}.$$

J_C der Kolumne 6 ist der Anteil der Ra C Strahlung an der zur Zeit $t = 3^h 30'$ gemessenen Gesamtstrahlung J der Kolumne 3; J_B der Kolumne 5 ist die Intensität der Ra B -Strahlung, bezogen auf J_C der Kolumne 6 im Zustand des radioaktiven Gleichgewichtes. Die Gesamtstrahlung bei direkter Wirkung für $t = 3^h 30'$ ist willkürlich gleich 10000 gesetzt. — Sämtliche Zahlen der Kolumnen 3 und 6 sind für $t = 3^h 30'$, sämtliche Zahlen der Kolumnen 5 bis 9 für die Zeit $t = 0$ miteinander vergleichbar.¹⁾

V. Teil.

Die α -Strahlen von Ra C und Ra A .

Wir wollen uns auf eine Diskussion der aus Tab. 4 zu ersehenden Resultate über die Absorption der β -Strahlen vorläufig nicht einlassen, sondern zunächst versuchen, über das Verhältnis der drei Größen k zueinander bei geringeren Filterdicken als 0,044 mm etwas zu erfahren.

Bei 9—12 Blatt Aluminiumfolie als Filter hat das keine Schwierigkeit. Denn da werden noch sämtliche α -Strahlen von Ra A absorbiert. Wir können hier also wieder Formel (5)

1) Ein Vergleich der Werte J wird deshalb so erschwert, weil J_A , J_B , J_C in verschiedener Weise von der Zeit und der Filterdicke abhängen und wir aus praktischen Gründen J zur Zeit $t = 3^h 30'$ bestimmen müssen.

Tabelle 6.
 Abklingungskurven bei kurzer Aktivierung (vgl. Fig. 12).

$d = 11$ Blatt, $k' = 2.5$			$d = 10$ Blatt, $k' = 4$			$d = 6$ Blatt, $k' = 15$			direkt, $k' = 8$		
t	beob.	ber.	t	beob.	ber.	t	beob.	ber.	t	beob.	ber.
2' 2"	279	229	1' 50"	261	258	1' 10"	1790	1790	1' 0"	1000	1020
2 50	322	262	2 15	287	282	1 48	1600	1590	1 50	885	850
5 35	425	400	4 13	392	398	2 30	1390	1360	2 36	725	733
8 25	497	474	6 30	510	513	6 51	765	760	3 25	600	620
16 0	611	592	8 31	594	588	8 18	690	676	4 17	500	496
18 43	622	617	19 28	847	845	10 0	647	621	5 50	382	385
23 53	697	694	21 27	870	867	16 0	595	604	8 5	247	265
26 30	646	637	27 45	909	908	17 45	635	621	11 40	159	155
32 25	625	631	29 38	910	912	19 30	637	635	16 25	114	112
35 9	620	621	34 58	878	912	28 12	695	684	21 10	104	101
59 23	465	467	36 48	895	902	29 43	712	710	24 30	102	101
63 8	443	440	44 40	848	844	31 13	739	718	29 30	99,0	102,5
82 0	282	286	46 42	822	829	36 27	695	721	34 30	100,0	101
90 48	266	264	89 53	426	429	37 58	717	713	40 0	98,5	99,1
95 0	244	243	92 25	409	401	39 28	727	710	46 0	94,5	95,5
			95 4	395	383	48 44	671	670	52 10	89,5	89,5
						50 20	669	661	56 30	84,5	85,5
									56 5	78,0	76,0
									69 55	70,0	70,8
									78 0	62,5	61,5
									88 20	52,3	50,7
									95 45	46,5	44,2
									107 0	36,8	37,0

Abklingkurven bei kurzer Aktivierung (1').

Fig. 12a.

Abklingungskurven bei kurzer Aktivierung (1').

Fig. 12b.

in Anwendung bringen und genau wie vorher mit Hilfe der auf Pauspapier gezeichneten Abklingungskurven k' bestimmen (vgl. Tab. 6 und Fig. 12a). k' besteht in diesem Falle aus zwei Teilen, k'_α und k'_β , den Ionisationen der α - und β -Strahlen, die wir jede für sich aus den Kolumnen 4 und 5 der Tab. 2 berechnen können.

Bei noch geringeren Filterdicken dagegen macht sich die α -Strahlwirkung von Ra A bemerkbar. Wir müssen dann auf die nicht vereinfachte Formel (2)

$$(2') \quad J = k_2 (k'' A + B + k' C)$$

zurückgehen und durch gleichzeitige Variation von k'' und k' zu erreichen suchen, daß die experimentellen und theoretischen Kurven zur Deckung kommen.

Dabei sind wir direkt auf ein recht zeitraubendes Probieren angewiesen. Wir haben eben nicht den geringsten Anhalt dafür, wie die beiden gesuchten Größen k'' und k' von der Filterdicke abhängen.

k'' ist verhältnismäßig leicht zu bestimmen. Ich ging von der Kurve (5) $J = k_2 (A + k' B)$ mit $k' = 10$, $k' = 20$, $k' = 50$ aus, brachte sie für Beobachtungszeiten größer als 30' mit den gefundenen Kurvenpunkten zur Deckung und bestimmte aus der Differenz der beiden Kurven bei der Beobachtungszeit von 10' die auf Ra A kommende Strahlung. Dann ließ sich mit Hilfe von $T_1 = 3,0'$ berechnen, wie groß zu irgend einer anderen Zeit die von Ra A ausgehende Strahlung und wie groß k'' ist. Jetzt konnte man die Gleichung (2') für $k' = 10$, $k' = 20$, $k' = 50$ auswerten und sehen, für welchen der drei Werte die Übereinstimmung der theoretischen und experimentellen Kurven am besten war. Da zeigte sich denn das ziemlich unerwartete Resultat, daß k' für sämtliche Filter mit 0 bis 8 Blatt Folie zwischen 8 und 20 liegt, daß also *die von Ra B ausgehende Strahlung einen recht bedeutenden Anteil an der Gesamtstrahlung hat.*

Ob bei direkter Wirkung der Strahlen $k' = 8$ oder $k' = 10$ ist, läßt sich aus den gefundenen Abklingungskurven kaum mehr erkennen. Ich habe mich für den Wert $k' = 8$ entschieden, da er meines Erachtens dem wahren Wert am nächsten kommt. Bei 5 Blatt Folie habe ich $k' = 15$ gesetzt;

denn für $k'=10$ und $k'=20$ war die Übereinstimmung zwischen den theoretischen und experimentellen Kurven nicht so gut als für $k'=15$. Ob das freilich an zufälligen Beobachtungsfehlern lag, will ich dahingestellt sein lassen (vgl. Tab. 6 und Fig. 12a).

Entschieden ist ja schon aus Fig. 12b ersichtlich, wie wenig die theoretische Abklingungskurve für $k'=8$, $k'=20$, $k'=50$ voneinander abweichen. Immerhin ist bei diesen Unterschieden von k' noch mit Sicherheit zu entscheiden, daß sich die gefundene Abklingungskurve der theoretischen mit $k'=8$ am besten anschließt.

Auch k'' ist höchstens auf 10 Proz. genau zu bestimmen. Das liegt an der schnellen Abklingung von Ra A: man kann in der kurzen Zeit, in der die Ra A-Strahlung überwiegt, nur wenige Zerstreuungsmessungen ausführen. Uns interessiert vor allem, daß bei 8 Blatt Folie noch α -Strahlwirkung wahrnehmbar ist, während 9 Blatt Folie die gesamte α -Strahlwirkung aufheben (vgl. Fig. 12a). Wie aus Fig. 3 ersichtlich, werden die Ra C-Strahlen durch 12,4 Blatt Folie völlig aufgehalten. Der Ionisationsbereich der Ra A Strahlen in Luft muß also, wenn wir für den Ionisationsbereich von Ra C die Braggsche Zahl 7,06 cm zugrunde legen, in den Grenzen

$$8 \cdot \frac{7,06}{12,4} = 4,5 \text{ cm} \quad \text{und} \quad 9 \cdot \frac{7,06}{12,4} = 5,1 \text{ cm}$$

eingeschlossen sein.

Nun hat Bragg aus seinen Experimenten nicht entscheiden können, ob die von ihm gefundenen Ionisationsbereiche von 4,83 und 4,23 cm zu den α -Strahlen der Emanation oder des Ra A gehören. Aus diesen Versuchen würde folgen, daß der größere dieser Ionisationsbereiche, 4,83 cm, den α -Teilchen von Ra A zukommt.¹⁾

1) Die Idee, auf diese Weise den Ionisationsbereich der Ra A-Strahlen zu bestimmen, stammt von W. H. Bragg (Phil. Mag. (6) 11. p. 766. 1906). Hr. Bragg hat mich bereits im Februar d. J. brieflich darauf aufmerksam gemacht, daß man diesen Schluß aus meinen früher mitgeteilten Resultaten (Physik. Zeitschr. 6. p. 897. 1905) ziehen könne. — Übrigens ist die Frage über die Größe des Ionisationsbereiches auch durch Rutherfords Versuche über die Ablenkbarkeit der α -Teilchen im Magnetfeld entschieden worden (Phil. Mag. (6) 12. p. 141. 1906).

Immerhin ist es bei der ungleichmäßigen Beschaffenheit der Aluminiumfolie vielleicht etwas gewagt, aus einer einzigen Beobachtung diesen Schluß zu ziehen. Aber auch die übrigen für k'' gefundenen Werte der Tab. 4, I lassen auf den Ionisationsbereich der Ra A -Teilchen schließen. In der letzten Kolumne der Tab. 4 ist mit Hilfe von k'' und k' aus J_C der Wert J_A berechnet, d. h. die Ionisierung durch die Ra A -Strahlen im Vergleich zu der Ionisierung durch die Ra C -Strahlen im Zustand des radioaktiven Gleichgewichtes. Denselben Wert muß man allein aus den für die α -Strahlen von Ra C gefundenen Zahlen bekommen. Die Energie der Ra A -Strahlen ist nämlich bei einer bestimmten Filterdicke so groß wie die Energie der α -Strahlen von Ra C , nachdem sie weitere

$$\frac{7,06 - 4,83}{7,06} \cdot 12,4 = \text{ca. 4 Blatt Folie}$$

durchflogen haben. Vergleicht man nun die Werte J_A bei der Filterdicke d mit den Werten von $(J_C)_\alpha$ bei $d + 4$ Blatt Folie, so kommt man zu folgender Zusammenstellung:

Filterdicke d	0	3	6	8
J_A für d	7250	2470	600	62
$(J_C)_\alpha$ für $d+4$ Blatt	5250	2000	360	40

Die Werte in der untersten Reihe sind sämtlich kleiner, als die Werte der zweiten. Das ist aber leicht erklärlich. Bei der Ableitung, daß 4 Blatt Folie die Ra C -Strahlwirkung auf die Ra A -Strahlwirkung herabdrücken, ist die Tatsache benutzt, daß durch eine Luftschicht von 7,06 bez. 4,83 cm die gesamte Strahlwirkung vernichtet wird. In die äußerste Luftschicht, in der eine Ionisation stattfindet, können nur noch Strahlen gelangen, die senkrecht zur aktivierten Fläche wegfliegen, unseren Filter also ebenfalls senkrecht durchsetzen. Da nun bei unserer Versuchsanordnung der größte Teil der Strahlen den Filter schräg durchsetzt, wird die Ionisationsenergie viel mehr herabgedrückt als bei senkrechtem Durchgang. Die aus der Tab. 4 entlehnten Werte müssen also sämtlich zu klein sein. Geht man von den Zahlen Bronsons aus (vgl. Fig. 3), der mit einem annähernd parallelen Strahlen-

bündel arbeitete, so kommt man bei der Filterdicke 0 in der untersten Reihe zu der Zahl 7280, die ausgezeichnet mit der aus den Abklingungskurven gefundenen Zahl 7250 übereinstimmt. Auch für die anderen Filterdicken würden wir unter geeigneter Benutzung der Bronsonschen Werte zu einer guten Übereinstimmung der beiden Zahlenreihen kommen.

Noch ein interessantes Resultat können wir aus Vergleich von Tab. 4 und 2 ersehen. In Tab. 2 ist die Ra *C*-Strahlwirkung direkt beobachtet, in Tab. 4 durch ziemlich umständliche Berechnung aus der Ra *A*- + Ra *B*- + Ra *C*-Strahlwirkung isoliert. Vergleichen wir nun die Intensitäten bei den Normalfilterdicken, nachdem wir die Strahlungsintensität bei dem Blech von 0,099 mm Dicke in beiden Fällen 49,8 gesetzt haben, so finden wir eine gute Übereinstimmung der beiden Reihen:

Filter	0	9 Blatt	0,099 mm	0,507 mm	1,022 mm	2,035 mm
Nach Tab. 2	10000	900	49,8	17,9	7,2	2,3
Nach Tab. 4	9940	912	49,8	18,0	7,43	2,45

Diese gute Übereinstimmung darf wohl mit als ein Beweis für die Richtigkeit unserer Überlegungen angesehen werden. Die drei ersten Zahlen jeder Reihe sind mit je einem über sehr lange Zeit ausgedehnten Beobachtungssatz gefunden. Obwohl beide Beobachtungssätze sehr gut ausgefallen waren, ist die annähernde Gleichheit der in der ersten Vertikalspalte stehenden Zahlen immerhin nur eine zufällige. Wenigstens wäre eine Abweichung von ca. 3 Proz. recht wohl durch die möglichen Fehlerquellen erklärlich gewesen.

VI. Teil.

Die magnetische Ablenkbarkeit der Ra *B*-Strahlen.

Über die eigentliche Natur der von Ra *B* ausgehenden Strahlen können wir nach den bisherigen Versuchen nichts aussagen. Neuere Beobachtungen von W. Duane¹⁾ haben gezeigt, daß von Ra *B* negative Teilchen ausgesandt werden. Bereits bevor mir die Arbeit Duanes zu Gesicht kam, hatte

1) W. Duane, l. c.

ich Versuche über die Ablenkung von Ra B -Strahlen im Magnetfelde vorgenommen.

Die Anordnung war ähnlich der von Rutherford bei Untersuchung über die magnetische Ablenkung der α -Teilchen.¹⁾ Unser Blattelektrometer war mit 10 Blatt Aluminiumfolie²⁾ zugedeckt, darüber lag eine 1 mm dicke Messingplatte p , bei der an der Stelle über dem Zerstreuungsgefäß die Hälfte des Metalls in Streifen von 0,5 cm Breite ausgeschnitten war (vgl.

Fig. 13b: von oben.

Fig. 13a: von vorn.

Fig. 13). An je einem Rand der noch stehenden Metallstreifen waren senkrecht zur Grundplatte Messingstreifen w von 1 mm Dicke und 1,5 cm Höhe angelötet. Auf die vertikal stehenden Messingstreifen wurde die aktivierte Folie f gelegt.

Die von der aktiven Materie ausgehenden Strahlen müssen mindestens 10 Blatt Folie und eine Luftschicht von 1,5 cm Dicke durchfliegen. Dabei werden sämtliche α -Strahlen absorbiert. Die übrig bleibenden Strahlen werden zum Teil von den vertikalen und horizontalen Messingstreifen absorbiert; nur ein relativ kleiner Teil kann durch die Schlitzte hindurch in das Zerstreuungsgefäß gelangen und dort ionisierend wirken. Wird jetzt parallel zur Richtung der Schlitzte, also senkrecht zur Ebene des Aufrisses (Fig. 13a), ein Magnetfeld erragt, so müssen elektrisch geladene

Teilchen vor die Messingwände getrieben werden, so daß die Ionisation im Zerstreuungsgefäß vermindert wird. Geschieht die Ablenkung von rechts nach links im Sinne der Fig. 13a, so können Teilchen, die vorher auf die horizontale Messingplatte trafen, durch die Schlitzte hindurch ins Zerstreuungsgefäß gelangen; bei Ablenkung in entgegengesetzter Richtung werden die Teilchen, die vorher durch die Schlitzte hindurch konnten, gegen die Messingplatte

1) Vgl. E. Rutherford, Radioactivity, 2. Aufl. 1905, p. 142.

2) (Etwas dicker, als die früher benutzten.)

getrieben. Im ersten Fall muß deshalb die Verminderung der Ionisation geringer sein als im zweiten. Man kann also bei Umkehrung des Magnetfeldes erkennen, ob Teilchen mit negativer oder positiver Ladung von der aktiven Materie ausgesandt werden.

Ob diese Teilchen von Ra B oder Ra C ausgehen, ist wieder aus der Analyse der bei kurzer Aktivierung erhaltenen Abklingungskurven möglich. Das Maximum der Abklingungskurven liegt bei unserer Versuchsanordnung, wie wir früher gesehen haben, ohne Anwendung eines Magnetfeldes bei ca. 15'. Wird der Magnet erregt, so muß die Ionisation im Zerstreuungsgefäß geringer werden. Es muß sich aber auch das Maximum der Ionisationswirkung nach größeren oder kleineren Zeiten verschieben, je nachdem die Ra B- oder Ra C-Strahlen in stärkerem Maße abgelenkt werden.

Die Versuche wurden mit einer Feldstärke von ca. 1000 abs. Einh. angestellt. Es wurde das Blättchenwandern über eine bestimmte Anzahl Teilstriche abwechselnd mit und ohne Magnetfeld beobachtet. Da die Ionisation ziemlich schwach war, wurde in jedem Beobachtungssatz nur mit Magnetfeldern gleicher Richtung und Größe gearbeitet. Sonst konnten zu wenig Punkte zur Festlegung der Abklingungskurven bestimmt werden.

Die erhaltenen Resultate sind in Tab. 7 und Fig. 14 zusammengestellt. „Magnetfeld I“ bez. „Magnetfeld II“ bedeutet,

Ablenkung der β -Strahlen im Magnetfeld.

x x x Versuch I. o o o Versuch II.

Fig. 14.

daß im Sinne des Aufrisses der Fig. 13a die magnetischen Kraftlinien von vorn nach hinten, bez. von hinten nach vorn gehen. In der Fig. 14 sind wieder die Logarithmen der Strahlungsintensitäten eingetragen; die Werte sind in jedem einzelnen Beobachtungssatz direkt miteinander vergleichbar.

Tabelle 7.

Ablenkungsversuche im Magnetfeld (vgl. Fig. 14).

Magnetfeld I				Magnetfeld II			
ohne		mit		ohne		mit	
t	J_0	t	J_I	t	J_0 ¹⁾	t	J_{II} ¹⁾
19' 6"	24,1	4' 51"	13,5	13' 50"	24,9	5' 20"	9,83
10 10	25,2	6 43	14,7	25 0	22,8	8 10	11,2
18 30	25,8	14 10	17,8	37 5	18,1	19 23	12,9
27 50	23,7	24 0	16,6	54 0	14,8	30 45	12,0
43 48	16,6	32 55	15,1	73 45	11,1	46 12	9,70
56 3	15,1	49 45	12,4			61 0	8,06
70 5	11,4	61 30	11,1			64 30	7,18
73 30	10,8	64 0	9,94				
		79 20	7,76				
		83 10	7,03				

Aus der Fig. 14 ist ersichtlich, daß das Maximum der Strahlungswirkung beidemale nach rechts gerückt ist: *die Ra B-Strahlen werden also stärker abgelenkt als die Ra C-Strahlen, haben also eine geringere Geschwindigkeit als diese.* Außerdem ist die Intensitätsverminderung bei Anwendung des Magnetfeldes II größer als bei Anwendung des Magnetfeldes I. Nach der „Linken-Handregel“ ergibt sich hieraus, daß *die Ra B-Strahlen bewegte negative Elektrizitätsteilchen sind.*

Wir können mit Hilfe der früher gegebenen Formeln berechnen, wieviel Prozent der Ra B- und Ra C-Strahlen bei Anwendung des Magnetfeldes abgelenkt werden. Ganz allgemein gilt hier Formel (5):

$$(5) \quad J = k_2 (B + k' C).$$

Ersetzen wir in dieser Formel der Einfachheit halber k_2 durch k

1) In Fig. 14 sind diese Zahlen mit 1,04 multipliziert, damit die beiden J_0 -Kurven zur Deckung kommen.

und bezeichnen mit dem Index 0 bez. I und II, ob wir ohne oder mit Magnetfeld beobachtet haben, so wird:

$$(7) \quad \frac{J_0}{J_I} = \frac{k_0 (B + k'_0 C)}{k_I (B + k'_I C)}.$$

k'_0 und k'_I können wir wie früher (vgl. Teil 4) durch Vergleich der experimentell gefundenen Kurvenpunkte mit den theoretischen nach Formel (5) konstruierten Kurven ermitteln. J_0/J_I bestimmen wir für eine beliebige Zeit t aus unserem Beobachtungssatz, also aus Fig. 14; $(B + k'_0 C) : (B + k'_I C)$ können wir nach Bestimmung von k'_0 und k'_I für dieselbe Zeit t aus den theoretisch konstruierten Kurven ermitteln. In Gleichung (7) ist also k_0/k_I aus den übrigen Größen zu berechnen. $100 \cdot \frac{k_I}{k_0} = b$ sind die Prozente Ra B-Strahlen, die durch die Magnetwirkung nicht abgelenkt sind. Die entsprechenden Prozente Ra C-Strahlen, $100 \cdot \frac{k_I}{k_0} \cdot \frac{k'_I}{k'_0} = c$, sind ebenfalls als das Produkt von lauter bekannten Größen zu berechnen.

Als Mittel aus verschiedenen, unter gleichen Bedingungen aufgenommenen Beobachtungssätzen wurde gefunden:

$$k'_0 = 0,8; \quad k'_I = 1,0; \quad k'_{II} = 1,25$$

und für $t = 50'$:

$$\begin{aligned} \frac{J_0}{J_I} &= 1,38; & \frac{J_0}{J_{II}} &= 1,7; \\ \frac{B + 0,8 C}{B + 1,0 C} &= \frac{1}{1,12}; & \frac{B + 0,8 C}{B + 1,25 C} &= \frac{1}{1,27}; \end{aligned}$$

daraus ergibt sich:

$$\begin{aligned} b_I &= 65 \text{ Proz.}, & b_{II} &= 46 \text{ Proz.}, \\ c_I &= 81 \quad ,, & c_{II} &= 72 \quad ,, \end{aligned}$$

Schließlich wurden unter denselben Versuchsbedingungen, wie eben, Ablenkungsversuche von Strahlen gemacht, die durch ein 1 mm starkes Aluminiumblech hindurchgegangen waren. Wie wir später aus Fig. 15 und Tab. 8 ersehen werden, haben die nach dem Durchgang noch vorhandenen Ra B- und Ra C-Strahlen gleiches Durchdringungsvermögen. Es wurden hier die Abklingungskurven von sehr lang aktivierter Folie mit und ohne Magnetfeld aufgenommen. Aus den Kurven ergab sich, daß beim Magnetfeld I noch 91 Proz., beim Magnetfeld II noch 74 Proz. Strahlen ionisierend wirken können. Die Zahlen

sind etwas größer als c_I und c_{II} . Das ist bei der größeren Durchdringungsfähigkeit (also geringeren Ablenkbarkeit) der dann noch vorhandenen Strahlen auch weiter nicht zu verwundern.

VII. Teil.

Die Absorption der β - und γ -Strahlen.

Nachdem wir die auf Ra B kommende Strahlwirkung berechnet und erkannt haben, daß von Ra B β -Strahlen ausgesandt werden, wollen wir sehen, ob wir etwas über die Absorption dieser Strahlen und der β - und γ -Strahlen von Ra C aussagen können.

Zunächst sehen wir aus Fig. 9, daß von $d = 7$ mm an die Strahlungsintensitäten auf einer Horizontalen liegen. Wir haben eben nur noch γ -Strahlen von Ra C¹⁾ vor uns, und diese werden bei ihrer großen Durchdringungsfähigkeit in ihrer Intensität durch 10 mm Aluminium nur um wenige Prozent geschwächt. Wir können deshalb, ohne für die anderen Strahlen einen merklichen Fehler zu begehen, die Intensität der γ -Strahlen für den ganzen von uns untersuchten Bereich gleich 0,665 setzen. Bilden wir $(J_C)_\beta$, indem wir 0,665 von den Werten J_C der Kolumne 6 in Tab. 4 abziehen, und tragen wir die Logarithmen von $(J_C)_\beta$ als Ordinaten, die Filterdicken als Abszissen in Fig. 15 ein, so sehen wir, daß von Filterdicken größer als 1 mm die Strahlungsintensität auf einer Geraden liegen. *Die β -Strahlen von Ra C werden also bei größeren Filterdicken nach einem reinen Exponentialgesetz absorbiert.* Mit abnehmender Filterdicke nimmt der Absorptionskoeffizient der Ra C-Strahlen zu.

Tragen wir die Logarithmen der Ra B-Strahlwirkung, $\log J_B$, ebenfalls in ein Koordinatenblatt ein (vgl. ebenfalls Fig. 15) und verbinden die Punkte durch eine Kurve, so können wir an dieser zwei Knicke bemerken, den einen bei ca. 0,05 mm, den anderen bei ca. 0,5 mm.²⁾ Der mittelste Teil

1) Es ist nicht unmöglich, daß ein Teil der γ -Strahlen beim Zerfall von Ra B ausgesandt wird. Der für γ -Strahlen gefundene Wert ist ungenau, weil die γ -Strahlen außer im Zerstreuungsgefäß im Elektrometer ionisierend wirken können.

2) Der größeren Deutlichkeit halber sind in Fig. 15 die zu geringen Filterdicken gehörigen Werte in gleichem Ordinaten-, aber anderem Abszissenmaßstab eingetragen, als alle übrigen Werte.

der Kurve ist ebenfalls geradlinig; also auch die *Ra B*-Strahlen werden bei bestimmten Filterdicken nach einem Exponentialgesetz absorbiert. Die Logarithmen der Strahlungsintensitäten bei geringen Filterdicken liegen ziemlich unregelmäßig. Das ist aber bei der ungenauen Bestimmung von k' in Tab. 4 auch weiter nicht zu verwundern. Immerhin läßt sich aus den gefundenen Werten ersehen, daß von *Ra B* Strahlen äußerst geringer Durchdringungsfähigkeit ausgesandt werden. Bei den im vorigen Abschnitt beschriebenen Ablenkungsversuchen wurden diese Strahlen durch die Aluminiumfilter völlig absorbiert. Trotzdem dürfen wir wohl annehmen, daß es β -Strahlen sind,

Fig. 15.

da Bronson¹⁾ nachgewiesen hat, daß von *Ra B* keine α -Strahlen ausgehen.

Der letzte Teil der *Ra B*-Kurve in Fig. 15 ließ sich leider nicht weiter als bis zu 2 mm verfolgen, da die Intensität der Strahlung dann so geschwächt war, daß die bei 1' Aktivierungsdauer erhaltenen Abklingungskurven nicht mehr mit genügender Sicherheit zur Bestimmung von k' der Tab. 4 benutzt werden konnten. Interessant ist, daß sich bei den Filterdicken von 1–2 mm k' überhaupt nicht mehr nachweisbar ändert; die

1) H. L. Bronson, Phil. Mag. (6) 11. p. 806. 1906.

noch vorhandenen Ra *B*- und Ra *C*-Strahlen haben also gleiche Durchdringungsfähigkeit. Übrigens tragen bei dieser Filterdicke die Ra *B*-Strahlen noch einen recht beträchtlichen Prozentsatz, nämlich 10 Proz., zur Gesamtstrahlung bei.

Daß die β -Strahlen bei bestimmten Filterdicken nach einem reinen Exponentialgesetz absorbiert werden, ist bei unseren Anschauungen über die Natur dieser Strahlen nicht leicht zu erklären. Wir halten die β -Strahlen für fortgeschleuderte Elektronen, die alle dieselbe Ladung besitzen und sich nur durch ihre Geschwindigkeit voneinander unterscheiden. Beim Durchgang durch Materie sollen die Strahlen, wie wir vorläufig einmal annehmen wollen, einen gewissen Geschwindigkeitsverlust erfahren. Dabei wäre die einfachste spezielle Annahme, daß homogene β -Teilchen beim Durchgang durch dieselbe Filterdicke alle denselben Geschwindigkeitsverlust erleiden. Wir hätten dann genau dasselbe, wie bei den α -Strahlen, daß die für Strahlen einer bestimmten Geschwindigkeit gefundenen Gesetze auch für Strahlen mit größerer Geschwindigkeit gelten würden, nachdem diese eine bestimmte Filterdicke durchsetzt haben. Ein derartiges Gesetz gilt nun nicht für β -Strahlen. Denn die β -Strahlen vom Uran und Aktinium¹⁾ werden nach einem reinen Exponentialgesetz absorbiert und deshalb allgemein als homogen angesehen. Der Absorptionskoeffizient beider Strahlenarten ist jedoch verschieden: die weniger durchdringenden, also langsameren Strahlen können also nicht einfach aus den stärker durchdringenden, also schnelleren Strahlen durch vorgelegte Filter erhalten werden.²⁾

Wir müssen deshalb die Voraussetzung fallen lassen, daß die Beeinflussung der β -Strahlen durch Filter in einer gleichmäßigen Geschwindigkeitsverminderung beruht. Dagegen kommen wir formal zu einem Exponentialgesetz unter der Annahme, daß durch aufeinanderfolgende gleichdicke Schichten jedesmal derselbe Prozentsatz sämtlicher vorhandenen Strahlen vernichtet wird, während die übrigen unbeeinflusst hindurchfliegen. Der im Exponenten auftretende Faktor, das Verhältnis zwischen den in der Einheit der Schichtdicke vernichteten und

1) Vgl. T. Godlewski, Phil. Mag. (6) 10. p. 375. 1905.

2) Daß langsame β -Strahlen weniger durchdringend sind als schnelle, geht z. B. aus Abschnitt 6 und Fig. 15 hervor.

den jeweils vorhandenen Teilchen („Absorptionskoeffizient“) müßte dann unabhängig von der Filterdicke, aber abhängig von der Geschwindigkeit sein. Denn so erklärt sich die Unabhängigkeit des Durchdringungsvermögens von der Filterdicke und das verschiedene Verhalten der einzelnen Strahlengruppen. Übrigens ist es durchaus nicht nötig, daß die kinetische Energie der Strahlen völlig vernichtet, d. h. in eine andere Energieform (z. B. Wärme) umgesetzt wird. Es genügt, wenn die *meßbare* Strahlungsenergie vernichtet wird. Das wird z. B. der Fall sein, wenn die Strahlen aus ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt werden, also nicht mehr ins Elektrometer gelangen (scattering¹⁾).

Freilich klingt es im ersten Moment etwas unwahrscheinlich, daß die Strahlen beim Durchgang durch feste Materie ihre Geschwindigkeit überhaupt nicht ändern sollen. Wenn wir aber bedenken, daß Elektron und Atom ganz verschiedene Größenordnung besitzen, und daß wir über die zwischen beiden Gruppen auftretenden Kräfte vorläufig nichts Bestimmtes aussagen können, so müssen wir zugeben, daß ein derartiges Verhalten der β -Teilchen nicht außerhalb jeder Wahrscheinlichkeit liegt. Nehmen wir z. B. an, daß sich β -Teilchen und fester Filter ähnlich verhalten, wie ein Sternschnuppenschwarm und ein Sternsystem. Auch hier wird ein (von der Geschwindigkeit abhängiger) Prozentsatz der Sternschnuppen völlig aus seiner Bahn abgelenkt werden, während die übrigen so gut wie unbeeinflusst hindurchgehen. — Immerhin macht es bei solchen Hilfsvorstellungen Schwierigkeiten, die Energieabgabe der Strahlen in Gasen, d. h. den Mechanismus der Ionisation zu erklären. Es wird deshalb noch weiterer Versuche, vor allem Ablenkungsversuche im Magnetfeld, bedürfen, um Beweise für die Richtigkeit der hier gemachten Annahmen zu erbringen.²⁾

1) Ähnliche Ansichten hat bereits Bragg [Phil. Mag. (6) 8. p. 719. 1904] ausgesprochen.

2) Die Eigenschaften der β -Strahlen würden sich am ungezwungensten unter der Annahme erklären lassen, daß sich die Strahlen außer in ihrer Geschwindigkeit auch in ihrer Natur voneinander unterscheiden. Das widerspricht aber allen unseren heutigen elektronentheoretischen Anschauungen von der Gleichheit der kleinsten Elektrizitätsteilchen, der Elektronen. Denkbar sind freilich Polymerisationen (Zusammenballen) von Elementarquanten (vgl. z. B. P. Drude, Ann. d. Phys. 1. p. 570. 1900).

Jedenfalls steht die Tatsache fest, daß bestimmte β -Strahlgruppen einen von der Filterdicke unabhängigen Absorptionskoeffizienten besitzen. Da wir nun gefunden haben, daß unsere Radiumstrahlen innerhalb gewisser Filterdicken nach einem reinen Exponentialgesetz absorbiert werden, so liegt die Annahme nahe, daß unter den Strahlen sich eine Gruppe mit konstantem Absorptionskoeffizienten befindet. Ja, wir können sogar weiter gehen und fragen, ob es nicht möglich ist, bei jeder radioaktiven Umwandlung nur einige wenige β -Strahlgruppen mit konstantem Absorptionskoeffizienten anzunehmen. Dann müssen sich die in Tab. IV gefundenen Zahlenwerte für J_B und J_C nach der Formel darstellen lassen:

$$J = a_1 e^{-\nu_1 d} + a_2 e^{-\nu_2 d} + \dots,$$

wo a und ν bestimmte Konstanten bedeuten. Ich habe die Rechnung durchgeführt bei den Ra B -Strahlen nach der Gleichung:

$$J_B = 1100 \cdot e^{-890 d} + 88 e^{-80 d} + 2,5 \cdot e^{-13,1 d}$$

und für die β -Strahlen von Ra C nach der Gleichung:

$$(J_C)_\beta = 49 \cdot e^{-53 d} + 25 \cdot e^{-13,1 d} \quad 1)$$

Die Nebeneinanderstellung der berechneten und gefundenen Werte ist in Tab. 8 und Fig. 15 gegeben. In der Figur sind die ausgezogenen Linien berechnet.

Wir sehen, daß für Filterdicken von 0,05 bis 0,7 mm bei den Ra B -Strahlen die experimentellen und die nach der Formel berechneten Werte gut übereinstimmen. Bei kleineren und größeren Filterdicken können wir nichts Bestimmtes aussagen, da die experimentell bestimmten Werte unsicher sind. Bei den Ra C -Strahlen ist für die geringen Filterdicken der Unterschied zwischen theoretischen und experimentellen Werten ziemlich groß und es erscheint fraglich, ob man ihn nur durch Versuchsfehler erklären darf. Immerhin muß man bedenken, daß $(J_C)_\beta$ nicht durch direkte Messungen, sondern auf umständliche Weise indirekt bestimmt ist.

1) Die Einheit der Zahlenwerte im Exponenten ist cm^{-1} . Die Filterdicken, durch welche die Intensität der Strahlung jedesmal um die Hälfte herabgesetzt wird, ist für die einzelnen Gruppen bei den Ra B -Strahlen: 0,0078; 0,087 und 0,53 mm und bei den Ra C -Strahlen: 0,131 und 0,53 mm.

Tabelle 8.

Entwicklung der β -Strahlaktivität nach Experimentalreihen.
(Vgl. Fig. 15.)

Filterdicke d	J_B		Filterdicke d	$(J_C)\beta$	
	beobachtet	berechnet		beobachtet	berechnet
0 Blatt	1200	1190	0 mm	—	74,0
3 „	550	492	0,05 „	60,1	61,2
6 „	196	215	0,10 „	47,6	50,9
8 „	135	152	0,20 „	35,0	36,3
9 „	88,5	127	0,29 „	26,9	27,9
10 „	100	109	0,39 „	20,9	21,3
11 „	78,6	95	0,51 „	16,7	16,2
12 „	83,2	84	0,61 „	14,4	13,3
14 „	76,0	72	0,70 „	11,9	11,2
27 „ ¹⁾	41,9	41,2	0,80 „	9,8	9,50
0,2 mm	17,9	19,0	1,03 „	6,55	6,90
0,3 „	9,5	9,5	1,55 „	3,22	3,30
0,4 „	5,4	5,0	2,03 „	1,74	1,75
0,5 „	2,9	2,9	2,55 „	0,93	0,90
0,6 „	1,90	1,83	3,05 „	0,48	0,46
0,7 „	1,20	1,31	3,55 „	0,24	0,24
0,8 „	0,79	1,02	4,05 „	0,14	0,13
1,0 „	0,72	0,71			
1,5 „	0,39	0,35			
2,0 „	0,24	0,18			

Natürlich ist es — selbst vorzüglichste Übereinstimmung zwischen Formel und Experiment vorausgesetzt — sehr fraglich, ob die Verteilung der β -Strahlintensität auf zwei oder drei „homogene“ Strahlengruppen wirklich eine physikalische oder nur eine rechnerische Bedeutung hat.²⁾

Der Absorptionskoeffizient der β -Strahlen vom Radium schwankt nach Eve³⁾ zwischen 65 cm^{-1} und 16 cm^{-1} ; Godlewski⁴⁾ gibt für den unteren Extremwert $11,6\text{ cm}^{-1}$ an. Der in

1) 27 Blatt = 0,10 mm.

2) Sowie wir übrigens annehmen, daß es verschiedene β -Strahlengruppen — und es mögen deren unendlich viele sein — mit konstantem Absorptionskoeffizienten gibt, behalten unsere vorhin gemachten Annahmen zur Erklärung des Absorptionsgesetzes ihre Gültigkeit.

3) A. S. Eve, Phil. Mag. (6) 8. p. 679. 1904.

4) l. c.

hindurchgedrungene Elektrizitätsmenge in relativem Maße aufgetragen ist. Nimmt man an, daß Stanniol von der Dicke 1 so stark absorbiert wie Aluminium von der Dicke 1,8 — das folgt aus den Seitzschen Zahlen —, so ist auffallend, wie eng sich die von Seitz gefundenen Werte an die nach Tab. 4 gezeichnete Kurve $J_B + J_C$ anschließen.¹⁾ Die von den β -Teilchen beim Durchgang durch Luft abgegebene Ionisationsenergie scheint also der Ladung dieser Teilchen proportional zu sein. Und das würde sich durch die vorhin gemachte Annahme erklären lassen, daß beim Durchgang durch Materie ein ganz bestimmter Prozentsatz sämtlicher Teilchen absorbiert wird.

Die Erörterung einer Frage hat an dieser Stelle noch Interesse: Werden bei der Umwandlung von Ra B mit den langsamen β -Teilchen auch γ -Strahlen ausgelöst? Zu den durchdringendsten β -Strahlen von Ra C gehören γ -Strahlen von ca. 100 mal geringerer Ionisationswirkung und ca. 100 mal stärkerem Durchdringungsvermögen. (Dies gilt angenähert auch für die β - und γ -Strahlen der anderen radioaktiven Substanzen.) Wenn wir dieses Verhältnis auch für die zu den langsamen β -Strahlen ($\nu = 80 \text{ cm}^{-1}$) gehörenden γ -Strahlen annehmen wollten, so hätten sich diese Strahlen bei einer Filterdicke von 1 mm bemerkbar machen müssen. Dann hätte nämlich in Tab. 4 k' von 1 mm an mit wachsenden Filterdicken stetig kleiner werden und J_B annähernd konstant bleiben müssen. Tatsächlich haben wir gerade das Umgekehrte beobachtet: k' bleibt konstant und J_B wird kleiner. Diese Versuche geben also nicht den geringsten Anhalt dafür, daß gleichzeitig mit den langsamen β -Strahlen auch γ -Strahlen ausgesandt werden.

Das steht völlig in Übereinstimmung mit Versuchen von St. Meyer und E. v. Schweidler²⁾ über die Absorption der von Ra E ausgehenden Strahlen. Sie fanden, daß von Ra E wenig durchdringende β -Strahlen vom Absorptionskoeffizienten 44 cm^{-1} (für Aluminium) ausgehen und daß die eventuelle

1) Wenn bei geringen Filterdicken die Seitzschen Werte kleiner sind, als die hier gefundenen, so ist das leicht erklärlich: ein Teil der wenig durchdringenden β -Strahlen wird durch das feste Radiumpräparat selbst absorbiert.

2) St. Meyer u. E. v. Schweidler, Wien. Anz. 1906. p. 161; Beibl. 30. p. 977. 1906.

γ -Strahlung höchstens 0,3 Promille der β -Strahlung ausmachen kann. Auch Eve¹⁾ konnte feststellen, daß von Ra E keine oder nur schwach durchdringende γ -Strahlen ausgesandt werden. Ob freilich die durchdringendsten Strahlen von Ra B selbst sehr wenig durchdringende γ -Strahlen sind oder ob durch sie durchdringende γ -Strahlen ausgelöst werden, kann aus den hier mitgeteilten Versuchen nicht entschieden werden.

In Tab. 4 ist die von jeder einzelnen Strahlenart verursachte Ionisation für alle Filterdicken in denselben (willkürlichen) Einheiten ausgedrückt. Aus diesen Zahlen können wir leicht berechnen, wie groß bei einer bestimmten Filterdicke der auf jede einzelne Strahlenart fallende Prozentsatz der jeweils gemessenen Gesamtionisation ist. Diese Berechnung (die natürlich nur für unsere Versuchsanordnung gilt) ist in Tab. 9 bis zu Filterdicken von 2 mm durchgeführt. Für größere Filterdicken können wir über die Verteilung der Strahlungsintensität auf Ra B und Ra C nichts aussagen (vgl. Anm. 1 auf p. 650).

Tabelle 9.

Verteilung der durchgelassenen Gesamtstrahlung auf die einzelnen Strahlenarten.

d	J_A	J_B	$(J_C)_\alpha$	$(J_C)_\beta$	$(J_C)_\gamma$
0	40 Proz.	6,6 Proz.	53 Proz.	0,4 Proz.	0,0037 Proz.
9 Blatt	0 „	9,1 „	84,5 „	6,4 „	0,060 „
0,1 mm	„	46,4 „	0 „	52,8 „	0,74 „
0,5 „	„	14,3 „	„	82,2 „	3,3 „
1,0 „	„	9,1 „	„	82,6 „	8,4 „
2,0 „	„	9,2 „	„	65,4 „	25,4 „
		0 „			100 „
> 8 „	„	bis 10 „	(?) „	—	bis 90 „
					(?) „

Die Tab. 9 ist auch bei Aktivitätsbestimmungen fester, in Glas oder sonstwie eingeschlossener Radiumpräparate zu gebrauchen. Von einem nicht zu alten Radiumpräparat werden nämlich außer vom „aktiven Niederschlag mit schnellem Zerfall“ nur noch bei der Umwandlung des Radiums selbst und der Emanation α -Strahlen ausgesandt. Diese Strahlen sind

1) A. S. Eve, Sill. Journ. (4) 22. p. 4. 1906.

weniger durchdringend als die von Ra *A*, sie werden also durch 9 Blatt Folie völlig absorbiert. Bei direkter Wirkung läßt sich die auf jede Strahlenart kommende Strahlungsenergie wieder ganz ähnlich wie auf p. 644 aus den bekannten Ionisierungsbereichen berechnen.¹⁾ Unter Zugrundelegung der Bronsonschen Zahlen ergibt sich, daß auf Radium selbst 18,5 Proz., auf die Emanation 21,7 Proz., auf Ra *A* 23,9 Proz., auf Ra *B* 4,0 Proz. und auf Ra *C* 31,9 Proz. der gesamten Strahlungsintensität kommt.

Bei einem in fester Hülle eingeschlossenen Radiumpräparat setzt sich fast die gesamte Strahlungsintensität in Wärme um. Nun sind direkte Messungen der bei den einzelnen Umsetzungen entstehenden Wärmemengen von Rutherford und Barnes²⁾ gemacht. Es wird angegeben, daß auf Radium selbst 25 Proz., auf Emanation und Ra *A* zusammen 44 Proz. und auf Ra *C* 31 Proz. der gesamten entwickelten Wärme entfällt. Doch sagt Rutherford selbst, „daß es nicht leicht ist, genau die relative Aktivität von jedem einzelnen der aktiven Produkte zu bestimmen“. Vielleicht haben deshalb die hier auf indirektem Wege gefundenen Zahlen mehr Anspruch auf Richtigkeit als die anderen, die mit Hilfe von schwierigen Experimenten ermittelt sind.³⁾

VIII. Teil.

Abhängigkeit der Abklingungskurven von der Aktivierungszeit.

Wir haben bisher immer die Formel (2) für sehr kurze und sehr lange Aktivierungszeit bestätigt gefunden. Ich möchte deshalb noch einige Versuche mitteilen, aus denen hervorgeht, daß die Formel für jede beliebige Aktivierungszeit gilt. Die Beobachtungen sind genau mit derselben Versuchsanordnung

1) Boltwood nimmt (Sill. Journ. (4) 21. p. 414. 1906) an, daß die von den α Strahlen verursachte Ionisation proportional dem Ionisierungsbereich der betreffenden Strahlen ist. Das kann deshalb nicht genau gelten, weil die Ionisierungsfähigkeit der Strahlen nicht an allen Stellen gleich groß ist; vgl. Fig. 5.

2) Vgl. E. Rutherford, Radioactivity, 2. Aufl. 1905. p. 428.

3) *Anm. bei der Korrektur*: Rutherford hat in seiner letzten Arbeit [Phil. Mag. (6) 12. p. 370. 1906] ganz ähnliche Rechnungen durchgeführt unter Benutzung der aus den bekannten Ionisationsbereichen berechneten kinetischen Energie der α -Strahlen. Die von ihm und hier berechneten Zahlenwerte über die Verteilung der α -Strahlintensität sind fast identisch.

Abhängigkeit der Abklingungskurven von der Aktivierungszeit Θ bei direkter Wirkung der Strahlen.

Fig. 17.

wie früher (vgl. Abschnitt 1) gemacht. Und zwar wurde jedesmal die direkte Wirkung der Strahlen ohne Anwendung von Filtern beobachtet. Die Beobachtungen sind in Fig. 17 zusammengestellt, in der die ausgezogenen Kurven unter Zugrundelegung der Formel (2)

$$J = k_2(k'' A + B + k' C) \text{ mit } k'' = 6,0 \text{ und } k' = 8,0$$

gezeichnet sind (vgl. Tab. 4, I).

Wir sehen aus Fig. 17, daß die beobachteten und berechneten Werte auch hier vorzüglich übereinstimmen. Wir können das als einen weiteren Beweis für die Richtigkeit der nach der Rutherfordschen Theorie berechneten Formeln (1) und (2) und für die Genauigkeit der hier gefundenen Konstanten k' und k'' ansehen.

Da man bei der Charakterisierung irgend einer unbekannten radioaktiven Substanz sehr oft die Abklingungskurven für den aus der Emanation entstehenden aktiven Niederschlag braucht, sind in Tab. 10 die Koeffizienten zusammengestellt, mit denen die Glieder $e^{-\lambda t}$ der Gleichung (2) zu multiplizieren sind, wenn man sie in der Form schreibt:

$$J = a \cdot e^{-\lambda_1 t} + b \cdot e^{-\lambda_2 t} + c \cdot e^{-\lambda_3 t}.$$

In der letzten Vertikalreihe von Tab. 10 steht J für $t = 0$; d. h. die Aktivität, die auf einem beliebigen Körper nach der Zeit θ in einem emanationshaltigen Gefäß induziert wird. (Bei Vergleichsmessungen sind natürlich jedesmal dieselben Be-

Tabelle 10.

Werte für $J = a \cdot e^{-\lambda_1 t} + b \cdot e^{-\lambda_2 t} + c \cdot e^{-\lambda_3 t}$
bei direkter Strahlwirkung.

θ	a	b	c	J für $t = 0$
1'	1,24	0,886	— 0,893	1,23
5	4,14	4,22	— 4,18	4,18
15	5,86	11,19	— 10,62	6,43
30	6,08	18,71	— 16,80	7,97
60	„	27,30	— 22,65	10,71
90	„	31,21	— 24,60	12,67
120	„	33,00	— 25,25	13,81
150	„	33,90	— 25,50	14,46
∞	„	34,60	— 25,65	15,00

dingungen zu erfüllen.) Außerdem sind in Tab. 11 die numerischen Werte von J der Gleichung (2) für verschiedene Aktivierungs- und Beobachtungszeiten berechnet. Aus praktischen Gründen sind in Tab. 11 gleich die Briggschen Logarithmen bez. deren Mantissen gegeben.¹⁾

Tabelle 11.

Logarithmen (Mantissen) für die Abklingung der aktiven Materie
(direkte Messung).

θ	1'	5'	15'	30'	60'	90'	120'	150'	∞
0'	091	621	808	901	030	102	140	160	176
2	896	433	644	775	940	024	068	108	107
5	628	179	444	630	843	941	990	014	037
8	389	978	308	550	788	893	942	968	991
10	263	875	245	518	765	871	917	949	968
12	159	792	212	495	750	860	905	931	952
15	065	732	188	476	732	840	889	912	939
18	019	708	176	471	722	824	870	895	914
20	002	696	176	467	715	816	862	885	906
25	996	696	173	458	694	792	834	858	877
30	001	701	170	446	675	766	810	829	849
35	997	698	158	429	650	740	778	800	816
40	990	684	143	408	623	706	745	765	782
50	956	646	100	352	558	638	678	692	707
60	907	594	089	289	486	562	597	614	627
70	842	525	971	213	408	479	512	528	542
80	768	453	892	133	322	393	423	441	452
90	688	373	810	047	233	303	332	346	360
100	604	288	722	959	140	207	237	251	263
120	428	107	540	775	950	017	045	058	071
150	134	816	246	476	648	712	738	752	766
180	830	508	936	164	334	398	424	436	447
210	516	193	621	847	016	077	102	114	124
240	196	876	301	526	695	754	779	791	800

Wir sehen aus diesen Tabellen, daß sich die Abklingungskurven bei $2\frac{1}{2}$ stündiger und sehr langer Aktivierungsdauer kaum mehr unterscheiden.

1) Die Kennziffer ist bei den Relativmessungen gleichgültig; in einer einzelnen Reihe ist eine Verwechslung ausgeschlossen.

Natürlich gelten die beiden Tabellen nur für unsere Versuchsanordnung. Bei kleineren Zerstreuungsgefäßen wird sich k'' dem Werte von k' , d. h. 8,0, nähern, bei größeren Gefäßen kommt die Ra *B*-Strahlwirkung mehr zur Geltung, so daß k'' und k' beide kleiner werden. Freilich sind die Unterschiede mit den hier gegebenen Werten nur gering und in den meisten Fällen zu vernachlässigen.

Zusammenfassung der Resultate.

1. In einem emanationshaltigen Gefäß schlägt sich auf einem ungeladenen Metall nur Ra *A* nieder. Aus Ra *A* bildet sich sukzessive Ra *B* und Ra *C*.

2. Für die gleichzeitige Abklingung dieser aktiven Substanzen können unter den Voraussetzungen der Rutherford'schen Zerfallstheorie Formeln aufgestellt werden, die sich für beliebige Aktivierungszeiten und beliebige Filterdicken experimentell bestätigen lassen.

3. Die Trennung der auf Ra *A*, Ra *B* und Ra *C* fallenden Strahlwirkung ist für jede Filterdicke durch eine Analyse der bei kurzer Aktivierungszeit erhaltenen Abklingungskurven möglich.

4. Die α -Teilchen von Ra *A* und Ra *C* verlieren nach Durchgang durch eine bestimmte Filterdicke, nämlich durch 8,5 bez. 12,4 Blatt Aluminiumfolie, plötzlich ihre ionisierende Wirkung. Die hier gefundene Ionisationskurve, welche die Abnahme der Ionisationsenergie der α -Strahlen mit der Filterdicke veranschaulicht, läßt sich aus den mit der Braggschen Methode gefundenen Resultaten berechnen.

5. Die Ionisationsenergie der α -Strahlen von Ra *A* im Vergleich zu denen von Ra *C* läßt sich aus der Ionisationskurve der Ra *C*-Strahlen und aus den bekannten Ionisationsbereichen der Ra *A*- und Ra *C*-Strahlen berechnen.

6. Die Strahlwirkung von Ra *B* und die β -Strahlwirkung von Ra *C* läßt sich unter der Annahme von drei bez. zwei Strahlengruppen erklären, von denen jede einzelne nach einem reinen Exponentialgesetz absorbiert wird. Die betreffenden

Absorptionskoeffizienten sind für Aluminium bei den Ra *B*-Strahlen:

$$\nu_1 = 890 \text{ cm}^{-1}; \quad \nu_2 = 80 \text{ cm}^{-1}; \quad \nu_3 = 13,1 \text{ cm}^{-1},$$

bei den Ra *C*-Strahlen:

$$\nu_1 = 53 \text{ cm}^{-1}; \quad \nu_2 = 13,1 \text{ cm}^{-1}.$$

7. Die Ra *B*-Strahlen mit dem Absorptionskoeffizienten $\nu_2 = 80 \text{ cm}^{-1}$ sind β -Strahlen, die im magnetischen Feld stärker abgelenkt werden, als die β -Strahlen von Ra *C*. Über die anderen Ra *B*-Strahlgruppen kann vorläufig nichts Bestimmtes ausgesagt werden; höchstwahrscheinlich sind es auch β -Strahlen.

8. Das Exponentialgesetz für die Absorption der β -Strahlgruppen, sowie die Tatsache, daß die von den β -Teilchen transportierte Elektrizitätsmenge der beim Durchgang durch Luft abgegebenen Ionisationsenergie proportional ist, läßt sich unter der Annahme erklären, daß von der absorbierenden festen Materie ein ganz bestimmter Prozentsatz sämtlicher Strahlen aufgehalten (bez. abgelenkt) wird, während die übrigen unbeeinflusst hindurchgehen.

9. Durchdringende γ -Strahlen konnten beim Zerfall von Ra *B* nicht nachgewiesen werden.

Gießen, 29. August 1906, Physik. Inst. der Universität.

(Eingegangen 30. August 1906.)