

DIE WISSENSCHAFT

EINZELDARSTELLUNGEN AUS DER NATUR-
WISSENSCHAFT UND DER TECHNIK · BD. 65

MESSMETHODEN AUF DEM GEBIETE DER RADIOAKTIVITÄT

VON

H. GEIGER UND W. MAKOWER



SPRINGER FACHMEDIEN WIESBADEN GMBH

DIE WISSENSCHAFT

Sammlung von Einzeldarstellungen aus den Gebieten der
Naturwissenschaft und der Technik

Herausgegeben von Prof. Dr. EILHARD WIEDEMANN

BAND 65

Meßmethoden auf dem Gebiete der Radioaktivität

Von

H. Geiger und W. Makower

Mit 61 Abbildungen



Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH

1920

Meßmethoden auf dem Gebiete der Radioaktivität

Von

H. Geiger und W. Makower

Mit 61 Abbildungen



Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH

1920

Alle Rechte vorbehalten.

ISBN 978-3-663-06382-7

ISBN 978-3-663-07295-9 (eBook)

DOI 10.1007/978-3-663-07295-9

Copyright, 1920, by Springer Fachmedien Wiesbaden
Ursprünglich erschienen bei Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, Germany 1920
Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1920

Vorwort.

Die weitgehende Bedeutung, welche die Erforschung der radioaktiven Erscheinungen auf die Entwicklung unserer jetzigen Grundvorstellungen von den Atomen ausgeübt hat, wird allgemein anerkannt. Trotzdem hat man bisher im physikalischen und chemischen Praktikum nur wenig Wert darauf gelegt, auf die für radioaktive Untersuchungen charakteristischen Methoden näher einzugehen. Ohne Zweifel rührt dies hauptsächlich daher, daß noch vielfach die Ansicht herrscht, solche praktische Übungen verlangten die Beschaffung besonders wertvoller radioaktiver Präparate. Dies ist aber keineswegs der Fall, da alle Grunderscheinungen der Radioaktivität mit außerordentlich geringen Mengen radioaktiver Substanzen und mit einfachen, behelfsmäßig herstellbaren Apparaten sich demonstrieren lassen. In welcher Weise dies getan werden kann, sollen die in diesem Buche beschriebenen Versuche zeigen, die ursprünglich für einen an der Universität Manchester von Professor Rutherford eingerichteten Elementarkursus ausgearbeitet und dort praktisch von Studenten erprobt wurden. Dieses Buch, das zuerst im Jahre 1912 in englischer Ausgabe erschien, ist also ganz aus der Praxis entstanden. Die Verfasser dürfen vielleicht hoffen, daß sie auch durch diese deutsche Ausgabe dazu beizutragen vermögen, daß das Gebiet der Radioaktivität bei experimentellen Übungen mehr in den Vordergrund tritt, als es bisher der Fall war, und daß dadurch den Studenten Gelegenheit gegeben wird, sich in die Technik

des vielleicht interessantesten Gebietes der modernen Physik einzuarbeiten.

Wenn auch dieses Buch ursprünglich als ein Einführungskursus in die Radioaktivität gedacht war, so erschien es doch zweckmäßig, auch auf die Bedürfnisse derjenigen Rücksicht zu nehmen, die schon mit selbständigen Untersuchungen auf diesem Gebiet beschäftigt sind. Aus diesem Grunde sind dem Buche eine Reihe von Tabellen über radioaktive Konstante und über den Zerfall radioaktiver Substanzen beigegeben. Aus demselben Grunde wurden verschiedene Fragen eingehender behandelt, als es sonst notwendig gewesen wäre. So wurden im Kapitel 7 die Methoden zur genauen quantitativen Messung von Radium und im Kapitel 8 die Methoden zur Abtrennung der einzelnen radioaktiven Substanzen, vor allem der Radiumemanation, eingehend besprochen.

Um dem Buche einen in sich geschlossenen Charakter zu geben, wurde die Theorie der einzelnen Versuche jedesmal kurz skizziert. Eingehende Diskussionen theoretischer Fragen wurden aber vermieden, da vorausgesetzt ist, daß der Leser mit den Grundzügen der Radioaktivität vertraut ist. An vielen Stellen wurde auf die deutsche Ausgabe des Rutherford'schen Buches über Radioaktivität hingewiesen, wo alle einschlägigen Fragen näher erörtert sind. Eine eingehende Darstellung des ganzen Gebietes mit besonderer Berücksichtigung der Meßmethoden findet man auch in dem bekannten Lehrbuch von Meyer und v. Schweidler.

Die Verfasser.

Inhaltsverzeichnis.

Kapitel 1. Das Quadrantelektrometer und die zugehörigen Hilfsapparate.

	Seite
§ 1. Konstruktion und Justierung des Quadrantelektrometers . . .	1
§ 2. Theorie des Quadrantelektrometers	3
§ 3. Abhängigkeit der Elektrometerempfindlichkeit vom Nadelpotential.	6
§ 4. Eichung eines Quadrantelektrometers	7
§ 5. Ionisationskammern	8
§ 6. Kontaktschlüssel zum Erden des Elektrometers	9
§ 7. Messung von Ionisationsströmen	10
§ 8. Natürliche Zerstreuung des Elektrometers und Prüfung seiner Isolation.	12
§ 9. Messung von Ionisationsströmen nach der Methode der konstanten Ablenkung	14
§ 10. Nullmethode zur Messung von Ionisationsströmen	15
§ 11. Kondensatoren	17
§ 12. Bestimmung von Kapazitäten durch wiederholte Ladung und Entladung	18
§ 13. Bestimmung von Kapazitäten durch Messung von Ionisationsströmen	19
§ 14. Vergleich von Kapazitäten nach der Induktionsmethode	20

Kapitel 2. Elektroskope.

§ 15. Elektroskope zur Messung von α -Strahlen	22
§ 16. Elektroskope zur Messung von β - und γ -Strahlen	23
§ 17. Über die Ausführung von Messungen mittels eines Elektroskops	24
§ 18. Eichung der Skala eines Elektroskops	25
§ 19. Natürliche Zerstreuung eines Elektroskops	26
§ 20. Herstellung von Goldblättchen	26
§ 21. Isolatoren	28
§ 22. Emanationselektroskope	29
§ 23. Elektroskop nach Wilson	30
§ 24. Elektroskop nach Wulf	32

Kapitel 3. Ionisation von Gasen.

§ 25. Ionisation von Gasen durch verschiedene Strahlenarten . . .	33
§ 26. Rekombination der Ionen	36
§ 27. Ionisation durch Stoß	38
§ 28. Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen und Verhältnis von Ladung zu Masse	40

VIII

Kapitel 4. Die α -Strahlen.

	Seite
§ 29. Die von Uranoxydschichten verschiedener Oberfläche erzeugte Ionisation	44
§ 30. Die von Uranoxydschichten verschiedener Dicke erzeugte Ionisation	44
§ 31. Reichweite und Absorption der α -Strahlen	46
§ 32. Das Ionisationsvermögen eines α -Teilchens an verschiedenen Punkten seiner Bahn	49
§ 33. Methode zur Zählung von Szintillationen	51
§ 34. Bestimmung der Reichweite der α -Strahlen nach der Szintillationsmethode	52
§ 35. Die Absorption der α -Strahlen am Ende der Reichweite	53
§ 36. Bremswirkung von Metallfolien	55
§ 37. Anwendung der Wahrscheinlichkeitsgesetze auf die Emission der α -Strahlen	56

Kapitel 5. Die β - und γ -Strahlen.

§ 38. Absorption der β -Strahlen	59
§ 39. Die von Uranschichten verschiedener Dicke erzeugte Ionisation	63
§ 40. Zerstreung der β -Strahlen	65
§ 41. Absorption der γ -Strahlen	69
§ 42. Vergleich der Absorption der α -, β - und γ -Strahlung	71
§ 43. Die durch γ -Strahlen erzeugte Sekundärstrahlung	71

Kapitel 6. Die aktiven Niederschläge und der radioaktive Rückstoß.

§ 44. Verteilung des aktiven Niederschlages in einem elektrischen Felde und Methode zur Konzentrierung des Niederschlages	75
§ 45. Die in elektrischen Feldern verschiedener Intensität konzentrierbare Menge aktiven Niederschlages	78
§ 46. Radioaktiver Rückstoß	80
§ 47. Die durch radioaktiven Rückstoß erreichbare Ausbeute	83

Kapitel 7. Radioaktive Umwandlungen.

§ 48. Das exponentielle Abfallsgesetz	85
§ 49. Abfall des aktiven Niederschlages der Thor- und Aktiniumemanation (kurze Expositionszeit)	88
§ 50. Abfall des aktiven Niederschlages der Thor- und Aktiniumemanation (lange Expositionszeit)	93
§ 51. Abfall des aktiven Niederschlages der Radiumemanation	95
§ 52. Zerfalls- und Bildungsgeschwindigkeit radioaktiver Substanzen	99
§ 53. Zerfallsgeschwindigkeit von Aktinium C	101
§ 54. Vergleich der Zerfallsperioden der drei Emanationen	102
§ 55. Zerfallsgeschwindigkeit der Aktiniumemanation	103
§ 56. Abfallsgeschwindigkeit sehr kurzlebiger Substanzen	105
§ 57. Diffusion von Thor- und Aktiniumemanation	106

IX

Kapitel 8. Absolute Messungen.

		Seite
§ 58.	Radium-Standard-Präparate	110
§ 59.	Vergleich von Radiumpräparaten nach der γ -Strahlenmethode	111
§ 60.	Nullmethode zur Eichung von Radiumpräparaten	114
§ 61.	Quantitative Bestimmung größerer Mengen von Radiumemanation	117
§ 62.	Quantitative Bestimmung kleiner Radiummengen (Emanationsmethode)	119
§ 63.	Aktivität von Quellwassern und Mineralien	122
§ 64.	Quantitative Messungen nach der Szintillationsmethode	123

Kapitel 9. Trennung radioaktiver Substanzen.

§ 65.	Allgemeine Trennungsmethoden	127
§ 66.	Abscheidung des Uran <i>X</i> von Uran	128
§ 67.	Abscheidung des Radium <i>C</i> aus einer Lösung des aktiven Niederschlages der Radiumemanation	129
§ 68.	Abscheidung von Radium <i>D</i> und Radium <i>E</i>	129
§ 69.	Abscheidung von Radium <i>F</i> (Polonium)	131
§ 70.	Abscheidung von Aktinium <i>X</i>	131
§ 71.	Abscheidung von Radioaktinium	132
§ 72.	Abscheidung von Aktinium <i>C</i>	132
§ 73.	Abscheidung von Thor <i>X</i> und Mesothor	133
§ 74.	Abscheidung von Thor <i>B</i> und Thor <i>C</i>	134
§ 75.	Abscheidung von Radiumemanation aus Radiumlösungen	134
	Anhang I. Tabellen radioaktiver Konstanten	140
	Anhang II. Tabellen für den Aktivitätsabfall radioaktiver Substanzen	144
	Sachregister	155

Kapitel 1.

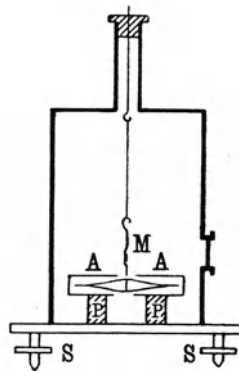
Das Quadrantelektrometer und die zugehörigen Hilfsapparate.

§ 1.

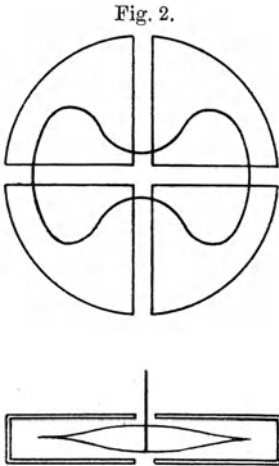
Konstruktion und Justierung des Quadrantelektrometers.

Elektrische Ströme, die durch Gase fließen, sind gewöhnlich sehr schwach und lassen sich im allgemeinen nicht mittels eines Galvanometers messen. Zur Messung solcher schwacher Ströme benutzt man das Quadrantelektrometer, das in der von Dolezalek angegebenen Form ein einfaches und genaues Meßinstrument ist. Das Instrument, welches in Fig. 1 dargestellt ist, besteht im wesentlichen aus einer Nadel, die an einem dünnen Draht suspendiert ist und frei innerhalb der vier Quadranten *A* schwingen kann. Die Quadranten sind auf den Bernsteinisolatoren *P* befestigt; je zwei einander diagonal gegenüberliegende Quadranten sind leitend verbunden. Die wesentliche Neuerung des Instrumentes in der von Dolezalek angegebenen Form liegt darin, daß die Quadranten sehr klein gehalten sind und daß die Nadel aus ganz leichtem Material, nämlich aus Papier besteht, das mit dünnster Aluminiumfolie überzogen ist. Die Nadel, deren Form aus dem Grund- und Aufriß der Fig. 2 zu ersehen ist, wird mit dem einen Pol einer Batterie verbunden und so auf einem konstanten Potential gehalten. Die Bewegung der Nadel beobachtet man in der üblichen Weise mittels Spiegelablesung.

Fig. 1.



Das Elektrometer wird erschütterungsfrei aufgestellt und in folgender Weise justiert: Die beiden Quadrantenpaare, die Nadel und das Gehäuse werden zunächst zur Erde abgeleitet. Die Nadel wird dann in eine symmetrische Lage zu den Quadranten gebracht,



die aus Fig. 2 zu ersehen ist, und dann mit dem einen Pol einer Batterie von ungefähr 100 Volt verbunden, deren anderer Pol zur Erde abgeleitet ist. Um einen etwaigen Kurzschluß zwischen der Nadel und den Quadranten zu vermeiden, schaltet man zwischen Batterie und Nadel zweckmäßig einen Wasserwiderstand ein. Beim Aufladen wird die Nullage der Nadel sich im allgemeinen verschieben; die Nadel wird dann durch Drehen der Stellschrauben *S* in die ursprüngliche Nullage zurückgebracht, worauf man sie wieder entlädt. Dieses Verfahren wiederholt man so lange, bis sich beim Laden und Entladen der Nadel keine

merkliche Verschiebung des Nullpunktes mehr zeigt. Die Nadel befindet sich dann in einer zu den Quadranten symmetrischen Lage. Die Genauigkeit der Justierung läßt sich außerdem in der in § 4 angegebenen Weise prüfen.

Um besonders hohe Empfindlichkeit zu erreichen, hängt man die Nadel an einem äußerst dünnen Quarzfaden auf, der entweder durch Versilbern oder durch Kathodenzerstäubung¹⁾ leitend gemacht ist. Falls man den Quarzfaden nicht auf diese oder ähnliche Weise leitend machen will, kann man die Nadel auch in der Weise aufladen, daß man sie mit einem mit der Batterie verbundenen Draht berührt. Manche Elektrometertypen sind mit einer Vorrichtung ausgestattet, die auch bei geschlossenem Gehäuse das Aufladen durch Berührung ermöglicht. Dieses Verfahren hat allerdings den Nachteil, daß die Empfindlichkeit des Instrumentes sich mit der Zeit ändert, da die Nadel allmählich ihre Ladung verliert (§ 3).

¹⁾ Bestelmeyer, Zeitschr. f. Instrkde. 25, 339 (1905).

§ 2. Theorie des Quadrantelektrometers.

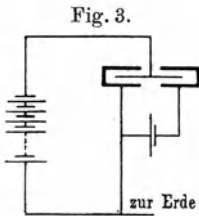
Nach der in den Lehrbüchern gewöhnlich gegebenen Darstellung der Theorie des Quadrantelektrometers ist die Ablenkung Θ der Nadel, die auf ein Potential V aufgeladen ist, gegeben durch:

$$\Theta = A(v_1 - v_2) \left(V - \frac{v_1 + v_2}{2} \right) \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (1)$$

wobei A eine Konstante, v_1 und v_2 die Potentiale der beiden Quadrantenpaare bedeuten. Man ersieht aus der Gleichung, daß die Ablenkung proportional sein müßte der Potentialdifferenz zwischen den beiden Quadrantenpaaren und proportional dem Potential V der Nadel, vorausgesetzt, daß dieses Potential im Vergleich mit v_1 und v_2 genügend groß ist. Wenn man das Elektrometer in der in § 7 beschriebenen Weise für radioaktive Messungen verwendet, so ist diese Bedingung erfüllt. Trotzdem zeigt sich, daß die Empfindlichkeit nur innerhalb ganz enger Grenzen proportional mit dem Nadelpotential anwächst. Die Empfindlichkeit steigt vielmehr bis zu einem Maximalwert an, wenn das Potential der Nadel zunimmt, während für sehr hohe Nadelpotentiale die Empfindlichkeit wieder abnimmt. Verschiedene Forscher haben die Theorie erweitert, um das beschriebene Verhalten des Instrumentes zu erklären. Die wesentlichen Resultate sind neuerdings von Beattie¹⁾ in übersichtlicher Weise zusammengestellt worden. Beattie betont, daß bei einer Ablenkung um einen kleinen Winkel Θ infolge der Torsion der Aufhängung ein Drehmoment, das durch $k_1 \Theta$ gegeben ist, auftritt, wobei k_1 eine instrumentelle Konstante ist. Außer diesem mechanischen Drehmoment ist noch ein zweites Drehmoment vorhanden, das von elektrischen Kräften herrührt und das auch dann auftritt, wenn beide Quadrantenpaare zur Erde abgeleitet sind. Es werden nämlich durch die Bewegung der Nadel die Kraftlinien zwischen Nadel und Quadranten distortiert, und zwar in solcher Weise, daß Kräfte entstehen, welche die Nadel wieder in ihre ursprüngliche Nullage zurückzudrehen suchen. Dieses Kräftepaar heiße das elektrostatische Moment und sei positiv, wenn es in demselben Sinne wirkt wie das mechanische Moment. Wenn aber, wie das manchmal der Fall ist, die Schwingungsebene der Nadel nicht parallel zur Ebene der Quadranten ist, so kann es

¹⁾ R. Beattie, *Electrician* **65**, 729 (1910) u. **69**, 233 (1912).

vorkommen, daß das elektrostatische und mechanische Moment in entgegengesetztem Sinne wirken; in diesem Falle werde das elektrostatische Moment als negativ bezeichnet. Das elektrostatische Moment ist proportional zu V^2 und proportional zum Ablenkungswinkel Θ . Es kann also in der Form $k_2 V^2 \Theta$ geschrieben werden, wobei k_2 eine Konstante ist.



Wenn die beiden Quadrantenpaare dauernd mit den beiden Polen einer Batterie verbunden sind, wie das in Fig. 3 dargestellt ist, so sind das mechanische und das elektrostatische Moment die einzigen auftretenden

Kräftepaare, welche die Nadel in ihre Nullage zurückzubringen suchen. Wenn daher die Nadel einen konstanten Ausschlag erreicht hat, muß die Summe der Drehmomente gleich sein dem ablenkenden Kräftepaar, nämlich gleich $k_3 V(v_1 - v_2)$. Betrachten wir daher das elektrostatische Moment als positiv, so erhalten wir die Gleichung

$$k_1 \Theta + k_2 V^2 \Theta = k_3 V(v_1 - v_2) \dots \dots \dots (2)$$

Folglich ist

$$\Theta = \frac{k_3 V(v_1 - v_2)}{k_1 + k_2 V^2} \dots \dots \dots (3)$$

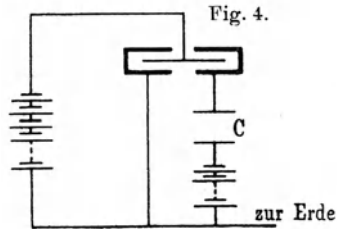
Die Empfindlichkeit des Instrumentes ist daher proportional zu

$$\frac{k_3 V}{k_1 + k_2 V^2} \dots \dots \dots (4)$$

Diese Größe erreicht ein Maximum, wenn $V = \sqrt{\frac{k_1}{k_2}}$, d. h. wenn das mechanische und das elektrostatische Moment einander gleich sind. Wenn das elektrostatische Moment negativ ist, so nimmt die Empfindlichkeit mit wachsendem Nadelpotential stetig zu, und das Instrument wird schließlich instabil.

Wenn das eine Quadrantenpaar, wie das bei radioaktiven Messungen gewöhnlich der Fall ist, nicht direkt mit einer Batterie, sondern mit einer Ionisierungskammer C (Fig. 4) verbunden ist, so tritt noch ein drittes Drehmoment auf. Dieses rührt daher, daß zwischen dem isolierten und dem mit der Erde verbundenen Quadrantenpaar eine Potentialdifferenz herrscht, da ja durch die

Bewegung der geladenen Nadel an den isolierten Quadranten eine Ladung induziert wird. Dieses Kräftepaar heißt das induzierte Moment, und wirkt hemmend auf die Bewegung der Nadel. Die an den isolierten Quadranten induzierte Ladung ist proportional zu $V\Theta$. Die zwischen den Quadrantenpaaren herrschende Potentialdifferenz ist daher proportional zu $\frac{V\Theta}{C}$, wobei C die Gesamtkapazität des Elektrometers und der mit ihm verbundenen Ionisierungskammer ist. Da diese Potentialdifferenz immer klein ist im Vergleich mit V , so läßt sich das resultierende Moment in der Form $\frac{k_4 V^2 \Theta}{C}$ schreiben.



Bedeutet q die Ladung, welche dem isolierten Quadrantenpaar von der Ionisierungskammer zugeführt wird, so ist die zwischen den beiden Quadrantenpaaren auftretende Potentialdifferenz gleich $\frac{q}{C}$. Das entsprechende Drehmoment, welches die Nadel abzulenken sucht, ist $\frac{k_3 V q}{C}$. Setzen wir das Drehmoment, das die Nadel abzulenken sucht, gleich der Summe der Drehmomente, die die Nadel in ihre Nullage zurückzuführen suchen, so erhalten wir die Gleichung:

$$k_1 \Theta + k_2 V^2 \Theta + \frac{k_4 V^2 \Theta}{C} = k_3 \frac{V q}{C} \quad \dots \quad (5)$$

Folglich ist

$$\Theta = \frac{k_3 V}{k_1 + k_2 V^2 + k_4 \frac{V^2}{C}} \cdot \frac{q}{C} \quad \dots \quad (6)$$

Dieser Ausdruck kann auch in der Form

$$\Theta = \frac{k_3 V}{k_1} \cdot \frac{q}{C + \frac{k_2 V^2 C}{k_1} + \frac{k_4 V^2}{k_1}} \quad \dots \quad (7)$$

geschrieben werden

Wenn außer dem mechanischen Moment keine Kräfte vorhanden sind, welche die Nadel in die Ruhelage zurückzuführen suchen, so ist der Ablenkungswinkel gegeben durch

$$\Theta = \frac{k_3 V q}{k_1 C} \dots \dots \dots (8)$$

Infolge des elektrostatischen Momentes wird also die Kapazität des Elektrometers scheinbar vom Werte C auf den Wert

$$C + \frac{k_2 V^2 C}{k_1} + \frac{k_4 V^2}{k_1}$$

vergrößert, wenn die Nadel aus der Nullage abgelenkt ist. Auf diese scheinbare Vergrößerung der Kapazität hat zuerst J. J. Thomson¹⁾ hingewiesen. Es ist aber vielleicht einfacher, die Kapazität des Instrumentes als konstant zu betrachten und anzunehmen, daß sich nur das Kräftepaar, das die Nadel in die Gleichgewichtslage zurückzuführen sucht, in der durch Gleichung (6) angegebenen Weise geändert hat.

§ 3. Abhängigkeit der Elektrometerempfindlichkeit vom Nadelpotential.

Im vorigen Abschnitt wurde die Beziehung zwischen der Empfindlichkeit des Elektrometers und dem Nadelpotential näher erörtert. Es folgt aus den Gleichungen (4) und (6), daß sich die Empfindlichkeit mit dem Nadelpotential in verschiedener Weise ändert, je nachdem das Instrument zu Spannungsmessungen (Fig. 3) oder zu Strommessungen (Fig. 4) benutzt wird. Die Abhängigkeit der Empfindlichkeit läßt sich im ersten Falle leicht in der Weise bestimmen, daß man die Elektrometernadel auf verschiedene bis zu einigen hundert Volt ansteigende Potentiale auflädt und jedesmal den Ausschlag mißt, wenn eine konstante Potentialdifferenz an die Quadrantenpaare angelegt ist. Im zweiten Falle bestimmt man die Empfindlichkeit in der Weise, daß man während eines gegebenen Zeitintervalls einen konstanten Strom dem einen Quadrantenpaar zufließen läßt, wobei die Nadel auf verschiedene Potentiale aufgeladen ist. In beiden Fällen wird sich zeigen, daß die Empfindlichkeit des Elektrometers zunächst proportional mit dem Potential der Nadel ansteigt. Bei höheren Potentialen nimmt die

¹⁾ J. J. Thomson, Phil. Mag. **46**, 526 (1898).

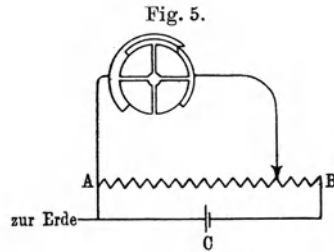
Empfindlichkeit nur sehr langsam zu und erreicht schließlich einen Maximalwert. Vergrößert man das Nadelpotential noch mehr, so nimmt die Empfindlichkeit wieder ab. Die Kurven verlaufen aber in beiden Fällen etwas verschieden, und die Maxima treten im allgemeinen bei verschiedenen Potentialen auf.

Es ist ratsam, das Elektrometer stets auf größte Empfindlichkeit einzustellen, da dann geringe Änderungen des Potentials der Nadel die Empfindlichkeit des Instrumentes nur wenig beeinflussen.

§ 4. Eichung eines Quadrantelektrometers.

Ist das Elektrometer richtig justiert, so ist die Ablenkung proportional der Potentialdifferenz zwischen den beiden Quadrantenpaaren, solange als diese Differenz im Vergleich mit dem Nadelpotential klein ist. Ferner sind die Ablenkungen bei gleichen Potentialen entgegengesetzten Vorzeichens gleich groß und entgegengesetzt.

Um die Gleichförmigkeit der Ausschläge zu prüfen, verfährt man in folgender Weise: Man schließt das Element C durch einen hohen Widerstand AB , der in geeigneter Weise unterteilt ist. Die verschiedenen Abzweigstellen des Widerstandes werden nacheinander mit dem einen Quadrantenpaar verbunden, so daß dieses verschieden hohe Potentiale annimmt. Das andere Quadrantenpaar sowie der eine Pol des Elementes sind dabei zur Erde abgeleitet. Trägt man die Ausschläge der Elektrometernadel als Funktion der zwischen den Quadrantenpaaren herrschenden Potentialdifferenz auf, so erhält man eine gerade Linie. Bei einem Quadrantelektrometer gewöhnlicher Form findet man bei einem Skalenabstand von 1 m einen Ausschlag von der Größenordnung von 200 mm pro Volt. Doch läßt sich durch Verwendung einer sehr feinen Aufhängung die Empfindlichkeit ganz wesentlich steigern (§ 1)¹⁾.

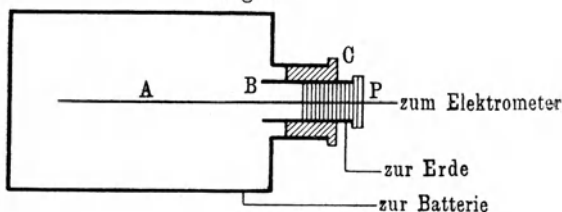


¹⁾ Über besonders hoch empfindliche Quadrantelektrometer siehe Müllly, Phys. Zeitschr. **14**, 237 (1913) und Hoffmann, ebenda **13**, 480 (1912).

§ 5. Ionisationskammern.

Eine für viele Zwecke sehr geeignete Ionisationskammer ist in Fig. 6 dargestellt. Sie besteht aus einem zylindrischen Gefäß von ungefähr 300 ccm Inhalt, in dem axial der zum Elektrometer führende Draht *A* befestigt ist. Die Ionisierungskammer wird mit dem einen Pol einer Batterie von 100 bis 200 Volt verbunden, während der andere Pol der Batterie zur Erde abgeleitet ist¹⁾. Der etwa 5 mm starke Draht *A* wird durch den Hartgummistopfen *P* gehalten, der in den zur Erde abgeleiteten Messingring *B* einpaßt. Dieser Ring ist seinerseits in den Hartgummiring *C* eingeschoben, der durch einen Ansatz des zylindrischen Gefäßes gehalten wird. Der Messingring *B* wirkt als Schutzring und ver-

Fig. 6.



hindert, daß Elektrizität über die Oberfläche des Hartgummistopfens dem Elektrometer zufließt. Es kann also nur durch das Gas im Inneren der Ionisationskammer Elektrizität den Draht *A* erreichen. Die Stärke des Stromes gibt dabei ein Maß für die Ionisation, welche von den Strahlen im Gase erzeugt wird. Man läßt die Strahlen entweder von außen durch die Wände der Ionisationskammer in das Innere eintreten oder man bringt die Strahlenquelle selbst in das Innere der Kammer.

Eine andere vielfach gebräuchliche Form einer Ionisationskammer ist aus Fig. 7 zu ersehen. Das Metallgehäuse *M* trägt im Inneren zwei isolierte Platten *A* und *B* in einem gegenseitigen Abstand von einigen Zentimetern. Der zwischen diesen

¹⁾ Da es unbedingt erforderlich ist, daß das Potential konstant bleibt, benutzt man zweckmäßig eine getrennte Batterie kleiner Akkumulatoren. Cadmiumelemente – vgl. Krüger, Phys. Zeitschr. 7, 182 (1906) – besitzen einen sehr kleinen Temperaturkoeffizienten und sind daher vorzuziehen. In jedem Falle ist durch Einschalten eines hohen Flüssigkeitswiderstandes einer Beschädigung der Batterie durch Kurzschluß vorzubeugen.

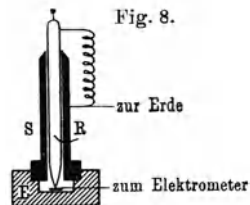
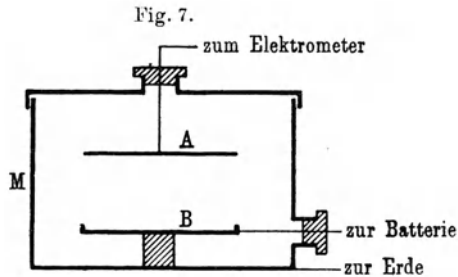
beiden Platten fließende Strom wird mittels des Elektrometers gemessen. Eine Ionisierungskammer dieser Form eignet sich besonders in solchen Fällen, wo die Strahlenquelle in das Innere der Kammer eingeführt werden muß.

Untersucht man die von einer durchdringungsfähigen Strahlung erzeugte Ionisation, so läßt sich die Ionisierungskammer nur selten groß genug herstellen, um die ganze Strahlung zu absorbieren. Es wird daher in diesem Falle nur ein geringer Teil der Strahlung im Inneren der Kammer ionisierend wirken. Man wird im allgemeinen allerdings größere Wirkungen erreichen, wenn man die Dimensionen der Ionisationskammer vergrößert. Doch ist der erreichte Vorteil meist nur klein, da gleichzeitig auch die natürliche Zerstreuung (§ 8) zunimmt und es schwer wird, Sättigung des Ionisationsstromes (§ 25) zu erreichen.

Die Ionisation läßt sich auch dadurch vergrößern, daß man den Gasdruck im Inneren der Kammer erhöht. Die Konstruktion derartiger Kammern bietet aber nicht unbeträchtliche Schwierigkeiten, und es ist zu beachten, daß bei höheren Drucken Sättigung viel schwerer zu erreichen ist (§ 25).

§ 6. Kontaktschlüssel zum Erden des Elektrometers.

Beim Arbeiten mit einem Elektrometer verwendet man besondere Kontaktschlüssel, um die Quadranten zu isolieren bzw. zur Erde abzuleiten. Einen einfachen Erdschlüssel stellt man sich in folgender Weise her. Ein mit einer Platinspitze versehener Messingstift *R* (Fig. 8) wird durch das Messingrohr *S* geführt und berührt mit seiner Spitze ein kleines Platinblech, das in dem Hartgummistück *E* befestigt ist. Der Stift *R* und das Rohr *S* sind zur Erde abgeleitet; das Platinblech ist mit dem einen Quadrantenpaar verbunden. Wenn daher die Spitze des Stiftes *R* das Platinblech

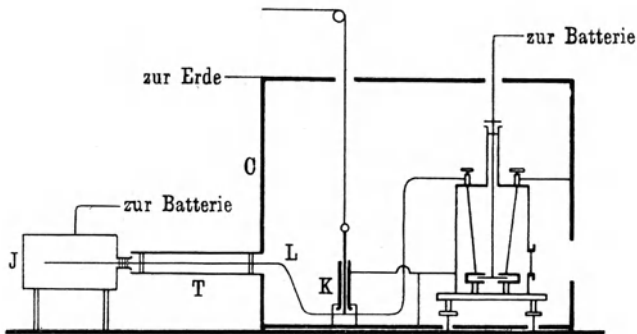


berührt, so ist das Quadrantenpaar zur Erde abgeleitet. Zieht man den Stift R in die Höhe, so ist das Quadrantenpaar isoliert und der durch die Ionisierungskammer fließende Strom lädt das Elektrometer allmählich auf. Der Schlüssel und seine Zuführungsdrähte müssen zur Vermeidung elektrostatischer Störungen in ein zur Erde abgeleitetes metallisches Gehäuse eingebaut werden. Das Heben und Senken des Schlüssels bewirkt man am einfachsten vermittelt eines Fadens, der über eine kleine Rolle nach außen geführt wird. Statt des Platinkontaktes kann man auch einen kleinen mit Quecksilber gefüllten Napf verwenden, in den ein amalgamierter Draht eintaucht. Durch Heben und Senken dieses Drahtes wird der Erdkontakt unterbrochen bzw. hergestellt.

§ 7. Messung von Ionisationsströmen.

Bei Messung von Ionisationsströmen müssen zur Vermeidung elektrostatischer Störungen das Elektrometer und alle seine Verbindungen in einen metallischen, zur Erde abgeleiteten Kasten eingebaut werden. Die Drähte, welche zum Elektrometer führen,

Fig. 9.



sollen blank sein und nur durch Siegelack oder durch Hartgummistücke in ihrer Lage gehalten werden. Es ist zweckmäßig, den Erdkontakt zur Wasserleitung herzustellen und durch Lötens aller Drähte überall für einen guten Kontakt zu sorgen. Unachtsamkeit in dieser Beziehung ist oft der Grund für ein unbefriedigendes Arbeiten des Elektrometers.

Die Ionisierungskammer J wird mit dem einen Pol einer Batterie von mindestens 100 Volt verbunden, während der andere

Pol zur Erde abgeleitet ist (Fig. 9). Der blanke Draht L führt durch das zur Erde abgeleitete Rohr T in das Gehäuse C und ist durch den Erdschlüssel K mit dem einen Quadrantenpaar verbunden.

Die Aufladegeschwindigkeit der Quadranten wird durch Beobachtung der Bewegung der Nadel gemessen; man erhält so ein Maß für den durch die Ionisationskammer fließenden Strom. Wenn die Ionisationsströme klein sind, so verfährt man am besten in der Weise, daß man mittels einer Stoppuhr die Zeit mißt, welche die Elektrometernadel braucht, um einen gegebenen Winkel zu durchlaufen. Wenn man durch Heben des Schlüssels K den Erdkontakt unterbrochen hat, so läßt man zunächst eine kurze Zeit verstreichen, bevor man mit der Zeitmessung beginnt, da die Bewegung der Nadel anfänglich nicht ganz gleichförmig erfolgt. Sobald die Bewegung gleichförmig geworden ist, setzt man die Uhr in Gang. Diese Methode gibt nur dann ein zuverlässiges Resultat, wenn die Nadel sich langsam bewegt und der Lichtzeiger in der Minute nicht mehr als etwa 20 mm der in 1 m Entfernung befindlichen Skala überstreicht. Ist die Geschwindigkeit der Nadel größer, so ist es zweckmäßig, die Empfindlichkeit dadurch herabzusetzen, daß man einen Kondensator dem Elektrometer parallel schaltet (§ 11).

Relativ starke Ionisationsströme lassen sich auch dadurch messen, daß man einen zweiten Schlüssel derartig einschaltet, daß man eine gegebene Zeit nach Heben des ersten Schlüssels das Quadrantenpaar von der Ionisierungskammer abschalten kann. Sobald die Nadel zur Ruhe gekommen ist, gibt die Ablenkung ein Maß für die in dem betreffenden Zeitintervall den Quadranten zugeführte Elektrizitätsmenge.

Um den Strom in absoluten Einheiten messen zu können, muß die Kapazität des Elektrometers und seiner Verbindungen bekannt sein. Die Kapazitätsbestimmung kann man in der Weise ausführen, daß man den durch die Ionisierungskammer fließenden Strom mißt, einmal mit dem Elektrometer allein und dann, wenn dem Elektrometer ein Kondensator bekannter Größe parallel geschaltet ist (§ 13). Es sei C die Kapazität des ganzen Systems, gemessen in elektrostatischen Einheiten, ferner d die Zahl der Teilstriche, welche der Lichtzeiger in der Sekunde durchläuft und D die Ablenkung, welche man für eine Potentialdifferenz von 1 Volt erhält. Der Strom ist dann gegeben durch das Produkt

aus Kapazität und Potentialzunahme pro Sekunde und hat in elektrostatischen Einheiten gemessen folgenden Wert:

$$i = \frac{Cd}{300 D} \cdot \dots \dots \dots (9)$$

Durch den Faktor 300 wird der in Volt gemessene Wert von D auf elektrostatische Einheiten reduziert.

Wenn die Kapazität des mit dem Elektrometer verbundenen Systems nicht groß ist im Vergleich mit der des Elektrometers selbst, so bestehen gewisse Bedenken gegen die Anwendung dieser Methode. Wenn nämlich die Nadel sich auflädt und aus ihrer Ruhelage abgelenkt wird, so vergrößert sich scheinbar die Kapazität des Elektrometers (§ 2, Gleichung 7). Dies ist in der obigen Gleichung nicht berücksichtigt.

Um eine Kapazitätsbestimmung des Elektrometersystems zu vermeiden, wendet man für absolute Messungen zweckmäßig eine Nullmethode an. Eine solche ist in § 10 näher beschrieben.

§ 8. Natürliche Zerstreung des Elektrometers und Prüfung seiner Isolation.

Wenn man ein Elektrometer mit einer Ionisationskammer in der in § 7 beschriebenen Weise verbindet, so zeigt sich, daß beim Heben des Erdschlüssels auch dann ein Strom von der Batterie den Quadranten durch das Gas zufließt, wenn keine radioaktive Substanz in der Nähe ist. Dieser Strom heißt natürliche Zerstreung und rührt davon her, daß auch unter gewöhnlichen Bedingungen die Luft eine geringe Leitfähigkeit zeigt, da nämlich stets Spuren radioaktiver Substanzen in der Atmosphäre vorhanden sind und auch von der Erde eine durchdringende Strahlung ausgeht. Die Isolation wird auch dadurch oftmals noch weiter herabgesetzt, daß die Elektrizität über die Isolatoren kriecht, wenn keine Schutzringe vorhanden sind. Die natürliche Zerstreung muß stets berücksichtigt werden, wenn man die von einer Strahlenquelle erzeugte Ionisation mißt. Zu diesem Zweck bestimmt man die Größe der natürlichen Zerstreung vor und nach jeder Messung und subtrahiert ihren Wert von dem des beobachteten Ionisationsstromes. Bei größeren Messungsreihen muß die natürliche Zerstreung mehrmals bestimmt werden, da sie meist nicht ganz konstant bleibt. Die Potentialzunahme infolge

der natürlichen Zerstreung soll nicht mehr betragen als etwa 0,01 Volt pro Minute, wenn das Elektrometer ohne zugeschaltete Kapazitäten benutzt wird.

Während die Quadranten sich aufladen, verlieren sie gleichzeitig wieder Ladung durch die umgebende Luft und über die Oberflächen der Isolatoren. Daher kommt es, daß bei der Messung schwacher Ionisationsströme die Bewegung der Nadel oftmals immer langsamer wird, je größer die Ablenkung ist. Um die Isolation des Elektrometers zu prüfen, lädt man die Quadranten und das mit ihnen verbundene System auf etwa 1 Volt auf. Wenn die Isolation schlecht ist, so geht die Elektrometernadel ziemlich rasch zurück. Falls der Elektrizitätsverlust nicht mehr als etwa 0,01 Volt pro Minute beträgt, ist das System gut isoliert; falls der Verlust aber wesentlich größer ist, so prüft man am besten die einzelnen Teile des Systems getrennt auf ihre Isolationsfähigkeit und reinigt bzw. ersetzt den Isolator, der die Ursache des Elektrizitätsverlustes war.

Wenn die Quadranten isoliert sind, beobachtet man manchmal, daß sie sich auch dann langsam aufladen, wenn an die Ionisierungskammer keine Spannung angelegt ist. Dies kann zweierlei Ursachen haben. Zunächst tritt infolge des Voltaeffektes eine Potentialdifferenz zwischen dem isolierten System und dem Gehäuse der Ionisierungskammer auf, wenn verschiedene Metalle zu ihrer Herstellung verwendet sind. Dieser Effekt hat aber keinen Einfluß auf die Strommessungen, da die bei den Messungen an die Ionisierungskammer angelegte Spannung stets groß ist im Vergleich mit dem von dem Voltaeffekt herrührenden Potential. Andererseits kann der Strom auch daher rühren, daß die Isolatoren bei vorausgehenden Messungen Ladung aufgenommen haben und diese nun allmählich wieder abgeben. Einen derartigen Effekt kann man dadurch zum Verschwinden bringen, daß man mit der Flamme eines Brenners über den Isolator hinwegstreicht, oder, wenn dies nicht zugänglich ist, etwas Radium in die Nähe des Isolators bringt, wodurch die Ladung in kurzer Zeit zerstreut wird.

Wenn man mit Präparaten arbeitet, die durchdringende Strahlen emittieren oder radioaktive Gase abgeben, so ergeben sich oftmals Schwierigkeiten dadurch, daß innerhalb des Elektrometergehäuses und auch innerhalb der zwischen den isolierten Drähten und den sie umgebenden Röhren vorhandenen Luft-

räumen eine beträchtliche Ionisation erzeugt wird. Die Ionisation innerhalb des Elektrometergehäuses kann man dadurch herabsetzen, daß man das Präparat möglichst weit davon entfernt. Das hat aber wieder den Nachteil, daß man dann die Zuführungsdrähte zur Ionisationskammer relativ lang machen muß, wobei die in der Nähe der Drähte erzeugte Ionisation neue Ladungsverluste bedingt. Man kann diese Schwierigkeit dadurch umgehen, daß man die Röhren, welche die Zuleitungsdrähte enthalten, luftdicht abschließt und dann evakuiert. Nötigenfalls kann man auch das Elektrometer unter eine größere Glasglocke setzen und die Luft auspumpen. Der Luftdruck in der Glocke kann bis auf einige Millimeter Quecksilber reduziert werden, da die Dämpfung der Nadel innerhalb weiter Grenzen vom Luftdruck unabhängig ist. Bei Anwendung dieser Vorsichtsmaßregeln kann Ionisation nur in der Ionisierungskammer auftreten.

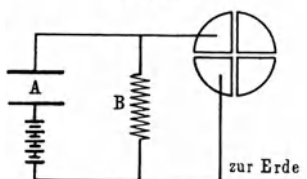
§ 9. Messung von Ionisationsströmen nach der Methode der konstanten Ablenkung.

Diese Methode, welche von Bronson¹⁾ angegeben wurde, beruht darauf, daß der zu messende Strom durch einen zweiten Strom, der durch einen hohen Widerstand bekannter Größe fließt, kompensiert wird. Die Schaltung ist in Fig. 10 gezeichnet. *A* bedeutet die Ionisierungskammer, in welcher der Strom gemessen werden soll, und *B* einen konstanten, hohen Widerstand. Das Potential der Elektrometerquadranten wächst nun so lange an, bis der durch *B* fließende Strom ebenso groß geworden ist, als der durch *A* fließende. Die Elektrometernadel zeigt dann eine konstante Ablenkung. Falls *B* ein Leiter ist, der dem Ohmschen Gesetz gehorcht, so ist der durch die Ionisierungskammer fließende Strom proportional der Ablenkung der Nadel, vorausgesetzt, daß die Ausschläge der Elektrometernadel proportional der Spannung sind.

Die beschriebene Methode verlangt einen konstanten, hohen Widerstand, der von der Größenordnung 10^{10} Ohm sein muß.

Die beschriebene Methode verlangt einen konstanten, hohen Widerstand, der von der Größenordnung 10^{10} Ohm sein muß.

Fig. 10.



¹⁾ Bronson, Phil. Mag. **11**, 143 (1906).

Flüssigkeitswiderstände, welche aus einer Mischung von Xylol und Alkohol bestehen, sind für den vorliegenden Zweck sehr geeignet¹⁾. Eine Mischung, die auf 10 Teile Xylol einen Teil Alkohol enthält, der sorgfältig vermittelst Calciumoxyds getrocknet sein muß, hat einen spezifischen Widerstand von der Größenordnung von 10^{10} Ohm pro Kubikzentimeter. Luftwiderstände lassen sich ebenfalls verwenden. Man stellt diese am besten in der Weise her, daß man auf die eine Platte einer Ionisationskammer von der Form Fig. 7 eine radioaktive Substanz legt, deren Aktivität während der Messungen vollständig konstant bleibt. Ein Poloniumpräparat oder eine dünne Schicht von Uranoxyd sind hierzu geeignet. Solange als die Spannung klein ist, ist der durch den Luftwiderstand fließende Strom durch das Ohmsche Gesetz bestimmt und die Ablenkung ist dem durch die Ionisierungskammer fließenden Strom proportional.

Bei Anwendung dieser Methode treten oft unerwünschte Potentialdifferenzen zwischen den isolierten Quadranten und der Erde auf, und zwar infolge des durch den Widerstand B verursachten Voltaeffektes (§ 8). Die Größe dieses Effektes bestimmt man in der Weise, daß man die Ionisierungskammer abschaltet und die Quadranten dann isoliert. Das isolierte Elektrometersystem wird sich dann langsam bis auf das Voltapotentiale aufzuladen. Die dadurch hervorgerufene Ablenkung der Nadel muß von dem bei der Messung des Ionisationsstromes beobachteten Ausschlag abgezogen werden. Man kann den Voltaeffekt auch dadurch eliminieren, daß man an den Widerstand B eine Spannung anlegt, die den Voltaeffekt gerade kompensiert. Die Nadel verbleibt dann in ihrer Ruhelage, wenn kein Strom durch A fließt.

§ 10. Nullmethode zur Messung von Ionisationsströmen.

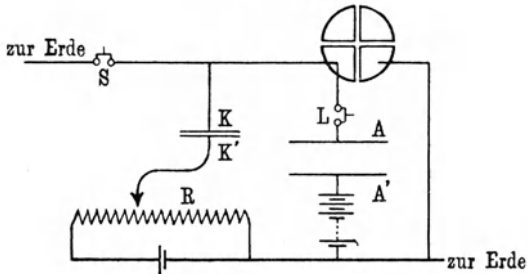
Eine sehr genaue Methode zur Messung von Ionisationsströmen ist von Townsend²⁾ angegeben worden. Die durch die Ionisierungskammer AA' dem Elektrometer zufließende Ladung wird kontinuierlich dadurch neutralisiert, daß man vermittelst des Kondensators KK' in dem isolierten System eine Ladung ent-

¹⁾ Campbell, Phil. Mag. **23**, 668 (1912) und **26**, 1044 (1913). Über einen anderen sehr brauchbaren Flüssigkeitswiderstand siehe Pohl und Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 173 (1913).

²⁾ Townsend, ebenda **6**, 598 (1903).

gegengesetzten Vorzeichens induziert (Fig. 11). Die eine Platte K des Kondensators ist mit dem Elektrometer verbunden, während die andere Platte K' zu dem Gleitkontakt eines Meßdrahtes oder eines Kompensationsapparates R führt. Hält man die Elektrometernadel durch die induzierte Ladung in ihrer Nullage, so muß der durch die Ionisierungskammer AA' fließende Strom gleich sein der in der Zeiteinheit in der Platte K induzierten Ladung.

Fig. 11.



Bedeutet V die Potentialzunahme der Platte K' in der Zeit t , dann ist der durch die Ionisierungskammer fließende Strom i gegeben durch

$$i = \frac{VC}{t} \dots \dots \dots (10)$$

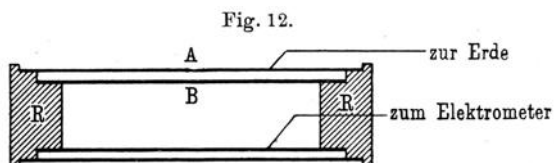
wobei C die Kapazität des Kondensators bedeutet.

Bei der Ausführung von Messungen wird zunächst das Elektrometer durch Heben des Schlüssels S isoliert. Die Elektrometernadel beginnt nun sich zu bewegen; sie wird aber sofort wieder in die Nullage zurückgeführt und möglichst genau an dieser Stelle gehalten, indem man die Kontaktstelle an dem Widerstand R gleichmäßig verschiebt. Wenn ein Zeitraum von einigen Minuten verstrichen ist, unterbricht man durch Heben des Schlüssels L die Verbindung zwischen dem Elektrometer und der Ionisationskammer. Man bringt dann die Nadel genau in die Nullage zurück, indem man den Kontakt an dem Widerstand R entsprechend verschiebt. Aus der Lage des Kontaktes ergibt sich die an dem Kondensator anliegende Spannung. Wenn daher die Kapazität des Kondensators bekannt ist, so läßt sich der Strom nach Gleichung (10) berechnen. Man kann also in dieser Weise absolute Strommessungen ausführen, ohne daß es nötig wäre, die Kapazität

des Elektrometersystems zu kennen. Ähnliche Methoden sind von Moulin¹⁾ und von Lattès²⁾ angegeben worden.

§ 11. Kondensatoren.

Um starke Ionisationsströme messen zu können, ist es häufig notwendig, die Empfindlichkeit des Elektrometers herabzusetzen. Man erreicht dies meist am einfachsten dadurch, daß man das isolierte Quadrantenpaar mit dem einen Pol eines Kondensators verbindet, dessen anderer Pol zur Erde abgeleitet ist. Die durch den Ionisationsstrom zugeführte Ladung fließt dann zum Teil dem Kondensator, zum Teil dem Elektrometer zu, und die Quadranten laden sich infolgedessen langsamer als vorher auf. Die Kapazität eines Dolezalek-Elektrometers und seiner Zuleitungen beträgt gewöhnlich ungefähr 50 cm. Wenn die Empfindlichkeit stark herab-



gesetzt werden soll, so ist ein unterteilter Glimmerkondensator sehr geeignet. Braucht man kleinere Kapazitäten, so ist es vorzuziehen, Luftkondensatoren zu benutzen, deren einzelne Teile durch kleine Stücke Schwefel oder Bernstein voneinander isoliert sind. Diese Kondensatoren haben den Vorteil, daß die Störungen, die durch Restladungen entstehen, viel kleiner sind als bei Kondensatoren mit festen Dielektriken (§ 8). Ein für viele Versuche recht zweckmäßiger verstellbarer Luftkondensator ist von Gerdien³⁾ konstruiert worden; er besitzt einen Bereich von etwa 50 bis 500 cm.

Einen Luftkondensator von unveränderlicher Größe kann man sich leicht in der in Fig. 12 gezeigten Weise herstellen. Der Kondensator besteht im wesentlichen aus zwei konaxialen Messingröhren A und B, die durch die beiden Hartgummistopfen R, R

¹⁾ Moulin, *Le Radium* **4**, 190 (1907).

²⁾ Lattès, *ebenda* **6**, 73 (1909).

³⁾ Gerdien, *Phys. Zeitschr.* **5**, 294 (1904).

voneinander getrennt gehalten sind. Wenn die Röhren im Vergleich zu ihrem Durchmesser lang sind, so ist die Kapazität des Kondensators:

$$C = \frac{l}{2 \log_e \frac{a}{b}} \text{ cm} \quad (11)$$

wobei a den inneren Radius der Röhre A , b den äußeren Radius der Röhre B und l die Länge der Röhre B bedeutet.

§ 12. Bestimmung von Kapazitäten durch wiederholte Ladung und Entladung.

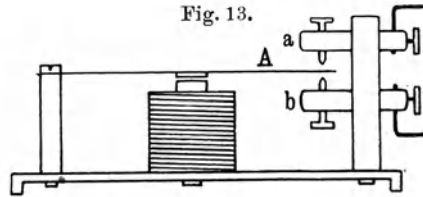
Die gewöhnliche ballistische Methode ist nicht empfindlich genug, als daß sie zur Bestimmung so kleiner Kapazitäten angewandt werden könnte, wie sie für radioaktive Messungen gewöhnlich gebraucht werden. Man hat aber die Methode in der Weise modifiziert, daß man den Kondensator in rascher Reihenfolge lädt und entlädt und die Entladungsströme durch ein ballistisches Galvanometer fließen läßt¹⁾. Die experimentellen Einzelheiten der Methode sind von Fleming und Clinton²⁾ ausgearbeitet worden.

Ist C die Kapazität des Kondensators in Mikrofarad, und wird derselbe jedesmal bis zu einem Potential V aufgeladen, so wird das Galvanometer von einer Reihe von Entladungen durchflossen, von denen jede gleich VC Mikroculomb ist. Wird daher der Kondensator in der Sekunde n mal entladen, so ist die durch das Galvanometer fließende Ladung einem konstanten Strom von CVn Mikroampere äquivalent. Ist daher n bekannt, so läßt sich die Kapazität des Kondensators dadurch bestimmen, daß man den Strom mißt, welcher denselben Galvanometerausschlag hervorbringt wie die intermittierenden Entladungen. Um die Kapazität in elektrostatischen Einheiten (cm) zu erhalten, multipliziert man die aus dem obigen Versuch sich in Mikrofarad ergebende Kapazität mit 9×10^5 . Zur Erzeugung des intermittierenden Stromes verwendet man am besten eine elektrisch betriebene Stimmgabel von bekannter Tonhöhe. Diesen Strom

¹⁾ J. J. Thomson, Phil. Trans. S. 718 (1883).

²⁾ Fleming und Clinton, Phil. Mag. 5, 493 (1903).

von bekannter Frequenz sendet man durch den in Fig. 13 dargestellten Elektromagneten. Die Stahlplatte *A* wird dann abwechselnd von dem Magneten angezogen und wieder freigegeben und es entsteht so in regelmäßiger Reihenfolge abwechselnd elektrischer Kontakt mit den Stellschrauben *a* und *b*. Die Vorrichtung läßt sich also dazu verwenden, den Kondensator zu laden und dann wieder durch das Galvanometer zu entladen, und zwar mit einer Periode, die durch die Tonhöhe der Stimmgabel gegeben ist.



§ 13. Bestimmung von Kapazitäten durch Messung von Ionisationsströmen.

Eine angenäherte Bestimmung der Kapazität von Kondensatoren läßt sich in einfacher Weise mittels des Quadrantelektrometers ausführen. Die Methode kann sowohl dazu benutzt werden, die Kapazität des Elektrometers und seiner Zuleitungen zu bestimmen, sowie auch dazu, verschiedene Kapazitäten miteinander zu vergleichen. Man verfährt am besten in folgender Weise: Eine Ionisierungskammer wird in der gewöhnlichen Weise mit dem Elektrometer verbunden und der von einer konstanten Strahlungsquelle, etwa Uranoxyd, erzeugte Ionisationsstrom mittels des Elektrometers gemessen. Bedeutet Q die in der Zeiteinheit durch das Gas fließende Elektrizitätsmenge und C die Kapazität des Elektrometers und seiner Zuleitungen, so wird das ganze System in der Zeiteinheit auf ein Potential $\frac{Q}{C}$ aufgeladen. Diese Größe muß proportional sein der Ablenkung Θ_1 der Elektrometernadel. Folglich ist

$$\frac{Q}{C} = k \Theta_1 \dots \dots \dots (12)$$

Ein Kondensator B von bekannter Kapazität C' wird dann mit dem Elektrometer verbunden und der Strom wieder gemessen. Da die dem Elektrometer zufließende Ladung ebenso groß ist wie zuvor,

so wird jetzt das in der Zeiteinheit erreichte Potential gleich $\frac{Q}{C + C'}$ sein. Ist die Ablenkung gleich Θ_2 , so gilt die Beziehung

$$\frac{Q}{C + C'} = k \Theta_2 (13)$$

Aus den Gleichungen (12) und (13) erhält man

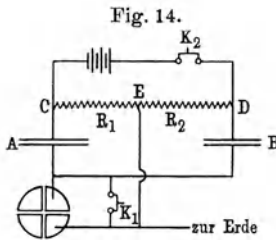
$$\frac{C + C'}{C} = \frac{\Theta_1}{\Theta_2} (14)$$

Es kann also der Wert von C berechnet werden, wenn C' bekannt ist.

Wenn die Kapazität des Elektrometers bestimmt ist, so lassen sich die Kapazitäten von Kondensatoren ohne weiteres miteinander vergleichen. Die Methode ist zwar einfach, gibt aber im allgemeinen keine sehr genauen Werte. Wenn nämlich die Kapazitäten sehr verschieden sind, so sind auch die Bewegungen des Lichtzeigers in beiden Fällen sehr verschieden und lassen sich nicht genau miteinander vergleichen. Außerdem ist zu beachten, daß die Kapazität des Elektrometers von dem Ausschlag abhängig ist (§ 2). Man führt daher die Messungen zweckmäßig in der Weise aus, daß man in beiden Fällen die Zeit mißt, in welcher die Nadel den gleichen Winkel durchläuft.

§ 14. Vergleich von Kapazitäten nach der Induktionsmethode.

Ein Vergleich der Kapazitäten zweier Kondensatoren läßt sich in sehr genauer Weise ausführen, wenn man beide mit einem Quadrantelektrometer verbindet und gleiche, aber entgegengesetzte Ladungen an ihnen induziert. Sind die Ladungen genau gleich, so bleibt die Elektrometernadel in Ruhe. Mißt man nun die Potentiale, die zur Induktion gleicher und entgegengesetzter Ladungen nötig sind, so läßt sich das Verhältnis der Kapazitäten ableiten.



Die experimentelle Anordnung ist aus Fig. 14 zu ersehen. Der eine Pol eines jeden der beiden zu vergleichenden Kondensatoren A und B ist mit demselben Quadrantenpaar eines Elektro-

meters verbunden, das vermittelt des Schlüssels K_1 zur Erde abgeleitet bzw. isoliert werden kann. Die beiden anderen Pole der Kondensatoren werden mit den beiden Enden C und D der veränderlichen Widerstände R_1 und R_2 verbunden. Durch diese fließt ein Strom von einer Batterie, die eine Spannung von einigen Volt besitzt. Der Punkt E ist dabei zur Erde abgeleitet. Schaltet man den Schlüssel K_2 ein, so werden die Kondensatoren zu den Potentialen V_1 bzw. $-V_2$ aufgeladen. Das Verhältnis dieser beiden Potentiale ist gegeben durch die Gleichung

$$\frac{V_1}{V_2} = -\frac{R_1}{R_2} \dots \dots \dots (15)$$

Bedeutet nun C_1 und C_2 die Kapazitäten der beiden Kondensatoren, so sind die ihnen bei Einschaltung des Stromes zufließenden Elektrizitätsmengen gleich $V_1 C_1$ und gleich $-V_2 C_2$. Wenn diese beiden Elektrizitätsmengen Ladungen induzieren, die einander neutralisieren, so zeigt die Elektrometernadel keine Ablenkung. Folglich wird unter dieser Bedingung

$$\frac{C_1}{C_2} = -\frac{V_2}{V_1} = \frac{R_2}{R_1} \dots \dots \dots (16)$$

Verändert man daher die Widerstände R_1 und R_2 so lange, bis die Elektrometernadel beim Einschalten des Schlüssels K_2 keine Ablenkung mehr zeigt, so läßt sich das Verhältnis der beiden Kapazitäten aus Gleichung (16) ableiten. Die Empfindlichkeit der Methode läßt sich verdoppeln, wenn man statt eines einfachen Schlüssels K_2 einen solchen verwendet, welcher den Strom kommutiert.

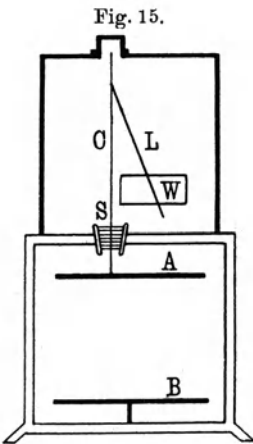
Ein wesentlicher Vorteil der beschriebenen Methode liegt darin, daß man durch sie auch sehr verschieden große Kapazitäten vergleichen kann. Es lassen sich daher in dieser Weise ganz kleine Kondensatoren mit wesentlich größeren vergleichen, die ihrerseits wieder nach irgend einer der bekannten gewöhnlichen Methoden geeicht werden können. Es sei aber noch daran erinnert, daß oftmals verschiedene Methoden für denselben Kondensator verschiedene Werte geben, wenn nämlich die vorhandenen Isolatoren Ladung absorbieren. Diese Erscheinung zeigt sich am wenigsten bei Luft- und Glimmerkondensatoren.

Kapitel 2.

Elektroskope.

§ 15. Elektroskope zur Messung von α -Strahlen.

Ein vielseitig verwendbares, aber nicht sehr empfindliches Elektroskop für α -Strahlenmessungen wurde von Rutherford angegeben und ist in Fig. 15 dargestellt. Das Instrument besteht im wesentlichen aus zwei Platten *A* und *B*, die in einem Metallgehäuse enthalten sind. Die eine Seite des Gehäuses läßt sich öffnen, so daß die zu prüfende radioaktive Substanz in das Innere gebracht werden kann. Die untere Platte *B* ist mit dem Gehäuse verbunden und zur Erde abgeleitet. Die obere Platte *A* ist an dem Stift *C* befestigt, der in das obere Gehäuse führt und durch das Schwefelstück *S* gehalten wird. An dem oberen Ende des Stiftes, der der Länge nach auf der einen Seite abgeflacht ist, ist ein schmales Goldblatt *L* befestigt. Die Aufladung des Goldblattes erfolgt vermittelt eines geladenen Hartgummistabes oder zweckmäßiger vermittelt einer Batterie von etwa 300 Volt.



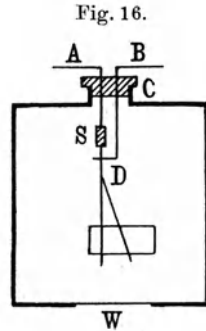
Die Bewegung des Goldblattes beobachtet man mittels eines Mikroskops durch das Fenster *W*, während durch ein zweites Fenster auf der entgegengesetzten Seite das Goldblatt beleuchtet wird.

Die Bewegung des Goldblattes beobachtet man mittels eines Mikroskops durch das Fenster *W*, während durch ein zweites Fenster auf der entgegengesetzten Seite das Goldblatt beleuchtet wird.

Wenn man sehr schwache α -Strahlenaktivitäten zu messen hat, so ist das beschriebene Instrument wenig geeignet, da seine Kapazität relativ groß ist und etwa 12 cm beträgt. Für solche Messungen ist das, in Fig. 16 dargestellte Instrument vorzuziehen. Das Gehäuse des Instrumentes ist entweder würfelförmig oder

zylindrisch. Die Höhe beträgt etwa 8 cm, so daß die ganze Reichweite der α -Strahlen ausgenutzt wird. Das Gehäuse des Elektroskops und der Draht *A*, der das Goldblattsystem trägt, sind dauernd zur Erde verbunden. Das Goldblattsystem ist durch

ein kleines Schwefelstück *S* isoliert und läßt sich aufladen, indem man es mit dem Draht *B* berührt, welcher sich in dem Hartgummi-stopfen *C* drehen läßt. Das rechtwinkelig umgebogene Ende *D* des Drahtes *B*, das den Kontakt mit dem isolierten System herstellt, wird am besten aus einem schmalen elastischen Blechstreifen gefertigt, da sonst das Goldblattsystem bei der Berührung leicht verbogen bzw. abgebrochen wird. Nach dem Aufladen wird der Draht *B* zur Seite gedreht und zur Erde abgeleitet. Die aktive Substanz wird



dicht unter das Fenster *W* gelegt, das aus dünner Aluminiumfolie hergestellt ist, so daß die α -Strahlen ohne merkliche Absorption in das Innere des Elektroskops eindringen können. Die Bewegung des Goldblattes wird ebenso wie bei dem zuerst beschriebenen Instrument durch geeignet angebrachte Fenster beobachtet.

Bei manchen Messungen ist es vorzuziehen, die aktive Substanz in das Innere des Elektroskops zu bringen. Zu dem Zwecke wird der Boden des Elektroskops abnehmbar gemacht.

§ 16. Elektroskop zur Messung von β - und γ -Strahlen.

Die für die Messung von β - und γ -Strahlen gebräuchlichen Elektroskope sind dem zuletzt beschriebenen Instrument ähnlich, das für α -Strahlenmessungen Verwendung findet (Fig. 16). Sind β -Strahlen zu messen, so wird das dünne Aluminiumfenster durch ein anderes ersetzt, das gerade dick genug ist, um die α -Strahlen zu absorbieren. Die aktive Substanz wird je nach ihrer Stärke entweder dicht unter das Fenster oder in einen größeren Abstand davon gelegt.

Für γ -Strahlenmessungen muß das Elektroskop auf allen Seiten von einem Bleiblech von mindestens 2 mm Dicke umgeben sein, so daß die β -Strahlung vollständig abgeschirmt wird. Es ist nicht ausreichend, bloß zwischen das Elektroskop und die Strahlenquelle einen Bleischirm einzuschalten, da hierbei beträchtliche Fehler durch die sekundären β -Strahlen entstehen können,

welche von den γ -Strahlen an allen in der Nähe des Elektroskops befindlichen Gegenständen ausgelöst werden; aus demselben Grunde müssen auch die Fenster des Elektroskops aus dickem Glas hergestellt und außerdem durch vorspringende Bleistreifen gegen die Strahlung geschützt sein. Abgesehen von besonderen Fällen ist es kaum zweckmäßig, die Kantenlänge eines β - oder γ -Strahlenelektroskops größer als etwa 10 cm zu machen.

§ 17. Über die Ausführung von Messungen mittels eines Elektroskops.

Bei einem empfindlichen Elektroskop muß das Goldblatt ungefähr 2 bis 5 mm breit und 3 bis 4 cm lang sein. Die Bewegung des Goldblattes läßt sich leicht mit großer Genauigkeit verfolgen, wenn man ein Mikroskop mit großem Gesichtsfeld und etwa zehnfacher Vergrößerung verwendet. Um den erwünschten großen Objektstand zu erreichen, wählt man ein Objektiv von etwa 8 cm und ein Okular von etwa 2 cm Brennweite. Das Okular enthält zweckmäßig eine Skala von 50 bis 100 Teilstrichen. Die Bewegung des Goldblattes wird beobachtet, indem man das Mikroskop auf die eine Kante desselben einstellt. Man kann auch einen sehr dünnen Quarzfaden oder Platindraht mit einer winzigen Spur von Siegellack an dem unteren Ende des Goldblattes befestigen und darauf das Mikroskop einstellen. Das erleichtert die Ablesung sehr beträchtlich. Bei Verwendung eines solchen Fadens muß man darauf achten, daß dieser und das verwendete Wachs das Goldblatt möglichst wenig beschweren, da sonst die Empfindlichkeit des Instrumentes beeinträchtigt wird.

Das Goldblatt wird durch eine Lampe erleuchtet, die ziemlich weit von dem Elektroskop entfernt sein muß; anderenfalls entstehen durch die Erwärmung Konvektionsströme im Elektroskop. Meistens ist es vorzuziehen, das Goldblatt durch einen Spiegel zu erleuchten, der das Licht von einer weit entfernten Lampe erhält.

Das Laden des Elektroskops erfolgt mittels einer geriebenen Siegellackstange oder eines Hartgummistabes; steht eine Batterie von etwa 300 Volt zur Verfügung, so ist diese vorzuziehen, da dann ohne weiteres das Goldblatt beim Aufladen jedesmal an dieselbe Stelle der Skala kommt.

Bei der Ausführung von Messungen verfährt man am besten in der Weise, daß man mittels einer Stoppuhr jedesmal die Zeit

mißt, die das Goldblatt braucht, um einen bestimmten Bereich der Okularskala zu durchlaufen. Bei diesem Verfahren vermeidet man etwaige Fehler, die durch eine ungleichförmige Bewegung des Goldblattes hervorgerufen werden können, doch läßt es sich nicht anwenden, wenn man eine schwach aktive Substanz zu messen hat, deren Strahlung sich mit der Zeit rasch ändert. Da man in diesem Falle Messungen an verschiedenen Stellen der Skala zu vergleichen hat, so muß man diese zuerst genau eichen (§ 18). Die Abfallgeschwindigkeit des Goldblattes soll nicht mehr als etwa 40 Teilstriche pro Minute betragen. Auch darf man aus Gründen, die in § 21 näher auseinandergesetzt werden, mit den Messungen nicht sofort nach dem erstmaligen Aufladen des Goldblattes beginnen. Da ein Elektroskop ein außerordentlich einfach zu handhabendes Instrument ist und sich genaue Messungen damit ohne Schwierigkeiten ausführen lassen, so ist es, wo nur immer angängig, dem Quadrantelektrometer bei radioaktiven Messungen vorzuziehen. Die Kapazität eines Elektroskops wie Fig. 16 beträgt etwa 1 cm; seine Empfindlichkeit ist daher sehr beträchtlich¹⁾. Man kann damit Ionisationsströme bis herunter zu etwa 10^{-15} Amp. messen und noch eine Genauigkeit von 0,5 Proz. erreichen. Es bietet auch keine Schwierigkeiten, Präparate miteinander zu vergleichen, deren Aktivitäten sich wie 1 zu 50 verhalten.

§ 18. Eichung der Skala eines Elektroskops.

Bevor man ein Elektroskop zu Messungen verwendet, hat man sich davon zu überzeugen, ob das Goldblatt gleichförmig über die Skala läuft. Man muß also die Empfindlichkeit des Instrumentes für verschiedene Stellen der Skala bestimmen. Man verfährt am besten so, daß man ein mit Uranoxyd gefülltes Schälchen oder eine andere konstante Strahlenquelle in das Elektroskop oder in dessen Nähe bringt und die Abfallgeschwindigkeit an verschiedenen Stellen der Skala mißt, indem man die Zeit bestimmt, welche das Goldblatt braucht, um von einem Teilstrich zum nächsten zu laufen. Um diese Messungen genau ausführen zu können, darf

¹⁾ Eine einfache und genaue Methode zur Bestimmung der Kapazität eines Elektroskops ist von Barratt, Proc. Phys. Soc. **28**, 162 (1916) angegeben worden. Näheres hierüber auch bei Mukerjee, Phil. Mag. **38**, 245 (1919).

das verwendete Präparat eine Abfallgeschwindigkeit von höchstens fünf bis zehn Teilstrichen pro Minute geben. Ist der Abfall wesentlich langsamer, so verlangen die Messungen einen unnötigen Zeitaufwand, während andererseits bei zu raschem Abfall die Genauigkeit der Ablesungen leidet. Hat man einmal die Skala in dieser Weise kalibriert, so lassen sich alle später ausgeführten Messungen ohne weiteres auf dieselbe Empfindlichkeit reduzieren. Die Abfallgeschwindigkeiten an verschiedenen Stellen der Skala sollen nicht mehr als etwa 5 Proz. voneinander abweichen.

§ 19. Natürliche Zerstreung eines Elektroskops.

Ebenso wie bei dem Quadrantelektrometer muß man auch bei Messungen mit Elektroskopen die natürliche Zerstreung berücksichtigen (§ 8) und sie vor und nach jeder Messungsreihe genau bestimmen. Dies ist erforderlich, da die natürliche Zerstreung manchmal variiert, z. B. dadurch, daß die Isolationsfähigkeit des Schwefels sich ändert, oder dadurch, daß das Instrument durch radioaktive Substanzen infiziert wurde. Nachdem man das Elektroskop aufgeladen hat, überläßt man es für etwa eine halbe Stunde sich selbst und beobachtet den Abfall des Goldblattes in dieser Zeit. Man macht zweckmäßig die erste Ablesung nicht sofort nach der erstmaligen Aufladung, da sich oftmals gerade in den ersten Minuten Störungen zeigen (§ 21). Bei guter Isolation des Goldblattes beträgt die natürliche Zerstreung nicht viel mehr als etwa 0,3 Teilstriche pro Minute, selbst bei einem Elektroskop von sehr kleiner Kapazität. Ist die natürliche Zerstreung wesentlich höher, so reinigt man die Oberfläche des Schwefels, indem man ihn mit einem Federmesser vorsichtig abschabt oder ersetzt ihn durch ein neues Stück. Wenn auch dies die erwünschte Wirkung nicht bringt, so muß man die Innenwände des Instrumentes von etwa anhaftender radioaktiver Substanz reinigen. Es kann auch vorkommen, daß die natürliche Zerstreung dadurch erhöht ist, daß in der Luft größere Mengen von Radiumemanation vorhanden sind. Man hat dann für eine gründliche Lüftung des Zimmers zu sorgen.

§ 20. Herstellung von Goldblättchen.

Um ein Elektroskop möglichst empfindlich zu machen, benützt man als bewegliches Blättchen am besten dünnstes, echtes Blatt-

gold. Da das Schneiden solcher Blättchen nicht ganz einfach ist, wird auch oftmals Aluminiumfolie oder unechtes Blattgold verwendet. Folien aus diesen Metallen lassen sich leicht schneiden und handhaben. Aluminium ist allerdings für genaue Messungen wenig geeignet, da Blättchen aus diesem Metall meist zu steif sind und sich oftmals unregelmäßig bewegen. Unechtes Blattgold verhält sich in dieser Beziehung etwas besser.

Unechtes Blattgold und Aluminiumfolie lassen sich zwischen Papier mit einer guten Schere ohne weiteres schneiden. Die Herstellung und Befestigung von echten Goldblättchen erfordert andererseits ziemliche Geschicklichkeit. Einige Winke über ein einfaches Herstellungsverfahren sind daher vielleicht von Nutzen. Um das Goldblatt zu schneiden, nimmt man es zwischen zwei fettfreien Blättern Papier aus dem Büchlein heraus, in dem es im Handel erhältlich ist. Man legt das zwischen dem Papier befindliche Blättchen auf kräftiges Fließpapier und schneidet den gewünschten Streifen in einem Zug mittels eines Rasiermessers ab. Man schneidet zweckmäßig die Blättchen etwa 2 bis 5 mm breit und 3 bis 4 cm lang; man entfernt dann das Goldblatt vorsichtig von dem Papier und befestigt es mit einer winzigen Spur Klebstoff, am besten Schellack, an dem im Elektroskop befindlichen Träger. Bei der Befestigung hat man darauf zu achten, daß das Goldblatt und der Träger parallel zu liegen kommen. Der Träger muß vollständig sauber und gut poliert sein, da das Goldblatt sonst leicht haften bleibt.

Eine andere Methode, um Goldblättchen herzustellen, ist von Beatty¹⁾ angegeben worden. Das Verfahren ist zwar etwas zeitraubend, liefert aber bei richtiger Anwendung sehr gute Blättchen. Eine saubere Glasplatte wird mit einer dünnen Schicht Paraffin bedeckt, das man durch Anwärmen vorsichtig verlaufen läßt. Das Goldblatt wird dann möglichst flach auf die Wachsschicht gelegt und in das Paraffin eingeschmolzen, indem man die untere Seite der Glasplatte langsam erwärmt. Man verteilt dann noch etwas Paraffin über das Goldblatt und läßt es zerlaufen, so daß das Blatt vollständig in das Paraffin eingebettet ist. Nach dem Erkalten schneidet man das Goldblatt in Streifen und entfernt diese von der Platte mittels einer Nadel, indem man die Platte wieder

¹⁾ R. T. Beatty, Phil. Mag. 14, 604 (1907).

anwärmt. Die Streifen legt man dann in Xylol, bis sich das Paraffin vollständig aufgelöst hat, und bringt sie dann in ein Bad von Alkohol. Die Überführung von dem einen Bad in das andere bewerkstelligt man am besten in der Weise, daß man das Blättchen noch in der Flüssigkeit auf ein Stück Papier legt und es auf demselben herausnimmt. Dadurch wird verhindert, daß es sich beim Durchziehen durch die Oberfläche der Flüssigkeit zusammenrollt.

§ 21. Isolatoren.

Für elektrostatische Meßinstrumente von kleiner Kapazität kommen als Isolatoren Hartgummi, Siegellack, Quarz, Schwefel und Bernstein in Betracht. Die beiden letzten Substanzen sind weitaus die besten für die Isolierung der Goldblattsysteme in Elektroskopen. Quarz hat den Vorteil, daß er selbst bei relativ hohen Temperaturen noch gut isoliert. Verschiedene Quarzstückchen zeigen allerdings meist recht verschiedene Isolationsfähigkeit, so daß man stets eine sorgfältige Auswahl treffen muß.

Bernstein ist sowohl in natürlichem Zustand erhältlich wie auch in Form von Amberoid, welches ein künstliches, aus gepreßten Bernsteinabfällen hergestelltes Material ist. Auch in dieser Form ist der Bernstein ein ausgezeichnete Isolator und für elektrostatische Instrumente vorzüglich geeignet.

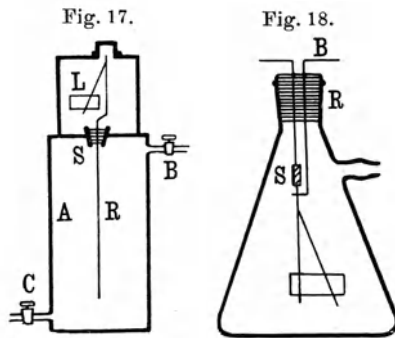
Schwefel wird am häufigsten für die Isolation von Goldblättchen verwendet. Er steht an Isolationsfähigkeit keinem anderen Material nach und läßt sich leicht in jeder beliebigen Form erhalten, indem man ihn in Glas- oder Papierformen gießt. Man hat nur darauf zu achten, daß man den Schwefel beim Schmelzen nicht überhitzt, da er dadurch an Isolationsfähigkeit verliert. Man darf den Schwefel nur ganz langsam anwärmen, so daß er gerade zum Schmelzen kommt; man saugt ihn dann in ein Glasröhrchen ein und läßt ihn erstarren. Nach dem Erstarren zieht sich der Schwefel langsam zusammen und läßt sich nach Ablauf einiger Stunden ohne Schwierigkeit aus dem Glasrohr herauschieben. Die Isolationsfähigkeit nimmt während der ersten Stunden nach dem Schmelzen merklich zu. Im Elektroskop soll das Schwefelstückchen so hoch sitzen, daß es vor dem direkten Licht geschützt ist. Die Isolationsfähigkeit leidet nämlich unter

der Einwirkung von Lichtstrahlen¹⁾. Bei allen Isolatoren ergeben sich oftmals dadurch Schwierigkeiten, daß Ladung von denselben aufgesaugt wird. Daher kommt es auch, daß man unmittelbar nach dem Aufladen eines Elektroskops oftmals unregelmäßige Ablesungen erhält. Manche Isolatoren zeigen diese Eigenschaft besonders stark: Paraffin, das sonst ein hervorragender Isolator ist, läßt sich aus diesem Grunde für Elektroskope oder Elektrometer nicht verwenden. Bei Bernstein und Schwefel ist der Effekt nur gering, doch macht er sich bei empfindlichen Meßinstrumenten immerhin bemerkbar. Da der Effekt mit der Größe des Isolators zunimmt, so muß man diesen nicht größer machen, als unbedingt nötig ist

§ 22. Emanationselektroskope.

Es tritt häufig die Aufgabe auf, geringe Mengen von Radium-emanation quantitativ zu bestimmen. Für diese Zwecke gebraucht man Elektroskope besonderer Konstruktion. Die Emanation wird entweder in das Elektroskop selbst eingelassen oder in eine Ionisationskammer, die mit dem Elektroskop verbunden ist. Die beiden

in Fig. 17 und 18 dargestellten Instrumente sind in allgemeinen Gebrauch gekommen. Die Ionisationskammer *A* des Elektroskops (Fig. 17) wird durch den Hahn *C* evakuiert und das auf Emanationsgehalt zu prüfende Gasgemenge durch den Hahn *B* in die Kammer eingelassen. Nach Eintritt des Gases läßt man noch Luft zuströmen, bis in der Kammer *A* Atmosphärendruck hergestellt ist. Die Ionisation wird wieder durch den Abfall der Ladung vermittelst des Goldblatts *L* gemessen, das an dem Stift *R* befestigt ist. Das Goldblattsystem wird durch das Schwefelstück *S* gehalten und isoliert.



¹⁾ Bates, Le Radium 8, 312 (1911).

Bei der zweiten Form des Instrumentes (Fig. 18) läßt man die Emanation direkt in den Raum eintreten, der das Goldblattsystem enthält. Man kann für dieses Instrument eine gewöhnliche starkwandige Filtrierflasche verwenden, die man auf der Innenseite versilbert. An zwei einander gegenüberliegenden Stellen wird die Versilberung abgeschabt, so daß Fenster entstehen, durch die man den Abfall des Goldblattes beobachten kann. Das Goldblatt wird durch das Schwefelstück *S* isoliert und von dem Gummistopfen *R* in seiner Lage gehalten. Zwischen den Hals der Flasche und den Kork legt man etwas Zinnfolie, um die Versilberung zur Erde ableiten zu können. Ein Ladedraht *B* ist ebenfalls durch den Stopfen *R* geführt; durch Drehung bringt man ihn mit dem Goldblattsystem in Berührung und lädt es auf. Bei diesem Instrument muß man beim Evakuieren und beim Einlassen des Gases sehr vorsichtig verfahren, da sonst leicht das Goldblatt abgerissen wird. Man läßt am besten die Luft stets durch ein feines Kapillarrohr ein- und ausströmen.

Die Einzelheiten des Verfahrens zur Messung geringer Mengen Radiumemanation sind in § 62 beschrieben.

§ 23. Elektroskop nach Wilson.

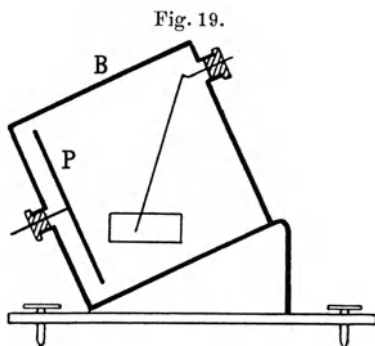
Ein sehr empfindliches Elektroskop, das vor den bereits beschriebenen Instrumenten in vielen Fällen gewisse Vorteile besitzt, ist von C. T. R. Wilson¹⁾ konstruiert und von G. W. C. Kaye²⁾ in einigen Einzelheiten verbessert worden. Dieses Instrument kann nur in Verbindung mit einer Ionisationskammer benutzt werden. Es bietet im Vergleich mit dem Quadrantelektrometer den Vorteil, daß es eine Kapazität von nur einigen Zentimetern besitzt. Außerdem kann man es auf hohe Voltempfindlichkeit einstellen. Das Instrument ist in Fig. 19 dargestellt. Das rechtwinkelige Metallgehäuse *B*, welches zur Erde abgeleitet ist, ist schräg aufgestellt und enthält parallel zur einen Seitenfläche die Platte *P*, die mit dem einen Pol einer Batterie verbunden ist, deren anderer Pol an der Erde liegt. Das Goldblatt, das durch einen Kontaktschlüssel zur Erde abgeleitet werden kann, ist mit der Ionisationskammer verbunden, in der der Strom gemessen werden soll. Es

¹⁾ C. T. R. Wilson, Proc. Cambr. Phil. Soc. **12**, 135 (1903).

²⁾ G. W. C. Kaye, Proc. Phys. Soc. London **23**, 209 (1911).

wird zunächst in Verbindung mit der Erde gehalten und dann isoliert, so daß es sich auflädt. Die Bewegung des Goldblattes wird mittels eines Mikroskops durch geeignet angebrachte Fenster beobachtet.

Für jede beliebige Neigung des Instrumentes gibt es eine bestimmte Potentialdifferenz zwischen Goldblatt und Platte, für welche die Empfindlichkeit ein Maximum ist. Diese Potentialdifferenz ist für geringe Neigungswinkel größer als für große Neigungswinkel; wenn man aber das Instrument zu wenig neigt, so wird die Lage des Goldblattes über einen beträchtlichen Teil des Gesichtsfeldes instabil. Der Winkel, bei dem Instabilität eintritt, heißt kritischer Neigungswinkel. Je weniger man das Instrument neigt, d. h. also, je mehr die Platte *P* in eine vertikale Lage kommt, desto größer wird der Bereich, über den das Goldblatt instabil ist. Die größte Empfindlichkeit erreicht man, wenn der Neigungswinkel gerade ein wenig größer ist als der kritische Neigungswinkel.



Um das Instrument zu justieren, wird es zunächst bis zu einem Winkel von etwa 30° geneigt. Man variiert nun das Potential der Platte *P*, bis man die maximale Empfindlichkeit für diesen Winkel erreicht hat. Man benötigt hierzu etwa 200 Volt. Will man die größte überhaupt erreichbare Empfindlichkeit erhalten, so muß man das Empfindlichkeitsmaximum für verschiedene Winkel bestimmen und dann die günstigste Stellung auswählen. Da man das Instrument meist in einer Stellung benutzt, wo es nahezu instabil ist, so sind die Ausschläge des Goldblattes nicht proportional der an dasselbe angelegten Spannung. Man muß daher bei Strommessungen die Ablesungen stets bei denselben Teilstrichen der Skala vornehmen oder man muß die Skala zuerst sorgfältig eichen.

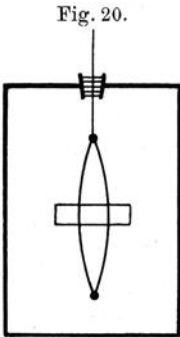
In Anbetracht der großen Empfindlichkeit dieses Instrumentes wirken die geringsten Änderungen in dem Potential der Platte sehr störend auf die Messungen. Aus diesem Grunde muß man

zum Aufladen der Platte eine sehr konstante Batterie benutzen, etwa eine solche von Cadmiumelementen, die in der Tat eine sehr konstante Spannung geben (s. Fußnote S. 8).

§ 24. Elektroskop nach Wulf.

Ein von Wulf¹⁾ angegebenes Quarzfadenelektroskop ist in Fig. 20 dargestellt. Es besteht in der Hauptsache aus zwei etwa 5 bis 6 cm langen Quarzfäden, die zusammen an einem isolierten Draht befestigt sind. Die so gebildete Quarzschlinge wird durch Kathodenzerstäubung in einem Entladungsrohr leitend gemacht²⁾. Beim Aufladen stoßen die Fäden einander ab und bilden eine Schlinge; der Abstand der beiden Fäden wird mittelst eines Mikroskops gemessen und ist dem angelegten Potential sehr nahe proportional.

Der Hauptvorteil dieses Instrumentes vor den gewöhnlichen Goldblattelektroskopen liegt darin, daß die Bewegung der Fäden aperiodisch ist und die Einstellung nahezu momentan erfolgt. Wegen weiterer Einzelheiten wird auf die Originalarbeiten verwiesen.



¹⁾ Wulf, Phys. Zeitschr. 8, 246, 527 u. 780 (1907).

²⁾ Bestelmeyer, Zeitschr. f. Instrkde. 25, 339 (1905).

Kapitel 3.

Ionisation von Gasen.

§ 25. Ionisation von Gasen durch verschiedene Strahlenarten.

Wenn Gase von gewissen Strahlenarten, wie z. B. Kathoden- oder Röntgenstrahlen, durchsetzt werden, so werden sie elektrisch leitend. Dieselbe Erscheinung beobachtet man auch bei den Strahlungen radioaktiver Substanzen. Diese Eigenschaft der Strahlen wird fast ausschließlich dazu benutzt, um die Anwesenheit radioaktiver Substanzen zu erkennen und die Stärke der von ihnen emittierten Strahlungen zu messen. Aus diesem Grunde muß man auf die Gesetze, nach welchen der Durchgang der Elektrizität durch Gase erfolgt, erst näher eingehen, bevor die Erscheinungen der Radioaktivität im einzelnen betrachtet werden können.

Wenn ein ionisiertes Gas unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes steht, so fließt durch dasselbe ein Strom, der proportional ist der Potentialdifferenz zwischen den beiden in das Gas eingetauchten Elektroden, solange als diese Differenz klein ist; das Gas verhält sich also in diesem Fall wie ein metallischer Leiter und gehorcht dem Ohmschen Gesetz. Wenn man aber die Potentialdifferenz steigert, so nimmt der Strom weniger rasch zu, als nach dem Ohmschen Gesetz zu erwarten wäre und erreicht schließlich einen Grenzwert, der von der angelegten Spannung nicht mehr abhängig ist. Dieser Grenzwert heißt Sättigungsstrom.

Dieses Verhalten hat man durch die Annahme erklärt, daß die ionisierend wirkenden Strahlen in dem Gas positive und negative Ionen erzeugen, welche sich im elektrischen Feld auf die Elektroden zu bewegen und so den Strom tragen. Bei Abwesenheit eines elektrischen Feldes rekombinieren die Ionen miteinander

und neutralisieren gegenseitig ihre Ladung. Sobald der Verlust an Ionen durch Rekombination gleich ist der Zunahme infolge der Wirkung der Strahlen, so ist ein stabiler Zustand erreicht. Unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes erreichen die Ionen zum Teil die Elektroden, bevor sie Gelegenheit hatten, zu rekombinieren; wenn das Feld stark genug ist, so werden alle Ionen sofort nach ihrer Bildung durch das Feld zu den Elektroden geführt. Der durch das Gas fließende Strom kann dann nicht mehr zunehmen, auch wenn man die Spannung noch weiter erhöht; es ist also der Sättigungszustand erreicht. In diesem Falle gibt der beobachtete Strom ein Maß für die Zahl der erzeugten Ionen.

Wenn man die Intensitäten verschiedener Strahlungen miteinander vergleicht, so muß man stets Sättigungsströme messen und man hat sich in jedem einzelnen Falle davon zu überzeugen, daß die angelegte Spannung auch wirklich ausreichend ist, um den Strom zu sättigen. Was für ein Potential man im speziellen Fall benötigt, läßt sich meist nicht voraussagen, da die Spannung, welche zur Sättigung erforderlich ist, von verschiedenen Faktoren abhängt.

Zunächst nimmt die Sättigungsspannung mit der Intensität der Strahlung zu; je größer nämlich die Konzentration der Ionen in dem Gase ist, um so größer ist die Rekombination und um so höhere Spannungen benötigt man, um die Ionen zu entfernen, bevor sie Rekombination eingehen.

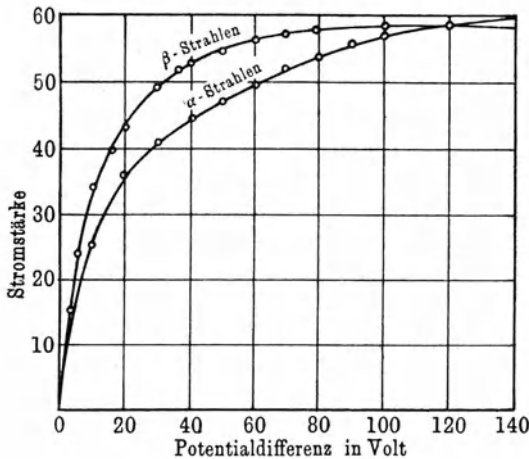
Auch die Dimensionen der Ionisationskammer beeinflussen die Stärke des zur Sättigung nötigen Feldes. Wenn man nämlich den Abstand zwischen den Elektroden größer wählt, so haben die Ionen größere Strecken in dem Gas zu durchlaufen, bevor sie die Elektroden erreichen. Man muß sie daher durch das Feld stärker beschleunigen, damit sie der Rekombination entgehen. Es ist ersichtlich, daß mit der Zunahme des Elektrodenabstandes sowohl die Sättigungsspannung wie auch die Sättigungsstromstärke zunimmt, da ja die Gesamtzahl der Ionen, die aus dem Gas herauszuführen ist, offenbar zugenommen hat. Auch die Form der Ionisationskammer beeinflusst die Sättigungsspannung. Es ist beispielsweise weit schwieriger, Sättigung in einer zylindrischen Ionisationskammer, die eine dünne axiale Elektrode enthält, zu erreichen, als in einer Kammer, bei der die Elektroden aus zwei parallelen Platten bestehen. In dem ersten Falle ist nämlich das

elektrische Feld in der Nähe des Drahtes außerordentlich stark, nimmt aber in größerem Abstand sehr rasch ab. Das Feld kann daher in der Nähe des Drahtes wohl instande sein, die Ionen genügend zu beschleunigen, ist aber in größeren Entfernungen dazu zu schwach.

Wie sich erwarten läßt, hängt die Sättigungsspannung auch von der Natur des ionisierten Gases ab. Sie wird ferner beeinflußt durch die Gegenwart von Staub oder Feuchtigkeit, da sich hierdurch die Geschwindigkeit der Ionen verringert.

Ein merkwürdiger Unterschied zeigt sich ferner, wenn man dasselbe Gas unter sonst gleichen Bedingungen einmal durch α -

Fig. 21.



und dann durch β -Strahlen ionisiert. Bestimmt man nämlich in derselben Ionisationskammer und bei derselben Strahlungsintensität die Sättigungsspannung für α - und für β -Strahlen als Ionisatoren, so findet man, daß die Sättigungsspannung im ersten Fall wesentlich größer ist. Das rührt daher, daß ein α -Teilchen pro Zentimeter seiner Bahn viel mehr Ionen erzeugt, als ein β -Teilchen. Die örtliche Ionenkonzentration ist daher bei α -Strahlen ganz wesentlich größer als bei β -Strahlen und für dieselbe Gesamtionisation benötigt man daher bei den α -Strahlen ein wesentlich höheres Feld zur Sättigung als bei den β -Strahlen. Die Erschei-

nungen kann man etwa mittelst der in Fig. 6 dargestellten Ionisationskammer beobachten. Zwei mit einer derartigen Kammer erhaltene typische Sättigungsstromkurven für α - und β -Strahlen sind in Fig. 21 wiedergegeben. Die Gesamtionisation war dabei in beiden Fällen nahezu dieselbe.

§ 26. Rekombination der Ionen¹⁾.

Ein ionisiertes Gas zeigt auch nach Entfernung der wirksamen Strahlen noch für einige Zeit eine elektrische Leitfähigkeit. Dies rührt daher, daß bis zur Rekombination aller Ionen eine merkliche Zeit verstreicht. Da Rekombination nur beim Zusammentreffen je zweier Ionen entgegengesetzten Vorzeichens eintritt, so ist die Geschwindigkeit, mit der die Zahl der Ionen infolge der Rekombination abnimmt, proportional dem Quadrat der Zahl der vorhandenen Ionen. Bezeichnet man die in einem beliebigen Moment vorhandene Zahl der Ionen mit n , so ist

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 \dots \dots \dots (17)$$

wobei α eine Konstante bedeutet, die als Rekombinationskoeffizient bezeichnet wird. Bedeutet daher n_1 die Zahl der zu einer gewissen Zeit vorhandenen Ionen, und n_2 die Zahl der zu irgend einer beliebigen späteren Zeit t vorhandenen Ionen, so gilt

$$\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} = \alpha t \dots \dots \dots (18)$$

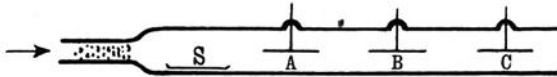
Das in Gleichung (18) zum Ausdruck gebrachte Gesetz, nach dem die Rekombination der Ionen vor sich geht, läßt sich nach einer von Rutherford²⁾ zuerst angegebenen Methode prüfen. Diese beruht darauf, daß man die Abnahme in der Zahl der Ionen bestimmt, wenn man einen Strom von ionisierter Luft durch ein Rohr mit konstanter Geschwindigkeit strömen läßt. Die Zahl der an verschiedenen Stellen des Rohres vorhandenen Ionen erhält man durch Messung des Sättigungsstromes an der betreffenden Stelle.

¹⁾ Rutherford, Radioaktive Substanzen. Deutsche Ausgabe 1913. § 16.

²⁾ Rutherford, Phil. Mag. 47, 109 (1899).

Der Apparat ist in Fig. 22 dargestellt. Vermittelt eines großen Gasometers, oder vermittelt der in § 55 beschriebenen Vorrichtung läßt man einen konstanten Luftstrom zuerst über ein Trockenmittel und dann durch Watte zur Entfernung des Staubes strömen. Das Gas streicht dann über Uranoxyd, das sich in einem Schälchen bei *S* befindet, wird hier ionisiert und durchläuft nun ein etwa 150 cm langes und 5 cm weites Metallrohr. Auf diesem Wege wird sich die Zahl der Ionen durch Rekombination allmählich verringern. Unter Benutzung der isoliert in das Rohr eingeführten Drähte *A*, *B*, *C* bestimmt man nunmehr

Fig. 22.



an diesen Stellen die Stromstärken in elektrostatischen Einheiten (§ 7) und findet hieraus durch Division mit der Elementarladung ($4,77 \times 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten) die Zahlen der bei *A*, *B*, *C* vorhandenen Ionen. Das Zeitintervall *t*, welches verstreicht, während die Luft von einem Draht bis zum nächsten fließt, wird aus der Strömungsgeschwindigkeit des Gases abgeleitet. Aus Gleichung (18) läßt sich dann der Rekombinationskoeffizient α berechnen. Für Luft hat α annähernd den Wert 10^{-6} .

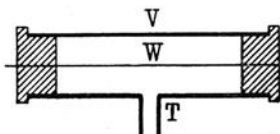
Zur Messung der Stromstärken verbindet man die Drähte nacheinander mit einem Quadrantelektrometer und legt eine für die Sättigung ausreichende Spannung an das Rohr. Auch die Drähte, welche nicht mit dem Elektrometer verbunden sind, werden auf dasselbe Potential wie das Rohr aufgeladen.

Zu dem Verlust an Ionen durch Rekombination tritt noch ein weiterer Verlust, der davon herrührt, daß die Ionen zu den Wänden des Rohres diffundieren. Ist der Durchmesser des Rohres nicht zu klein, so ist der Verlust infolge von Diffusion nur gering im Vergleich zu dem Verlust durch Rekombination. Daß man Luft vollständig von Ionen befreien kann, indem man sie durch Watte bläst, rührt daher, daß die Ionen beim Durchstreichen durch die feinen Zwischenräume der Watte durch Diffusion bald ihre Ladungen verlieren.

§ 27. Ionisation durch Stoß.

Die meisten ionisierend wirksamen Strahlenarten, wie die Kathodenstrahlen, die α - und β -Strahlen bestehen aus geladenen Teilchen, die sich mit großer Geschwindigkeit bewegen. Es läßt sich daher erwarten, daß die Ionen in einem Gas selbst ionisierend wirksam werden, wenn man sie nur genügend beschleunigt. Eine solche Beschleunigung läßt sich vermittelt eines starken elektrischen Feldes erreichen, und es gelang zuerst Townsend¹⁾, zu zeigen, daß bei genügend hoher Geschwindigkeit die negativen Ionen imstande sind, auf ihrer Bahn neue Ionen zu erzeugen. Bei konstantem elektrischen Feld ist die Geschwindigkeit, mit der sich die Ionen durch das Gas bewegen, umgekehrt proportional dem Gasdruck, vorausgesetzt, daß dieser Druck nicht zu klein ist; bei Drucken, die nicht mehr als einige Zentimeter Quecksilber betragen, nimmt nämlich die Geschwindigkeit der negativen Ionen mit abnehmendem Druck außerordentlich rasch zu. Man erklärt diese Erscheinung durch die Annahme, daß bei den kleinen Drucken das bei dem Ionisationsprozeß gebildete Elektron sich frei durch das Gas bewegt, während es sich bei den höheren Drucken an ein Gasmolekül anhängt. Das Elektron wird so zu einem negativen Ion und bewegt sich daher in dem elektrischen Feld infolge der viel größeren Masse ganz bedeutend langsamer. Bei geringen Drucken ist daher ein viel schwächeres Feld genügend, um Ionisation durch Stoß hervorzurufen, als bei höheren Drucken. Da die positive Ladung immer mit einer großen Masse verbunden ist, so sind die positiven Ionen viel weniger wirksam in der Erzeugung

Fig. 23.



von neuen Ionen durch Stoß; nur wenn das Funkenpotential nahezu erreicht ist, sind auch die positiven Ionen dazu imstande.

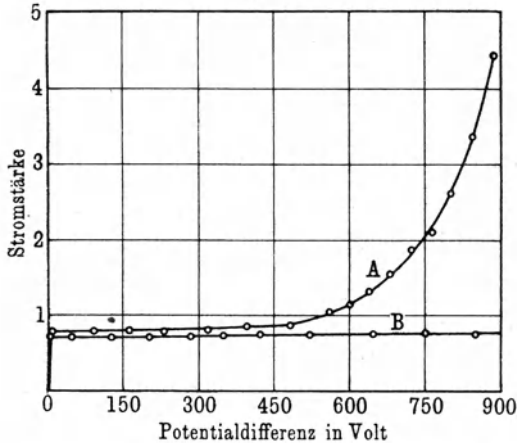
Die Erscheinung läßt sich mittelst des in Fig. 23 dargestellten Apparates demonstrieren und näher untersuchen. Ein isolierter Draht W ist axial in dem zylindrischen Gefäß V befestigt, das mit dem negativen Pol einer Batterie verbunden ist. Das Gefäß wird durch den Seitenansatz T bis zu einem

¹⁾ Townsend, The Theory of Ionisation of Gases by Collision. Constable & Co., London 1910.

Druck von etwa 1 cm Quecksilber evakuiert. Man legt nun zunächst an das Rohr ein Potential von etwa 1 Volt und bestimmt vermittelst eines Elektrometers den Ionisationsstrom, den ein in der Nähe befindliches Radiumpräparat erzeugt. Steigert man nun das Potential, so nimmt der Strom zunächst zu und erreicht bald einen Sättigungswert, wie das in § 25 bereits beschrieben wurde. Steigert man nun das Potential noch weiter, so beginnt der Strom wieder sehr rasch zuzunehmen. Diese Zunahme ist durch das Einsetzen der Stoßionisation bedingt.

Zwei typische Kurven sind in Fig. 24 dargestellt; diese Kurven wurden mit einer Ionisationskammer von 2 cm Durchmesser er-

Fig. 24.



halten, die mit einem axialen Draht von 5 mm Dicke versehen war. Der Gasdruck betrug 3 cm Quecksilber, und Stoßionisation begann bei etwa 400 Volt einzusetzen. Führt man die Messungen bei geringeren Luftdrucken aus, und benutzt man eine dünnere zentrale Elektrode, so tritt Stoßionisation bereits bei niedrigeren Spannungen ein.

Die Kurve *A* bezieht sich auf einen Fall, in dem das Rohr negativ, und die Kurve *B* auf einen Fall, in dem das Rohr positiv geladen war. Man sieht, daß die Kurven sich sehr stark voneinander unterscheiden. Der Unterschied rührt daher, daß in dem ersten Fall die negativen Ionen in das intensive Feld in der

Nähe des Drahtes gelangen und dort schon bei relativ geringer Spannung Stoßionisation hervorrufen. Im zweiten Falle dagegen gelangen die positiven Ionen in das starke Feld; diese sind aber, wie bereits auseinandergesetzt wurde, viel weniger wirksam in der Erzeugung neuer Ionen durch Stoß.

§ 28. Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen und Verhältnis von Ladung zu Masse ¹⁾.

Die korpuskularen Strahlungen radioaktiver Substanzen sind durch die Masse, die Ladung und die Anfangsgeschwindigkeit der emittierten Teilchen charakterisiert. Die Masse der Teilchen läßt sich durch direkte Messung nicht bestimmen; auch die Festlegung der von einem einzelnen Teilchen mitgeführten Ladung ist nicht ohne weiteres durchführbar. Obwohl sich nämlich auf relativ einfache Weise die Gesamtladung, welche von den Teilchen einer Strahlenquelle mitgeführt wird, messen läßt, so verlangt andererseits die Festlegung der Zahl der Teilchen Methoden, welche beträchtliche experimentelle Schwierigkeiten bieten. Es läßt sich aber, wie später gezeigt wird, das Verhältnis von Ladung zu Masse ableiten, wenn man die Ablenkung der Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern bestimmt. Dieselbe Methode ermöglicht die Berechnung der Geschwindigkeit der Teilchen.

Da die Strahlungsintensität, welche man bei Verwendung radioaktiver Substanzen zur Verfügung hat, im allgemeinen schwach ist, so lassen sich derartige Messungen an solchen Substanzen nicht ohne weiteres ausführen. Die Methode und Berechnung ist aber prinzipiell dieselbe wie bei Messungen an Kathodenstrahlen, wo die experimentellen Schwierigkeiten weit geringer sind.

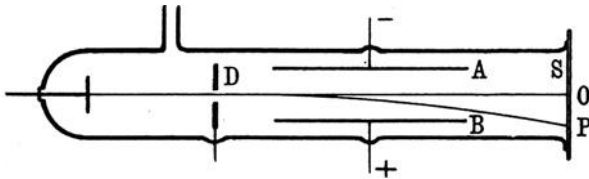
Die in einem Kathodenstrahl enthaltenen Elektronen bewegen sich in geraden Linien, werden aber unter dem Einfluß von elektrischen und magnetischen Feldern infolge ihrer Ladung abgelenkt. Es werde beispielsweise ein Kathodenstrahlbündel in dem in Fig. 25 dargestellten Rohr erzeugt und falle auf den Phosphoreszenzschirm *S*, der das eine Ende des Rohres abschließt. Vermittelt des Spaltes *D* werde ein Strahlenbündel ausgeblendet, das einen

¹⁾ Rutherford, Radioaktive Substanzen, deutsche Ausgabe 1913, § 24. Siehe auch J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang in Gasen, deutsche Ausgabe, Kap. 5.

schmalen Phosphoreszenzstreifen auf dem Schirm *S* hervorruft. Wird nun zwischen den Platten *A* und *B* ein elektrisches Feld erzeugt, so werden die Strahlen aus ihrer Bahn abgelenkt und der Phosphoreszenzstreifen verschiebt sich. Für die Versuche ist ein Rohr von etwa 25 cm Länge und etwa 5 cm Weite, das zwei Platten im Abstand von 2 cm enthält, geeignet. Der Spalt darf höchstens 1 mm weit sein.

Es bedeute *l* die Länge der Platten, zwischen denen das elektrische Feld wirkt, und *k* den Abstand der beiden Platten, der klein sein muß im Vergleich mit *l*. Da das Feld zwischen den beiden Platten konstant ist, so ist das Problem genau in der-

Fig. 25.



selben Weise zu behandeln, wie das eines Körpers, der horizontal geworfen wird und unter der Einwirkung des Gravitationsfeldes steht; die Elektronen bewegen sich also in einer parabelförmigen Bahn. Es sei ferner *F* die Intensität des elektrischen Feldes zwischen den beiden Platten und *e* die Ladung eines Elektrons und *m* seine Masse. Die Beschleunigung der Elektronen in Richtung auf die Platte *B* ist dann $\frac{Fe}{m}$, und die Ablenkung x_1 beim Austritt aus dem elektrischen Feld ist gegeben durch

$$x_1 = \frac{1}{2} \frac{Fe}{m} t^2 \dots \dots \dots (19)$$

wobei *t* die Zeit bedeutet, welche die Teilchen zum Durchsetzen des elektrischen Feldes benötigen. Führt man die Geschwindigkeit *u* der Teilchen ein, so läßt sich *t* durch $\frac{l}{u}$ ersetzen und man erhält die Gleichung

$$x_1 = \frac{1}{2} \frac{Fe}{m} \frac{l^2}{u^2} \dots \dots \dots (20)$$

Sobald die Teilchen das elektrische Feld verlassen haben, bewegen sie sich in Richtung der Tangente der Parabel und treffen

im Punkte P auf den Schirm. Der Abstand x_2 dieses Punktes vom Punkte O ist gegeben durch

$$x_2 = \frac{F e l}{m u^2} \left[d + \frac{l}{2} \right] \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (21)$$

wobei d den Abstand des Schirmes von den Enden der beiden Platten bedeutet.

Da die Kathodenstrahlen aus negativ geladenen Teilchen bestehen, so verhalten sie sich wie ein elektrischer Leiter, durch den ein Strom in einer zur Bewegung der Teilchen entgegengesetzten Richtung fließt. Wenn daher die Strahlen ein Magnetfeld durchsetzen, so daß die Kraftlinien rechtwinkelig zu der Bewegungsrichtung verlaufen, so wirkt auf die Teilchen eine Kraft im rechten Winkel zu ihrer Bewegungsrichtung und im rechten Winkel zu der Richtung der magnetischen Kraftlinien. Bedeutet r den Krümmungsradius der Bahn, so muß die Zentrifugalkraft $\frac{m u^2}{r}$ in jedem Punkt gleich der magnetischen Kraft $H e u$ sein, wo H die magnetische Feldstärke bedeutet. Folglich ist

$$H e = \frac{m u}{r} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (22)$$

Es folgt also, daß die Krümmung r in allen Punkten der Bahn konstant ist, und daß sich die Strahlen in einem Kreis bewegen, vorausgesetzt, daß ihre Geschwindigkeit sich nicht ändert.

Um es möglich zu machen, den zur elektrischen Ablenkung benutzten Apparat auch hier zu verwenden, muß der Krümmungsradius so groß sein, daß die Ablenkung noch auf dem Schirm S beobachtet werden kann. Für diesen speziellen Fall läßt sich eine Gleichung finden, in der r als Funktion der Ablenkung ausgedrückt ist. Ist nämlich die Verschiebung y_1 am Ende des magnetischen Feldes klein, im Vergleich mit der Länge l des Feldes, so läßt sich zeigen, daß

$$y_1 = \frac{H e l^2}{2 m u} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (23)$$

Beobachtet man die Ablenkung an einem Schirm im Abstand d von dem Ende des magnetischen Feldes, so treffen die

Strahlen den Schirm in einem Abstand y_2 vom Punkte O . Dieser Abstand ist bestimmt durch

$$y_2 = \frac{He}{m} \frac{l}{u} \left[d + \frac{l}{2} \right] \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (24)$$

Auf Grund der Ablenkungsmessungen in dem elektrischen und magnetischen Feld lassen sich $\frac{e}{m}$ und u aus den Gleichungen (21) und (24) berechnen. Der Wert von $\frac{e}{m}$ ist $1,86 \times 10^7$ elektromagnetische Einheiten und die Geschwindigkeit liegt gewöhnlich zwischen 10^9 und 10^{10} cm pro Sekunde.

Die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen läßt sich auch bestimmen, wenn man den Versuch so anordnet, daß die elektrischen und magnetischen Ablenkungen einander aufheben und die Strahlen die Felder unabgelenkt passieren. Man läßt das elektrische und das magnetische Feld gleichzeitig und im rechten Winkel zueinander wirken in der Weise, daß sie einzeln gleiche und entgegengesetzte Ablenkungen auf dem Schirm hervorrufen würden. Unter diesen Umständen ist $x_2 = y_2$ und wir erhalten aus Gleichung (21) und (24) die Beziehung

$$u = \frac{F}{H} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (25)$$

Bestimmt man daher F und H , so gibt ihr Verhältnis die Geschwindigkeit der Strahlen. Es ist selbstverständlich, daß die Größen F und H in demselben Maßsystem auszudrücken sind und daß die Längen der beiden Felder dieselben sein müssen.

Kapitel 4.

Die α -Strahlen.

§ 29. Die von Uranoxydschichten verschiedener Oberfläche erzeugte Ionisation.

Da die α -Strahlen nur einen geringen Bruchteil eines Millimeters einer Substanz wie etwa Uranoxyd zu durchsetzen vermögen, so rührt die in der Nähe eines Uranoxydpräparates erzeugte Ionisation nur von einer sehr dünnen Oberflächenschicht des Materials her. Wenn daher die Schicht nicht außerordentlich dünn ist, so ist die Aktivität der Oberfläche proportional und von der Dicke der Schicht unabhängig. Man kann dies leicht in folgender Weise zeigen: Man verteilt feingepulvertes Uranoxyd in etwa 1 mm dicken Schichten in kleine runde Metallschälchen von etwa 2, 4 und 6 cm Durchmesser. Man muß dabei darauf achten, daß die Schichten wenigstens einigermaßen gleichmäßig dick sind, da man sonst eine Korrektion für die β -Strahlung machen muß, die mit der Schichtdicke zunimmt. Bestimmt man nun die Aktivität jedes Schälchens, so ergibt sie sich proportional der Oberfläche. Zeigt sich eine kleine Abweichung von der Proportionalität, so rührt dies meist daher, daß die α -Strahlen teilweise vom Rande des Schälchens absorbiert werden und nicht ionisierend wirken. Wie viele der Strahlen in dieser Weise absorbiert werden, hängt von dem Radius des benutzten Schälchens ab; die Korrektion ist desto kleiner, je größer der Durchmesser des Schälchens.

§ 30. Die von Uranoxydschichten verschiedener Dicke erzeugte Ionisation.

Es ist nicht ganz leicht, Uranoxydschichten so dünn herzustellen, daß die ganze α -Strahlung aus der Substanz austreten kann. Eine einfache Methode, dünne Schichten herzustellen, ist

von Mc Coy¹⁾ angegeben worden. Man schleift das eine Ende eines Glasringes von 3 bis 4 cm Durchmesser flach und preßt ihn auf ein Aluminiumblech von etwa 0,1 mm Dicke fest auf, so daß ein für Flüssigkeiten undurchlässiger Abschluß entsteht. Das Uranoxyd wird in einen Achatmörser so fein als möglich gepulvert. Eine Spur der Substanz wird dann mit einigen Kubikzentimetern Chloroform oder Alkohol aufgeschüttelt und die Flüssigkeit rasch auf das Aluminium gegossen. Das suspendierte Uranoxyd sinkt bald nieder und bildet, wenn die Flüssigkeit verdampft ist, eine feine, ziemlich fest anhaftende Schicht.

Man stellt sich in dieser Weise verschiedene Filme her und bestimmt ihre Dicke durch Wägung. Die Aktivitätsmessung wird ergeben, daß die von den verschiedenen Schichten herrührende Ionisation zunächst proportional mit der Dicke zunimmt, aber bereits bei etwa 0,01 mm einen Maximalwert erreicht. Bei dieser Schichtdicke können die α -Strahlen der untersten Schicht gerade noch austreten. Die folgende Tabelle zeigt die Resultate, welche mit Schichten von 6 qcm Oberfläche erhalten wurden.

Beziehung zwischen α -Strahlen-Aktivität
und Schichtdicke.

Gewicht des Uranoxyds in Milligramm	Aktivität in Teilstrichen pro Minute	Aktivität pro Gewichtseinheit
2,1	0,75	0,36
2,8	0,97	0,35
10,4	3,10	0,30
14,9	3,86	0,26
36,5	7,80	0,22

Da die Aktivität von Uranoxyd völlig konstant ist, eignet sich diese Substanz als Standard bei Messung schwacher Aktivitäten. Eine sehr dünne Schicht von Uranoxyd (U_3O_8) gibt einen Ionisationsstrom von $0,57 \times 10^{-3}$ elektrostatischen Einheiten pro Milligramm Uranoxyd; in dicker Schicht liefert Uranoxyd einen

¹⁾ Mc Coy, Phil. Mag. **11**, 176 (1906). Siehe auch St. Meyer und Paneth, Wien. Ber. **121**, 1403 (1912).

Strom von $1,74 \times 10^{-3}$ elektrostatischen Einheiten pro Quadrat-zentimeter Oberfläche.

Um die Aktivität von Mineralien und radioaktiven Präparaten mit dem Uranstandard zu vergleichen, stellt man sich auch aus diesen Substanzen dünne Schichten in der oben beschriebenen Weise her. Die Schichten müssen so dünn sein, daß die Aktivitäten noch proportional dem Gewicht sind. Die folgende Tabelle gibt einige Resultate, die mit Schichten von 6 qcm Oberfläche erhalten wurden.

Vergleich der α -Strahlen-Aktivitäten verschiedener Substanzen.

Substanz	Gewicht der Schicht in Milligramm	Aktivität in Teilstrichen pro Minute	Aktivität pro Gewichtseinheit
Uranoxyd	2,1	0,75	0,36
Joachimsthaler Pechblende .	5,27	6,24	1,18
Thoroxyd (frisch hergestellt)	4,27	2,05	0,48
Thorit	5,29	1,41	0,27

Die beschriebene Methode ist nicht anwendbar auf Substanzen, die Emanation abgeben.

§ 31. Reichweite und Absorption der α -Strahlen¹⁾.

Die α -Strahlen erzeugen auf ihrer Bahn durch ein Gas eine sehr starke Ionisation und verlieren dabei an kinetischer Energie, bis schließlich ihre Geschwindigkeit so klein geworden ist, daß sie nicht mehr imstande sind, ionisierend zu wirken. Dies tritt in Luft von Atmosphärendruck bereits nach einer Bahnlänge von einigen Zentimetern ein. Die Gesetze, nach welchen die α -Strahlen absorbiert werden, sind für diese Strahlenart sehr charakteristisch. Es durchlaufen nämlich im Gegensatz zu anderen Strahlenarten alle Teilchen nahezu dieselbe Strecke und werden erst am Ende der Bahn absorbiert. Die größte Wegstrecke, welche die α -Teilchen

¹⁾ Rutherford, Radioaktive Substanzen, deutsche Ausgabe 1913, § 57—64.

in Luft von Atmosphärendruck zu durchlaufen vermögen, wird als Reichweite bezeichnet. Für dieselbe radioaktive Substanz sind die Reichweiten aller emittierten α -Teilchen dieselben; α -Teilchen verschiedener radioaktiver Substanzen haben aber verschiedene Reichweiten, die für die emittierenden Substanzen charakteristisch sind.

Die Reichweite, die von der Dichte des Gases abhängig ist, ist umgekehrt proportional dem Druck und direkt proportional der absoluten Temperatur. Bei Messungen von Reichweiten muß man daher Temperatur und Druck angeben. Die verschiedenen radioaktiven Substanzen emittieren α -Strahlen, deren Reichweiten in Luft von 15° C und Atmosphärendruck zwischen 2,5 cm für Uran und 8,6 cm für Thor C variieren. Die Reichweite der α -Strahlen einer jeden Substanz steht in Beziehung zu der Lebensdauer dieser Substanz. Im allgemeinen emittieren nämlich langlebige Substanzen α -Strahlen kurzer Reichweite und kurzlebige Substanzen α -Strahlen großer Reichweite.

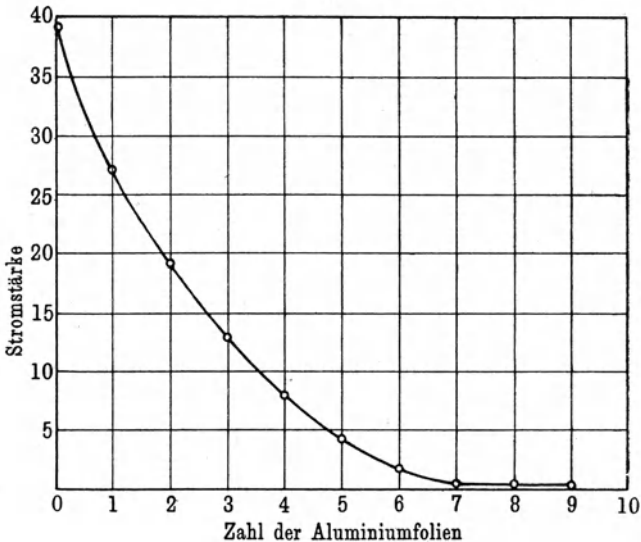
Die Strecke, welche ein α -Teilchen in Luft zu durchlaufen vermag, läßt sich dadurch verkürzen, daß man dünne Metallfolien in den Strahlengang einschaltet. Der Unterschied zwischen den Reichweiten der Strahlen, wenn zuerst die Folie eingeschaltet und dann ausgeschaltet ist, heißt die Bremswirkung der betreffenden Folie.

Die Absorption der α -Strahlen durch verschiedene Metalle läßt sich am besten unter Verwendung von Polonium als Strahlenquelle untersuchen. Diese Substanz eignet sich deswegen besonders, weil ihre Aktivität nur sehr langsam abfällt und für die vorliegenden Zwecke praktisch konstant ist. Einen Poloniumfilm kann man sich leicht in der in § 69 angegebenen Weise herstellen.

Zur Ausführung einer Messung wird das Poloniumpräparat in ein rundes Schälchen mit niedrigem Rand gelegt und dieses auf die untere Platte eines α -Strahlen-Elektroskops gestellt. Die Folien, mit welchen die Absorptionsmessungen ausgeführt werden sollen, legt man in der Weise über den aktiven Film, daß sie nur den Rand des Schälchens, nicht aber den aktiven Film selbst berühren. Diese Vorsichtsmaßregel muß man beachten, da sonst die Folien durch die Berührung mit dem Polonium leicht aktiv werden und für weitere Versuche nicht mehr zu gebrauchen sind.

Die Dicke der absorbierenden Schicht variiert man in der Weise, daß man die Zahl der über das Schälchen gelegten Folien vergrößert. Die Dicke jeder Folie bestimmt man durch Wägung und durch Ausmessung ihrer Oberfläche. Aluminiumfolie von etwa 0,003 mm Dicke ist im Handel erhältlich und für die vorliegenden Zwecke geeignet. Die Meßresultate stellt man in der Weise dar, daß man die in dem Elektroskop beobachtete Ionisation als Funk-

Fig. 26.



tion der Dicke der absorbierenden Aluminiumschicht darstellt. Eine solche Kurve ist in Fig. 26 gezeichnet. Im vorliegenden Fall verschwand die Ionisation, wenn sieben Aluminiumfolien eingeschaltet waren, was einer Dicke von 0,029 mm entsprach. Diese Dicke entspricht der Reichweite der α -Strahlen des Poloniums in Aluminium.

Man könnte die Reichweite der α -Strahlen in derselben Weise auch in anderen Metallen bestimmen, doch sind Folien geeigneter Dicke nicht ohne weiteres erhältlich. Es lassen sich aber die Bremswirkungen verschiedener Metallfolien in der Weise vergleichen, daß man die Folien einzeln über die aktive Substanz breitet und in jedem Fall den Ionisationsstrom mißt. Die Dicke

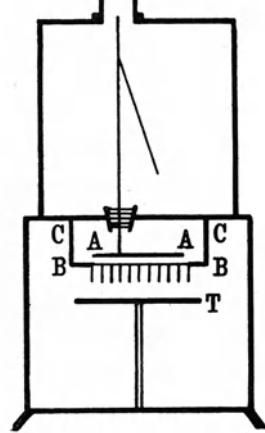
der Aluminiumschicht, welche die Ionisation ebenso stark herabsetzt als die untersuchte Folie, kann dann aus der für Aluminium bestimmten Absorptionskurve entnommen werden und gibt die Bremswirkung der betreffenden Folie, bezogen auf Aluminium als Einheit. Eine genauere Methode zur Bestimmung von Bremswirkungen wird in § 36 mitgeteilt.

§ 32. Das Ionisationsvermögen eines α -Teilchens an verschiedenen Punkten seiner Bahn.

Bragg und Kleeman¹⁾ haben zuerst gezeigt, daß die ionisierende Wirkung eines α -Teilchens zu Beginn seiner Bahn zunächst nahezu konstant ist, dann aber zunimmt und kurz vor dem Ende der Bahn ein Maximum erreicht. Nach Überschreiten des Maximums fällt das Ionisationsvermögen sehr rasch ab.

Das Ionisationsvermögen eines α -Teilchens an verschiedenen Stellen seiner Bahn läßt sich mit Hilfe der in Fig. 27 dargestellten Vorrichtung untersuchen, welche eine modifizierte Form des ursprünglich von Bragg benutzten Apparates ist. Eine Platte *T*, welche die Strahlenquelle trägt, ist an dem Boden eines α -Strahlenelektroskops derartig befestigt, daß sie etwa 1,5 bis 2 cm von der oberen Platte *AA* des Kondensators entfernt ist. Die Platte *AA* ist von einem Metallgehäuse *CBBC* umgeben, das an der oberen Platte der unteren Elektroskoppkammer befestigt ist. Der Boden dieses Gehäuses trägt einen Satz paralleler Röhrrchen, wie die Fig. 27 zeigt. Diese Röhrrchen stellt man sich am einfachsten aus dünnem Aluminium- oder Kupferblech her, das man in kleine Zylinder von etwa 1 cm Länge und 5 mm Durchmesser aufrollt. Der Abstand zwischen *AA* und *BB* darf nicht mehr als etwa 3 mm betragen.

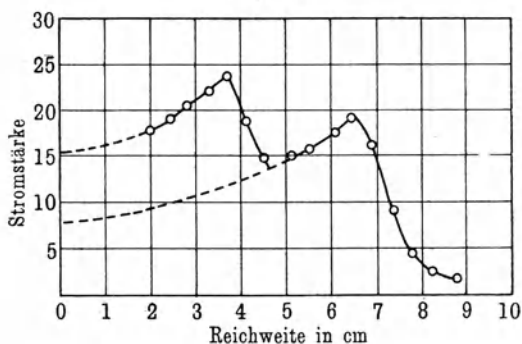
Fig. 27.



¹⁾ Bragg u. Kleeman, Phil. Mag. 8, 276 (1904) und 10, 318 (1905).

Die von der Platte T ausgehende Strahlung wird gleichmäßig nach allen Richtungen emittiert; infolge des an dem Metallgehäuse befestigten Satzes von Röhren können aber nur die Strahlen, welche die Platte senkrecht oder nahezu senkrecht verlassen, in den zwischen AA und BB vorhandenen Raum eintreten und das Gas dort ionisieren. Indem man das obere Ende der Röhren mit einer dünnen Aluminiumfolie überdeckt, verhindert man, daß die innerhalb der Röhren erzeugten Ionen durch das elektrische Feld in die eigentliche Ionisationskammer hineingezogen werden. Als Strahlenquelle eignet sich für den vorliegenden Versuch besonders der aktive Niederschlag der Thoremation, da dieser α -Strahlen

Fig. 28.



von sehr großer Reichweite emittiert. Eine genügend aktive Platte erhält man durch Anwendung der in § 44 beschriebenen Methode. Da die Aktivität des Niederschlages der Thoremation mit einer Periode von 10,6 Stunden abfällt, so muß man die zu verschiedenen Zeiten ausgeführten Messungen entsprechend korrigieren. (Siehe Anhang II.)

Die zwischen AA und BB erzeugte Ionisation wird zunächst bei unbedeckter Strahlenquelle gemessen. Es wird dann die Strahlenquelle mit einer Aluminiumfolie von 0,003 mm Dicke, was einer Bremswirkung von etwa 5 mm Luft entspricht, bedeckt und die Ionisation wieder gemessen. Eine Kurve, welche die Ionisation in Abhängigkeit von der Zahl der eingeschalteten Aluminiumfolien zeigt, ist in Fig. 28 gezeichnet. Die Kurve besitzt zwei deutliche **Maxima**, welche von den α -Strahlengruppen des Thor C bzw. des Thor C' herrühren. Die geringe Aktivität, welche sich auch

dann noch zeigt, wenn die α -Strahlen durch das Aluminium bereits vollständig absorbiert sind, rührt von der Wirkung der β -Strahlen her.

§ 33. Methode zur Zählung von Szintillationen.

Crookes hat zuerst beobachtet, daß bei Annäherung eines Radiumpräparates an einen Zinksulfidschirm das Phosphoreszenzlicht nicht gleichmäßig ist, sondern aus einzelnen Lichtpünktchen besteht. Diese Erscheinung läßt sich schon mit dem bloßen Auge wahrnehmen. Eingehende Untersuchungen haben ergeben, daß jeder einzelne Lichtblitz von dem Auftreffen eines α -Teilchens auf den Schirm herrührt und daß nahezu jedes α -Teilchen imstande ist, einen solchen Lichtblitz hervorzurufen. Man kann daher die Erscheinung nicht nur dazu benutzen, das Vorhandensein einer α -Strahlung nachzuweisen, sondern es läßt sich auch die Zahl der von der Strahlenquelle emittierten α -Teilchen quantitativ bestimmen (§ 64). Es ist dies eine direkte Methode zum Studium des Verhaltens der α -Strahlen, die oftmals auch dann noch anwendbar ist, wenn andere Methoden versagen.

Die Beobachtungen werden gewöhnlich mit Hilfe eines Zinksulfidschirmes gemacht, den man sich in der Weise herstellt, daß man das Zinksulfid auf eine Glasplatte mittels eines geeigneten Klebstoffs aufträgt. Man überzieht zunächst die Glasplatte mit einer dünnen und gleichmäßigen Schicht einer Lösung von Kanadabalsam in Xylol und läßt die Lösung nahezu trocken werden. Man streut dann das Zinksulfid möglichst gleichmäßig darüber und reibt es vorsichtig in die Schicht ein¹⁾. Wenn man auch die Szintillationen mit dem bloßen Auge oder einer Linse ohne weiteres erkennen kann, so ist es für quantitative Messungen doch vorzuziehen, ein Mikroskop geringer Vergrößerung, aber großer Lichtstärke zu benutzen. Man verwendet am besten ein Objektiv großer Apertur in Verbindung mit einem Okular geringer Vergrößerung²⁾. Das Gesichtsfeld, das man mit einem Mikroskop von 70 facher Vergrößerung übersehen kann, beträgt etwa

¹⁾ Svedberg, Zeitschr. f. physik. Chem. 74, 738 (1910).

²⁾ Es eignet sich etwa Leitz' Objektiv Nr. 4 in Verbindung mit Okular Nr. 0, was eine etwa 70fache Vergrößerung gibt; oder Objektiv Nr. 3 mit Okular Nr. 0, Vergrößerung 49.

1 qmm; das ist für die meisten Zwecke ausreichend. Zur Erleichterung der Beobachtungen, die ja im verdunkelten Zimmer ausgeführt werden müssen, schiebt man über das Okular einen in der Mitte durchbohrten Kork, gegen den man das Auge anlegt, um es so an der richtigen Stelle zu halten. Da es bei vollständiger Dunkelheit ziemlich schwierig ist, das Auge auf den Schirm zu akkomodieren, muß man denselben während der Zählungen ganz schwach beleuchten; man verwendet dazu eine kleine elektrische Lampe, der ein geeigneter Widerstand zugeschaltet ist. Die Beleuchtung des Schirmes darf selbstverständlich nur so schwach sein, daß die Szintillationen noch als deutliche Lichtpunkte erscheinen. Bevor man mit den Messungen beginnt, muß man das Auge etwa 20 Minuten in der Dunkelheit ausruhen lassen. Beim Zählen verfährt man am besten so, daß man für eine oder zwei Minuten beobachtet und dann das Auge wieder einige Minuten ausruhen läßt. Die Zahl der in jedem Intervall beobachteten Szintillationen wird notiert und die Zeit mit einer Stoppuhr festgestellt. Auch zum Notieren der Zahlen und zur Ablesung der Uhr darf man nur eine ganz schwache Lampe benutzen. Aus einer größeren Zahl von Beobachtungen berechnet man den Mittelwert der pro Minute auf den Schirm auftretenden Szintillationen. Am genauesten kann man zählen, wenn etwa 40 Szintillationen pro Minute auftreten. Bei mehr als 80 oder weniger als etwa 10 Szintillationen pro Minute werden die Beobachtungen ermüdend und unsicher.

§ 34. Bestimmung der Reichweite der α -Strahlen nach der Szintillationsmethode.

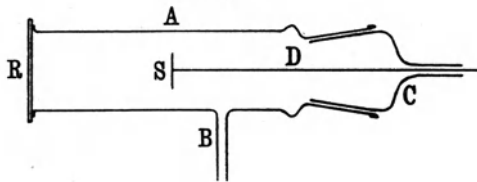
Um die Reichweite der α -Strahlen einer radioaktiven Substanz zu bestimmen, befestigt man einen Zinksulfidschirm derartig an dem Objektiv eines Mikroskops, daß er vollständig scharf erscheint. Das Mikroskop, das sich längs einer in Millimeter geteilten Skala verschieben läßt, wird zunächst ganz nahe an die Strahlenquelle herangebracht, so daß man die Szintillationen deutlich erkennt. Man entfernt nun das Mikroskop mit dem Schirm langsam von der Strahlenquelle und wird finden, daß die Szintillationen in einer gewissen Entfernung ziemlich plötzlich verschwinden. Bei Verwendung eines Poloniumpräparates tritt

dies bei einer Entfernung von 3,8 cm ein. Die Entfernung, in welcher die Szintillationen vollständig verschwunden sind, wird an der Teilung abgelesen und gibt die Reichweite der α -Strahlen. Je intensiver die Strahlenquelle, desto leichter läßt sich die Reichweite bestimmen. Die Methode läßt sich auch zur Bestimmung der Reichweite der α -Strahlen vieler anderer Substanzen verwenden, wie z. B. von Radium C, Thor C und Aktinium C.

§ 35. Die Absorption der α -Strahlen am Ende der Reichweite.

Es wurde bereits erwähnt, daß die Zahl der α -Teilchen beim Durchgang durch Luft nahezu unverändert bleibt und erst innerhalb der letzten Millimeter der Bahn ziemlich rasch abnimmt (§ 31). Dies läßt sich experimentell leicht beweisen, indem man die Zahl der Szintillationen bestimmt, welche in verschiedenen

Fig. 29.



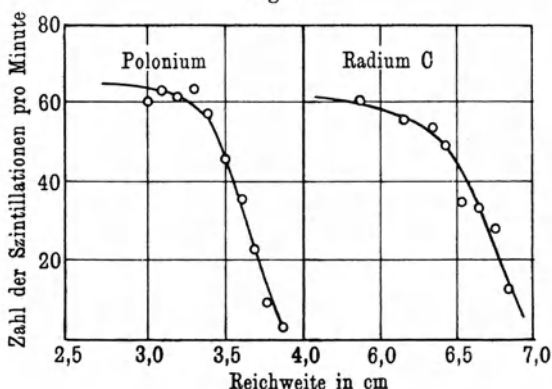
Abständen von der Strahlenquelle auftreten. Der Versuch ist allerdings dadurch erschwert, daß die Zahl der Teilchen, die auf den Schirm auftreffen, umgekehrt proportional mit dem Quadrat der Entfernung abnimmt. Aus diesem Grunde kann man Zählungen nur innerhalb eines kleinen Entfernungsbereiches ausführen, da mit zunehmender Entfernung die Zahl der Szintillationen bald sehr klein wird und sich nicht mehr mit Sicherheit bestimmen läßt. Man verfährt daher besser in der Weise, daß man den Abstand zwischen Strahlenquelle und Schirm unverändert läßt, während man zur Verkürzung der Reichweite Metallfolien verschiedener Dicke einschaltet. Bei Einschalten der Metallfolien zeigt sich, daß die Zahl der Szintillationen unverändert bleibt, bis die Dicke der Schicht fast so groß ist, daß die Strahlung völlig absorbiert wird. Schaltet man nun noch einige Folien zu, so nimmt die Zahl der Szintillationen sehr rasch ab.

Der Versuch läßt sich auch mit dem in Fig. 29 dargestellten Apparat in einfacher Weise ausführen, indem man den Luftdruck

im Inneren des Rohres variiert. Die Strahlenquelle S ist an dem Stab D befestigt, der selbst durch den Glasschliff C in dem Rohr A gehalten wird. Die Strahlenquelle befindet sich im Abstand von mehreren Zentimetern von dem Zinksulfidschirm R , der das eine Ende des Rohres abschließt und auf den das Mikroskop eingestellt ist. Man verfährt nun in der Weise, daß man den Druck im Rohr variiert und jedesmal die Zahl der Szintillationen genau bestimmt. Man findet wieder, daß die Zahl der α -Teilchen, welche den Schirm erreichen, bis zu einem gewissen Druck konstant bleibt und erst bei weiterer Steigerung des Druckes rasch abnimmt.

Da die Bremswirkung der Luft proportional ihrer Dichte ist, so läßt sich die Luftschicht, welche bei Atmosphärendruck

Fig. 30.



die gleiche Bremswirkung hervorbringt, wie die zwischen Strahlenquelle und Schirm bei dem Versuch vorhandene Luftmenge ohne weiteres berechnen. Man erhält dann die Reichweite der α -Strahlen bei normalem Druck. Zwei typische Kurven, welche sich auf Polonium und Radium C als Strahlenquelle beziehen, sind in Fig. 30 gezeichnet. Die Kurven, welche nur den letzten Teil der Strahlenbahn geben, zeigen die Abnahme der Zahl der α -Teilchen am Ende der Reichweite.

Die beschriebene Anordnung läßt sich auch dazu benutzen, die Reichweite der α -Strahlen in verschiedenen Gasen zu bestimmen.

§ 36. Bremswirkung von Metallfolien.

Was man unter der Bremswirkung von Metallfolien versteht, wurde bereits in § 31 erklärt. Auch wurde dort eine Methode angegeben, welche die Messung der Bremswirkung ermöglicht. Da das α -Teilchen die Atome der absorbierenden Substanz durchsetzt, so wird die Stärke der Absorption durch die im Inneren des Atoms herrschenden Kräfte bestimmt. Die absorbierende Wirkung eines einzelnen Atoms ist proportional der Quadratwurzel aus dessen Masse, und die eines Moleküls proportional der Summe der Quadratwurzeln aus den Massen der Atome, aus welchen sich das Molekül zusammensetzt¹⁾. Wenn daher die Zahlen der Atome, welche in zwei Metallfolien gleicher Oberfläche enthalten sind, zueinander im umgekehrten Verhältnis wie die Quadratwurzeln ihrer Atommassen stehen, so besitzen die beiden Folien dieselbe Bremswirkung.

Die Bremswirkung einer Substanz ist je nach der Geschwindigkeit der α -Strahlen etwas verschieden. Für Substanzen, welche etwa dasselbe Atomgewicht haben wie Luft, ist die Bremswirkung nur sehr wenig von der Geschwindigkeit abhängig, dagegen nimmt sie für dichtere Substanzen mit abnehmender Geschwindigkeit der α -Strahlen merklich ab²⁾.

Die Bremswirkung einer Folie läßt sich durch die Szintillationsmethode genau bestimmen, die sich daher auch zur Prüfung der obigen Gesetze eignet. Man benutzt eine stark aktive Strahlenquelle, etwa ein mit Polonium überzogenes Blech und bestimmt zunächst die Reichweite der α -Strahlen. Man schaltet dann die zu untersuchende Folie in den Strahlengang ein und bestimmt wieder genau den Abstand, bei dem die Szintillationen gerade verschwinden. Die Differenz der Entfernungen des Schirmes von der Strahlenquelle, wenn zuerst die Folie ausgeschaltet, dann eingeschaltet ist, gibt die Bremswirkung. Die folgenden, von Bragg und Kleeman angegebenen Zahlen zeigen, inwieweit das Quadratwurzelgesetz Gültigkeit hat.

Die Abhängigkeit der Bremswirkung von der Geschwindigkeit der α -Strahlen läßt sich bestimmen, indem man die Metall-

¹⁾ Bragg u. Kleeman, Phil. Mag. **10**, 318 (1905).

²⁾ Taylor, ebenda **18**, 604 (1909).

folie in verschiedenen Entfernungen von der Strahlenquelle einschaltet. Man wird zwar bei Metallfolien höheren Atomgewichts eine Änderung in der Reichweite der austretenden Strahlen beobachten, doch sind die Unterschiede nur gering.

Relative Bremswirkung für α -Strahlen.

Substanz	Bremswirkung des Atoms bzw. Moleküls	$\sqrt{\frac{\text{Atomgew. d. Subst.}}{\text{Atomgew. d. Luft}^1)}$
Wasserstoff	0,246	0,265
Luft	1	1
Aluminium	1,53	1,38
Kupfer	2,42	2,1
Silber	3,11	2,75
Zinn	3,42	2,88
Platin	4,12	3,7
Gold	4,45	3,7

§ 37. Anwendung der Wahrscheinlichkeitsgesetze auf die Emission der α -Strahlen²⁾.

Wenn man α -Strahlen auf einen Zinksulfidschirm auffallen läßt, so zeigt sich, daß die Zahl der in gleichen Zeiten auftretenden Szintillationen auch dann beträchtlich variiert, wenn die Strahlenquelle völlig konstant ist. Wenn man daher in einem speziellen Falle angibt, daß eine Strahlenquelle pro Minute eine bestimmte Zahl von α -Teilchen emittiert, so ist darunter der Mittelwert zu verstehen, den man nur aus einer sehr großen Zahl von Beobachtungen ableiten kann. Die Zahl der tatsächlich in verschiedenen Minuten emittierten α -Teilchen kann dabei innerhalb weiter Grenzen variieren und ist durch die Wahrscheinlichkeitsgesetze bestimmt.

Wenn man also die Zahl der Szintillationen, welche die α -Teilchen einer konstanten Strahlenquelle auf einem Zinksulfidschirm erzeugen, in gleichen sukzessiven Intervallen bestimmt, so findet man sehr beträchtliche Variationen, die man mit den aus den Wahrscheinlichkeitsgesetzen abgeleiteten Variationen vergleichen

¹⁾ Das Atomgewicht des hypothetischen Luftatoms ist gleich 14,4 gesetzt.

²⁾ Rutherford, Radioaktive Substanzen, Deutsche Ausgabe 1913, § 68.

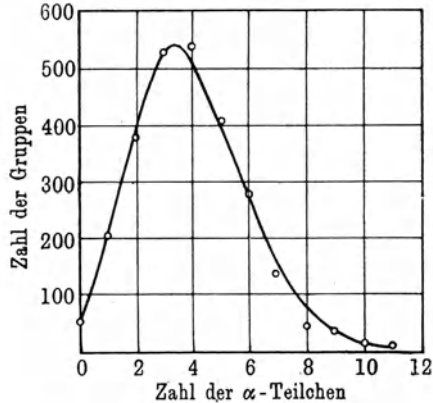
kann. Wenn a den Mittelwert der in einer gegebenen Zeit auf einen Schirm auftreffenden α -Teilchen bedeutet, so ist nach Bateman¹⁾ die Wahrscheinlichkeit p , daß in derselben Zeit n Teilchen beobachtet werden, gegeben durch

$$p = \frac{a^n}{n!} e^{-a} \dots \dots \dots (26)$$

Um diese Beziehung zu prüfen, bringt man ein Poloniumpräparat in solchen Abstand von einem Zinksulfidschirm, daß ungefähr 50 Szintillationen pro Minute auftreten. Man bestimmt nun die Zahl der Szintillationen, welche sich in gleichen, sukzessiven Intervallen von beispielsweise 15 Sekunden zeigen. Da

man den Versuch im Dunkeln ausführen muß, bedarf man eines Hilfsbeobachters oder einer automatischen Vorrichtung, welche es ermöglicht, die Szintillationen zu registrieren. Man kann etwa das Auftreten jeder einzelnen Szintillation auf einem mit gleichförmiger Geschwindigkeit laufenden Papierstreifen registrieren, und dann die Szintillationen abzählen, welche in Inter-

Fig. 31.



vallen von je 15 Sekunden sich zeigten. Man muß die Zählungen für eine große Zahl von Intervallen, etwa 500, fortsetzen und dann daraus den Mittelwert ableiten. Man klassifiziert dann die Beobachtungen, indem man abzählt, wie oftmals in den Intervallen von 15 Sekunden keine Szintillation, wie oftmals eine, zwei, drei Szintillationen usw. aufgetreten sind.

Kennt man den Mittelwert a , so läßt sich nach Gleichung (26) die Wahrscheinlichkeit p für das Auftreten von n Szintillationen berechnen. Trägt man die erhaltenen Werte graphisch auf, so erhält man eine Kurve von der in Fig. 31 dargestellten Form.

¹⁾ Bateman, Phil. Mag. **20**, 704 (1910).

Für die gezeichnete Kurve hatte a den Wert 3,8 und bezog sich auf ein Intervall von 15 Sekunden. Die in der Figur eingetragenen Punkte sind experimentelle Werte. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment hängt naturgemäß vor allem von der Zahl der Intervalle ab, während welcher Zählungen vorgenommen werden. Je länger man den Versuch fortsetzt, desto bessere Übereinstimmung wird sich ergeben.

Man kann die Erscheinung auch von einem etwas anderen Standpunkt aus betrachten¹⁾. Anstatt nämlich die Wahrscheinlichkeit ins Auge zu fassen, daß in einem bestimmten Zeitintervall eine gewisse Zahl von Szintillationen auftritt, kann man auch nach der Wahrscheinlichkeit fragen, daß ein gegebenes Zeitintervall zwischen zwei einander folgenden Szintillationen verstreicht. Diese Wahrscheinlichkeit läßt sich ebenfalls berechnen und auch experimentell bestimmen. Bedeutet nämlich $\frac{1}{a}$ das mittlere Zeitintervall zwischen zwei sukzessiven Szintillationen, so läßt sich zeigen, daß die Wahrscheinlichkeit für ein Zeitintervall das größer ist als t und kleiner ist als $t + dt$ gegeben ist durch

$$p = a e^{-at} dt (27)$$

Aus dieser Gleichung ersieht man, daß die Wahrscheinlichkeit für ein beliebiges Zeitintervall desto größer ist, je kleiner dieses Intervall ist.

¹⁾ Marsden und Barratt, Proc. Phys. Soc. **23**, 367 (1911).

Kapitel 5.

Die β - und γ -Strahlen.

§ 38. Absorption der β -Strahlen¹⁾.

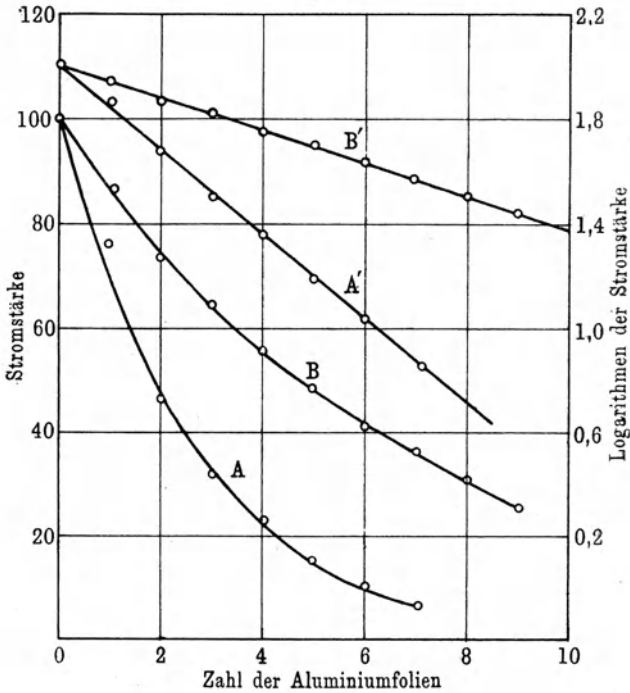
Zur Untersuchung der Absorption der β -Strahlen bringt man die aktive Substanz in solchen Abstand von einem β -Strahlenelektroskop, daß der Ionisationsstrom ungefähr 40 Teilstriche pro Minute beträgt. Man schaltet dann dünne Bleche der absorbierenden Substanz in den Strahlengang ein und mißt in jedem einzelnen Falle die in dem Elektroskop erzeugte Ionisation. Um die störende Wirkung der zerstreuten Strahlung zu vermeiden, muß die absorbierende Substanz direkt vor dem Elektroskop und nicht über der aktiven Substanz eingeschaltet werden (§ 40).

Die β -Strahlung von Uranoxyd. Eine kleine Schale von ungefähr 6 cm Durchmesser, die etwa 50 g Uranoxyd enthält, wird unter das Aluminiumfenster des Elektroskops gestellt. Aluminiumbleche von ungefähr 0,1 mm Dicke werden dann in verschiedener Zahl dazwischen geschaltet und die in dem Elektroskop erzeugte Ionisation in jedem Fall bestimmt. Die Messungen werden ergeben, daß die Ionisation mit zunehmender Dicke der absorbierenden Schicht allmählich abnimmt und schließlich einen sehr kleinen konstanten Grenzwert erreicht. Diese auch bei einer dicken Aluminiumschicht noch beobachtbare Ionisation rührt von den γ -Strahlen her. Um die von den β -Strahlen allein erzeugte Ionisation zu finden, muß man den von den γ -Strahlen herrührenden Effekt von jeder einzelnen Messung in Abzug bringen. Man trägt die so korrigierten Werte der Ionisationsströme als Funktion der Dicke der absorbierenden Aluminiumschicht auf (vgl. Fig. 32, B).

¹⁾ Rutherford, Radioaktive Substanzen, Deutsche Ausgabe 1913, § 75 und 79.

Es zeigt sich, daß der Ionisationsstrom exponentiell mit der Dicke der Aluminiumschicht abnimmt. Man erkennt dies daran, daß man eine gerade Linie erhält, wenn man die Logarithmen der Aktivität als Funktion der Schichtdicke aufträgt (vgl. Fig. 32 B').

Fig. 32.



Bedeutet I_0 die in dem Elektroskop erzeugte Ionisation, wenn keine Aluminiumfolie eingeschaltet ist und I die Ionisation, wenn die Strahlen eine Schicht von der Dicke d zu durchsetzen haben, so ist

$$I = I_0 e^{-\mu d} \dots \dots \dots (28)$$

Die Konstante μ bedeutet den Absorptionskoeffizienten der Strahlen für Aluminium. Sein Wert ergibt sich am genauesten aus der Kurve B'. Es ist nämlich

$$\mu = \frac{1}{d} \log_e \frac{I_0}{I} = \frac{2,302}{d} (\log_{10} I_0 - \log_{10} I) \dots (29)$$

Man wiederholt den Versuch mit Blechen aus anderen Metallen; beispielsweise sind die Absorptionskoeffizienten der β -Strahlen von Uran X in Aluminium, Kupfer und Blei 15 cm^{-1} , 66 cm^{-1} und 103 cm^{-1} .

Die β -Strahlung des Radium E und der aktiven Niederschläge. Der Versuch kann auch mit anderen radioaktiven Substanzen, die β -Strahlen emittieren, wiederholt werden, wie beispielweise mit Radium E. Die Strahlen dieser Substanz sind viel weicher als die des Urans und werden daher rascher absorbiert (vgl. Fig. 32, A und A'). Die Absorptionskurve für Radium E verläuft aber sonst ganz ähnlich, wie die des Uranoxyds, doch muß man, um eine gute Kurve zu erhalten, bei Radium E dünnere Bleche verwenden, als bei Uranoxyd.

Benutzt man den aktiven Niederschlag des Aktiniums als Strahlenquelle, so werden die Messungen dadurch erschwert, daß die Aktivität während der Ausführung der Versuche abnimmt. Die Abfallsgeschwindigkeit ist in diesem Falle durch die Periode von Aktinium B bestimmt, welche 36,3 Minuten beträgt. Man hat also bei derartigen Versuchen jedesmal die Zeit zu notieren, zu welcher die Ablesung ausgeführt wird und dann den beobachteten Ionisationsstrom dem Aktivitätsabfall entsprechend zu korrigieren (vgl. Anhang II).

In den drei besprochenen Fällen verläuft die Absorption nach einem Exponentialgesetz. Das heißt also, daß durch jede neu eingeschaltete Folie die vorher vorhandene Ionisation in einem konstanten Verhältnis reduziert wird. Man glaubte anfänglich, daß die Gültigkeit des exponentiellen Absorptionsgesetzes ein Beweis dafür sei, daß alle Strahlen dieselbe Geschwindigkeit besitzen. Dies ist aber, wie Versuche über die Ablenkbarkeit der β -Strahlen in Magnetfeldern ergeben haben, nicht der Fall¹⁾. Auch lassen sich β -Strahlen, welche nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden, in Gruppen verschiedener Geschwindigkeit aufspalten²⁾. Wenn die Differenz in der Geschwindigkeit der verschiedenen Gruppen groß ist, so verliert das Exponentialgesetz seine Gültig-

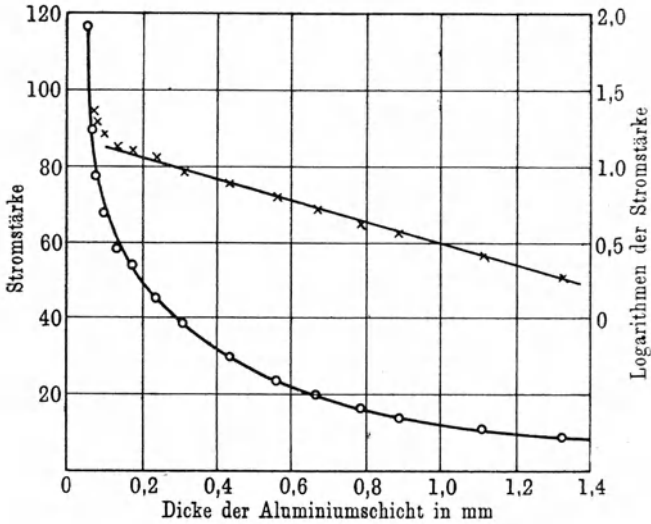
¹⁾ W. Wilson, Proc. Roy. Soc. A. **82**, 612 (1909).

²⁾ v. Baeyer, Hahn und Meitner, Phys. Zeitschr. **12**, 273 und 1099 (1911).

keit, wie beispielsweise bei der β -Strahlung des aktiven Niederschlages der Radium- oder Thoremation. In diesen beiden Fällen ist die Strahlung sehr komplex.

Die Strahlung des aktiven Niederschlages der Radiumemanation setzt sich zusammen aus der Strahlung des Radium C und der des Radium B, die viel weniger durchdringend ist. Im Fall des Niederschlages der Thoremation emittierte Thor B sehr weiche Strahlen, während Thor C und Thor C'' durchdringende Strahlen aussenden. Es ist sehr lehrreich, einige Versuche über die Ab-

Fig. 33.



sorption der β -Strahlen in diesen beiden Fällen auszuführen. Eine Kurve, die mit dem aktiven Niederschlag der Thoremation erhalten wurde, ist in Fig. 33 gezeichnet. Man erkennt, daß die Aktivität anfänglich viel rascher abnimmt, als späterhin. Dies rührt eben daher, daß ein Teil der Strahlung sehr wenig durchdringend ist.

In der folgenden Tabelle sind die auf Aluminium bezogenen Absorptionskoeffizienten für verschiedene Strahlenquellen wiedergegeben.

Absorption der β -Strahlen in Aluminium.

Strahlenquelle	Absorptions- koeffizient in cm^{-1}
Uran X	14,4
Radium E	43
Aktiver Niederschlag des Aktiniums . .	28,5
Aktiver Niederschlag des Thors	110 und 16,3
Aktiver Niederschlag des Radiums . .	90—13

§ 39. Die von Uranoxydschichten verschiedener Dicke erzeugte Ionisation.

Um zu untersuchen, in welcher Weise die Intensität der β -Strahlung sich bei Uranoxyd mit der Schichtdicke ändert, benutzt man eine kleine Schale von ungefähr 6 cm Durchmesser und bedeckt sie zunächst mit einer dünnen, möglichst gleichmäßigen Schicht von Uranoxyd. Die Schale wird dann vor das Aluminiumfenster eines β -Strahlen-Elektroskops gebracht und der Ionisationsstrom gemessen. Wiederholt man nun den Versuch mit verschiedenen dicken Schichten von Uranoxyd, so zeigt sich, daß die Ionisation proportional der Schichtdicke anwächst, solange diese klein ist; bei größeren Schichtdicken wird die Zunahme langsamer und die Ionisation erreicht schließlich einen konstanten Wert, wenn nämlich die Schichtdicke so groß ist, daß die von der untersten Lage ausgehende β -Strahlung von dem darüberliegenden Uranoxyd bereits vollständig absorbiert wird. Zur Feststellung der Schichtdicke bestimmt man am besten das pro Quadratcentimeter vorhandene Gewicht von Uranoxyd. Die Versuche sollen etwa mit einer Schichtdicke von 0,1 g pro Quadratcentimeter beginnen und sich bis auf etwa 3 g pro Quadratcentimeter erstrecken. Eine typische Kurve ist in Fig. 34 wiedergegeben.

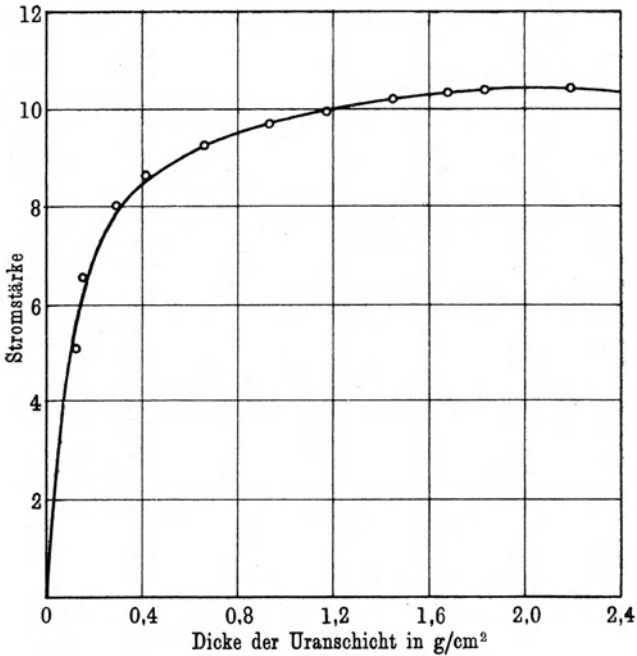
Auf Grund einer derartigen Kurve läßt sich der Absorptionskoeffizient der β -Strahlen des Urans für die aktive Substanz selbst berechnen. Es sei δx eine dünne Schicht der aktiven Substanz, welche im Abstand x von der Oberfläche der Substanz gelegen ist. Bedeutet nun μ den Absorptionskoeffizienten der β -Strahlen für die

aktive Substanz selbst, so ist die von der betrachteten dünnen Schicht herrührende Ionisation

$$\delta I = I_0 e^{-\mu x} \delta x \quad \dots \quad (30)$$

wobei $I_0 \delta x$ die Ionisation bedeutet, welche die Oberflächenschicht δx der aktiven Substanz in dem Elektroskop erzeugt. Die ge-

Fig. 34.



samte Ionisation, welche eine Schicht von der Dicke d in dem Elektroskop hervorruft, ist dann gegeben durch

$$I_d = I_0 \int_0^d e^{-\mu x} dx = \frac{I_0}{\mu} (1 - e^{-\mu d}) \quad \dots \quad (31)$$

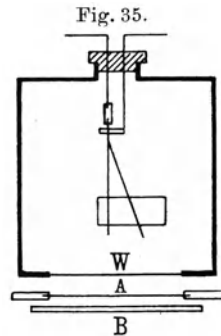
Je größer d wird, um so mehr nähert sich der obige Ausdruck dem Grenzwert $\frac{I_0}{\mu}$. Folglich ist $I_d = I_\infty (1 - e^{-\mu d})$, wobei I_∞ die von einer dicken Schicht erzeugte Ionisation bedeutet. Die

Werte von I_d und I_∞ ergeben sich aus den Versuchen, so daß sich der Absorptionskoeffizient der β -Strahlen für die aktive Substanz selbst berechnen läßt.

§ 40. Zerstreuung der β -Strahlen¹⁾.

Wenn α - oder β -Strahlen auf eine Substanz auftreffen, so werden die Teilchen im allgemeinen aus ihrer geradlinigen Bahn abgelenkt. Läßt man daher ein paralleles Strahlenbündel auf eine Folie auftreffen, so treten die Teilchen im allgemeinen als zerstreutes Bündel aus, indem ihre Bahnen nicht mehr parallel verlaufen. Man erklärt dies durch die Annahme, daß die Teilchen beim Durchsetzen der Substanz die Atome selbst durchdringen und durch die dort vorhandenen starken Kraftfelder abgelenkt werden. Die Ablenkung wird dabei sehr verschieden stark ausfallen; sie kann unter Umständen größer werden als ein rechter Winkel, so daß die betreffenden Teilchen wieder auf derselben Seite der Folie austreten, auf die sie ursprünglich auftrafen. Die Erscheinung ist bei β -Strahlen viel ausgesprochener als bei α -Strahlen.

Abhängigkeit der Reflexion vom Material des Reflektors. Die beschriebene Erscheinung läßt sich mit Hilfe der in Fig. 35 dargestellten Anordnung untersuchen. Man verwendet am besten Radium E als Strahlenquelle, oder, falls dieses nicht zur Verfügung stehen sollte, den Niederschlag der Aktinium- oder Thoremanation. Die aktive Substanz muß auf einer sehr dünnen Aluminiumfolie aufgetragen sein, deren Dicke nicht mehr als 0,01 mm betragen darf. Diese Folie A wird direkt unter das Aluminiumfenster W eines β -Strahlen-Elektroskops gebracht und in solcher Weise gehalten, daß direkt unterhalb der Folie sich keine feste Substanz befindet. Auch muß das Elektroskop möglichst frei aufgestellt werden, so daß nicht etwa von in der Nähe befindlichen Gegenständen Strahlung



¹⁾ Rutherford, Radioaktive Substanzen, Deutsche Ausgabe 1913, § 76 und 77.

in das Elektroskop reflektiert werden kann. Unter diesen Umständen rührt die in dem Elektroskop erzeugte Ionisation zum allergrößten Teil von den Strahlen her, welche direkt von dem Präparat in das Elektroskop eintreten, da die dünne Folie, auf der die aktive Substanz niedergeschlagen ist, nur sehr wenig Strahlung in das Elektroskop reflektiert. Die Ionisation in dem Elektroskop wird nun gemessen und dann eine Bleiplatte *B*, welche als Reflektor wirkt, direkt unter die aktive Folie gebracht. Es zeigt sich, daß nach Einschaltung dieser Platte die Ionisation zunimmt, was daher rührt, daß ein Teil der Strahlen, welche sich ursprünglich abwärts bewegten und das Elektroskop nicht erreichten, jetzt in dasselbe zurückreflektiert wird und so die Ionisation vergrößert. Die Differenz zwischen den mit und ohne Bleiplatte beobachteten Ionisationsströmen gibt ein Maß für die von dem Blei reflektierte Strahlung. Bedeuten I_1 und I_2 die Ionisationsströme, wenn Luft bzw. Blei sich unter der aktiven Folie befinden, so bedeutet $100 \frac{I_2 - I_1}{I_1}$ die prozentuelle, von Blei bewirkte Reflexion.

Der Versuch ist mit Platten aus anderem Material, wie etwa Kohle, Aluminium, Kupfer und Zinn zu wiederholen. Die erhaltenen Resultate trägt man in Form einer Kurve auf, indem man die

Reflexion der β -Strahlen.

Reflektierende Substanz	Atomgewicht	Prozentuelle Reflexion	
		Radium E	Aktinium C''
Bi	208,5	70,9	81,0
Pb	206,9	70,2	80,0
Au	197,2	67,8	78,7
Pt	194,8	67,7	77,6
Sn	119,0	62,5	69,7
Ag	107,9	57,4	63,5
Zn	65,4	45,5	52,6
Cu	63,6	44,7	51,9
Ni	58,7	43,5	48,0
Fe	55,9	41,2	47,1
S	32,1	32,1	40,1
Al	27,1	30,0	38,3
C	12,0	17,1	27,4

prozentuelle Reflexion als Funktion des Atomgewichts der reflektierenden Substanz darstellt.

Einige typische Zahlen, die von Kovarik ¹⁾ mit Radium E und Aktinium C'' als Strahlenquellen erhalten wurden, sind in vorstehender Tabelle wiedergegeben.

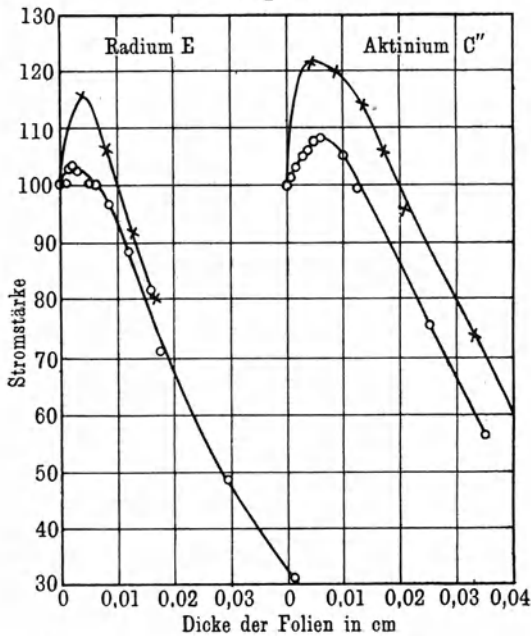
Abhängigkeit der Reflexion von der Dicke des Reflektors. In welcher Weise die Reflexion von der Dicke des Reflektors abhängt, läßt sich vermittelt Aluminiumfolien von etwa 0,003 mm Dicke untersuchen; besser noch verwendet man als Reflektor eine Substanz von höherem Atomgewicht, welche in dünnen Folien erhältlich ist. Die Folien werden in zunehmender Zahl unter die aktive Folie gebracht und in jedem Falle der Ionisationsstrom bestimmt. Die in das Elektroskop reflektierte Strahlung nimmt mit der Zahl der Aluminiumfolien zunächst zu, erreicht aber bald einen Maximalwert. Es folgt also, daß die Reflexion nicht eine Oberflächenwirkung ist, sondern von der Dicke der reflektierenden Substanz abhängt. Die β -Strahlen, welche auf den Reflektor auftreffen, treten nämlich in das Innere der Substanz ein und werden zum Teil erst in größerer Tiefe aus ihrer Bahn abgelenkt. Die abgelenkten Strahlen treten dann wieder an der Eintrittsseite aus und gelangen in das Elektroskop. Die Menge der reflektierten Strahlung, welche in das Elektroskop gelangt, nimmt daher so lange zu, bis der Reflektor eine Dicke erreicht hat, bei der die in den untersten Lagen der Substanz abgelenkten Teilchen in der Substanz selbst absorbiert werden und so nicht mehr zum Austritt gelangen.

Daß die Zerstreung der Strahlen bei manchen radioaktiven Messungen eine wesentliche Rolle spielt, hat Kovarik durch folgenden Versuch gezeigt. Wenn man die Absorption der β -Strahlen in dünnen Metallfolien bestimmt, trifft man die Anordnung meist derartig, daß die aktive Substanz in größeren Abstand von dem Elektroskop gebracht wird, während die Absorptionsfolien dicht vor dem Elektroskop eingeschaltet werden. Bei dieser Anordnung kann die Zerstreung der Strahlen keinen Einfluß auf die Messungen ausüben, da ja die gesamte, aus der absorbierenden Substanz austretende Strahlung in das Elektroskop gelangen muß. Wenn man aber in der Weise verfährt, daß man

¹⁾ Kovarik, Phil. Mag. 20, 849 (1910).

die dünnen Absorptionsfolien direkt über die aktive Substanz legt und diese sich in größerem Abstand von dem Elektroskop befindet, so liegen die Verhältnisse anders. Ohne die Folie können nur die Strahlen in das Elektroskop eintreten, welche in den Winkelraum fallen, der durch das Aluminiumfenster des Elektroskops bestimmt ist. Schaltet man nun die Folie ein, so wird ein Teil dieser Strahlen zur Seite gestreut werden. Die Ionisation wird dadurch zwar verringert, doch werden jetzt aber auch Strahlen,

Fig. 36.



die vorher nicht in das Elektroskop eintraten, derartig abgelenkt, daß sie in dasselbe gelangen. Die dadurch hervorgerufene Zunahme der Ionisation kann namentlich bei dünnen Folien, die zuerst erwähnte Abnahme übertreffen, so daß die Ionisation bei eingeschalteter Folie größer ist als ohne die Folie. Für einen derartigen Versuch muß man ein kräftiges Präparat von Radium E benutzen, das man in einem Abstand von ungefähr 15 bis 20 cm unter das β -Strahlen-Elektroskop legt. Man schaltet dann dünne

Aluminiumfolien von 0,003 cm Dicke direkt über der aktiven Substanz ein und bestimmt den Ionisationsstrom. Einige von Kovarik¹⁾ mit Aluminium- und Zinnfolien aufgenommene Kurven sind in Fig. 36 wiedergegeben. Die Kreise beziehen sich auf Aluminium und die Kreuze auf Zinn.

Will man die Absorption der β -Strahlen bestimmen, so verfährt man zur Vermeidung von Fehlern infolge der Zerstreuung in der Weise, daß man die aktive Substanz auf sehr dünnem Aluminium niederschlägt und dann stets dieselbe Zahl von Folien unter die aktive Substanz legt, die man darüber zur Absorption eingeschaltet hat. Die Strahlung, welche dann infolge der zerstreuen Wirkung der oben befindlichen Folien verloren geht, wird ersetzt durch die Strahlung, welche infolge der Zerstreuung der unter dem Präparate befindlichen Folien jetzt in das Elektroskop eintritt. Zur genauen Bestimmung von Absorptionskoeffizienten muß man stets in dieser Weise verfahren.

§ 41. Absorption der γ -Strahlen²⁾.

Zur Untersuchung der Absorbierbarkeit der γ -Strahlen verwendet man ein Präparat von etwa 1 mg Radium, das vollständig in Glas eingeschmolzen ist. Wenn ein solches Präparat nicht zur Verfügung steht, so kann man bei genügender Sorgfalt die Messungen auch mit einer weit geringeren Substanzmenge, etwa 0,1 mg Radium, ausführen³⁾. Bei Messung der Absorption der γ -Strahlen muß man dafür Sorge tragen, daß keine β -Strahlen in das Elektroskop eintreten können. Man benutzt daher Elektroskope, die ganz aus Bleiblech von ungefähr 2 bis 3 mm Dicke hergestellt sind (§ 16).

Zur Bestimmung der Absorption der γ -Strahlen in Blei verwendet man Bleibleche von 2 bis 3 mm Dicke, die man zwischen Strahlenquelle und Elektroskop einschaltet. Mit zunehmender Bleidicke nimmt die Ionisation allmählich ab. Man trägt die beobachtete Ionisation als Funktion der Dicke der Bleischicht auf und erhält die in Fig. 37 dargestellte Kurve. Diese Kurve verläuft nahezu exponentiell.

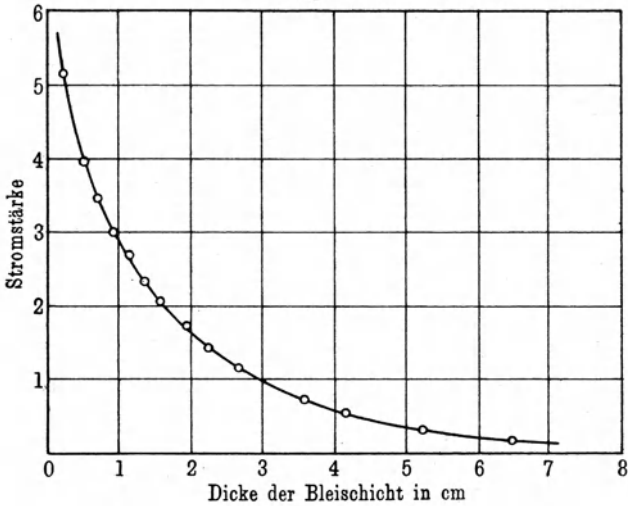
¹⁾ Kovarik, Phil. Mag. 20, 849 (1910).

²⁾ Rutherford, Radioaktive Substanzen, Deutsche Ausgabe 1913, § 90 u. folgende.

³⁾ Man hat sich in jedem Falle davon zu überzeugen, daß das Radiumsalz auch wirklich luftdicht eingeschmolzen ist, da sonst infolge des Austrittes der Emanation genaue Messungen unmöglich sind.

Man wiederholt die Versuche mit anderen Substanzen, wie etwa Kupfer, Zink und Eisen und berechnet für jede Substanz den Absorptionskoeffizienten in derselben Weise, wie das früher für die β -Strahlen angegeben wurde (§ 38). Man findet, daß der Absorptionskoeffizient μ nahezu proportional der Dichte D der absorbierenden Substanz ist¹⁾. Die Werte einiger Absorptions-

Fig. 37.



koeffizienten sind in der folgenden Tabelle mitgeteilt; doch ist zu beachten, daß man je nach den experimentellen Bedingungen für die Absorptionskoeffizienten etwas verschiedene Werte erhält.

Absorption der γ -Strahlen des Radiums.

Substanz	Absorptionskoeffizient μ	$100 \frac{\mu}{D}$	Substanz	Absorptionskoeffizient μ	$100 \frac{\mu}{D}$
Blei	0,52	4,5	Zink	0,31	4,3
Kupfer . . .	0,38	4,3	Aluminium .	0,12	4,4
Messing . . .	0,36	4,3	Schwefel . .	0,09	5,1
Eisen	0,32	4,2	Paraffin . .	0,047	5,2
Zinn	0,31	4,3			

¹⁾ Russell und Soddy, Phil. Mag **21**, 130 (1911).

§ 42. Vergleich der Absorption der α -, β - und γ -Strahlung.

Es ist von Interesse, die Absorbierbarkeit der α -, β - und γ -Strahlen miteinander zu vergleichen, indem man für jede Strahlenart die Schichtdicke bestimmt, welche notwendig ist, um die Strahlungsintensität auf den halben Wert herabzusetzen. Für einen derartigen Versuch eignet sich Papier als absorbierende Substanz. Die Messungen mit α -Strahlen werden in einem α -Strahlen-Elektroskop ausgeführt, wobei man als Strahlenquelle am besten den aktiven Niederschlag der Radium- oder Thoremanation benutzt. Die Papierschicht, welche nötig ist, um die Aktivität auf die Hälfte herabzusetzen, findet man durch Einschaltung von dünnem Seidenpapier (Zigarettenpapier). Für die β -Strahlen-Messungen kann man dieselbe Strahlenquelle benutzen, doch verwendet man als Absorptionsschirm in diesem Falle gewöhnliches Schreibpapier. Zur Absorption der γ -Strahlen benötigt man viel größere Schichtdicken, und man muß schon einige dicke Bücher in den Strahlengang einschalten, um die Intensität um einen meßbaren Betrag herabzusetzen. Aus der Abnahme der Strahlung und der Dicke der eingeschalteten Papierschicht berechnet man dann die Dicke, welche notwendig ist, um die Strahlung auf die Hälfte zu reduzieren.

Welche Papierschicht man ungefähr benötigt, um in den drei Fällen die Strahlung auf die Hälfte herabzusetzen, ersieht man aus den folgenden Zahlen, die mit dem aktiven Niederschlag der Thoremanation erhalten wurden:

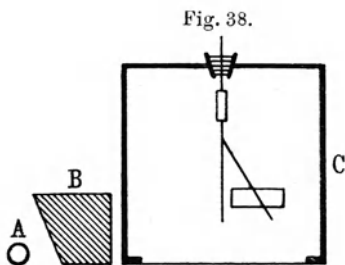
α -Strahlen	0,003 cm
β -Strahlen	0,2 „
γ -Strahlen	15,0 „

§ 43. Die durch γ -Strahlen erzeugte Sekundärstrahlung.

Wenn γ -Strahlen auf eine Platte auftreffen, so werden sie genau so wie die β -Strahlen zerstreut. Außerdem wird aber auch in der von den γ -Strahlen durchsetzten Platte eine Sekundärstrahlung ausgelöst, welche aus β -Teilchen großer Geschwindigkeit besteht. Diese sekundäre β -Strahlung geht von beiden Seiten der Platte aus. Die Strahlung, welche auf der Seite entsteht, auf

welcher die γ -Strahlen eintreten, heißt Inzidenzstrahlung, die Strahlung, welche auf der anderen Seite ausgelöst wird, heißt Emergenzstrahlung. Inzidenz- und Emergenzstrahlung unterscheiden sich voneinander sowohl in ihrer Intensität, wie in ihrer Durchdringungsfähigkeit. Der Unterschied tritt bei verschiedenen Substanzen verschieden stark hervor. In diesem Paragraphen soll nur die Inzidenzstrahlung näher betrachtet werden.

Das Auftreten der Sekundärstrahlung läßt sich mittels der in Fig. 38 dargestellten Anordnung nachweisen. *A* bedeutet das aktive Präparat von der Stärke von mindestens 1 mg Radium, das in eine dickere Hülle eingeschlossen sein muß, um die β -Strahlen vollständig zu absorbieren. Die Strahlenquelle wird in die Nähe des β -Strahlen-Elektroskops *C* gebracht, wobei ein Bleiklotz *B* von



mindestens 4 cm Dicke derartig zwischen das Präparat und das Elektroskop eingeschaltet wird, daß ein großer Teil der direkten γ -Strahlung absorbiert wird und nicht in das Elektroskop eintreten kann. Die ganze Vorrichtung muß auf einem leichten Holzgestell aufgebaut werden, so daß möglichst wenig Sekundärstrahlung in das Elektroskop gelangen kann. Die Größe des Ionisationsstromes, welche von der direkten

Wirkung des Radiumpräparates herrührt, wird zunächst genau bestimmt. Eine dicke Bleiplatte *D* von großer Oberfläche wird dann in der in der Figur angedeuteten Weise unter das Elektroskop gebracht, so daß ein Teil der γ -Strahlung des Präparates auf diese auftrifft. Die beobachtete Zunahme der Ionisation rührt im wesentlichen von der in dem Blei ausgelösten sekundären β -Strahlung her. Die Differenz der Ionisationsströme mit und ohne die Platte *D* gibt ein Maß für die Intensität der sekundären Inzidenzstrahlung.

Beschaffenheit der Sekundärstrahlung. Um zu zeigen, daß die Zunahme der Ionisation im wesentlichen von den sekundären β -Strahlen und nicht etwa von zerstreuten, primären γ -Strahlen herrührt, muß man den Absorptionskoeffizienten der

Strahlung bestimmen. Man verfährt dazu in der Weise, daß man eine größere Zahl von Ionisationsmessungen ausführt, während man direkt unter dem Elektroskop dünne Bleche von Aluminium oder einer anderen geeigneten Substanz einschaltet. Die Sekundärstrahlung hat dann diese Bleche zu durchsetzen bevor sie in das Elektroskop eintritt. Indem man Messungen mit Blechen verschiedener Zahl ausführt, kann man den Absorptionskoeffizienten der Strahlen bestimmen. Es wird sich zeigen, daß der Absorptionskoeffizient für Aluminium etwa 20 cm^{-1} beträgt und von der Beschaffenheit des Reflektors nahezu unabhängig ist. Durch Vergrößerung der Zahl der eingeschalteten Absorptionsbleche kann man feststellen, daß ungefähr 20 Proz. der gesamten Strahlung sehr durchdringend ist und aus zerstreuten primären γ -Strahlen besteht.

Abhängigkeit der Sekundärstrahlung von der reflektierenden Substanz. Ein weiterer Versuch ist mit dicken Platten verschiedenen Materials auszuführen. Man legt die Platten nacheinander an die Stelle *D* und bestimmt in jedem Falle die Intensität der Sekundärstrahlung. Wie aus der folgenden Tabelle zu erkennen ist, nimmt die Intensität der Sekundärstrahlung mit der Dichte der reflektierenden Substanz zu. Eine quantitative Beziehung zwischen diesen beiden Größen ist allerdings noch nicht bekannt. Immerhin gibt die folgende Tabelle, welche einer Arbeit von Eve¹⁾ entnommen ist, eine Vorstellung von der Intensität der Sekundärstrahlung, die in verschiedenen Substanzen erregt wird.

Intensität der Sekundärstrahlung für verschiedene Substanzen.

Substanz	Dichte	Sekundäre Inzidenzstrahlung
Blei	11,4	141
Kupfer	8,8	79
Eisen	7,8	75
Aluminium	2,6	42
Papier	etwa 0,4	20

Abhängigkeit der Sekundärstrahlung von der Dicke des Reflektors. Wie die Zerstreung der β -Strahlen, so ist

¹⁾ Eve, Phil. Mag. 8, 669 (1904).

auch die Sekundärstrahlung ein Volumen- und nicht ein Oberflächeneffekt. Die Intensität der Sekundärstrahlung hängt also von der Dicke der Substanz ab. Ein diesbezüglicher Versuch kann mit Zinn- oder Aluminiumfolien ausgeführt werden. Indem man diese Folien in zunehmender Zahl an die Stelle *D* bringt, kann man durch Messung der Ionisation feststellen, in welcher Weise die Sekundärstrahlung von der Dicke abhängt. Eine Dicke von 0,1 mm Zinn oder 0,5 mm Aluminium gibt ungefähr die Hälfte der maximalen Sekundärstrahlung.

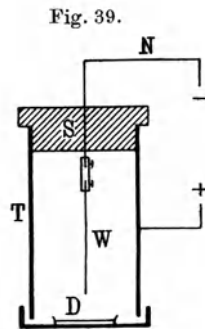
Kapitel 6.

Die aktiven Niederschläge und der radioaktive Rückstoß.

§ 44. Verteilung des aktiven Niederschlages in einem elektrischen Felde und Methode zur Konzentrierung des Niederschlages¹⁾.

Radium-, Thor- und Aktiniumpräparate geben radioaktive Gase ab, die als Emanationen bezeichnet werden und die beim Zerfall Gruppen von sukzessiven, radioaktiven Substanzen, die sogenannten aktiven Niederschläge bilden. Wenn man die Emanationen in einem elektrischen Felde zerfallen läßt, so wird der größte Teil des aktiven Niederschlages zu der Kathode gezogen und läßt sich in dieser Weise auf deren Oberfläche konzentrieren. Die experimentelle Anordnung, welche man zur Konzentrierung des aktiven Niederschlages der Radiumemanation anwendet, ist etwas verschieden von der Anordnung, welche man bei Thor- und Aktiniumpräparaten benutzt.

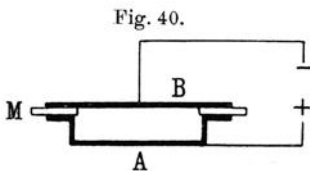
Die aktiven Niederschläge der Thor- und Aktiniumemanation. Um beispielsweise den Stift *W* zu aktivieren, verbindet man ihn mit dem Draht *N*, welcher durch den Hartgummi-stopfen *S* geführt ist (Fig. 39). Das Thor- oder Aktiniumpräparat wird in dem Schälchen *D* ausgebreitet, das auf den Boden des Rohres *T* gestellt ist. Das Rohr wird mit dem positiven Pol einer Batterie von ungefähr 100 Volt verbunden, während der Draht *N*



¹⁾ Rutherford, Radioaktive Substanzen, Deutsche Ausgabe 1913, § 141.

an dem negativen Pol liegt. Zur Vermeidung eines Kurzschlusses schaltet man einen Wasserwiderstand ein. Die Emanation, welche von dem Thor- oder Aktiniumpräparat abgegeben wird, verbreitet sich in dem Rohr *T* und bildet beim Zerfall den aktiven Niederschlag, welcher sich an der Kathode ansammelt. Nach Ablauf einer gewissen Zeit hat der Draht die maximale Aktivität erreicht und wird dann herausgenommen.

Wenn man eine Platte aktivieren will, so eignet sich besser die in Fig. 40 dargestellte Anordnung. Die aktive Substanz be-



findet sich in dem flachen Metallschälchen *A*, das auf einem positiven Potential gehalten wird. Die zu aktivierende Platte *B* dient als Deckel und wird mit dem negativen Pol der Batterie verbunden. Ein aus einem Glimmerblatt geschnittener Ring *M* wird zur Isolation zwischen dem Schälchen und dem Deckel gelegt.

Die Niederschlagsmenge, welche man an dem Draht oder der Platte erhalten kann, hängt außer von der Stärke des Präparates auch von dessen physikalischer Beschaffenheit ab. Wenn das Thor- oder Aktiniumsalz sehr trocken ist, so bleibt die Emanation okkludiert. Das Entweichen der Emanation wird aber beträchtlich gesteigert, wenn man das Salz etwas feucht hält und es nur in dünner Schicht benutzt. Bei Thor ist es am zweckmäßigsten, das Hydroxyd zu verwenden, da es die Emanation viel leichter abgibt als andere Verbindungen. Um die größte erreichbare Aktivität zu erhalten, muß man bei Aktinium drei Stunden und bei Thor drei Tage exponieren.

Aktiver Niederschlag der Radiumemanation. Da die Radiumemanation sehr langlebig ist und sie von den Radiumsalzen sehr stark okkludiert wird, so sind die oben beschriebenen Anordnungen in diesem Falle zur Sammlung des aktiven Niederschlages ungeeignet.

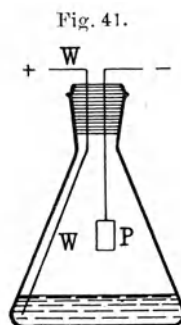
Wenn es sich um schwache Radiumpräparate von nicht mehr als etwa 10^{-3} mg Radium handelt, so eignet sich die folgende Methode: Das Radiumsalz wird in Salzsäure aufgelöst, da die Emanation aus der Lösung viel leichter austritt als aus den festen Verbindungen. Die Lösung muß stark sauer sein, da sonst das Radium mit der Zeit ausfällt, wodurch die Emanationsabgabe wieder stark beeinträchtigt wird. Auch hat man sorgfältigst

darauf zu achten, daß die Lösung nicht die geringsten Spuren von Sulfaten enthält, da sich sonst das außerordentlich schwer lösliche Radiumsulfat bildet.

Die Lösung wird in eine Flasche gegossen und durch den in dieselbe eintauchenden Platindraht *W* auf einem positiven Potential gehalten (Fig. 41). Die zu aktivierende Platte *P* wird mit dem negativen Pol der Batterie verbunden. Das Einführen und Herausnehmen der Platte *P* muß stets sehr rasch erfolgen, um einem Verlust von Emanation nach Möglichkeit vorzubeugen. Durch eine Exposition von drei Stunden erhält man die größte erreichbare Menge des aktiven Niederschlages (§ 52).

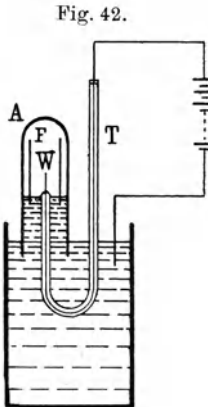
Beim Arbeiten mit großen Mengen von Radiumemanation ist diese Methode zur Sammlung des aktiven Niederschlages nicht geeignet, da man dabei ein Entweichen von Emanation nicht vermeiden kann. Da die Emanation sich rasch in dem Zimmer verbreitet und die Meßinstrumente infiziert, ist ein Entweichen größerer Mengen stets sorgfältigst hinten zu halten. Außerdem nutzt man bei der beschriebenen Methode das Radiumsalz nicht vollständig aus, da die Emanation teilweise in der Lösung bleibt und so nicht zu der Aktivierung der Platte beiträgt. Es ist im allgemeinen vorzuziehen, nicht das Radiumpräparat selbst zu benutzen, sondern die Emanation davon abzutrennen und diese dann in ein zur Exposition geeignetes Gefäß zu bringen. Dieses Verfahren vermindert die Gefahr eines Verlustes des Radiums und macht es außerdem möglich, das verfügbare Präparat vollständig auszunutzen (§ 75).

Die Gase, mit welchen die Radiumemanation vermischt ist, werden in dem Glasrohr *A* über Quecksilber gesammelt (Fig. 42). In das Glasrohr ist ein Zylinder *F* aus dünnem Eisenblech eingepaßt, das mit dem Quecksilber in elektrischem Kontakt steht. Durch das umgebogene Glasrohr *T* führt ein Platindraht *W*, der am Ende des kürzeren Schenkels mit dem Glase verschmolzen ist. Der Draht, der gegen das Quecksilber isoliert ist, wird mit dem negativen Pol und das Quecksilber mit dem positiven Pol verbunden. Wenn man mit großen Mengen Radiumemanation arbeitet, muß man ein starkes elektrisches Feld anlegen, da sonst nur ein



kleiner Bruchteil des aktiven Niederschlages auf dem Draht konzentriert wird. Bei schwachen Feldern bewegen sich nämlich die Atome des Niederschlages sehr langsam durch das Gas und verlieren zum Teil ihre Ladung durch Rekombination, bevor sie die Kathode erreicht haben. Wenn man mit Radiumemanationsmengen von der Größenordnung von 100 Millicurie arbeitet, ist auch ein Feld von

1000 Volt pro Zentimeter noch nicht vollständig ausreichend, um alle Atome des aktiven Niederschlages zur Kathode zu führen. Um den Draht *W* leicht von dem Glasrohr *T* entfernen zu können, setzt man zweckmäßig einen kleinen Schliff an den kürzeren Schenkel des Rohres und sorgt für elektrischen Kontakt in der Weise, daß man die Biegung des Rohres teilweise mit Quecksilber füllt.



Das Arbeiten mit größeren Mengen von Radium muß unter allen Umständen in einem besonderen für diesen Zweck reservierten Raum ausgeführt werden, da sich ein Entweichen von Emanation nicht ganz vermeiden läßt und dies, wie schon erwähnt, eine große Gefahr für die Meßinstrumente in sich birgt. Außerdem besteht immer die Möglichkeit, daß man beim Arbeiten mit den aktiven Substanzen die Hände und Kleider infiziert und dann durch Übertragung die Meßinstrumente verdirbt. Auf diese Gefahr kann nicht ausdrücklich genug hingewiesen werden.

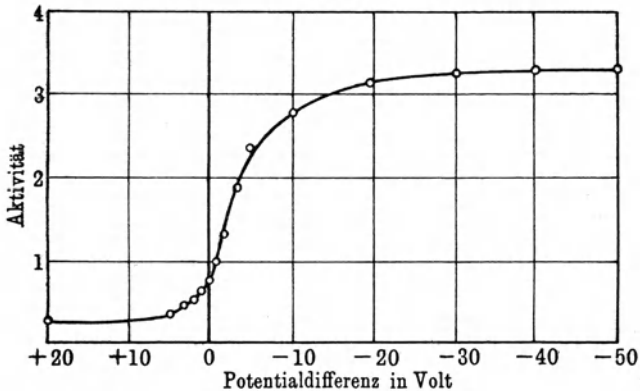
§ 45. Die in elektrischen Feldern verschiedener Intensität konzentrierbare Menge aktiven Niederschlages.

Die Niederschlagsmenge, welche sich auf einem in Emanation exponierten Draht sammeln läßt, hängt von der Richtung und Intensität des herrschenden elektrischen Feldes ab. Ein Vergleich der Niederschlagsmengen, welche man unter verschiedenen Bedingungen auf einem Draht erhält, läßt sich am einfachsten unter Verwendung eines Aktiniumpräparates ausführen. Der Draht wird in dem in Fig. 39 dargestellten Apparat dreimal nacheinander exponiert, und zwar zuerst ungeladen, dann negativ und schließ-

lich positiv geladen, wobei man zur Ladung eine Batterie von ungefähr 100 Volt benutzt. Es wird sich zeigen, daß der Draht bei negativer Ladung viel stärker aktiv wird als in den beiden anderen Fällen. Wenn der Draht ungeladen ist, so schlägt sich, wie sich ja erwarten läßt, eine kleine Menge des vorhandenen Niederschlages auf ihm infolge von Diffusion nieder; die niedergeschlagene Menge hängt davon ab, wie groß die Oberfläche des Drahtes im Vergleich zur Oberfläche des ganzen Gefäßes ist. Auch wenn der Draht positiv geladen ist, erweist er sich schwach aktiv, selbst wenn man ein sehr starkes elektrisches Feld anlegt. Die Messungen führt man mittels eines α -Strahlen-Elektroskops aus, und zwar sofort, nachdem man den Draht aus der Emanation entnommen hat. Die folgenden Zahlen beziehen sich auf einen Fall, in dem ein Draht dreimal für je 30 Minuten in Aktiniumemanation exponiert wurde.

Draht negativ geladen . . .	249,00	Teilstriche pro Minute
Draht positiv geladen . . .	4,66	" " "
Draht ungeladen	35,2	" " "

Fig. 43.



Bei dem vorliegenden Versuch war das Ende des Drahtes ungefähr 0,5 cm von dem Präparat entfernt. Abweichende Resultate erhält man, wenn der Draht sich in größerem Abstand befindet¹⁾. Der Grund dieser Abweichung, die sich bei dem Niederschlag der

¹⁾ Russ, Phil. Mag. 15, 601 u. 737 (1908).

Thor- und Radiumemanation nicht zeigt, ist noch nicht vollständig aufgeklärt.

Welchen Einfluß die Stärke des elektrischen Feldes auf die Menge des Niederschlages hat, läßt sich in derselben Weise untersuchen. In der in Fig. 43 gezeichneten Kurve, welche sich auf den Niederschlag der Aktiniumemanation bezieht, ist die Aktivität des Drahtes als Funktion der Stärke des elektrischen Feldes aufgetragen. Ganz ähnliche Kurven erhält man bei Exposition eines Drahtes in Thor- oder Radiumemanation.

§ 46. Radioaktiver Rückstoß.

Wenn eine radioaktive Umwandlung unter Emission eines α -Teilchens vor sich geht, so erleidet das Atom bei der Emission einen beträchtlichen Stoß. Da das α -Teilchen mit hoher Geschwindigkeit von dem Atom ausgesandt wird, so bewegt sich das Atom ebenfalls mit beträchtlicher Geschwindigkeit, und zwar in einer der Bewegung des α -Teilchens entgegengesetzten Richtung. Das den Rückstoß erleidende Atom kann unter der Einwirkung dieses Stoßes sogar die Oberfläche, auf der es haftete, verlassen. Es bildet das nächste Umwandlungsprodukt in der radioaktiven Reihe und wird so von seiner Muttersubstanz getrennt.

Es sei beispielsweise eine Oberfläche durch eine kurze Exposition in Radiumemanation aktiviert, so daß der Niederschlag anfänglich nur aus Radium A besteht. Beim Zerfall emittiert ein Radium A-Atom ein α -Teilchen mit einer Geschwindigkeit von $1,77 \times 10^9$ cm pro Sekunde. Auf Grund des Gesetzes von der Erhaltung der Bewegungsgröße läßt sich die Geschwindigkeit des gebildeten Radium B-Atoms berechnen, wenn das Atomgewicht von Radium B bekannt ist. Da nun das Atomgewicht von Radium 226 beträgt und da sich Radium B aus dem Radium durch drei sukzessive-Umwandlungen bildet, welche alle unter Emission je eines α -Teilchens vom Atomgewicht 4 vor sich gehen, so beträgt das Atomgewicht von Radium B 214. Wenn es daher in seiner Bewegungsfreiheit nicht gehemmt ist, so wird es im Moment seiner Bildung sich mit einer Geschwindigkeit von $3,27 \times 10^7$ cm pro Sekunde bewegen. Wenn daher Radium A in dünner Schicht auf einer Platte niedergeschlagen ist, so wird jedesmal, wenn ein α -Teilchen in Richtung gegen die Platte emittiert wird, das bei dem Zerfall ge-

bildete Radium B einen Impuls erhalten, durch den es unter Umständen von der Platte losgelöst wird. Im günstigsten Falle kann die Hälfte aller Atome von Radium B bei ihrer Bildung von der Platte wegfliegen. Die emittierten Atome werden so lange sich fortbewegen, bis sie durch Zusammenstoß mit Materie ihre Geschwindigkeit verloren haben. Die Energie eines Rückstoßatoms ist allerdings im Vergleich mit der eines α -Teilchens so klein, daß es nur sehr geringe Schichten von Materie zu durchsetzen vermag; bereits 0,1 mm Luft von Atmosphärendruck ist ausreichend, um ein Atom von Radium B vollständig abzubremesen. Wenn man andererseits den Versuch im luftleeren Raume ausführt, so werden die Atome große Strecken durchlaufen und erst beim Auftreffen auf die Gefäßwände zur Ruhe kommen. Die Erscheinung läßt sich experimentell nachweisen, indem man eine Platte im luftleeren Raume einer mit Radium A bedeckten Oberfläche gegenüberstellt¹⁾. Die infolge des radioaktiven Rückstoßes ausgeschleuderten Radium B-Atome werden auf diese Platte auftreffen und sich dort niederschlagen. Da Radium A sehr rasch zerfällt, ist dieser Versuch nicht ganz leicht auszuführen.

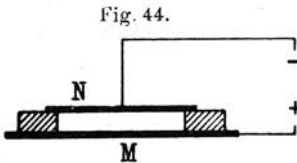
Die Erscheinung des radioaktiven Rückstoßes kann man oftmals sehr vorteilhaft anwenden, um eine radioaktive Substanz von ihrer Muttersubstanz abzutrennen²⁾. Dazu ist es nicht notwendig, den Versuch im luftleeren Raume auszuführen, sondern man kann die Abtrennung auch bei Atmosphärendruck in folgender Weise erreichen. Wir haben gesehen, daß das infolge des Rückstoßes in Bewegung gesetzte Atom eine Geschwindigkeit erreicht, die es nur einen Bruchteil eines Millimeters Luft von Atmosphärendruck durchsetzen läßt. Das Rückstoßatom trägt aber eine positive Ladung und wird sich daher in einem elektrischen Felde auf die Kathode zu bewegen, sobald es seine Geschwindigkeit verloren hat. Dies kann man dazu ausnutzen, die Rückstoßatome auf einer Platte zu konzentrieren. In Fig. 44 bedeutet *M* die Platte, auf welcher die aktive Substanz niedergeschlagen ist und von der die Rückstoßstrahlung ausgeht. Diese Platte *M* wird mit dem positiven Pol einer Batterie verbunden und ist von der Platte *N* durch einen Ring aus isolierendem Material getrennt. Die Atome,

¹⁾ Russ und Makower, Proc. Roy. Soc. (A) 82, 206 (1909).

²⁾ Hahn und Meitner, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 55 (1909).

welche die Platte *M* infolge des Rückstoßes verlassen, sammeln sich auf der negativ geladenen Platte *N* an, und diese wird dadurch radioaktiv. Die Platten *M* und *N* müssen möglichst nahe aneinander gebracht werden, dürfen sich aber nicht berühren. Eine Potentialdifferenz von einigen Volt ist im allgemeinen ausreichend.

Die Methode der Trennung radioaktiver Substanzen durch Rückstoß läßt sich in einfacher Weise bei dem aktiven Niederschlag der Aktiniumemanation untersuchen. Die Platte *M* wird zuerst durch eine Exposition in Aktiniumemanation aktiviert und dann der negativ geladenen Platte *N* gegenübergestellt. Diese wird nach Ablauf von 10 bis 15 Minuten entfernt und ihre β -Strahlen-Aktivität gemessen. Die Aktivität der Platte fällt exponentiell mit einer Periode von 4,7 Minuten ab, da sich infolge der unter α -Strahlung vor sich gehenden Umwandlung von Aktinium C reines Aktinium C'',



das β - und γ -Strahlen emittiert, auf ihr niedergeschlagen hat. Derselbe Versuch läßt sich auch mit dem Niederschlag der Thoromanation ausführen, wobei Thor C'' durch Rückstoß abgetrennt wird. Thor C'' emittiert ebenfalls β - und γ -Strahlen und zerfällt mit einer Periode von 3,1 Minuten.

Führt man mit dem Niederschlag der Aktiniumemanation einige Versuche für verschieden starke Felder zwischen den Platten *M* und *N* aus, so zeigt sich, daß die auf der Platte *N* gesammelte Menge von Aktinium C'' zunächst mit der Feldstärke zunimmt, aber bereits für eine Potentialdifferenz von einigen Volt ein Maximum erreicht. Es wird also schon in einem schwachen Felde nahezu alles Aktinium C'', das infolge des Rückstoßes von der Platte *M* in das Gas eintritt, zu der Platte *N* geführt.

Durch radioaktiven Rückstoß läßt sich auch Radium B von Radium A abtrennen. Eine Platte wird in einem elektrischen Feld für einige Minuten in Radiumemanation exponiert, so daß man einen Niederschlag von Radium A erhält. Eine zweite, negativ geladene Platte wird dann der aktivierten Oberfläche für wenige Sekunden gegenübergestellt und dann rasch in ein α -Strahlen-Elektroskop gebracht. Auf dieser Platte hat sich während der Exposition das Radium B gesammelt und es wird, wenn die Expo-

sition kurz genug war, bei Beginn der Messungen keine merkliche Menge von Radium C vorhanden sein. Da Radium B keine α -Strahlen emittiert, ist die Aktivität der Platte anfänglich sehr gering. Mit der Bildung des Radium C, das α -Strahlen emittiert, nimmt aber die Aktivität langsam zu und erreicht nach ungefähr 32 Minuten einen Maximalwert, um dann wieder abzufallen. Die genaue Kurve, nach welcher sich die Aktivität mit der Zeit ändert, läßt sich aus Gleichung (44) berechnen (§ 51).

§ 47.

Die durch radioaktiven Rückstoß erreichbare Ausbeute.

Es wurde gezeigt, daß von einer aktivierten Platte, welche α -Strahlen emittiert, die Rückstoßatome in einer der Bewegung der α -Teilchen entgegengesetzten Richtung emittiert werden. Da nun die Hälfte aller α -Teilchen von der Platte weg und die andere Hälfte in Richtung auf die Platte emittiert wird, so ist zu erwarten, daß die Hälfte der umgewandelten Atome die Platte verläßt und in das umgebende Gas austritt, vorausgesetzt, daß jeder radioaktive Rückstoß wirksam ist. Wenn jedoch einzelne Atome in irgendwelcher Weise in der Oberflächenschicht absorbiert werden, so wird die Zahl der von der Platte tatsächlich austretenden Atome kleiner sein als die theoretische Zahl. Das Verhältnis der Zahl der tatsächlich austretenden Atome zu der Zahl, welche austreten würde, wenn jeder Rückstoß wirksam wäre, wird als Ausbeute des radioaktiven Rückstoßes bezeichnet. Die Ausbeute ist also in dem Sinne definiert, daß die Atome, welche in Richtung auf die Platte emittiert werden, bei Berechnung nicht mit einzubeziehen sind.

Um die Ausbeute beim Rückstoß durch Aktinium C zu bestimmen, aktiviert man eine Platte durch Exposition in Aktiniumemanation und führt einen Versuch in der oben beschriebenen Weise durch (§ 46), indem man die beiden Platten für ungefähr 15 Minuten einander gegenüberstellt. Es werden dann die Intensitäten der β -Strahlungen beider Platten bestimmt und die Ablesungen für die Aktivitätsänderungen in dem Zeitintervall korrigiert, welches zwischen der Beendigung der Exposition und der Ausführung der Messungen verstrichen ist. Da bei dem aktiven Niederschlag der Aktiniumemanation nur Aktinium C''

durchdringende β -Strahlen emittiert, so gibt die β -Strahlen-Intensität ein Maß für die vorhandene Menge von Aktinium C''. Das Verhältnis der Menge von Aktinium C'' an der Platte N (Fig. 44), zu der Hälfte der Mengen an den Platten M und N zusammen, gibt die Ausbeute des Rückstoßes. Es ist darauf zu achten, daß die Platten M und N aus demselben Material sind, da sonst die Messungen infolge der reflektierten Strahlung unrichtig werden.

Die Ausbeute hängt stark von den experimentellen Bedingungen ab, ist aber immer kleiner als 1; besonders günstig für die Ausbeute ist, wenn die Oberfläche der Platte M sehr glatt und sorgfältig gereinigt ist. Im Falle des Rückstoßes der Thor C''-Atome läßt sich die Ausbeute nicht so einfach berechnen, als bei Aktinium C'', da hier in Betracht zu ziehen ist, daß sowohl Thor C wie auch Thor C'' β -Strahlen emittieren.

Kapitel 7.

Radioaktive Umwandlungen.

§ 48. Das exponentielle Abfallsgesetz.

Die Theorie der radioaktiven Umwandlungen ist zuerst von Rutherford und Soddy entwickelt worden und soll an dieser Stelle nur ganz kurz skizziert werden. Nach dieser Theorie ist die Strahlenemission radioaktiver Substanzen eine Begleiterscheinung der Umwandlung der Atome, so daß die Intensität der Strahlung ein Maß ist für die Geschwindigkeit, mit der die Umwandlung vor sich geht. In jeder radioaktiven Substanz ist stets ein Teil der Atome in Umwandlung begriffen, wobei aus jedem Atom sich ein neues Atom bildet. Die Umwandlung selbst wird durch die dabei auftretende α - oder β -Strahlung der Untersuchung zugänglich gemacht. Die neugebildeten Atome besitzen chemische und physikalische Eigenschaften, die sich vollständig von denen der Muttersubstanz unterscheiden. Im Falle einer Umwandlung, die unter Emission von α -Strahlen vor sich geht, hat die neue Substanz ein Atomgewicht, das um vier Einheiten kleiner ist als das der Muttersubstanz, da das α -Teilchen identisch ist mit einem geladenen Heliumatom vom Atomgewicht 4. Wenn andererseits die Umwandlung unter Emission von β -Strahlung vor sich geht, so tritt dabei keine merkliche Änderung des Atomgewichts ein. Trotzdem ist die neugebildete Substanz in chemischer und physikalischer Hinsicht von der Muttersubstanz völlig verschieden.

Die Theorie der radioaktiven Umwandlung stützt sich auf die Tatsache, daß jede Substanz mit einer für sie charakteristischen Geschwindigkeit zerfällt, und daß die Zahl der pro Sekunde zerfallenden Atome, bzw. die Aktivität der Substanz, jederzeit proportional der Zahl der noch vorhandenen unzersetzten Atome ist. Bedeutet daher P_0 die Zahl der Atome irgend einer Substanz zur

Zeit 0, so ist die Zahl P der nach t Sekunden noch vorhandenen Atome gegeben durch

$$P = P_0 e^{-\lambda t} (32)$$

wobei λ eine Konstante bedeutet, welche die Umwandlungsgeschwindigkeit der Substanz mißt. Dies ergibt sich sofort aus der folgenden Betrachtung.

Durch Differentiation der Gleichung (32) erhält man

$$\frac{dP}{dt} = -P_0 \lambda e^{-\lambda t} (33)$$

und folglich

$$\frac{dP}{dt} = -\lambda P (34)$$

Die Konstante λ bedeutet daher den Bruchteil der vorhandenen Atome, welcher in der Zeiteinheit zerfällt. Die Konstante ist daher ein Maß für die Zerfallsgeschwindigkeit und wird als Zerfallskonstante bezeichnet. Der reziproke Wert $\frac{1}{\lambda}$ mißt, wie sich leicht zeigen läßt, die mittlere Lebensdauer der Atome. Die Umwandlungsgeschwindigkeit wird manchmal auch durch die mittlere Lebensdauer der Atome gemessen, doch ist es vorzuziehen, sie durch die Zerfallskonstante λ oder durch die Zeit T zu definieren, in welcher die Hälfte der Atome sich umwandelt. Die Zeit T ist mit λ verbunden durch die Gleichung

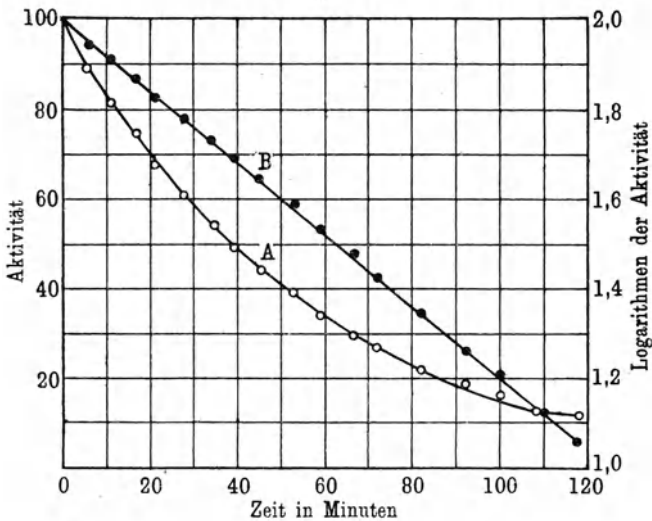
$$T = \frac{1}{\lambda} \log_e 2 = 0,693 \frac{1}{\lambda} (35)$$

Die Zeit T heißt Halbwertsperiode. Aus den Eigenschaften der Exponentialkurve folgt, daß die Halbwertsperiode T dieselbe bleibt, wieviel auch immer von der Substanz bereits zerfallen ist.

Nur in einzelnen Fällen läßt sich eine aktive Substanz von allen anderen aktiven Substanzen abtrennen und so allein für sich untersuchen. In allen Fällen, wo sich eine derartige Trennung durchführen läßt, findet man, daß die Aktivität nach dem durch Gleichung (32) gegebenen Exponentialgesetz abnimmt. Polonium und Uran X sind beide ein Beispiel für einen derartigen Fall; in Anbetracht ihrer langsamen Umwandlung eignen sich diese Substanzen aber kaum, um das Exponentialgesetz zu prüfen. Andererseits zerfallen aber Aktinium D und Thor D, die sich durch

radioaktiven Rückstoß rein herstellen lassen, viel zu rasch, als daß genaue Messungen möglich wären. Es gibt aber eine Reihe von Fällen, in denen komplexe radioaktive Substanzen nach genau denselben Gesetzen zerfallen, wie einheitliche Substanzen. Dies ist beispielsweise der Fall bei dem aktiven Niederschlag der Aktiniumemanation, der auf einer Platte durch mindestens zwei-stündige Exposition in Aktiniumemanation niedergeschlagen wurde. Mit Ausnahme der ersten wenigen Minuten nach Entfernung der

Fig. 45.



Platte aus der Emanation fällt die α -Strahlen-Aktivität nach einem Exponentialgesetz ab. Der Grund für die Abweichung vom Exponentialgesetz während der ersten Minuten wird in § 50-erläutert. Man führt einen Versuch in der Weise aus, daß man mittels eines α -Strahlen-Elektroskops die Aktivität der Platte in kurzen Zwischenräumen während ein bis zwei Stunden bestimmt. Die zu verschiedenen Zeiten beobachteten Aktivitäten sind in Fig. 45 graphisch aufgetragen. Man erkennt aus Kurve A, daß die Aktivität nach einem Exponentialgesetz abklingt und in je 36 Minuten auf die Hälfte abfällt. Inwieweit der beobachtete Abfall tatsächlich einem Exponentialgesetz entspricht, läßt sich am besten in der Weise prüfen, daß man die Logarithmen der zu verschiedenen Zeiten

beobachteten Aktivitäten als Funktion der Zeit aufträgt. Bei einem exponentiellen Abfall erhält man dann eine gerade Linie, wie das aus Kurve *B* zu ersehen ist. Nimmt man nämlich auf beiden Seiten der Gleichung (32) den Logarithmus, so erhält man die Beziehung

$$\log_e P = \log_e P_0 - \lambda t (36)$$

Betrachtet man $\log P$ als Funktion von t , so stellt diese Gleichung eine Gerade dar. Der numerische Wert von λ läßt sich aus der Neigung der Geraden ableiten.

§ 49. Abfall des aktiven Niederschlages der Thor- und Aktiniumemanation (kurze Expositionszeit).

In dem in § 48 besprochenen Beispiel wurde der einfache Fall behandelt, daß sich eine einheitliche Substanz in eine zweite umwandelt, die selbst nicht radioaktiv ist. Die Verhältnisse sind aber im allgemeinen viel verwickelter. Die ursprüngliche Substanz erzeugt nämlich eine zweite, die selbst wieder radioaktiv sein kann, und diese eine dritte. Auch diese dritte Substanz kann radioaktive Eigenschaften zeigen und sich weiter umwandeln, so daß man es in den meisten Fällen mit einer Reihe radioaktiver Substanzen zu tun hat, von denen jede immer von der vorausgehenden erzeugt wird.

Die Gesetze der radioaktiven Umwandlungen lassen sich am besten bei den radioaktiven Niederschlägen der Radium-, Thor- und Aktiniumemanation untersuchen. Alle drei Emanationen bilden analoge Reihen sukzessiver Umwandlungsprodukte, die in folgender Tabelle zusammengestellt sind. Wenn man α -Strahlenmessungen ausführt, so braucht man nur die drei ersten Glieder der aktiven Niederschläge in Betracht zu ziehen. Wie sich nämlich aus der Tabelle ergibt, sendet das erste und dritte Glied (*A* und *C*) des aktiven Niederschlages jeder Emanation α -Strahlen aus, während das zweite und vierte Glied β -Strahlen emittiert, deren ionisierende Wirkung im Vergleich zu der der α -Strahlen sehr klein ist.

Der Abfall des aktiven Niederschlages der Radiumemanation ist etwas verwickelter als der der Aktinium- oder Thoremation, da die Zerfallsperiode von Radium *A* viel länger ist als die Perioden der entsprechenden Substanzen Thor *A* und Aktinium *A*;

Tabelle der aktiven Niederschläge.

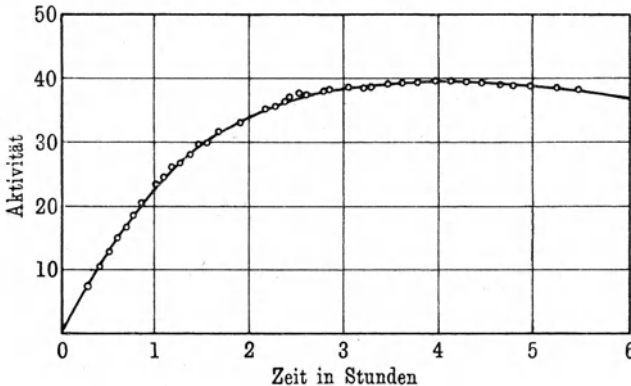
Substanz	Periode	Strahlung
Radiumreihe:		
Radiumemanation	3,85 Tage	α -Strahlen
Radium A	3,0 Minuten	α -Strahlen
Radium B	26,7 „	weiche β - und γ -Strahlen
Radium C (Komplex)	19,5 „	α -, β - und γ -Strahlen
Radium D	16,5 Jahre	weiche β - und γ -Strahlen
Radium E	5,0 Tage	β - und γ -Strahlen
Radium F (Polonium)	136,0 „	α -Strahlen
Thorreihe:		
Thoremanation	54,5 Sekunden	α -Strahlen
Thor A	0,14 „	α -Strahlen
Thor B	10,6 Stunden	weiche β -Strahlen
Thor C (Komplex)	60,8 Minuten	α - und β -Strahlen
Thor C''	3,1 „	β - und γ -Strahlen
Aktiniumreihe:		
Aktiniumemanation	3,9 Sekunden	α -Strahlen
Aktinium A	0,002 „	α -Strahlen
Aktinium B	36,3 Minuten	weiche β -Strahlen
Aktinium C (Komplex)	2,15 „	α -Strahlen
Aktinium C''	4,71 „	β - und γ -Strahlen

während nämlich Radium A in drei Minuten sich zur Hälfte zersetzt, sind die entsprechenden Zeiten bei den beiden anderen Substanzen 0,14 und 0,002 Sekunden. Wenn man daher eine Platte, die in Thor- oder Aktiniumemanation exponiert worden ist, mittels eines Elektroskops auf ihre Aktivität untersucht, so wird alles Thor A und Aktinium A bis zur ersten Ablesung bereits vollständig verschwunden sein, wenn man nicht besondere Methoden anwendet, um die Aktivität der Platte in äußerst kurzer Zeit nach Beendigung der Exposition messen zu können (§ 56). Wenn man daher die α -Strahlen-Aktivitäten mißt, so verhalten sich die aktiven Niederschläge genau so, als ob sie nur aus je zwei Substanzen beständen, von denen die ersten — Thor B und Aktinium B — β -Strahlen und die zweiten — Thor C und

Aktinium C — α -Strahlen emittieren. Man wird daher zweckmäßig zuerst diese beiden Fälle untersuchen, bevor man zu dem verwickelteren Fall des aktiven Niederschlages der Radiumemanation übergeht.

Angenommen, es sei eine Platte in einem elektrischen Feld für wenige Minuten in der Emanation eines Mesothorpräparats exponiert worden und werde dann herausgenommen. Das auf der Platte niedergeschlagene Thor A verwandelt sich sofort in Thor B. Man bringt nun die aktive Platte rasch in ein α -Strahlen-Elektroskop und beginnt sofort mit den Messungen. Da Thor B keine α -Strahlen emittiert, so ist die Aktivität der Platte anfänglich

Fig. 46.



sehr klein. Die Aktivität wird aber infolge der Bildung des Thor C während vier Stunden zunehmen und dann wieder abfallen (Fig. 46). Der Abfall erfolgt zuerst langsam, wird aber dann rascher, bis schließlich die Abnahme der Halbwertsperiode von Thor B entspricht. Läßt man den Einfluß des Thor A unberücksichtigt, so kann man die zeitliche Änderung der Aktivität für den vorliegenden Fall in folgender Weise berechnen.

Auf der Platte befindet sich anfänglich reines Thor B, und das hieraus sich bildende Thor C verwandelt sich seinerseits in Thor C". Wenn daher P und Q die Atomzahlen der zu einer beliebigen Zeit vorhandenen Mengen von Thor B und Thor C bedeuten, so ist die Zunahme von Thor C gegeben durch die Zahl der in der Zeiteinheit aus B gebildeten C-Atome minus der Zahl der in

der Zeiteinheit sich in C'' umwandelnden C-Atome. Bedeuten daher λ_1 und λ_2 die Zerfallskonstanten von Thor B und Thor C, so ist

$$\frac{dQ}{dt} = \lambda_1 P - \lambda_2 Q \dots \dots \dots (37)$$

wobei der Wert von P gegeben ist durch die Gleichung

$$P = P_0 e^{-\lambda_1 t} \dots \dots \dots (38)$$

Berücksichtigt man, daß $Q = 0$, wenn $t = 0$, so ist, wie sich leicht zeigen läßt, die Lösung der Gleichung:

$$P = \frac{P_0 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} [e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}] \dots \dots \dots (39)$$

Nachdem man in dieser Gleichung für λ_1 und λ_2 die Zerfallskonstanten von Thor B und Thor C eingetragen hat, läßt sich die theoretische Aktivitätskurve zeichnen und mit den Versuchsergebnissen vergleichen. Die Zeit, zu welcher das Maximum eintritt, erhält man, indem man die Gleichung (39) nach t differenziert und den erhaltenen Ausdruck gleich 0 setzt:

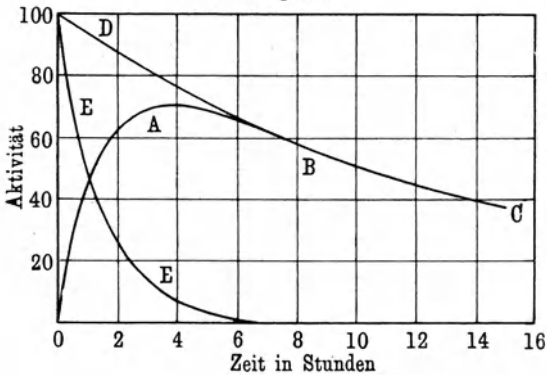
$$t_m = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \log_e \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \dots \dots \dots (40)$$

Man kann die experimentell bestimmte Abfallskurve dazu benutzen, um die beiden in Gleichung (39) auftretenden Zerfallskonstanten zu berechnen. Man braucht hierzu zwei Beziehungen: Die erste erhält man, indem man die Abfallsgeschwindigkeit bestimmt, wenn die Zeit t einen großen Wert erreicht hat. Es wird nämlich dann in Gleichung (39) das eine exponentielle Glied klein im Vergleich mit dem anderen und der Zerfall geht nach einem einfachen Exponentialgesetz vor sich, wobei die Substanz größerer Lebensdauer die Periode bestimmt. Bei dem aktiven Niederschlag der Thoremantation wird nach etwa vier Stunden das zweite Glied verschwindend klein im Vergleich mit dem ersten. Man erhält also in dieser Weise λ_1 .

Um λ_2 zu erhalten, benötigt man eine zweite Beziehung. Man kann etwa in der Weise verfahren, daß man aus der Kurve die Zeit entnimmt, zu der das Maximum eintritt und deren Wert in Gleichung (40) einsetzt. Da es aber nicht leicht ist, diesen Zeitpunkt experimentell genau festzulegen, verfährt man zur Bestimmung von λ_2 besser in folgender Weise:

Man ersieht aus Gleichung (39), daß die Aktivitätskurve sich aus zwei Exponentialkurven zusammensetzt. Man vervollständigt nun anschließend an das Endstück BC der experimentell gefundenen Kurve ABC (Fig. 47) die Exponentialkurve nach rückwärts bis zur Zeit 0, wie das durch das Kurvenstück BD angedeutet ist. Wenn man nun die experimentell gefundene Kurve ABC von der Kurve DBC subtrahiert, so erhält man eine zweite Exponentialkurve EE , aus deren Halbwertsperiode sich λ_2 ergibt.

Fig. 47.



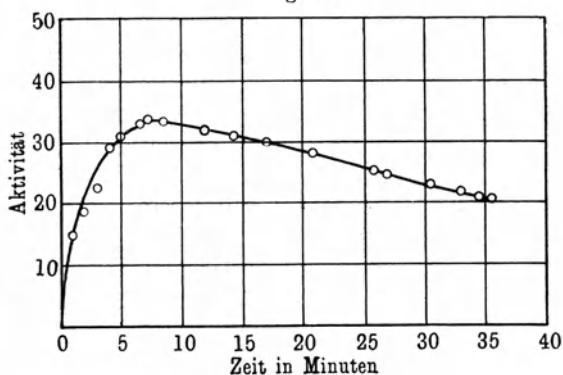
Der von der Zeit abhängige Klammerausdruck der Gleichung (39) ist in bezug auf λ_1 und λ_2 symmetrisch. Es folgt daraus, daß man durch Bestimmung der Aktivitätskurve keinen Aufschluß erhalten kann, ob dem Thor B oder dem Thor C die längere Periode zukommt. Um dies entscheiden zu können, muß man die beiden Substanzen voneinander trennen und deren Abfall einzeln bestimmen (§ 74). Wenn man auch die Zerfallsperioden den Produkten nicht eindeutig zuweisen kann, geht andererseits aus dem Versuch hervor, daß die α -Strahlen von Thor C und nicht von Thor B emittiert werden, da ja sonst die Kurven den beobachteten Anstieg der Aktivität nicht zeigen könnten.

Die Berechnung der Aktivitätskurven im Falle einer kurzen Exposition in Aktiniumemanation erfolgt in derselben Weise als im obigen Fall. Das Maximum tritt hier allerdings bereits nach neun Minuten auf, so daß man einen scharfen Anstieg nur dann erhält, wenn die Exposition nicht länger als etwa eine halbe Minute dauert. Eine Kurve, die die zeitliche Änderung der Aktivität

zeigt, ist in Fig. 48 wiedergegeben. Infolge des raschen Anstieges der Aktivität während der ersten Minuten müssen die Messungen möglichst rasch nacheinander ausgeführt werden.

Ähnliche Kurven erhält man auch, sowohl bei dem aktiven Niederschlag des Aktiniums, wie dem des Thors, wenn man die durchdringenden β -Strahlen mißt. Diese gehen aus von Aktinium C'' bzw. Thor C und Thor C''. Zunächst könnte es scheinen, als ob die obigen Gleichungen hier nicht gelten, da nunmehr drei suk-

Fig. 48.



zessive Produkte in Betracht zu ziehen sind. Es sind aber die Zerfallsperioden von Aktinium C'' und Thor C'' sehr kurz und die Abfallskurven verlaufen daher fast genau so, als ob die β -Strahlung von Aktinium C bzw. Thor C emittiert würde.

§ 50. Abfall des aktiven Niederschlages der Thor- und Aktiniumemanation (lange Expositionszeit).

Im vorhergehenden Paragraphen wurde der Fall betrachtet, daß anfänglich nur eine Substanz auf der Platte vorhanden ist. Es gibt aber noch einen zweiten ebenso charakteristischen Fall. Es sei z. B. eine Platte für vier oder fünf Tage in Thoremamanation exponiert worden und es werde dann ihre Aktivität gemessen. Während nun im Falle der kurzen Expositionszeit nur Thor B bei Beginn der Messungen vorhanden war, befinden sich jetzt auch alle aus Thor B gebildeten Substanzen auf der Platte, da ja während der langen Dauer der Exposition Thor A Zeit hatte, sich

in Thor B und die folgenden Produkte umzuwandeln. Die Zahl der Atome jedes einzelnen Produktes hat dabei so lange zugenommen, bis die Zahl der in der Zeiteinheit zerfallenden Atome dieser Substanz gerade ebenso groß wurde, wie die Zahl der in der Zeiteinheit sich bildenden Atome. Wenn dieser Zustand erreicht ist, wird sich von jeder der auf der Platte vorhandenen Substanzen in der Zeiteinheit dieselbe Zahl von Atomen zersetzen. Man sagt dann, daß die Substanzen sich in radioaktivem Gleichgewicht befinden.

Es sei n_0 die Zahl der Atome von Thor A, die pro Sekunde auf der Platte sich niederschlägt. Sobald das radioaktive Gleichgewicht erreicht ist, muß diese Zahl gleich sein der Zahl der Atome von B, die sich pro Sekunde in C umwandeln und ebenfalls gleich der Zahl der Atome von C, die sich pro Sekunde in D umwandeln. Es ist also

$$n_0 = \lambda_1 P_0 = \lambda_2 Q_0 = \lambda_3 R_0 \dots \dots (41)$$

wobei P_0 , Q_0 und R_0 die Mengen von B, C und D bedeuten, die beim Gleichgewichtszustand vorhanden sind. Die Zahlen der vorhandenen Atome der verschiedenen Substanzen sind also umgekehrt proportional den entsprechenden Zerfallskonstanten. Sobald die Platte aus der Emanation entfernt wird, ist der Gleichgewichtszustand gestört. Die Zahl der zu einem beliebig späteren Zeitpunkt t vorhandenen Atome von Thor C läßt sich berechnen, indem man die in Gleichung (41) gegebenen Anfangsbedingungen mit den Gleichungen (37) und (38) verbindet. Man erhält dann:

$$Q = \frac{\lambda_1 P_0}{\lambda_2 - \lambda_1} \left[e^{-\lambda_1 t} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 t} \right] \dots \dots (42)$$

Diese Gleichung gibt die Zahl der Atome von Thor C, welche zu einer beliebigen Zeit nach Beendigung der Exposition vorhanden ist. Es folgt aus dieser Gleichung, daß die Aktivität zuerst ziemlich langsam abfällt, aber allmählich sich mehr und mehr einer Exponentialkurve nähert, die durch die Periode von Thor B bestimmt ist. Aus der experimentell erhaltenen Kurve lassen sich die Werte von λ_1 und λ_2 in derselben Weise ableiten, wie im Falle der kurzen Expositionszeit (§ 49).

Dieselbe Betrachtung gilt auch im Falle des Niederschlages der Aktiniumemanation, doch ist die Abweichung von der Exponentialkurve sehr klein und auf die ersten Minuten beschränkt.

§ 51.

Abfall des aktiven Niederschlages der Radiumemanation.

Bei dem aktiven Niederschlag der Radiumemanation liegen die Verhältnisse etwas verwickelter als bei der Thor- bzw. Aktiniumemanation, da die Zerfallsperiode von Radium A vergleichbar ist mit den Perioden der ihm folgenden Substanzen. Ferner werden die Aktivitätskurven ganz verschieden verlaufen, je nachdem man α - oder β -Strahlen mißt, da Radium A und Radium C α -Strahlen emittieren, während Radium B und Radium C β -Strahlen aussenden.

Indem man von ähnlichen Überlegungen ausgeht, wie in § 49 angegeben sind, kann man zeigen, daß, wenn P , Q und R die Zahlen der zu einer beliebigen Zeit vorhandenen Atome von Radium A, Radium B und Radium C bedeuten, sich diese Zahlen entsprechend den folgenden Differentialgleichungen ändern müssen

$$\left. \begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= -\lambda_1 P \\ \frac{dQ}{dt} &= \lambda_1 P - \lambda_2 Q \\ \frac{dR}{dt} &= \lambda_2 Q - \lambda_3 R \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (43)$$

Eine allgemeine Lösung dieser Gleichung ist von Bateman ¹⁾ gegeben worden, welche ermöglicht, die nach Beendigung einer Exposition beliebiger Dauer zu jeder Zeit vorhandene Zahl von Atomen von Radium A, Radium B und Radium C zu berechnen. Zwei Fälle sind von besonderem Interesse, welche zunächst im folgenden betrachtet werden sollen. Der erste Fall betrifft eine kurze Exposition einer Oberfläche in Radiumemanation, so daß sich anfänglich nur Radium A auf der Oberfläche befindet. Der zweite Fall betrifft eine Exposition, die so lange währt, daß alle Substanzen sich auf der Oberfläche in radioaktivem Gleichgewicht befinden.

¹⁾ Bateman, Proc. Camb. Phil. Soc. **15**, 423 (1910).

Im ersten Falle ist $Q_0 = R_0 = 0$ und die Gleichungen werden

$$\left. \begin{aligned} P &= P_0 e^{-\lambda_1 t}, \\ Q &= \frac{\lambda_1 P_0}{\lambda_2 - \lambda_1} [e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}], \\ R &= \lambda_1 \lambda_2 P_0 \left[\frac{1}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} e^{-\lambda_2 t} + \frac{1}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} e^{-\lambda_3 t} \right] \end{aligned} \right\} (44)$$

Im zweiten Falle einer langen Exposition gilt anfänglich die Beziehung

$$\lambda_1 P_0 = \lambda_2 Q_0 = \lambda_3 R_0 \dots \dots \dots (45)$$

so daß

$$\left. \begin{aligned} P &= P_0 e^{-\lambda_1 t}, \\ Q &= Q_0 \left[\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1}{(\lambda_1 - \lambda_2)} e^{-\lambda_2 t} \right], \\ R &= R_0 \left[\frac{\lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} e^{-\lambda_1 t} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\lambda_1 \lambda_3}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} e^{-\lambda_3 t} \right] \end{aligned} \right\} (46)$$

Die Zahl der Atome von Radium A, Radium B und Radium C, die zu jeder beliebigen Zeit nach Beendigung einer kurzen oder langen Exposition vorhanden sind, läßt sich also aus Gleichungen (44) bzw. (46) berechnen. Da Radium A und Radium C α -Strahlen emittieren, und da die gesamte α -Strahlen-Aktivität M proportional ist der Zahl der pro Sekunde zerfallenden Atome, so ist

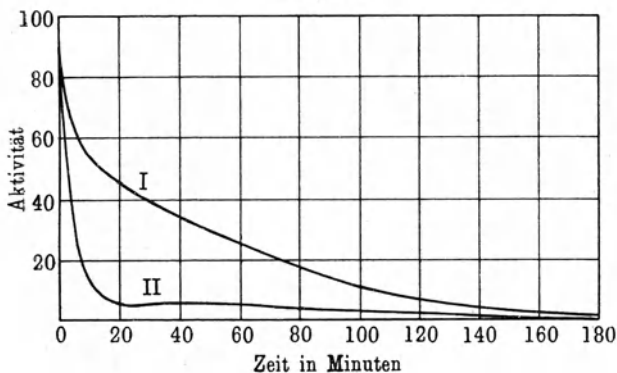
$$M = \lambda_1 P + k \lambda_3 R \dots \dots \dots (47)$$

wobei k das Verhältnis der Ionisationsströme bedeutet, welche ein α -Teilchen von Radium C bzw. ein α -Teilchen von Radium A unter den vorliegenden experimentellen Bedingungen erzeugt.

Wir betrachten zunächst den Fall, daß eine Platte für wenige Sekunden in Radiumemanation exponiert wurde. Die niedergeschlagene Substanz wird dann nur aus Radium A bestehen.

Wenn man daher die Platte rasch in ein α -Strahlen-Elektroskop bringt, so rührt anfänglich die beobachtete Aktivität ausschließlich von den Strahlen des Radiums A her und wird daher zunächst mit einer Halbwertsperiode von drei Minuten abfallen¹⁾. Dieser Abfall wird so lange fortschreiten, bis sich aus Radium B so viel Radium C gebildet hat, daß seine Strahlung ebenfalls zur Geltung kommt. Die Aktivität wird nun zunächst für einige Zeit ein wenig ansteigen, dann aber wieder abfallen. Nach Ablauf mehrerer Stunden nimmt die Aktivität schließlich mit einer Periode von 26,7 Minuten, nämlich der des Radium B, ab. Wenn andererseits

Fig. 49.



die Exposition der Platte in der Radiumemanation mehrere Stunden währt, so wird der anfängliche Abfall der Aktivität von Radium A viel weniger scharf ausgesprochen sein, da bereits zu Beginn der Messungen eine beträchtliche Menge von Radium C vorhanden ist. Die nach Gleichung (47) berechneten Abfallskurven der α -Strahlen-Aktivität für eine kurze bzw. lange Expositionszeit, sind in Fig. 49 eingetragen. Dabei ist in der Gleichung k gleich eins gesetzt. Kurve I bezieht sich auf den Fall einer langen Expositionszeit und Kurve II auf den einer sehr kurzen Expositionszeit.

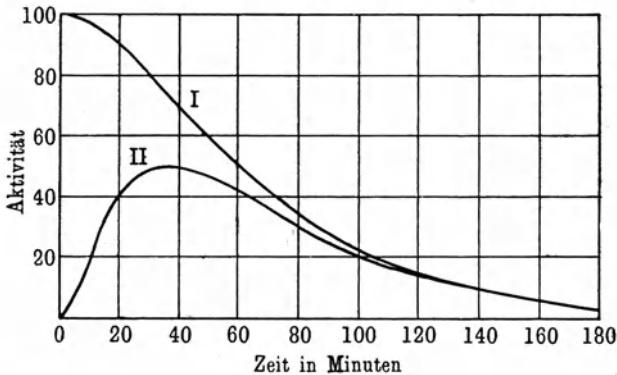
¹⁾ Die Genauigkeit der Messungen wird oftmals dadurch beeinträchtigt, daß bei Entnahme des Drahtes aus der Emanation Spuren von Emanation daran haften bleiben. Man kann die Emanation dadurch entfernen, daß man den Draht im Vakuum für einige Sekunden auf etwa 400° erhitzt. Manchmal hilft auch ein Waschen des Drahtes in Alkohol, wobei die Emanation von dem Alkohol absorbiert wird.

Die β -Strahlen-Aktivität N des Niederschlages ist andererseits gegeben durch

$$N = \lambda_2 Q + l \lambda_3 R \quad (48)$$

wobei l das Verhältnis der Ionisationsströme bedeutet, welche ein β -Teilchen von Radium C bzw. ein β -Teilchen von Radium B erzeugt. Die Form der Kurven hängt sehr davon ab, wie dick der Absorptionsschirm ist, den die Strahlen vor ihrem Eintritt in das Elektroskop zu durchsetzen haben. Der größte Teil der β -Strahlen des Radium B ist nämlich sehr weich, so daß die Ionisation fast ganz von den Strahlen des Radium C herrührt, wenn ein Alu-

Fig. 50.



miniumblech von mehr als 1 mm Dicke eingeschaltet ist. Die Kurven lassen sich nach Gleichung (48) berechnen, wenn man für l den der eingeschalteten Aluminiumschicht entsprechenden Wert einsetzt. Die in Fig. 50 gezeichneten Kurven I und II beziehen sich auf den Fall einer langen bzw. kurzen Expositionszeit, wobei die experimentelle Anordnung derartig getroffen ist, daß nur die Strahlen des Radium C im Elektroskop zur Geltung kommen. Dieser Fall läßt sich in Wirklichkeit allerdings nicht vollständig realisieren, da auch Radium B eine, wenn auch kleine Menge harter β -Strahlen emittiert. Diese Strahlung beträgt jedoch nicht mehr als etwa 5 Proz. der Gesamtstrahlung, so daß die Aktivitätskurven dadurch kaum beeinflußt werden.

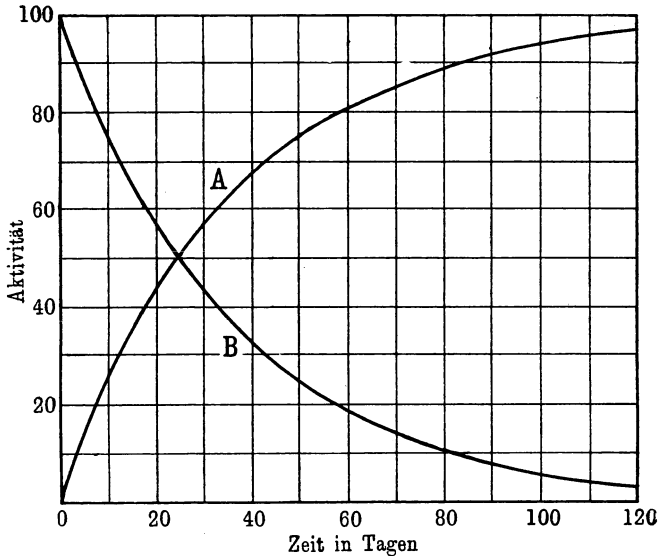
Gleichung (48) gilt auch für den Fall einer Messung mit γ -Strahlen, die von Radium B und Radium C herrühren. Die

γ -Strahlung von Radium B ist viel weicher, als die von Radium C und wird bereits durch 2,5 cm Blei vollständig absorbiert. Wenn man daher die Messungen unter Einschaltung einer Bleischicht dieser Dicke ausführt, so ist die zeitliche Änderung der Aktivität ebenfalls durch die in Fig. 50 gegebenen Kurven dargestellt.

§ 52. Zerfalls- und Bildungsgeschwindigkeit radioaktiver Substanzen.

Die kontinuierlich vor sich gehende Bildung und Zersetzung radioaktiver Substanzen läßt sich in der Weise untersuchen, daß man eine aktive Substanz von ihrer Muttersubstanz abtrennt und

Fig. 51.



dann gleichzeitig die Aktivitätsänderungen beider Substanzen beobachtet. Wir betrachten im folgenden den Fall der Umwandlung von Uran in Uran X. Da Uran nur α -Strahlen und Uran X nur β -Strahlen emittiert, so hängt, wenn man die Messungen auf β -Strahlen beschränkt, die beobachtete Ionisation nur von der vorhandenen Menge Uran X und nicht von der vorhandenen Menge Uran ab. Das Uran beeinflusst nur indirekt die Messungen, indem sich aus ihm Uran X bildet.

Es sei z. B. ein Uranpräparat für mehrere Monate chemisch nicht behandelt worden, so daß es sich im Gleichgewicht mit Uran X befindet, dessen Zerfallsperiode 25 Tage beträgt. Wenn man nun das mit dem Uran vergesellschaftete Uran X vollständig abtrennt, so wird die β -Strahlen-Aktivität des Urans zuerst gleich 0 sein, wird aber entsprechend der Neubildung von Uran X allmählich anwachsen und nach einigen Monaten wieder seinen ursprünglichen Wert erreichen. (Fig. 51, Kurve A.) Während derselben Zeit wird die Aktivität des abgetrennten Uran X exponentiell mit der Zeit abnehmen und schließlich verschwindend klein werden. (Kurve B.) Die Summe der β -Strahlen-Aktivitäten des Urans und Uran X ist dabei stets konstant, woraus folgt, daß das Uran X ebenso rasch von dem Uran neu gebildet wird, als es selbst zerfällt. Wenn daher λ die Zerfallskonstante von Uran X bedeutet, so ist die Menge Q dieser Substanz in dem von dem Uran chemisch abgetrennten Präparat zu einer beliebigen Zeit t nach der Abscheidung gegeben durch die Gleichung

$$Q = Q_0 e^{-\lambda t} \dots \dots \dots (49)$$

wobei Q_0 die Menge von Uran X bedeutet, welche von dem Uran ursprünglich abgetrennt wurde. Nun müssen aber zu jeder Zeit die abgeschiedene Menge von Uran X und die im Uranpräparat vorhandene Menge von Uran X zusammen einen konstanten Wert, nämlich Q_0 , ergeben. Es folgt also, daß die mit dem Uran vergesellschaftete Menge von Uran X zur Zeit t gegeben ist durch die Gleichung

$$Q = Q_0 (1 - e^{-\lambda t}) \dots \dots \dots (50)$$

Ein Versuch wird in der Weise ausgeführt, daß man nach der in § 66 beschriebenen Methode aus ungefähr 10 g Uranoxyd das Uran X abscheidet. Bei den Messungen ist zu beachten, daß die Kurven nicht ohne weiteres vergleichbar sind, da die Absorption der β -Strahlen in der dicken Uranoxydschicht groß ist im Vergleich mit der Absorption in dem Uran X-Präparat, bei dem die Substanzmenge klein ist. Der Versuch ist sehr instruktiv, verlangt aber die Ausführung von Messungen während mehrerer Wochen. Es gibt aber keine zweite Substanz, die sich zur Erläuterung dieser Erscheinung ebenso eignen würde, wie das Uran.

Die Beziehung, welche zwischen der Zerfallsgeschwindigkeit und der Bildungsgeschwindigkeit des Uran X besteht, gilt ganz

allgemein. Wenn beispielsweise der aktive Niederschlag aus einem Radiumemanation enthaltenden Gefäß durch Konzentration auf einem Draht vollständig entfernt wird, so nimmt die Zahl der Atome von Radium A, Radium B und Radium C nach Gleichung (46) ab und der Draht wird schließlich inaktiv. Während dies vor sich geht, bildet sich aber in dem Gefäß der aktive Niederschlag von neuem in der Weise, daß die Zahl der in dem Gefäß vorhandenen Atome der einzelnen Niederschlagsprodukte zu jeder Zeit komplementär ist der Zahl der zu derselben Zeit auf dem Draht vorhandenen Atome derselben Substanzen; das heißt also, daß die Summe der innerhalb und außerhalb des Gefäßes vorhandenen Atome für jede Substanz konstant bleibt. Bedeutet daher $f(t)$ die Funktion, nach welcher eine Substanz des Niederschlages mit der Zeit abfällt, so ist das Gesetz, nach welchem dieselbe Substanz in dem Gefäß neu gebildet wird, gegeben durch $1 - f(t)$; dabei ist allerdings vorausgesetzt, daß die Emanationsmenge im Gefäß während des Versuches nicht merklich abnimmt. Sobald $f(t)$ im Vergleich mit 1 klein geworden ist, so hat die Funktion $1 - f(t)$ nahezu einen konstanten Grenzwert erreicht. Die Zeit, nach welcher dies für eine Substanz eintritt, bestimmt die Expositionsdauer, welche nötig ist, um die maximale Menge dieser Substanz zu erhalten. Beispielsweise zerfällt das auf einem Draht nach einer langen Exposition in Radiumemanation niedergeschlagene Radium C in 3 Stunden bis auf ungefähr 3 Proz. In derselben Zeit wird man daher 97 Proz. des Gleichgewichtsbetrages von Radium C auf einem Draht ansammeln können.

§ 53. Zerfallsgeschwindigkeit von Aktinium C.

In § 49 wurde darauf hingewiesen, daß man auf Grund der Aktivitätskurven zwar die einzelnen Zerfallskonstanten bestimmen, aber nicht eindeutig den vorhandenen Substanzen zuweisen kann. Um die Zugehörigkeit festzustellen, muß man die einzelnen Produkte voneinander abtrennen.

Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß die Abfallskurven der α -Strahlung des aktiven Niederschlages der Aktiniumemanation durch den Zerfall zweier Substanzen bestimmt werden, deren Perioden 36,3 und 2,1 Minuten betragen; ferner, daß das zweite Produkt Aktinium C α -Strahlen emittiert, Aktinium B aber nicht. Die beiden Substanzen kann man aber voneinander trennen,

indem man eine Nickelplatte für einige Minuten in eine Lösung des aktiven Niederschlages eintaucht (§ 72). Prüft man die Platte dann sofort auf ihre Aktivität, so beobachtet man eine α -Strahlung, deren Intensität mit einer Halbwertsperiode von 2,1 Minute abfällt. Es folgt daraus, daß diese Periode der zweiten Substanz, Aktinium C, und die längere Periode von 36,3 Minuten dem Aktinium B zuzuschreiben ist.

Aktinium C läßt sich auch teilweise durch eine der folgenden, auch in anderen Fällen oftmals anwendbaren Methoden abtrennen. Die eine Methode stützt sich auf die Tatsache, daß Aktinium C viel weniger leicht verdampfbar ist als Aktinium B. Wenn man z. B. ein Platinblech, das in Aktiniumemanation aktiviert wurde, während einiger Sekunden auf etwa 800° C erhitzt, so bleibt Aktinium C im Überschuß auf der Platte zurück, was sich daraus erkennen läßt, daß die α -Strahlen-Aktivität nach dem Erhitzen zunächst sehr rasch abnimmt. Dies zeigt wieder, daß der Substanz, welche die α -Strahlen emittiert, die kürzere Zerfallsperiode zukommt. Die zweite Methode beruht darauf, daß man Aktinium B leichter in Lösung bringen kann als Aktinium C. Zur Ausführung des Versuches taucht man ein Platinblech, das in Aktiniumemanation aktiviert wurde, in verdünnte Salzsäure oder Schwefelsäure. Man verwendet am besten $1/10$ -Normallösung und taucht die Platte nur für wenige Sekunden ein. Bringt man die Platte dann in ein α -Strahlen-Elektroskop, so findet man, daß ihre Aktivität zuerst sehr rasch abfällt, woraus sich ergibt, daß Aktinium B teilweise durch die Säure gelöst wurde, während Aktinium C im Überschuß auf der Platte zurückblieb¹⁾.

§ 54. Vergleich der Zerfallsperioden der drei Emanationen.

Die Zerfallsperioden der Emanationen von Radium, Thor und Aktinium sind sehr verschieden. Dies läßt sich am besten in der Weise zeigen, daß man die Emanation in das in Fig. 17 dargestellte Elektroskop einbläst und die Abnahme der Aktivität beobachtet.

Die Thor- und Aktiniumemanation führt man am besten in der Weise ein, daß man Luft, die zuerst durch eine Lösung der aktiven Substanz perlt, durch das Elektroskop strömen läßt.

¹⁾ Schrader, Phil. Mag. **24**, 125 (1912).

Nach ungefähr einer Minute schließt man die Hähne des Elektroskops und beginnt sofort mit den Aktivitätsmessungen. Bei Thoremanation zeigt sich, daß die Aktivität in 53 Sekunden auf die Hälfte abnimmt. Eine Lösung von wenigen Gramm von Thornitrat gibt eine ausreichende Wirkung, vorausgesetzt, daß die Emanation von der Lösung bis zum Elektroskop keinen zu langen Weg zu durchlaufen hat.

Bei der Aktiniumemanation ist die Aktivität schon nach wenigen Sekunden so gut wie ganz verschwunden und es bleibt nur eine schwache, von dem aktiven Niederschlag herrührende Leitfähigkeit zurück. Der Abfall der Aktiniumemanation geht zu rasch vor sich, als daß er in dieser Weise gemessen werden könnte. Hierzu muß die in § 55 angegebene Methode angewendet werden.

Die Radiumemanation führt man in der Weise ein, daß man die Luft durch eine Lösung von Radium perlen läßt. Infolge der Bildung des aktiven Niederschlages wächst die Aktivität während der ersten 4 Stunden an und nimmt dann mit der für die Radiumemanation charakteristischen Periode von 3,85 Tagen wieder ab. Eine ganz schwache Lösung von Radium ist für diesen Versuch ausreichend (§ 62). Man evakuiert zuerst das Elektroskop und läßt dann so lange Luft durch die Lösung eintreten, bis Atmosphärendruck hergestellt ist.

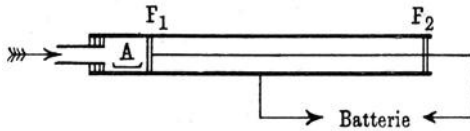
Beim Arbeiten mit Radiumlösungen muß man darauf achten, daß die Emanation nicht vorzeitig entweicht, da eine Lösung nur eine bestimmte Menge Emanation enthält, welche sich nur sehr langsam wieder nachbildet. Bei Thor und Aktinium braucht man in dieser Hinsicht keine Vorsicht zu üben, da die Emanationen dieser Substanzen sich sehr rasch wieder nachbilden.

§ 55. Zerfallsgeschwindigkeit der Aktiniumemanation.

Die im folgenden mitgeteilte Methode zur Bestimmung der Zerfallsperiode von Aktiniumemanation zeigt, in welcher Weise man den Abfall kurzlebiger Substanzen bestimmen kann. Die Versuchsanordnung ist in Fig. 52 dargestellt. Das Aktiniumpräparat befindet sich in einem Schälchen *A* an dem einen Ende eines Metallrohres von ungefähr 40 cm Länge und 1 cm Durchmesser. Durch zwei Hartgummistücke F_1 und F_2 wird in dem

Rohr ein etwa 1 mm starker Kupferdraht axial gehalten. Das Rohr wird mit dem positiven und der Draht mit dem negativen Pol einer Batterie von ungefähr 100 Volt verbunden. Man läßt dann einen konstanten Luftstrom durch das Rohr fließen, der die Aktiniumemanation mit sich führt. Da die Emanation beim Durchströmen durch das Rohr sich in einem elektrischen Feld befindet, so wird der an den verschiedenen Stellen des Rohres gebildete

Fig. 52.

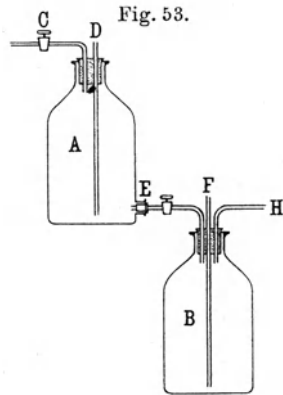


aktive Niederschlag sofort zu dem zentralen Draht geführt werden. Die an verschiedenen Stellen des Drahtes vorhandene Niederschlagsmenge wird daher bei stationärem Zustand der an derselben Stelle vorhandenen Emanationsmenge proportional sein.

Man reguliert die Strömungsgeschwindigkeit derart, daß die Zeit, welche die Emanation braucht, um die ganze Länge des Rohres zu durchlaufen, mehreremal größer ist als die Halbwertsperiode der Emanation (3,9 Sekunden). Wenn man die Luft für ungefähr zwei Stunden hat durchströmen lassen, so hat die Aktivität des Drahtes nahezu einen Maximalwert erreicht. Nach Beendigung der Exposition wird der Draht herausgenommen und in Stücke von etwa 1 bis 2 cm Länge zerschnitten. Die Aktivität dieser Stücke wird dann in einem α -Strahlen-Elektroskop gemessen. Aus der Aktivität der einzelnen Stücke ergibt sich dann die Verteilung der Emanation in dem Rohr während des Durchströmens. Da man die Stücke nicht alle gleichzeitig messen kann, muß man die einzelnen Messungen für den zeitlichen Abfall des aktiven Niederschlages entsprechend korrigieren. Die Aktivität der Stücke nimmt nach einem Exponentialgesetz ab und fällt in je 36,3 Minuten auf den halben Wert (Anhang II).

Hat man die Aktivität des Drahtes an den verschiedenen Stellen in der beschriebenen Weise gemessen, so braucht man zur Berechnung der Zerfallsgeschwindigkeit der Emanation nur noch die Strömungsgeschwindigkeit des Gases zu kennen. Einen konstanten Gasstrom kann man vermittelst eines großen Gasometers erhalten. Sehr zweckmäßig ist auch die in Fig. 53 ge-

zeichnete Vorrichtung. Eine große Flasche *A*, die zu Beginn des Versuches vollständig mit Wasser gefüllt ist, steht durch den Hahn *E* in Verbindung mit einer zweiten ähnlichen Flasche *B*. Durch den Korken der Flasche *B*, welche zu Beginn des Versuches leer ist, führen drei Röhren *E*, *F* und *H* von der in der Figur angegebenen Form. Zu Beginn des Versuches ist der Hahn *C* geschlossen und *E* geöffnet. Das Wasser fließt dann in den Behälter *B* und Luft perlt durch das Rohr *D* ein und ersetzt das ausfließende Wasser. Da das Rohr *D* bis nahe auf den Boden der Flasche *A* reicht, so fließt das Wasser durch *E* stets unter einem konstanten Druck, der gerade etwas größer als Atmosphärendruck ist, aus und treibt einen konstanten Luftstrom durch das Glasrohr *H*. Die Geschwindigkeit dieses Stromes hängt nur von der Stellung des Hahnes *E*, nicht aber von der Höhe des Wasserspiegels in der Flasche *A* ab. Man hat natürlich dafür zu sorgen, daß alle Verbindungen vollständig luftdicht sind. Nach Beendigung des Versuches saugt man das in *B* befindliche Wasser wieder nach *A* zurück, indem man das Rohr *F* mit *D* durch einen Gummischlauch verbindet und bei *C* eine Wasserstrahlpumpe anschließt.

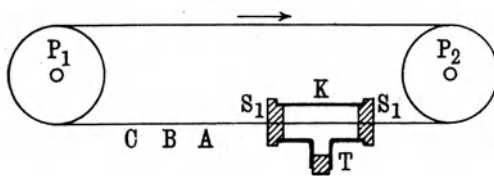


§ 56. Abfallgeschwindigkeit sehr kurzlebiger Substanzen.

Die Methoden, die bisher zur Bestimmung von Zerfallskonstanten angegeben wurden, sind bei sehr rasch sich zersetzenden Substanzen nicht mehr anwendbar. Ein Beispiel, in welcher Weise man die Halbwertsperiode einer α -Strahlen emittierenden Substanz von sehr kurzer Lebensdauer bestimmen kann, bietet sich bei dem Thor A. Die Methode besteht im wesentlichen darin, daß man die aktive Substanz auf einem rotierenden Draht konzentriert und die Aktivität dieses Drahtes während der Rotation in verschiedenen Abständen von der Stelle bestimmt, an welcher die aktive Substanz auf dem Draht konzentriert wurde. Kennt man die Umlaufgeschwindigkeit des Drahtes, so kann man die Zerfallskonstante der Substanz berechnen.

Die in Fig. 54 gezeichnete Vorrichtung läßt sich zur Bestimmung des Abfalls von Thor A benutzen, dessen Aktivität in je 0,14 Sekunden auf die Hälfte abnimmt. Eine Drahtschlinge von etwa 1 m Länge ist über die beiden Räder P_1 und P_2 und durch den etwa 10 cm langen und 1 cm weiten Metallzylinder K geführt. Der Draht, der auf ein negatives Potential geladen ist, wird durch die beiden durchbohrten Hartgummistopfen S_1 und S_2 von dem Zylinder K isoliert. Die von einem starken Präparat, etwa von einer kleinen Menge Mesothor, das sich in dem Seitenrohr T befindet, entwickelte Emanation erzeugt Thor A, welches

Fig. 54.



sich infolge seiner positiven Ladung sofort auf dem Draht niederschlägt. Befindet sich der Draht in Rotation, so führt er das Thor A noch eine größere Strecke mit sich fort, bevor es zerfallen ist. Die Aktivitätsabnahme beobachtet man am besten in der Weise, daß man die Zahl der Szintillationen an verschiedenen, durch A , B , C bezeichneten Stellen bestimmt. Kennt man also die Umlaufgeschwindigkeit des Drahtes und die Abstände zwischen den Stellen, an denen Zählungen ausgeführt wurden, so läßt sich die Zerfallskonstante von Thor A ableiten. Die Geschwindigkeit des Drahtes braucht bei diesem Versuch nicht mehr als einige Zentimeter pro Sekunde zu betragen.

Auch die Zerfallsperiode von Aktinium A, die nur $1/600$ Sekunde beträgt, ist in ähnlicher Weise bestimmt worden. Infolge des raschen Zerfalls dieser Substanz ist dieser Versuch jedoch nicht ganz leicht auszuführen.

§ 57. Diffusion von Thor- und Aktiniumemanation.

Die Diffusionsgeschwindigkeiten der Emanationen lassen sich bestimmen und mit der gewöhnlicher Gase vergleichen. Die Messungen haben gezeigt, daß die Emanationen Gase von hohem

Atomgewicht sind. Diffusionsmessungen bei der langsam zerfallenden Radiumemanation bieten Schwierigkeiten, dagegen läßt sich die Diffusionsgeschwindigkeit der Thor- oder Aktiniumemanation nach einer zuerst von Rutherford angegebenen Methode leicht bestimmen.

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 55 dargestellt. Ein dünner Draht *A* wird durch den Hartgummistopfen *D* in der Achse des Messingrohres *P* gehalten, das ungefähr 10 cm lang und 6 cm weit ist. Das Thorpräparat ist möglichst gleichförmig in dem Schälchen *C* ausgebreitet, das gerade so groß ist, daß es in das Rohr hineinpaßt. Der Draht wird mit dem negativen Pol und das Rohr mit dem positiven Pol einer Batterie verbunden. Die Emanation diffundiert nun von dem Präparat durch das Rohr und bildet beim Zerfall den aktiven Niederschlag, der sofort entlang den Kraftlinien des elektrischen Feldes zu dem Draht gezogen wird und sich dort niederschlägt. Der aktive Niederschlag ist daher auf dem Draht in genau derselben Weise verteilt, wie die Emanation in dem Rohre.

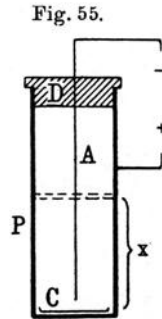
Zur Berechnung des Diffusionskoeffizienten betrachte man einen Zylinderquerschnitt von der Dicke dx und der Oberfläche 1. Es sei ferner k der Diffusionskoeffizient und N die Zahl der Emanationsatome pro Volumeneinheit in einem Abstand x von dem Thorpräparat. Sobald sich der Gleichgewichtszustand hergestellt hat, wird die in den Querschnitt in der Zeit dt eintretende Emanationsmenge gleich sein

$$k \frac{dN}{dx} dt,$$

während die in derselben Zeit austretende Menge gleich ist

$$k \frac{d(N + \delta N)}{dx} dt.$$

Folglich ist die Emanationsmenge, welche zwischen den beiden im Abstand x bzw. $x + dx$ von dem Thorpräparat gelegenen Ebenen zurückbleibt, gegeben durch die Differenz der beiden obigen Ausdrücke und beträgt daher $k \frac{d^2 N}{dx^2} dt dx$. Diese Menge



zerfällt an Ort und Stelle und ist daher gleich $-\frac{dN}{dt} dt dx$. Wir erhalten daher die Gleichung:

$$k \frac{d^2 N}{dx^2} = - \frac{dN}{dt} \dots \dots \dots (51)$$

Bedeutet λ die Zerfallskonstante der Emanation, so ist

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \dots \dots \dots (52)$$

und folglich

$$k \frac{d^2 N}{dx^2} = \lambda N \dots \dots \dots (53)$$

Die Lösung dieser Gleichung ist von der Form

$$N = A e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{k}} x} + B e^{\sqrt{\frac{\lambda}{k}} x} \dots \dots \dots (54)$$

Da $N = 0$ ist für $x = \infty$, so wird $B = 0$. Bedeutet ferner N_0 die Zahl der Emanationsatome pro Volumeneinheit gerade über dem Präparat, dann ist $N = N_0$ für $x = 0$, so daß $A = N_0$ wird. Folglich ist

$$N = N_0 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{k}} x} \dots \dots \dots (55)$$

Die an verschiedenen Stellen des Drahtes vorhandene Niederschlagsmenge muß aber proportional sein zu N und fällt daher exponentiell mit dem Abstand von dem Präparat ab. Setzt man daher den Wert von λ als bekannt voraus, so läßt sich der Diffusionskoeffizient ableiten.

Um Störungen durch Luftströmungen zu vermeiden, packt man den Apparat am besten mit Watte in einen größeren Kasten. Als Emanationsquelle benutzt man einige Gramm von Thorhydroxyd oder besser noch ein Mesothor- oder Radiothorpräparat. Eine Exposition von ungefähr 24 Stunden wird im allgemeinen bereits eine genügende Aktivität des Drahtes geben. Um die Verteilung der Aktivität auf dem Draht zu bestimmen, wird dieser in Stücke von etwa 5 mm Länge zerschnitten. Diese Stücke werden dann in einem α -Strahlenelektroskop geprüft und die beobachteten Aktivitäten als Funktion des mittleren Abstandes von dem Thorpräparat aufgetragen. Es wird sich zeigen, daß

die Aktivität geometrisch mit dem Abstand abnimmt und für je 2 cm auf die Hälfte herabsinkt. Einige typische Zahlen sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

Diffusion von Thoremamanation.
(Länge der Drahtstücke = 4,9 mm.)

Mittlerer Abstand vom Thorpräparat mm	Aktivität des Drahtstückes	Mittlerer Abstand vom Thorpräparat mm	Aktivität des Drahtstückes
4,9	45,8	34,3	16,7
9,8	38,0	39,2	14,0
14,7	32,3	44,1	12,7
19,6	27,8	49,0	10,9
24,5	23,3	53,9	9,3
29,4	20,3	58,8	7,6

Der aus den obigen Zahlen berechnete Diffusionskoeffizient ist 0,115.

Derselbe Versuch läßt sich auch mit Aktiniumemanation ausführen; in diesem Falle nimmt die auf dem Draht vorhandene Aktivität für je $\frac{1}{2}$ cm auf die Hälfte ab.

Kapitel 8.

Absolute Messungen.

§ 58. Radium - Standard - Präparate.

Am einfachsten läßt sich die Menge einer radioaktiven Substanz durch ihr Gewicht bestimmen; es sind aber nur die langlebigen Substanzen, wie Thor, Uran und Radium, die sich in genügender Menge ansammeln, so daß eine Gewichtsbestimmung mit der Wage möglich ist. Dieser Weg versagt aber schon bei schwächeren Radiumpräparaten und hat außerdem den Nachteil, daß die Konzentration des Präparates bekannt sein muß. Um diese Schwierigkeit zu umgehen, hat man Radiumstandards, die eine genau bestimmte Menge eines reinen Radiumsalzes enthalten, hergestellt; man bestimmt nun den Radiumgehalt anderer Präparate, indem man die Aktivitäten dieser Präparate mit der des Standards vergleicht. Der Vergleich erfolgt fast immer durch Messung der γ -Strahlung.

Im Jahre 1912 wurde auf Veranlassung der Internationalen Radiumstandard-Kommission ein Standardpräparat hergestellt, das im Bureau International des Poids et Mesures in Paris aufbewahrt wird. Dieses Standardpräparat besteht aus einer genau abgewogenen Menge von Radiumchlorid, das von Frau Professor Curie so rein als möglich dargestellt wurde. Das Gewicht des Salzes beträgt 21,99 mg, die in einem Glasrohr von 1,45 mm Durchmesser und 3,2 cm Länge eingeschmolzen sind. Die Wandstärke des Röhrchens beträgt nur 0,27 mm, so daß die Absorption der γ -Strahlen in dem Glas sehr klein ist. Ein zweiter primärer Standard von 31,17 mg Radiumchlorid wurde in Wien hergestellt und ist dort als Ersatzstandard aufbewahrt. Ein Vergleich der γ -Strahlungen der beiden unabhängig voneinander hergestellten Standards ergab eine Übereinstimmung innerhalb 0,2 Proz. Beide Standards sind frei von Mesothor, da sie aus Joachimsthaler Pechblende hergestellt wurden, die kein Thor enthält. Die Standards des Deutschen Reiches enthalten 2,98 bzw. 19,5 bzw. 56,0 mg

mesothorfreies Radiumchlorid und sind in Verwahrung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Sie dienen dort als Grundlage für alle Prüfungen von Radiumpräparaten.

Mit dem einmal hergestellten primären Radiumstandard läßt sich nun jedes andere Radiumpräparat vergleichen, so daß dieses dann als sekundärer Standard verwendet werden kann. Für die meisten Zwecke ist ein sekundärer Standard, der 1 bis 2 mg Radiumelement enthält, vollkommen ausreichend. Das Salz selbst, das in einem möglichst kurzen und engen Glasröhrchen eingeschmolzen sein soll, darf nicht aus thorhaltigen Mineralien hergestellt sein, da es sonst neben Radium auch das davon chemisch nicht trennbare Mesothor enthält, welches ebenfalls γ -Strahlen emittiert. Bei Anwesenheit von Mesothor ändert sich die Aktivität des Präparates für eine Reihe von Jahren nach der Abscheidung, da das Mesothor eine Halbwertsperiode von nur etwa sieben Jahren besitzt und da sich ferner aus dem Mesothor noch eine weitere Strahlen emittierende Substanz, nämlich das Thor C'' bildet.

Bei der Eichung eines Mesothorpräparates wird gewöhnlich in der Weise verfahren, daß man seine Aktivität auf die des Radiumstandards bezieht, indem man die γ -Strahlungen miteinander vergleicht. Ein Mesothorpräparat, das bald nach seiner Herstellung dieselbe γ -Strahlenaktivität gibt, wie 1 mg Radium, wird als 1 mg Mesothor verkauft. Dieses Verfahren ist allerdings ziemlich willkürlich. Zunächst sind Mesothorpräparate, die frei von Radium sind, überhaupt nicht erhältlich. Die käuflichen Präparate enthalten meist etwa 25 Proz. Radium. Ferner ist zu beachten, daß die Durchdringungsfähigkeit der γ -Strahlen des Mesothors kleiner ist, als die des Radiums, so daß man für das Verhältnis der Aktivitäten je nach der Dicke der zur Absorption der β -Strahlen eingeschalteten Bleischicht verschiedene Werte erhält. Im Interesse eines einheitlichen Verfahrens ist man dahin übereingekommen, die Anordnung stets so zu treffen, daß die Strahlen vor Eintritt in das Elektroskop eine 5 mm dicke Bleischicht zu durchsetzen haben.

§ 59. Vergleich von Radiumpräparaten nach der γ -Strahlenmethode.

Die Eichung stärkerer Radiumpräparate wird fast ausschließlich nach der von Rutherford zuerst angegebenen Methode aus-

geführt, welche darauf beruht, daß man die γ -Strahlung des zu messenden Präparates mit der des Radiumstandards vergleicht. Nun emittiert zwar das Radium und auch das nächstfolgende Zerfallsprodukt keine γ -Strahlen. Dagegen sendet Radium B weiche γ -Strahlen aus, während die durchdringende γ -Strahlung fast ausschließlich dem vierten Produkt, nämlich dem Radium C, zukommt. Um Vergleichsmessungen ausführen zu können, muß daher das Radium C im Gleichgewichtsbetrage vorhanden sein, was dann der Fall ist, wenn das Radiumsalz schon mehrere Wochen vor der Messung luftdicht in ein Glasröhrchen eingeschmolzen wurde. Im Verlauf von ungefähr einem Monat hat nämlich das Radium C seinen Gleichgewichtswert erreicht und ist dann in einem der Radiummenge proportionalen Betrag vorhanden. Die von dem Radium C ausgehende γ -Strahlung gibt dann ein Maß für die in dem Röhrchen enthaltene Radiummenge.

Um das Radiumpräparat mit dem Standard zu vergleichen, werden die γ -Strahlen-Intensitäten beider Präparate mittels eines Elektroskops unter denselben Bedingungen bestimmt. Die mit dem Elektroskop gemessenen Ionisationsströme sind nach Abzug der natürlichen Zerstreuung proportional den in den Röhrchen vorhandenen Radiummengen. Die Methode läßt sich zur Eichung aller Präparate anwenden, deren Gehalt nicht zu weit unter $\frac{1}{10}$ mg Radium liegt. Der Vergleich wird desto genauer, je weniger die beiden Präparate sich in ihrer Aktivität voneinander unterscheiden; doch lassen sich Präparate auch dann noch vergleichen, wenn das eine etwa zehnmal stärker ist als das andere. Ist der Unterschied zwischen beiden Präparaten noch größer, so gibt ein direkter Vergleich keine verlässigen Resultate mehr.

Bei Ausführung der Messungen ist auf die folgenden Punkte besonders zu achten:

1. Der Radiumstandard wird in solchen Abstand von dem γ -Strahlen-Elektroskop gelegt, daß der Ionisationsstrom eine bequem meßbare Größe (etwa 10 bis 20 Teilstriche pro Minute) besitzt. Der Standard wird dann durch das zu eichende Präparat ersetzt und die im Elektroskop erzeugte Ionisation wieder gemessen. Vor und nach diesen Messungen ist die natürliche Zerstreuung genau zu bestimmen. Zur Kontrolle wiederholt man die Messungen für verschiedene Abstände und auch unter Einschaltung verschieden dicker Bleischichten. Aus der Übereinstimmung der Verhältnisse

der Aktivitäten beider Präparate läßt sich ein Urteil über die erreichte Meßgenauigkeit gewinnen. Da meist unbekannt ist, in welcher chemischen Verbindung sich das Radium befindet, gibt man das Meßresultat zweckmäßig in Radiumelement (metallisches Radium) als Einheit an. Im Handel wird noch vielfach nach Radiumbromid oder Radiumchlorid gerechnet, doch haben diese Einheiten keine wissenschaftliche Berechtigung, falls nicht das Radium tatsächlich in diesen Verbindungen vorliegt. Zur Erleichterung der Umrechnung sei bemerkt, daß 1 mg Radiumchlorid (RaCl_2) 0,761 mg Radiumelement und 1 mg kristallisiertes Radiumbromid ($\text{RaBr}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) 0,536 mg Radiumelement enthält.

2. Die in das Elektroskop eintretende Strahlung darf nur γ -Strahlung sein. Um sicher zu sein, daß keine primären oder sekundären β -Strahlen in das Elektroskop eintreten können, müssen dessen Wände aus Bleiblech von etwa 5 mm Dicke hergestellt werden. Auch das für die Elektroskopfenster benutzte Glas soll mindestens 4 mm dick sein. Da sich nicht vermeiden läßt, daß zerstreute primäre γ -Strahlen in das Elektroskop gelangen, so dürfen die in der Nähe des Elektroskops befindlichen Gegenstände während einer Messungsreihe nicht verschoben werden.

3. Alle radioaktiven Präparate, mit Ausnahme des gerade zu messenden Präparates, müssen sehr weit von dem Elektroskop entfernt und durch Blei geschützt werden, so daß ihre γ -Strahlung sich nicht bemerkbar machen kann.

4. Die zu messenden Präparate müssen luftdicht eingeschmolzen sein, so daß keine Emanation entweichen kann. Die entweichende Emanation würde nämlich in kürzester Zeit in das Innere des Elektroskops gelangen und durch ihre α -Strahlung weitere Messungen vollständig unmöglich machen. Außerdem wäre in diesem Fall das Radium C nicht im Gleichgewichtsbetrage vorhanden und die Messungen wären schon aus diesem Grunde unrichtig. Dasselbe ist offenbar auch dann der Fall, wenn das Radiumsalz erst frisch eingeschmolzen wurde. Besteht über das Alter des Präparates irgend ein Zweifel, so überzeugt man sich von der Konstanz der Strahlung am besten dadurch, daß man Messungen an verschiedenen Tagen ausführt.

5. Die beiden Radiumpräparate sollen, wenn möglich, in sehr kleine Glasröhrchen eingeschmolzen sein, so daß sie sich wie punktförmige Strahlenquellen verhalten. Außerdem soll die Wand-

stärke der Glasröhrchen nicht mehr als etwa $\frac{1}{8}$ mm betragen, so daß die Absorption der γ -Strahlen in dem Röhrchen ohne wesentlichen Einfluß ist. Falls die Wandstärke größer ist, muß man hierfür entsprechend korrigieren; 1 mm Glas absorbiert fast genau 1 Proz. der γ -Strahlen von Radium C.

6. Falls das Radiumsalz, wie das wohl möglich sein kann, aus einem thorhaltigen Uranmineral hergestellt wurde, so ist die beschriebene Meßmethode nicht einwandfrei, da dann das Radiumpräparat auch Mesothor enthält, das ebenfalls γ -Strahlung emittiert (§ 58). Es gibt keinen einfachen Weg, um festzustellen, ob einem Radiumpräparat Mesothor beigemischt ist. Um Radium auf einen etwaigen Gehalt an Mesothor zu untersuchen, müßte man das Salz zuerst in Lösung bringen und aus der Lösung die Emanation durch längeres Kochen vollständig austreiben. Wenn kein Mesothor vorhanden ist, so wird die γ -Strahlung drei Stunden nach Beginn des Kochens verschwindend klein. Bei Anwesenheit von Mesothor ist dies nicht der Fall, vielmehr beobachtet man dann nach Ablauf der drei Stunden noch γ -Strahlen, die eben von dem Mesothor herrühren. Da bei einem derartigen Verfahren die Möglichkeit eines Verlustes von Radium nicht ganz ausgeschlossen ist, so wird man nur dann dazu greifen, wenn wirklich Grund für die Annahme vorhanden ist, daß das Radiumsalz Mesothor enthält.

§ 60. Nullmethode zur Eichung von Radiumpräparaten.

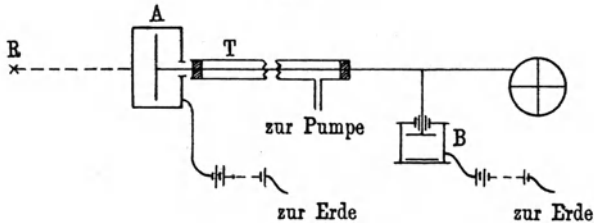
Bei dem Vergleich von Radiumpräparaten nach der γ -Strahlen-Methode liegt eine gewisse Unsicherheit darin, daß man nicht ohne weiteres feststellen kann, ob der Ionisationsstrom bei der Messung der verschiedenen Präparate jedesmal gesättigt ist. Ein Fehler infolge ungenügender Sättigung würde sich dann besonders bemerkbar machen, wenn man sehr verschieden starke Radiumpräparate zu vergleichen hat. Eine sehr empfindliche Methode, bei welcher dieser Fehler ganz ausgeschlossen ist und die auch die Messung der natürlichen Zerstreung unnötig macht, ist von Rutherford und Chadwick¹⁾ angegeben worden. Die Methode beruht darauf, daß die Entfernung des Radiumpräparates von einer Ionisationskammer so lange geändert wird, bis der in ihr erzeugte Ionisationsstrom gerade so groß wird, wie der in einer

¹⁾ Rutherford und Chadwick, Proc. Phys. Soc. London **24**, 141 (1912).

zweiten Ionisationskammer durch Uranoxyd erzeugte konstante Strom. Man ersetzt nun das Präparat durch das Standardpräparat und verfährt damit in genau derselben Weise. Aus den für die beiden Präparate bestimmten Entfernungen läßt sich das Verhältnis der Aktivitäten berechnen.

Die Versuchsanordnung ist aus Fig. 56 zu ersehen. Durch Variation des Abstandes des Radiumpräparates *R* von der Ionisationskammer *A* wird erreicht, daß der in *A* durch die γ -Strahlen erzeugte Ionisationsstrom gerade so groß wird, wie der durch die Kammer *B* fließende Strom, welcher durch das in ihr befindliche Uranoxyd erzeugt wird. Wenn das Gehäuse von *A* mit dem positiven Pol und das Gehäuse von *B* mit dem negativen Pol

Fig. 56.



einer Batterie verbunden ist, deren Mitte an Erde liegt, so wird bei Gleichheit der Ströme das Elektrometer keinen Ausschlag zeigen. Man führt nacheinander Messungen mit dem Radiumstandard und dann mit dem zu eichenden Präparat aus, wobei man an einer Skala jedesmal den Abstand von der Kammer *A* abliest, für welchen das Elektrometer in Ruhe bleibt. Da über einen großen Entfernungsbereich die in *A* erzeugte Ionisation umgekehrt proportional mit dem Quadrat der Entfernung des Radiumpräparates abnimmt, so läßt sich der Radiumgehalt des zu eichenden Präparates berechnen. Bei der Anordnung von Rutherford und Chadwick bestand die Kammer *A* aus einem Bleizylinder von 2 cm Wandstärke, 10 cm Länge und 15 cm innerem Durchmesser. Die eine Seite des Zylinders war durch eine 2 cm dicke Bleiplatte und die andere Seite, auf der die γ -Strahlen eintraten, durch eine 1 cm dicke Bleiplatte abgeschlossen. Die innere Elektrode bestand aus einer Aluminiumscheibe von 1 mm Dicke und 12 cm Durchmesser, die durch Schwefel von dem Gehäuse isoliert war. Zur Vervollständigung der Isolation war noch ein geerdeter

Schutzring eingeschaltet (§ 5). Der zu dem Elektrometer führende Draht war durch ein Metallrohr *T* von mehreren Meter Länge geführt, das evakuiert werden konnte. Dadurch wurde vermieden, daß zwischen Draht und Rohr ein merklicher Elektrizitätsverlust stattfinden konnte.

Die Kammer *B* bestand aus einem Messingzylinder von 4 cm Höhe und 4 cm Durchmesser. Ein nach dem Mc Coyschen Verfahren hergestellter Uranoxydfilm (§ 30) befand sich auf dem Boden der Kammer, während direkt über dem Film eine Irisblende angebracht war, deren Öffnung sich von 0,5 bis auf 3 cm Durchmesser vergrößern ließ, so daß der Ionisationsstrom innerhalb weiter Grenzen variiert werden konnte. Als innere Elektrode diente eine kleine Kupferscheibe. Die Kammer selbst war auf einer Hartgummiplatte befestigt und diese wieder auf einer 1 cm dicken Bleiplatte. Die Kammer war ferner gegen den Eintritt der γ -Strahlen durch einen Bleizylinder von 6 cm Höhe und 3 cm Wandstärke geschützt.

Bei einem genauen Vergleich zweier Radiumpräparate muß man die Absorption der γ -Strahlen in der zwischen dem Präparat und der Kammer *A* vorhandenen Luftschicht in Rechnung setzen. Bedeutet *d* die Dicke der Bleischicht und *r* den Abstand der Strahlenquelle von der Vorderseite der Kammer *A*, dann ist, wenn man mit μ_1 den Absorptionskoeffizienten der γ -Strahlen für Blei und mit μ den Absorptionskoeffizienten für Luft bezeichnet, die Intensität der Strahlung in der Ionisationskammer proportional zu

$$\frac{e^{-\mu_1 d} e^{-\mu r}}{r(r+a)} \dots \dots \dots (56)$$

wobei unter *a* die Tiefe der Ionisationskammer zu verstehen ist, die klein sein muß im Vergleich mit *r*. Wenn daher *S* mg im Abstand *r*₁ von der Ionisationskammer dieselbe ionisierende Wirkung hervorrufen, als *R* mg im Abstand *r*₂, so folgt unter Berücksichtigung des Umstandes, daß die Absorption in der Bleiplatte in beiden Fällen dieselbe ist:

$$\frac{R e^{-\mu r_2}}{r_2 (r_2 + a)} = \frac{S e^{-\mu r_1}}{r_1 (r_1 + a)} \dots \dots \dots (57)$$

oder

$$\frac{R}{S} = \frac{r_2 (r_2 + a)}{r_1 (r_1 + a)} e^{-\mu (r_1 - r_2)} \dots \dots \dots (58)$$

Wenn die γ -Strahlen vor ihrem Eintritt in die Ionisationskammer 1 cm Blei zu durchsetzen haben, so hat man für den Absorptionskoeffizienten der Luft bei normalem Druck und normaler Temperatur $0,000\,060\text{ cm}^{-1}$ zu setzen.

Die beschriebene Methode kann nur auf Radiumpräparate angewendet werden, deren Gehalt über 1 mg liegt. Schwächere Präparate müßten so nahe an die Ionisationskammer herangebracht werden, daß das Abstandsgesetz nicht mehr gelten würde. In welcher Weise sich die Ionisation mit dem Abstand des Präparates von der Kammer ändert, müßte dann zuerst experimentell festgestellt werden.

§ 61. Quantitative Bestimmung größerer Mengen von Radiumemanation.

Die oben mitgeteilte Methode zum Vergleich von Radiumpräparaten kann man auch zur quantitativen Bestimmung einer in einem Glasröhrchen eingeschlossenen Radiumemanationsmenge anwenden. Da die Zerfallsperiode der Radiumemanation groß ist im Vergleich mit der des aktiven Niederschlages, so ist die mit der Emanation im Gleichgewicht befindliche Menge von Radium C mit großer Annäherung dieselbe, ob die Emanation in Kontakt mit dem entsprechenden Gleichgewichtsbetrag von Radium ist oder nicht. Es wird daher die γ -Strahlung eines Röhrchens, das Radiumemanation, aber kein Radium enthält, mit großer Annäherung dieselbe sein, als ob die mit der vorhandenen Emanationsmenge im Gleichgewicht befindliche Radiummenge selbst in dem Röhrchen vorhanden wäre.

Die mit einem Gramm Radium im Gleichgewicht befindliche Emanationsmenge heißt ein Curie Radiumemanation und der tausendste Teil davon ein Millicurie. Ähnlich bezeichnet man auch die mit einem Gramm Radium im Gleichgewicht befindlichen Mengen von Radium A, Radium B und Radium C als ein Curie Radium A, Radium B bzw. Radium C. Wenn daher die γ -Strahlung eines Radiumemanation enthaltenden Röhrchens mit einem Radiumstandard verglichen wird, so läßt sich die vorhandene Emanationsmenge ohne weiteres in Curie angeben. Die Methode ist genau dieselbe, die in § 59 und 60 für den Vergleich zweier Radiumpräparate angegeben wurde.

Wenn die in einem Röhrchen vorhandene Menge von Radiumemanation sehr genau bestimmt werden soll, so muß noch eine

Korrektion angebracht werden, die sich aus folgender Betrachtung ergibt. Es sei ein Röhrrchen ganz frisch mit Radiumemanation gefüllt worden, so daß noch keine Zerfallsprodukte vorhanden sind. Da die Emanation selbst keine γ -Strahlen emittiert, so wird das Röhrrchen anfänglich keine Aktivität aufweisen. Gleichzeitig mit der Bildung von Radium B und Radium C werden aber auch γ -Strahlen auftreten, und die Aktivität wird so lange ansteigen, bis schließlich nach Ablauf von vier Stunden ein Maximalwert erreicht ist; danach nimmt die Aktivität mit der für die Emanation charakteristischen Periode wieder ab. Die Emanation ist dann offenbar im Gleichgewicht mit ihren Zerfallsprodukten. Es ergibt sich aber ohne weiteres, daß es sich dabei nicht um ein Gleichgewicht im Sinne der Gleichung (41) (S. 94) handeln kann, nach welcher die Zahl der von jedem Produkt pro Sekunde zerfallenden Atome dieselbe ist. Es ist nämlich in der Zeit, welche bis zur Einstellung dieses scheinbaren Gleichgewichtes verstrichen ist, bereits ein kleiner Bruchteil der Emanation zerfallen, so daß die Zahl der pro Sekunde zerfallenden Atome von Radium B und Radium C ein wenig größer sein wird, als die Zahl der zur selben Zeit pro Sekunde zerfallenden Emanationsatome. Dieser Fall eines scheinbaren Gleichgewichtes tritt immer dann ein, wenn die Lebensdauer einer Substanz nicht verschwindend klein ist im Vergleich zu der Lebensdauer der langlebigsten Substanz, welche in dem betrachteten System vorhanden ist.

Die Korrektion, welche man anbringen muß, wenn man Emanationsmengen durch Vergleich mit einem Radiumstandard, bei dem sich die Zerfallsprodukte tatsächlich im Gleichgewicht befinden, quantitativ bestimmen will, läßt sich folgendermaßen berechnen. Es seien λ_1 , λ_2 , λ_3 und λ_4 die Zerfallskonstanten der Emanation und der ihr folgenden Zerfallsprodukte. Setzt man dann die Zahl der anfänglich pro Sekunde zerfallenden Emanationsatome gleich 1, so ist die Zahl der pro Sekunde zu einer beliebigen späteren Zeit zerfallenden Atome von Radium C gegeben durch

$$N = \left. \begin{aligned} & \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4 \left[\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_4 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_4 - \lambda_2)} \right. \\ & \left. + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_4 - \lambda_3)} + \frac{e^{-\lambda_4 t}}{(\lambda_1 - \lambda_4)(\lambda_2 - \lambda_4)(\lambda_3 - \lambda_4)} \right] \end{aligned} \right\} (59)$$

Nach Ablauf von einigen Stunden werden die Exponentialfunktionen, welche die Konstanten λ_2 , λ_3 und λ_4 enthalten, verschwindend klein und die Zahl der pro Sekunde zerfallenden Radium C-Atome wird

$$N' = \frac{\lambda_2 \lambda_3 \lambda_4 e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_4 - \lambda_1)} \dots \dots (60)$$

Im Falle tatsächlichen Gleichgewichtes würde aber die Zahl der pro Sekunde zerfallenden Radium C-Atome gegeben sein durch $e^{-\lambda_1 t}$. Das Verhältnis der Zahl der tatsächlich zerfallenden Radium C-Atome zu der Zahl, die im Falle wahren Gleichgewichtes zerfallen würde, ist gegeben durch

$$\frac{\lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_4 - \lambda_1)}$$

Indem man die bekannten Werte von λ_1 , λ_2 , λ_3 und λ_4 einsetzt, ergibt sich als numerischer Wert des obigen Ausdruckes 1,0089. Es ist daher die aus der Messung sich ergebende Radiumemationsmenge um 0,89 Proz. größer, als die tatsächlich vorhandene Menge. Diese Korrektur gilt für den Fall, daß die Messungen mit durchdringenden γ -Strahlen, also unter Einschaltung von ungefähr 2 cm Blei ausgeführt werden. Sind nur etwa 3 mm Blei eingeschaltet, so rührt die γ -Strahlung nicht nur von Radium C, sondern auch von Radium B her. Die dann anzuwendende Korrektur ist etwas kleiner und beträgt 0,85 Proz. (siehe auch Anhang II).

§ 62. Quantitative Bestimmung kleiner Radiummengen (Emanationsmethode).

Die γ -Strahlen-Methode läßt sich nur bei relativ stark aktiven Präparaten zur Bestimmung des Radiumgehaltes verwenden. Bei einem Gehalt von 0,1 mg Radium werden die Messungen schon schwierig und bei noch kleineren Mengen sind keine sehr genauen Resultate mehr zu erwarten. Eine sehr empfindliche Methode zur Messung geringer Mengen Radiums basiert auf der Bestimmung der mit dem Radium in Gleichgewicht befindlichen Emanationsmenge. Die Methode, welche von Boltwood im einzelnen ausgearbeitet wurde, beruht darauf, daß man die Emanation in das Innere eines Elektroskopes einführt und ihre Aktivität mit der

von einem Standardpräparat erhältlichen Emanationsmenge vergleicht. Das Standardpräparat und das damit zu vergleichende Präparat müssen sich in Lösung befinden, da man nur dann durch Kochen die Emanation quantitativ austreiben kann. Die Empfindlichkeit der Methode ist außerordentlich groß, da der Vergleich sich auf die Messung der α -Strahlung und nicht auf die der γ -Strahlung stützt. 10^{-9} mg Radium können nach diesem Verfahren noch mit Sicherheit gemessen werden.

Um eine Radiumstandardlösung geeigneter Stärke herzustellen, bestimmt man den Gehalt eines stärkeren Radiumpräparates möglichst genau nach der γ -Strahlen-Methode und löst das Salz in verdünnter Salzsäure auf. Die Lösung wird dann mit schwacher Säure verdünnt und ein kleiner Bruchteil entnommen. Dieser Bruchteil wird wieder verdünnt und dieses Verfahren so lange fortgesetzt, bis man eine Lösung erhalten hat, die pro Kubikzentimeter ungefähr 10^{-6} mg Radium enthält. 1 oder 2 ccm dieser Lösung werden dann in einen sorgfältigst gereinigten Kolben von ungefähr 200 ccm Inhalt gebracht, worauf man die Flüssigkeitsmenge durch Zugießen von verdünnter Salzsäure bis auf etwa 100 ccm vergrößert. Um die Haltbarkeit zu steigern, setzt man der Lösung etwas Bariumchlorid zu (vgl. auch § 44). Die Lösung wird dann gekocht, so daß alle Emanation entweicht, und der Kolben zugeschmolzen. Die Emanationsmenge, welche zu einer bestimmten Zeit nach Zuschmelzen des Kolbens vorhanden ist, läßt sich nach Gleichung (61) berechnen, da der Gleichgewichtswert bekannt ist.

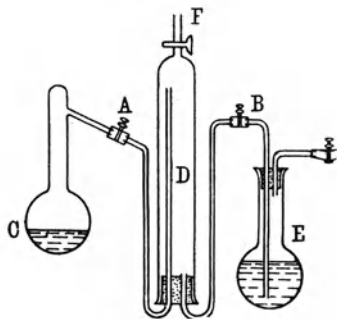
Eine Standardlösung von einer in fast allen Fällen ausreichenden Genauigkeit läßt sich auch herstellen, indem man Pechblende bekannter Zusammensetzung in Salpetersäure auflöst. Der Radiumgehalt der Lösung kann dann aus der bekannten Zusammensetzung des Minerals berechnet werden. Da nämlich Radium ein Zerfallsprodukt von Uran ist, so ist die in dem Mineral vorhandene Radiummenge proportional dem Urangehalt; mit 1 g Uran befinden sich $3,23 \times 10^{-7}$ g Radium im Gleichgewicht. Beispielsweise enthält 1 g Joachimsthaler Pechblende 0,617 g Uran und folglich $1,99 \times 10^{-4}$ mg Radium¹⁾.

¹⁾ Boltwood, Phil. Mag. **9**, 599 (1905). Heimann und Marckwald, Phys. Zeitschr. **14**, 303 (1913). Der Zahlenwert ist auf den internationalen Standard umgerechnet.

Zur Herstellung einer Normallösung werden ungefähr 100 mg reiner Pechblende in Salpetersäure gelöst. Da der kleine unlösliche Rückstand möglicherweise etwas Radium enthalten kann, so wird dieser abfiltriert und mit heißer Salzsäure gewaschen, wodurch das anhaftende Radium mitgenommen wird. Die Lösung, welche nun das ganze Radium enthält, wird auf dem Wasserbad bis zur Trockenheit eingedampft und der Rückstand dann wieder in Salzsäure gelöst. Die Lösung wird verdünnt und der zwanzigste Teil davon entnommen. Dieser Teil enthält $1,00 \times 10^{-6}$ mg Radium.

Die Überführung der Radiumemanation aus der Lösung in das Elektroskop erfolgt am einfachsten mittels der in Fig. 57 dargestellten Vorrichtung. Da die Emanation in kaltem Wasser etwas löslich ist, so fängt man sie in der Bürette *D* über heißem Wasser auf, das man vor Beginn des Versuches aus der Flasche *E* durch Kochen nach *D* treibt. Die das Radium enthaltende Lösung *C* wird nun gekocht, so daß alle Gase in die Bürette übertreten. Das Kochen wird für etwa 10 Minuten fortgesetzt, so daß man sicher ist, daß der Wasserdampf auch wirk-

Fig. 57.



lich alle Emanation in die Bürette mitreißt. Die Verbindung wird dann bei *A* gesperrt und der Kolben *C* für einen späteren Versuch wieder zugeschmolzen. Aus der Bürette werden die Gase in das Emanationselektroskop (§ 22) gesaugt, in dem die Aktivitätsmessungen vorgenommen werden. Hierzu wird das Elektroskop vorher mittels einer Wasserstrahlpumpe evakuiert, worauf man die Emanation durch ein Trockenrohr langsam eintreten läßt¹⁾. Sobald die Bürette entleert ist, läßt man trockene Luft durch die Verbindungsrohre so lange in das Elektroskop nachströmen, bis sich Atmosphärendruck hergestellt hat. Dabei wird auch die in den Zuleitungsrohren zurückgebliebene Emanation mit in

¹⁾ Falls statt der Wasserstrahlpumpe eine Ölpumpe benutzt wird, so darf diese nicht gleichzeitig bei Versuchen mit größeren Mengen von Radiumemanation Verwendung finden, da das Öl Emanation löst und diese dann wieder in das Elektroskop abgeben kann.

das Elektroskop genommen. Man schließt dann den Hahn des Elektroskops und wartet etwa vier Stunden, bis die Emanation sich im Gleichgewicht mit Radium A, Radium B und Radium C befindet. Während dieser ganzen Zeit soll das Goldblattsyst \ddot{u} m des Elektroskops geladen gehalten werden, so daß sich der aktive Niederschlag in bestimmter Weise auf die Elektroden verteilt. Tut man dies nicht, so wird bei Beginn der Messung die Verteilung sich ändern und die Ablesungen werden schwankend. Man lädt das Goldblatt am besten negativ, da sich dann der aktive Niederschlag auf der zentralen Elektrode ansammelt. Da gerade in der Nähe der zentralen Elektrode auch das elektrische Feld am stärksten ist, so wird man Sättigung leichter erreichen, als wenn der aktive Niederschlag an den Wänden des Elektroskops haftet. Die Abfallgeschwindigkeit des Goldblatts gibt ein Maß für die Stärke der eingeführten Emanationsmenge. Man darf die Emanation nicht länger in dem Elektroskop belassen, als für die Messungen wirklich notwendig ist, da sich sonst allmählich Radium F bildet, wodurch die Isolation des Instruments leidet.

Das beschriebene Verfahren wird nun mit der zu eichenden Lösung wiederholt. Falls der Radiumgehalt dieser Lösung zu groß ist, als daß man ihn direkt mit der Normallösung vergleichen könnte, treibt man zunächst alle Emanation durch Kochen aus und schmilzt den Kolben ab. Nach Ablauf einer bestimmten, je nach der Stärke der Lösung verschiedenen Zeit hat sich eine Emanationsmenge angesammelt, die ungefähr der der Standardlösung entspricht. Die Emanation wird dann in das Elektroskop eingeführt und ihre Aktivität gemessen. Bedeutet Q die Emanationsmenge, die sich in dem Zeitraum t in der Lösung angesammelt hat, so berechnet sich die der vorhandenen Radiummenge entsprechende Gleichgewichtsmenge Q_0 aus der Gleichung

$$Q = Q_0 (1 - e^{-\lambda t}) \dots \dots \dots (61)$$

In dieser Gleichung bedeutet λ die Zerfallskonstante der Emanation.

§ 63. Aktivität von Quellwassern und Mineralien.

Die in § 62 beschriebene Methode ermöglicht die Bestimmung der Aktivität von Quellwassern und Mineralien. Bei Quellwassern rührt die Aktivität im allgemeinen von Radiumemanation her, die von dem Wasser beim Durchgang durch radiumhaltige Gesteine

aufgenommen wurde, manchmal aber auch von geringen Spuren von Radium selbst, das in dem Wasser gelöst ist. Die beiden Fälle lassen sich leicht unterscheiden, da das Wasser, wenn nur Radiumemanation vorhanden ist, nach dem Auskochen dauernd inaktiv bleibt, während bei Anwesenheit von Radium die Emanation sich wieder nachbildet. In beiden Fällen läßt sich die vorhandene Emanationsmenge in der Weise bestimmen, daß man die durch Kochen ausgetriebenen Gase in ein Emanationselektroskop überführt, das vorher mit einer Lösung bekannter Stärke geeicht wurde. Der Emanationsgehalt eines Quellwassers wird in Millicurie pro Liter Wasser gemessen und ist für die meisten als radioaktiv bezeichneten Quellen von der Größenordnung 10^{-6} Millicurie pro Liter. Die früher vielfach gebrauchte Mache-Einheit ist definiert als $\frac{1}{1000}$ des in elektrostatischen Einheiten gemessenen Ionisationsstroms, den die α -Strahlen der Emanation bei voller Ausnutzung ihrer Reichweite erzeugen. Eine Mache-Einheit entspricht $3,64 \times 10^{-7}$ Millicurie.

Der Radiumgehalt von Mineralien kann in manchen Fällen ohne Schwierigkeit bestimmt werden, wie etwa bei Pechblende, Carnotit und Autunit, die sich in Salpetersäure lösen. Die Lösung wird gekocht, so daß alle Emanation entweicht, und dann für längere Zeit stehen gelassen, bis sich die Emanation wieder nachgebildet hat, worauf man in der oben angegebenen Weise verfährt. Bei unlöslichen Mineralien müssen zuerst geeignete chemische Methoden angewendet werden, um sie in eine lösliche Form überzuführen. Eine andere Methode, um die in einem Mineral enthaltene Emanation auszutreiben und zu sammeln, ist von Joly¹⁾ angegeben worden. Das Mineral wird in fein gepulvertem Zustand mit Kalium- und Natriumcarbonat vermischt und in einem elektrischen Ofen zum Schmelzen gebracht. Die dabei frei werdenden Gase, die auch die Emanation enthalten, werden gesammelt und in das Elektroskop überführt. Wegen der Einzelheiten der Versuchsanordnung sei auf die Originalarbeit hingewiesen.

§ 64. Quantitative Messungen nach der Szintillationsmethode.

Eine quantitative Bestimmung der Aktivität einer radioaktiven Substanz, die α -Strahlen emittiert, kann in der Weise

¹⁾ Joly, Phil. Mag. **23**, 134 (1911).

ausgeführt werden, daß man die von den α -Strahlen auf einem Zinksulfidschirm erzeugten Szintillationen zählt. Bei den Produkten der Uran-Radiumreihe läßt sich daraus die vorhandene Substanzmenge in Gewichtseinheiten bzw. Curie berechnen, da ein Curie jeder Substanz der Uran-Radiumreihe pro Sekunde $3,57 \times 10^{10}$ α -Teilchen emittiert.

Eine genaue Bestimmung der Zahl der emittierten α -Teilchen ist in der Weise möglich, daß man die Zahl der Szintillationen bestimmt, welche auf einer genau ausmeßbaren Oberfläche eines Zinksulfidschirmes, der in einem bekannten Abstand von der Strahlenquelle sich befindet, pro Sekunde auftreten. Wenn der Schirm mit einer gleichmäßigen, nicht zu dicken Schicht von Zinksulfidkristallen bedeckt ist, so erzeugt nahezu jedes auf ihn auffallende α -Teilchen eine Szintillation. Da nun die α -Teilchen gleichmäßig nach allen Richtungen hin von der Strahlenquelle ausgehen, so ist die Gesamtzahl Q der von der Strahlenquelle pro Sekunde emittierten α -Teilchen gegeben durch

$$Q = \frac{4\pi r^2 N}{A} \dots \dots \dots (62)$$

wobei N die Zahl der pro Sekunde auf den Schirm auftreffenden α -Teilchen, A die Oberfläche des Schirmes und r den Abstand zwischen Schirm und Strahlenquelle bedeuten. In welcher Weise man am besten die Zählung der Szintillationen vornimmt, ist bereits in § 33 besprochen worden. Man benutzt etwa den in Fig. 29 dargestellten Apparat. Die aktive Platte S ist an dem Ende des Glasstabes D befestigt, welcher sich in einem luftdicht abschließenden Stück Gummischlauch verschieben läßt. Die Platte wird durch den Schliff C in das etwa 3 cm weite Rohr A eingeführt und der Abstand von dem Zinksulfidschirm R so eingestellt, daß pro Minute etwa 40 Szintillationen auftreten, wenn das Rohr evakuiert ist. Es wird sich zeigen, daß auch bei einer konstanten Strahlenquelle die Zahl der in gleichen Zeiten auf den Schirm auftreffenden Szintillationen innerhalb beträchtlicher Grenzen variiert (§ 37). Aus diesem Grunde muß man mindestens 1000 Szintillationen zählen, um einen einigermaßen verlässigen Mittelwert zu erhalten. Die Gesamtzahl der von der Strahlenquelle pro Sekunde emittierten α -Teilchen läßt sich dann aus Gleichung (62) berechnen, wenn der Abstand zwischen Strahlenquelle und Schirm und die

sichtbare Oberfläche des Schirmes genau bestimmt ist. Die letztere Größe ist durch das im Mikroskop ausgeblendete Gesichtsfeld gegeben. Zur Prüfung der Genauigkeit der Zählung wiederholt man den Versuch für verschieden große Entfernungen zwischen Strahlenquelle und Schirm.

Um genaue Werte zu erhalten, hat man auf die folgenden Punkte zu achten:

1. Der Zinksulfidschirm muß von Zeit zu Zeit daraufhin geprüft werden, ob er selbst inaktiv ist und ob keine anderen α -Strahlen als die von der Platte S ausgehenden auf ihn auffallen. Hierzu entfernt man entweder die aktive Platte oder man läßt so viel Luft eintreten, daß die α -Strahlen den Schirm nicht mehr erreichen können. Die Szintillationen müssen dann vollständig verschwinden. Wenn das nicht der Fall ist, so muß man die Zahl der pro Minute sich noch zeigenden Szintillationen bestimmen und diese von der Zahl der mit dem Präparat beobachteten Szintillationen in Abzug bringen.

2. Man hat darauf zu achten, daß jedes α -Teilchen, welches den Schirm erreicht, auch auf einen Zinksulfidkristall auftrifft und so eine Szintillation hervorrufen kann. Der Schirm muß daher möglichst vollständig, aber doch wieder nicht zu dick mit den Kristallen bedeckt sein. Das Verhältnis der Zahl der auf dem Schirm beobachteten Szintillationen zu der Zahl der auf den Schirm tatsächlich auftreffenden α -Teilchen bezeichnet man als Wirkungsgrad des Schirmes. Der Wirkungsgrad beträgt im allgemeinen etwa 0,8 bis 0,9 und muß stets in Rechnung gesetzt werden. Bevor man einen Schirm zu quantitativen Versuchen benutzt, muß man daher seinen Wirkungsgrad bestimmen, indem man die von einer bekannten Menge einer aktiven Substanz herührenden Szintillationen abzählt. Hierzu eignet sich der aktive Niederschlag der Radiumemanation, bei dem man die Zahl der emittierten α -Teilchen aus der γ -Strahlen-Aktivität berechnen kann. Ein solcher Versuch ist allerdings nicht ganz einfach, da eine Strahlenquelle von der für die γ -Strahlen-Messung nötigen Intensität so viele α -Teilchen emittiert, daß die Strahlenquelle zur Zählung der Szintillationen bereits einen Meter oder mehr von dem Schirm entfernt werden muß.

Benutzt man statt des Zinksulfidschirmes einen sorgfältig polierten Splitter eines Diamanten, so erzeugt jedes auftreffende

α -Teilchen eine Szintillation. Der Wirkungsgrad des Diamanten ist also = 1. Die Helligkeit der Szintillationen ist für verschiedene Diamantsorten sehr verschieden, doch ist sie stets viel schwächer als bei Zinksulfid¹⁾.

3. Man hat darauf zu achten, daß keine α -Teilchen auf den Schirm auftreffen können, die von den Wänden des Rohres reflektiert werden. Falls der Abstand der Strahlenquelle von dem Schirm nicht viel größer ist als der Rohrdurchmesser, kommt dieser Fehler allerdings kaum in Betracht, da die Wahrscheinlichkeit, daß ein α -Teilchen unter einem großen Winkel reflektiert wird, sehr klein ist. Wenn aber andererseits der Abstand zwischen Strahlenquelle und Schirm groß ist im Vergleich zum Rohrdurchmesser, dann kann die Zahl der auf dem Schirm beobachteten Szintillationen infolge der reflektierten Strahlen zu groß werden. Man muß dann in dem Rohr eine oder mehrere Blenden derartig anbringen, daß die reflektierte Strahlung den Schirm nicht erreichen kann.

¹⁾ Regener, Sitzungsber. d. Pr. Akad. d. W., S. 948 (1909).

Kapitel 9.

Trennung radioaktiver Substanzen.

§ 65. Allgemeine Trennungsmethoden.

Es wurde bereits besprochen, daß in bestimmten Fällen radioaktive Substanzen voneinander durch radioaktiven Rückstoß getrennt werden können (§ 46). Diese Methode ist außerordentlich bequem und gibt beispielsweise die Möglichkeit, große Mengen von Radium B, Aktinium C'' und Thor C'' in größter Reinheit zu erhalten; sie ist aber nur auf vereinzelte Fälle beschränkt, so daß man zur Trennung anderer Substanzen zu anderen Methoden greifen muß. In manchen Fällen können radioaktive Substanzen durch Erhitzen voneinander getrennt werden, da die Verdampfungstemperaturen der einzelnen Produkte einer radioaktiven Reihe verschieden sind. Die Brauchbarkeit der Methode ist aber dadurch beeinträchtigt, daß die Verdampfungstemperaturen im allgemeinen nicht sehr scharf definiert sind und von dem Material der Oberfläche abhängen, auf der die aktiven Substanzen niedergeschlagen sind¹⁾. Einfach und sicher ist oftmals die Elektrolyse der aktiven Lösungen. Die diesbezüglichen Methoden sind im einzelnen von v. Hevesy²⁾ ausgearbeitet worden. Trennungen können ferner in der Weise ausgeführt werden, daß man die meist nur in verschwindend geringer Menge vorhandene radioaktive Substanz gleichzeitig mit einem anderen, chemisch sich ähnlich verhaltenden Element aus der Lösung ausfällt. Die radioaktive Substanz wird dann mit dem Niederschlag mitgerissen und von den anderen Produkten getrennt.

In diesem Kapitel sollen nur einige wichtige Trennungsmethoden besprochen werden. Eingehendere Angaben über die

¹⁾ Schrader, Phil. Mag. **24**, 125 (1912).

²⁾ v. Hevesy, ebenda **23**, 628 (1912).

chemischen Eigenschaften der radioaktiven Elemente findet man in den einschlägigen Lehrbüchern¹⁾.

Die in diesem Kapitel mitgeteilten Versuche müssen, wenn irgend möglich, in einem speziell für chemisch-radioaktive Arbeiten bestimmten Raum ausgeführt werden. Da es unmöglich ist, aus den bei den chemischen Arbeiten benutzten Glasgefäßen die letzten Spuren radioaktiver Substanzen zu entfernen, so geht man am sichersten, wenn man für die einzelnen Gruppen von Trennungsversuchen stets besondere Sätze von Glasgefäßen benutzt.

§ 66. Abscheidung des Uran X von Uran.

Uran X läßt sich von Uran nach verschiedenen Methoden trennen. Zwei Methoden sollen im folgenden näher beschrieben werden.

Abtrennung durch Eisenhydroxyd. Die Abtrennung von Uran X erfolgt am besten nach dem ursprünglich von Crookes²⁾ angegebenen Verfahren. Man stellt sich eine Lösung von Urannitrat dadurch her, daß man entweder einige Gramm von Urannitrat in Wasser, oder von Uranoxyd in verdünnter Salpetersäure löst. Der Lösung setzt man ungefähr 20 mg von gelöstem Eisenchlorid zu. Man verdünnt nun die Lösung auf ein Volumen von mindestens 100 ccm, bringt sie zum Kochen und setzt nun eine konzentrierte Lösung von Ammoniak und Ammoniumcarbonat langsam zu. Man rührt die Lösung kräftig, so daß das durch das Ammoniak ausgefällte Uranhydroxyd in dem Ammoniumcarbonat sich wieder löst, wobei das ebenfalls ausgefällte Uran X und das Eisenhydroxyd ungelöst bleiben. Das Eisenhydroxyd, welches das Uran X enthält, wird nun abfiltriert, dann zur Entfernung der letzten Spuren von Uran mit Ammoniumcarbonat gewaschen und getrocknet. Durch ein einziges derartiges Verfahren lassen sich etwa 95 Proz. der gesamten Uran X-Menge abtrennen.

Abtrennung durch Tierkohle. Eine andere Methode zur Trennung des Uran X besteht darin, daß man der verdünnten Urannitratlösung Tierkohle oder Ruß, den man sich durch Verbrennen von Kampfer frisch hergestellt hat, zusetzt. Die Lösung wird ungefähr $\frac{1}{2}$ Stunde lang gekocht, worauf man die Kohle

¹⁾ Siehe z. B. Soddy, Chemie der Radioelemente (1911).

²⁾ Crookes, Proc. Roy. Soc. (A) 66, 409 (1900).

abfiltriert. Das Uran X wird von der Kohle absorbiert und so mit abgetrennt. Nach dem Verbrennen der Kohle erhält man ein konzentriertes Präparat von Uran X.

§ 67. Abscheidung des Radium C aus einer Lösung des aktiven Niederschlages der Radiumemanation.

Um Radium C frei von Radium A und Radium B zu erhalten, benutzt man fast immer das von v. Lerch¹⁾ angegebene Verfahren. Man sammelt den aktiven Niederschlag der Radiumemanation auf einem Platinblech in der früher angegebenen Weise, oder man läßt die Radiumemanation einige Stunden lang in einem Glasrohr stehen, so daß sich der aktive Niederschlag auf den Wänden absetzt, worauf man die Emanation in ein anderes Gefäß überführt. Das Platinblech bzw. das Glasrohr wird dann mit Alkohol zur Entfernung der etwa anhaftenden Radiumemanation gewaschen und dann der Niederschlag in heißer konzentrierter Salzsäure gelöst. Die Lösung wird verdünnt und ein Nickelblech in dieselbe eingetaucht. Wenn man die Lösung rührt, scheidet sich in wenigen Minuten infolge eines elektrochemischen Vorganges der größte Teil des Radium C darauf ab. Das Blech wird dann mit heißem Wasser gewaschen, so daß keine aktive Lösung daran haften bleibt.

Man darf mit der Abscheidung auf dem Nickelblech nicht früher beginnen, als bis alles Radium A in der Lösung zerfallen ist; das etwa vorhandene Radium A würde sich nämlich ebenfalls auf dem Nickelblech niederschlagen und dort durch seinen Zerfall Radium B bilden. Läßt man nach Beendigung der Exposition in der Radiumemanation etwa 20 Minuten verstreichen, so ist das Radium A bis auf etwa 1 Proz. zerfallen, während die Menge des Radium C nur wenig abgenommen hat. Da man das Nickelblech gewöhnlich nur auf einer Seite aktivieren will, überzieht man die andere Seite mit einem unlöslichen Lack, so daß sich dort kein Radium C niederschlagen kann.

§ 68. Abscheidung von Radium D und Radium E.

In einem Radiumpräparat, das mehrere Jahre lang luftdicht eingeschlossen war, haben sich beträchtliche Mengen der Zerfalls-

¹⁾ v. Lerch, Ann. d. Phys. **20**, 345 (1906).

produkte, Radium D, Radium E und Radium F angesammelt. Diese Produkte lassen sich in einfacher Weise abscheiden. Auch ein Präparat von nur 0,1 bis 1 mg Radiumgehalt liefert, wenn es einige Jahre alt ist, Radium D- und Radium F-Präparate von ziemlich starker Aktivität.

Radium D verhält sich chemisch völlig wie Blei und läßt sich daher mit diesem Element aus einer Lösung abtrennen. Wegen seiner Ähnlichkeit mit Blei wurde das Radium D ursprünglich als Radioblei bezeichnet. Man löst das Radiumpräparat in Salzsäure auf und setzt eine Spur von Bleichlorid zu. Man fällt das Blei dann mit Schwefelwasserstoff, wobei das Radium D gleichzeitig mit ausfällt. Da dabei meist auch etwas Radium mitgeht, so filtriert man den Niederschlag ab, löst ihn wieder in konzentrierter Salpetersäure und fällt das Blei von neuem mit Schwefelwasserstoff. Das Bleisulfid, das das Radium D enthält, wird dann abfiltriert. Radium D selbst emittiert nur sehr weiche β -Strahlen, bildet aber rasch das Radium E, das bereits nach Ablauf von etwa zwei Monaten sich mit dem Radium D im Gleichgewicht befindet. Das Präparat liefert dann eine nahezu konstante β -Strahlung. Nach einigen Monaten hat sich auch Polonium in beträchtlicher Menge gebildet, so daß von dem Präparat dann auch α -Strahlen ausgehen.

Anstatt das Radium D von einem Radiumpräparat abzutrennen, kann man es auch aus Radiumemanation erhalten. Zu diesem Zweck sammelt man mindestens 10 Millicurie Radiumemanation auf und läßt sie in einem geschlossenen Röhrchen zerfallen. Aus dem auf den Wänden sich absetzenden aktiven Niederschlag bildet sich das Radium D und nach Ablauf von wenigen Wochen hat sich alle Emanation in Radium D umgewandelt. Man löst den Niederschlag in konzentrierter Salpetersäure und kann durch Verdampfen der Lösung das Radium D auf einer Glas- oder Platinoberfläche niederschlagen.

Radium E scheidet sich aus einer Lösung von Radium D, das man durch den Zerfall von Radiumemanation erhalten hat, auf einem Nickelblech ab; man kann auch die Lösung mittels Silberelektroden elektrolysieren, wobei es sich bei einer Stromdichte von 1 Milliampere pro Quadratcentimeter auf der Kathode abscheidet. Die Lösung muß dabei frei von Polonium sein, da dieses sonst mit abgeschieden wird. Enthält die Lösung größere

Mengen von Blei, so ist die Methode nicht anwendbar. Man kann daher das Radium E in dieser Weise nicht aus bleihaltigen Rückständen der Pechblende abtrennen, wenn man nicht zuerst den größten Teil des Bleies chemisch abscheidet¹⁾.

§ 69. Abscheidung von Radium F (Polonium).

Polonium läßt sich aus Pechblende gleichzeitig mit dem Wismut abtrennen. Viel einfacher stellt man sich Poloniumpräparate aus einer Radium-D-Lösung her, in der sich das Polonium während längerer Zeit hat anreichern können. Die Trennung erfolgt, indem man in die Lösung ein sorgfältig gereinigtes Kupfer- oder Wismutblech etwa $\frac{1}{2}$ Stunde lang eintaucht. Die Lösung darf dabei nicht zu sauer sein, da sonst die Platte angegriffen wird. Die eine Seite der Platte überzieht man am besten mit einem unlöslichen Lack, so daß sich darauf kein Polonium abscheiden kann. Man kann auch ein Kupferblech mit Siegellack auf das Ende eines Glasringes aufkitten und die poloniumhaltige Lösung dann auf das Kupferblech aufgießen.

In genau derselben Weise läßt sich das Polonium auch aus einer Radiumlösung abscheiden. Dabei werden allerdings die rasch zerfallenden Umwandlungsprodukte des Radiums mit niedergeschlagen, doch sind diese schon nach wenigen Stunden verschwunden, so daß dann reines Polonium zurückbleibt.

§ 70. Abscheidung von Aktinium X.

Um Aktinium X aus einem Aktiniumpräparat abzuscheiden, löst man dieses in einer möglichst kleinen Menge Salzsäure auf, verdünnt die Lösung auf etwa 20 ccm und fällt das Aktinium mit reinem Ammoniak aus; das Aktinium X bleibt dabei in Lösung. Man hat darauf zu achten, daß das Ammoniak kein Ammoniumcarbonat enthält, da Aktiniumsalze in Ammoniumcarbonat löslich sind. Um sicher zu sein, daß das Aktinium vollständig ausfällt, muß man die Lösung nach der Fällung etwa $\frac{1}{2}$ Stunde kochen und dann mindestens $\frac{1}{2}$ Tag stehen lassen. Erst dann wird das Aktinium abfiltriert, die Lösung zur Trocken-

¹⁾ Lise Meitner, Phys. Zeitschr. 12, 1094 (1911).

heit eingedampft und das Ammoniumchlorid durch Erhitzen vertrieben. Der sehr kleine Rückstand enthält das Aktinium X. Die Trennung ist nahezu quantitativ.

§ 71. Abscheidung von Radioaktinium.

Das Radioaktinium aus einer Aktiniumlösung quantitativ abzutrennen, bietet Schwierigkeiten; doch kann man sich Radioaktiniumpräparate beträchtlicher Aktivität in folgender Weise herstellen ¹⁾.

1. Das Aktiniumpräparat wird in Salzsäure gelöst und das Aktinium X in der in § 70 angegebenen Weise abgetrennt. Das Radioaktinium verbleibt bei dem Aktinium; dieses wird nun wieder in einer möglichst kleinen Menge von konzentrierter, heißer Salzsäure gelöst. Die Lösung wird dann auf etwa 20 ccm verdünnt und soweit neutralisiert, daß sie gerade noch sauer bleibt. Nunmehr setzt man der Lösung wenige Milligramm von Zirkon oder Thor zu und fällt sodann durch Natriumthiosulfat das Zirkon bzw. Thor wieder aus. Dabei wird auch das chemisch analoge Radioaktinium in großer Reinheit mit abgeschieden.

2. Ein anderes Verfahren zur Trennung besteht in fraktionierter Fällung des Aktiniums mit Ammoniak. Anstatt alles Aktinium aus der Lösung auszufällen, setzt man nur so viel Ammoniak zu, daß ein Teil des Aktiniums sich niederschlägt. Dieser Niederschlag, der Radioaktinium im Überschuß enthält, wird abfiltriert, von neuem in Salzsäure gelöst und wieder teilweise mit Ammoniak gefällt. Indem man dies mehrmals wiederholt, erhält man schließlich einen ganz geringen Niederschlag, der Radioaktinium fast frei von Aktinium und Aktinium X enthält.

§ 72. Abscheidung von Aktinium C.

Aktinium C läßt sich nach derselben Methode abscheiden, die zur Trennung von Radium C angewendet wurde (§ 67). Der aktive Niederschlag wird zunächst auf einer Platinoberfläche durch Exposition in Aktiniumemanation in der üblichen Weise gesammelt. Das Platinblech wird dann in Salzsäure gekocht, wobei der Nieder-

¹⁾ Hahn, Phys. Zeitschr. 7, 855 (1906).

schlag in Lösung geht. Die Lösung wird nun so weit neutralisiert, daß sie gerade noch sauer bleibt, worauf man ein Nickelblech in dieselbe eintaucht. Das Blech, auf dem sich das Aktinium C niederschlägt, wird nach 1 bis 2 Minuten wieder herausgenommen und dann mit Wasser gewaschen. Die Aktivität der Platte verschwindet sehr rasch, da Aktinium C mit einer Halbwertsperiode von 2,15 Minuten zerfällt.

§ 73. Abscheidung von Thor X und von Mesothor.

Es ist unmöglich Radiothor von Thor, oder Mesothor von Thor X abzuscheiden; doch lassen sich die beiden ersten Substanzen leicht von den beiden anderen trennen. Thor X kann man entweder von Thorsalzen oder von Radiothorpräparaten, die im Handel erhältlich sind, abscheiden. Diese Radiothorpräparate sind in der Weise hergestellt, daß man in einem Mesothorpräparat das Radiothor sich während einiger Monate hat anreichern lassen und es dann abgetrennt hat. Dies ist der einzige Weg, um Radiothor frei von Thor zu erhalten.

Um Thor X von Thor abzutrennen, löst man einige Gramm Thornitrat in Wasser und verdünnt die Lösung auf etwa 100 ccm. Man fällt das Thor dann als Hydroxyd, indem man der heißen Lösung Ammoniak zusetzt. Thor X und Mesothor bleiben dabei in Lösung, während das Radiothor mit dem Thor ausfällt. Der Niederschlag wird abfiltriert, die Lösung zur Trockenheit eingedampft und die Ammoniumsalze durch Erhitzen vertrieben. Der kleine Rückstand enthält das Thor X und das Mesothor, soweit solches in dem Thorsalz vorhanden war.

Wenn man 1 g Thornitrat verarbeitet, so gibt die Aktivität des abgeschiedenen Thor X bereits eine ganz beträchtliche Wirkung an einem α -Strahlen-Elektroskop. Die Aktivität des Thor X nimmt mit einer Halbwertsperiode von 3,7 Tagen ab. Ist dem Thor X aber auch Mesothor beigemischt, so steigt die Aktivität infolge der Bildung von Radiothor und der nachfolgenden Produkte späterhin wieder an.

Die abscheidbare Menge von Thor X ist infolge seiner kurzen Lebensdauer immer proportional der in dem Präparat vorhandenen Radiothormenge. Um ein stark aktives Thor X-Präparat zu erhalten, scheidet man das Thor X am besten von einem konzen-

trierten Radiothorpräparat ab. Die Trennung erfolgt in genau derselben Weise, wie oben beschrieben wurde.

Die in Thorsalzen vorhandene Menge von Thor X ist je nach der Zeit verschieden, welche seit der Abscheidung des Thors aus dem Mineral verstrichen ist. Bei der Herstellung der Thorsalze und bei allen folgenden Abtrennungen von Thor X wird nämlich jedesmal alles vorhandene Mesothor von dem Thor getrennt. Das Radiothor und sein Gleichgewichtsbetrag an Thor X wird daher zunächst mit der Zeit abnehmen, da ja die Muttersubstanz des Radiothors, nämlich das Mesothor, in dem Thorsalz zuerst nicht vorhanden ist. Wenn man mit einem Thorsalz während einer Reihe von Jahren häufig Fällungen vornimmt, so kann das Radiothor nicht nachgebildet werden und wird allmählich ganz verschwinden. Das Thorsalz wird dann auch kein Thor X mehr liefern.

§ 74. Abscheidung von Thor B und Thor C.

Um reines Thor C zu erhalten, sammelt man den aktiven Niederschlag der Thoremation in der früher beschriebenen Weise auf einem Platinblech und löst ihn dann in Salzsäure auf. Thor C kann dann auf einem Nickelblech nach demselben Verfahren abgeschieden werden, das zur Trennung von Radium C und Aktinium C angewendet wird (§ 67 und § 72). Thor B und Thor C'' bleiben dabei in Lösung.

Um reines Thor B auf einer Platte zu erhalten, muß man zuerst alles Thor C in der angegebenen Weise abtrennen und dann die heiße Lösung unter Verwendung einer Platinkathode für einige Minuten elektrolysieren. Die Stromdichte soll ungefähr 1 Milliampere pro Quadratcentimeter betragen.

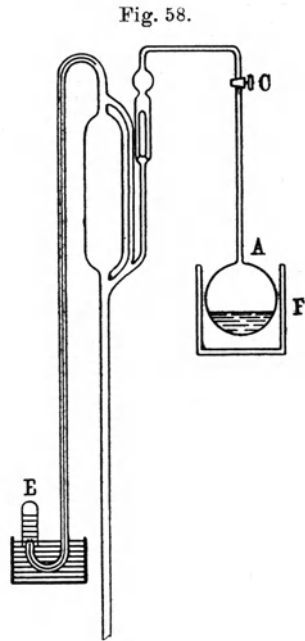
§ 75.

Abscheidung von Radiumemanation aus Radiumlösungen.

Es ist für die meisten Versuche, bei denen intensive Strahlenquellen benötigt sind, vorteilhafter, die Radiumemanation statt des Radiums selbst zu benutzen. Unter Verwendung von Radiumemanation kann man nämlich sehr stark aktive Strahlenquellen von kleinen Dimensionen herstellen, die außerdem noch den Vorteil bieten, daß die Strahlung in der aktiven Substanz selbst nur

unmerklich absorbiert wird. Außerdem läuft man nicht die Gefahr, bei einem experimentellen Mißgeschick das Radium zu verlieren.

Auch wenn nur ein schwaches Radiumpräparat zur Verfügung steht, ist es vorteilhaft, dieses in Lösung zu bringen und nur mit der Emanation zu arbeiten. Die aus dem Präparat sich entwickelnde Emanation ist stets mit anderen Gasen gemischt und muß von diesen abgetrennt werden. Die Trennung der Radiumemanation und ihre Reinigung erfolgt am einfachsten nach dem von Rutherford¹⁾ ausgearbeiteten Verfahren. Das Radiumpräparat wird, unter Beachtung der in § 44 besprochenen Vorsichtsmaßregeln, in Salzsäure gelöst und die Lösung in den etwa 100 ccm fassenden Kolben *A* (Fig. 58) eingefüllt. Der Kolben ist von einem kräftigen Glasgefäß *F* umgeben, das im Falle eines Bruches des Kolbens den Verlust der Radiumlösung verhindert. Wenn man mit einer sehr starken Lösung arbeitet, so umgibt man dieses Gefäß noch mit einem mehrere Zentimeter starken Bleimantel, so daß die γ -Strahlung größtenteils absorbiert wird und nicht die etwa in den Nebenräumen aufgestellten Meßinstrumente störend beeinflusst.



Der Kolben *A* ist mit einem längeren Ansatz versehen, der unter Einschaltung des Hahnes *C* dauernd mit einer kleinen Töplerschen Pumpe von 200 bis 300 ccm Inhalt verbunden ist. Nach dem erstmaligen Evakuieren des Systems wird der Hahn *C* geschlossen, so daß sich die Emanation allmählich in dem Kolben ansammelt. Nach Ablauf von 4 Tagen ist bereits die Hälfte des Gleichgewichtsbetrages wieder vorhanden. Außer der Emanation

¹⁾ Rutherford, Phil. Mag. **16**, 300 (1908).

wird der Kolben noch beträchtliche Mengen anderer Gase enthalten, da sich das Wasser unter dem Einfluß der Strahlung zersetzt und Wasserstoff und Sauerstoff gebildet werden. Beim Öffnen des Hahnes treten die geringen Spuren von Emanation, zusammen mit diesen Gasen, in die Pumpe ein. Die vorhandene Gasmenge hängt von dem Radiumgehalt der Lösung und von der Zeit ab, die seit dem letztmaligen Auspumpen verstrichen ist. Eine Lösung, die 1 mg Radium enthält, entwickelt pro Tag ungefähr 0,01 ccm Gas. Das Gas wird über Quecksilber in dem Röhrchen *E* gesammelt und das Pumpen so lange fortgesetzt, bis der Kolben vollständig entleert ist, worauf der Hahn *C* wieder geschlossen wird. Man muß es vermeiden, Emanation für längere Zeit in der Pumpe zu lassen, da sich sonst das Quecksilber oxydiert und das Glas sich rasch verfärbt.

Die aus der Lösung sich entwickelnden Gase bestehen zum größten Teil aus den Zersetzungsprodukten des Wassers. Außerdem ist meist etwas Kohlensäure beigemischt, die sich unter der Einwirkung der Strahlen auf das Dichtungsfett der Hähne bildet.

Um die Emanation von diesen Gasen abzutrennen, verfährt man am besten in folgender Weise: Die Gase werden unter Quecksilberschluß von dem Röhrchen *E* durch das Kapillarrohr *K* in das Rohr *R* übergeführt (Fig. 59). Zur Entfernung des Wasserstoffs und des Sauerstoffs läßt man dann zwischen den beiden Elektroden *A* und *B* einen Funken passieren, wodurch das Gasvolumen meist auf etwa ein Fünftel reduziert wird.

Zur weiteren Reinigung werden die Gase dann für einige Stunden in Kontakt mit Kaliumhydroxyd gebracht, so daß die Kohlensäure und der Wasserdampf absorbiert werden. Hierzu läßt man etwas Kaliumhydroxyd in einem kurzen und engen Glasröhrchen durch vorsichtiges Erhitzen zerlaufen, so daß sich das Ende des Röhrchens mit einer dünnen Schicht überzieht. Das Röhrchen wird dann mit Quecksilber gefüllt und die Emanation vermittelt des in Fig. 59 dargestellten Apparates eingeführt.

Zur weiteren Konzentration kondensiert man die Emanation, indem man die Gase durch ein in flüssige Luft getauchtes Rohr strömen läßt. Sobald die Emanation sich kondensiert hat, werden die nicht kondensierten Gase abgepumpt. Zur Ausführung der Kondensation eignet sich der in Fig. 60 dargestellte Apparat. Die Gase werden zunächst durch das Kapillarrohr *A* in das

Rohr *B* gebracht und von da durch den Dreiweghahn *H* in den Apparat selbst eingelassen, wobei die Hähne *D* und *E* zunächst geschlossen gehalten werden. Das enge U-Rohr *C* ist in flüssige Luft getaucht, so daß sich die Emanation dort kondensiert. Durch Heben und Senken des Quecksilbers in *B* erreicht man meist schon nach wenigen Minuten, daß die Emanation sich vollständig kondensiert, was an der Phosphoreszenz des Glases leicht zu erkennen ist. Es ist zweckmäßig, zuerst die Emanation am untersten

Fig. 59.

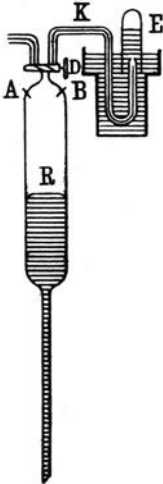
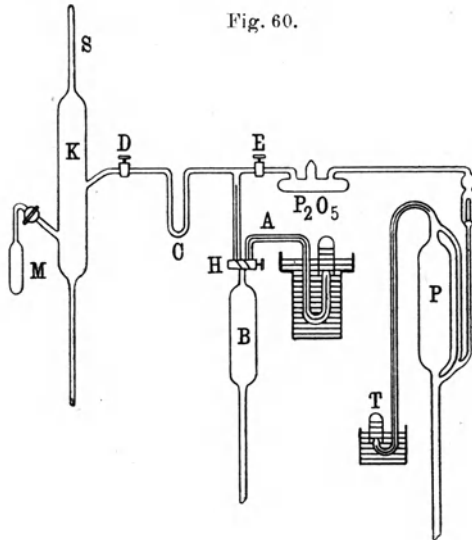


Fig. 60.



Ende des U-Rohres zu kondensieren und dann erst das ganze Rohr in flüssige Luft zu tauchen. Die nicht kondensierten Gase kann man durch Senken des Quecksilbers in *B* zum größten Teil entfernen oder man kann die Gase mittelst der Töplerschen Pumpe *P* durch den Hahn *E* abpumpen. Da die abgepumpten Gase immer etwas Emanation enthalten, so darf man sie nicht in das Zimmer eintreten lassen, sondern muß sie wieder in einem Röhrchen aufsammeln.

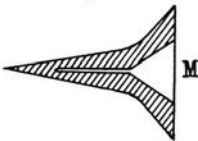
Um nun das Röhrchen *S*, das als Strahlungsquelle verwendet werden soll, mit der Emanation zu füllen, schließt man zunächst die Hähne *E* und *H* und entfernt die flüssige Luft. Man öffnet dann den Hahn *D* und läßt die Emanation in das Rohr *K* über-

treten, das vorher durch die Töplersche Pumpe und durch Kokosnußkohle, die sich in dem Ansatz *M* befindet und in flüssiger Luft gekühlt wird, sorgfältigst evakuiert wurde. Da das Volumen des Rohres *K* groß ist im Vergleich mit dem des U-Rohres, so wird weitaus der größte Teil der Emanation dorthin übertreten. Um auch die letzten Spuren der Emanation in das Rohr *K* zu bringen, kondensiert man die Emanation nochmals, indem man gegen das Glasrohr *K* einen mit flüssiger Luft getränkten Wattebausch preßt. Sobald sich die Emanation an der gekühlten Stelle kondensiert hat, schließt man den Hahn *D*. Durch Heben des Quecksilbers preßt man schließlich die Emanation in das Röhrrchen *S*, das dann abgeschmolzen wird.

Das Volumen vollständig reiner Emanation beträgt pro Curie $0,63 \text{ mm}^3$. Die nach dem beschriebenen Verfahren gereinigte Emanation wird allerdings meist noch 50 bis 90 Proz. anderer Gase enthalten; doch ist eine solche Konzentration für die meisten Zwecke schon ausreichend.

Dem Röhrrchen *S* kann man verschiedene Formen geben, je nach den Versuchen, für die es bestimmt ist. Um eine starke α -Strahlen-Quelle zu erhalten, kann man es aus dickwandigem

Fig. 61.



Glasse herstellen, das in der in Fig. 61 angedeuteten Weise konisch ausgezogen ist. Das Ende des Röhrrchens ist flach abgeschliffen und durch ein mit Siegelack aufgeklebtes Glimmerblättchen *M* luftdicht verschlossen. Wenn der innere Durchmesser des Röhrrchens an der Stelle, wo das Glimmerfenster aufliegt,

nicht mehr als 3 mm beträgt, so wird selbst ein Glimmerblättchen von nur 1 cm Bremswirkung Atmosphärendruck aushalten, so daß man das Röhrrchen ohne Gefahr evakuieren kann. Zum Aufkitten des Glimmerblättchens muß man möglichst wenig Siegelack benutzen, da dieser durch die Emanation langsam zersetzt wird. Der Gasdruck im Inneren des Röhrrchens kann dadurch unter Umständen so hoch werden, daß das Glimmerfenster gefährdet wird.

Vielfach verwendbar als Quelle einer intensiveren α -Strahlung sind emanationgefüllte Glasröhrrchen, deren Wandung so dünn ist, daß die α -Strahlen sie ohne wesentliche Absorption durchsetzen können. Die Herstellung solcher Röhrrchen ist allerdings nicht ganz einfach. Ein schon dünnwandig und eng ausgezogenes Glas-

rohr wird vermittelst eines Korkens im Inneren eines etwa 1 cm weiten Hartglasrohrs gehalten. Das Hartglasrohr wird nun in der Gebläselampe erhitzt, bis das innere Rohr allmählich weich wird. Durch vorsichtiges Ziehen und gleichzeitiges Blasen gelingt es, das innere Rohr so weit auszuziehen, daß die Bremswirkung der Glaswand nur 1 cm Luft entspricht. Wenn der Durchmesser des Röhrchens nicht mehr als 1 mm beträgt, so läßt es sich noch ohne Bruchgefahr evakuieren. Solche Röhrchen wurden zuerst von Rutherford bei seinen Versuchen zur Identifizierung des α -Teilchens mit dem Heliumatom benutzt¹⁾.

Bei den verschiedenen Manipulationen, welche zur Reinigung der Radiumemanation und Füllung der Röhrchen nötig sind, hat man das Entweichen von Emanation sorgfältigst zu vermeiden. Die Emanation diffundiert rasch durch die Räume und wird in kürzester Zeit die Meßinstrumente infizieren. Am besten führt man alle Arbeiten mit Radiumemanation in einem besonderen, wenn möglich, im obersten Stockwerk des Gebäudes gelegenen Raum aus. Sollte doch durch irgend einen Zufall Emanation entweichen, so muß man sofort die Fenster öffnen. — Mit dünnwandigen Röhrchen, die große Mengen Radiumemanation enthalten, muß man sehr vorsichtig umgehen, da sie infolge ihrer intensiven Strahlung schwer heilende Verbrennungen an den Fingern hervorrufen können.

¹⁾ Über Herstellung dünnwandiger, für α -Strahlen durchlässiger Glaskügelchen siehe Lind, Wien. Ber. **120**, 1710 (1911).

Anhang I.

Tabelle radioaktiver Konstanten.

Ladung des Wasserstoffatoms	}	$4,744 \times 10^{-10}$ ES-Einh.
		$1,591 \times 10^{-20}$ EM-Einh.
Ladung eines α -Teilchens	}	$9,55 \times 10^{-10}$ ES-Einh.
		$3,18 \times 10^{-20}$ EM-Einh.
Masse des Wasserstoffatoms		$1,662 \times 10^{-24}$ g
Zahl der Atome in 1 g Wasserstoff		$6,062 \times 10^{23}$
Zahl der Moleküle pro cm^3 irgend eines Gases bei normalem Druck und normaler Temperatur		$2,705 \times 10^{19}$
Zahl der pro Sekunde von 1 g Radium (ohne Zerfallsprodukte) emittierten α -Teilchen		$3,57 \times 10^{10}$
Zahl der pro Sekunde von 1 g Uran emittierten α -Teilchen		$2,31 \times 10^4$
Zahl der pro Sekunde von 1 g Thor im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten ausgesandten α -Teilchen		$2,7 \times 10^4$
Volumen der Radiumemanation im Gleichgewicht mit 1 g Radium (1 Curie)		$0,63 \text{ mm}^3$
Heliummenge, die pro Jahr und pro Gramm Radium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten erzeugt wird		164 mm^3
Wärmewirkung eines Gramms Radium einschließlich Zerfallsprodukte		$134,7 \text{ g Kal. pro Stunde}$
$\frac{c}{m}$ für langsame β -Strahlen	}	$5,595 \times 10^{17}$ ES-Einh.
		$1,865 \times 10^7$ EM-Einh.
$\frac{c}{m}$ für α -Strahlen	}	$1,446 \times 10^{14}$ ES-Einh.
		$4,820 \times 10^3$ EM-Einh.
Gesamtionisation der α -Strahlen von 1 Curie Radiumemanation		$2,75 \times 10^6$ ES-Einh.
1 Mache-Einheit		$3,64 \times 10^{10}$ Curie
Gesamtionisation der α -Strahlen von 1 g metallischen Urans		$1,37$ ES-Einh.
Gesamtionisation der α -Strahlen von 1 cm^2 U_3O_8 in dicker Schicht, einseitig gemessen		$1,74 \times 10^3$ ES-Einh.

(Die Zahlen wurden, soweit erforderlich, auf den internationalen Radium-Standard umgerechnet.)

Reichweiten der α -Strahlen.

Substanz	Reichweiten bei 76 cm Hg		Anfangsgeschwindigkeit in cm pro Sek.	Zahl der auf der ganzen Bahn erzeugten Ionenpaare
	0° C cm	15° C cm		
Uran 1	2,37	2,50	$1,37 \times 10^9$	$1,26 \times 10^5$
Uran 2	2,75	2,90	1,44	1,37
Ionium	2,84	3,00	1,45	1,41
Radium	3,13	3,30	1,50	1,50
Radiumemanation	3,94	4,16	1,62	1,73
Radium A	4,50	4,75	1,69	1,88
Radium C	6,57	6,94	1,92	2,37
Radium F	3,57	3,77	1,57	1,64
Thor	2,58	2,72	1,41	1,32
Radiothor	3,67	3,87	1,58	1,66
Thor X	4,08	4,30	1,64	1,77
Thoremanation	4,74	5,00	1,72	1,93
Thor A	5,40	5,70	1,80	2,10
Thor C	4,55	4,80	1,70	1,89
Thor C'	8,15	8,60	2,06	2,74
Protaktinium	3,29	3,47	1,52	1,55
Radioaktinium	4,36	4,60	1,68	1,84
Aktinium X	4,17	4,40	1,65	1,79
Aktiniumemanation	5,40	5,70	1,80	2,10
Aktinium A	6,16	6,50	1,88	2,27
Aktinium C	5,12	5,40	1,77	2,02
Aktinium C'	6,10	6,40	1,87	2,25

Absorption der γ -Strahlen von Radium C in Blei.(Absorptionskoeffizient $0,500 \text{ cm}^{-1}$.)

Dicke cm	Inten- sität	Dicke cm	Inten- sität	Dicke cm	Inten- sität	Dicke cm	Inten- sität	Dicke cm	Inten- sität
0,0	100	1,0	60,7	2,0	36,8	3,0	22,8	8,0	1,83
0,1	95,1	1,1	57,7	2,1	35,0	3,5	17,4	8,5	1,43
0,2	90,5	1,2	54,9	2,2	33,3	4,0	13,5	9,0	1,11
0,3	86,1	1,3	52,2	2,3	31,7	4,5	10,5	9,5	0,87
0,4	81,9	1,4	49,7	2,4	30,1	5,0	8,21	10,0	0,67
0,5	77,9	1,5	47,2	2,5	28,7	5,5	6,39	10,5	0,52
0,6	74,1	1,6	44,9	2,6	27,3	6,0	4,98	11,0	0,41
0,7	70,5	1,7	42,7	2,7	25,9	6,5	3,88	11,5	0,32
0,8	67,0	1,8	40,7	2,8	24,7	7,0	3,02	12,0	0,25
0,9	63,8	1,9	38,7	2,9	23,5	7,5	2,35		

Uran-Radiumreihe.

Substanz	Strahlung	Halbwerts- periode	Zerfalls- konstante	Reichweiten der α -Strahlen in cm (15° C)	Absorptionskoeffizient	
					β -Strahlen Alum. cm $^{-1}$	γ -Strahlen Blei cm $^{-1}$
Uran I	α	5×10^9 Jahre	$4,6 \times 10^{-18}$	2,50	—	—
Uran X ₁	β, γ	24,6 Tage	$3,26 \times 10^{-7}$	—	510	sehr weich
Uran X ₂	β, γ	1,17 Min.	$9,9 \times 10^{-3}$	—	14,4	0,72
Uran II	α	2×10^6 Jahre	$1,1 \times 10^{-14}$	2,90	—	—
(Uran Y)	β	25,5 Std.	$7,55 \times 10^{-6}$	—	360	—
Ionium	α	2×10^5 Jahre	$1,1 \times 10^{-13}$	3,00	—	—
Radium	α, β	2000 "	$1,1 \times 10^{-11}$	3,30	200	—
Radiumemanation	α	3,85 Tage	$2,085 \times 10^{-6}$	4,16	—	—
Radium A	α	3,0 Min.	$3,85 \times 10^{-3}$	4,75	—	—
Radium B	β, γ	26,7 "	$4,33 \times 10^{-4}$	—	13 und 91	4—6
Radium C	β, γ	19,5 "	$5,93 \times 10^{-4}$	—	13 und 53	0,50
Radium C'	α	sehr kurz	—	6,94	—	—
(Radium C'')	β	1,4 Min.	$8,25 \times 10^{-3}$	—	13	—
Radium D	β, γ	16,5 Jahre	$1,33 \times 10^{-9}$	—	sehr weich	sehr weich
Radium E	β, γ	5,0 Tage	$1,60 \times 10^{-6}$	—	43	sehr weich
Polonium	α	136 "	$5,90 \times 10^{-8}$	3,77	—	—

Anmerkung: Die in Klammern stehenden Substanzen sind Zweigprodukte.

Thorreihe.

Substanz	Strahlung	Halbwerts- periode	Zerfalls- konstante	Reichweiten der α -Strahlen in cm (15°C)	Absorptionskoeffizient		
					β -Strahlen Alum. cm ⁻¹	γ -Strahlen Blei cm ⁻¹	
Thor	α	1,3 × 10 ¹⁰ Jahre	1,68 × 10 ⁻¹⁸	2,72	—	—	
Mesothor 1	strahlenlos	6,7 Jahre	3,28 × 10 ⁻⁹	—	—	—	
Mesothor 2	β, γ	6,2 Std.	3,11 × 10 ⁻⁵	—	20,2—38,5	0,62	
Radiothor	α	1,9 Jahre	1,16 × 10 ⁻⁸	3,87	—	—	
Thor X	α, β	3,7 ³⁾	2,1 × 10 ⁻⁶	4,30	sehr weich	—	
Thoremanganation	α	54,5 Sek.	1,27 × 10 ⁻²	5,00	—	—	
Thor A	α	0,14 ³⁾	4,95	5,70	—	—	
Thor B	β, γ	10,6 Std.	1,82 × 10 ⁻⁵	—	110	sehr weich	
Thor C	α, β	60,8 Min.	1,90 × 10 ⁻⁴	4,80	13,5	—	
(Thor C')	α	sehr kurz	—	8,60	—	—	
Thor C''	β, γ	3,1 Min.	3,73 × 10 ⁻³	—	21,5	0,46	
Aktinimumreihe.							
Protaktinium	α	sehr lang	—	3,47	—	—	
Aktinium	strahlenlos	20 Jahre	1,01 × 10 ⁻⁹	—	—	—	
Radioaktinium	α, β	19,5 Tage	4,1 × 10 ⁻⁷	4,60	sehr weich	—	
Aktinium X	α, β	11,6 ³⁾	6,91 × 10 ⁻⁷	4,40	sehr weich	—	
Aktinimumemanation	α	3,9 Sek.	1,8 × 10 ⁻¹	5,70	—	—	
Aktinium A	α	0,002 ³⁾	350	6,50	—	—	
Aktinium B	β, γ	36,3 Min.	3,18 × 10 ⁻⁴	—	sehr weich	sehr weich	
Aktinium C	α	2,15 ³⁾	5,37 × 10 ⁻³	5,40	—	—	
(Aktinium C')	α	sehr kurz	—	6,4	—	—	
Aktinium C''	β, γ	4,71 Min.	2,45 × 10 ⁻³	—	28,5	1,85—4,24	

Anmerkung: Die in Klammern stehenden Substanzen sind Zweigprodukte.

Anhang II.

Abfall der Radiumemanation.

$$T_1 = 3,85 \text{ Tage, } \lambda_1 = 2,085 \times 10^{-6} \text{ Sek.}^{-1}.$$

Zeit	Aktivität	Zeit	Aktivität	Zeit	Aktivität
	100,0	21 Std.	49,8	18 Std.	24,8
3 Std.	97,8	4 Tage	48,7	21 "	24,2
6 "	95,6	3 Std.	47,6	8 Tage	23,7
9 "	93,5	6 "	46,5	8,5 "	21,7
12 "	91,4	9 "	45,5	9,0 "	19,8
15 "	89,4	12 "	44,5	9,5 "	18,1
18 "	87,4	15 "	43,5	10,0 "	16,6
21 "	85,4	18 "	42,5	10,5 "	15,1
1 Tag	83,5	21 "	41,6	11,0 "	13,8
3 Std.	81,7	5 Tage	40,6	11,5 "	12,6
6 "	79,9	3 Std.	39,7	12,0 "	11,5
9 "	78,1	6 "	38,9	12,5 "	10,5
12 "	76,3	9 "	38,0	13,0 "	9,63
15 "	74,6	12 "	37,2	13,5 "	8,80
18 "	73,0	15 "	36,3	14,0 "	8,04
21 "	71,4	18 "	35,5	15 "	6,72
2 Tage	69,8	21 "	34,7	16 "	5,61
3 Std.	68,2	6 Tage	33,9	17 "	4,68
6 "	66,7	3 Std.	33,2	18 "	3,91
9 "	65,2	6 "	32,5	19 "	3,27
12 "	63,7	9 "	31,7	20 "	2,73
15 "	62,3	12 "	31,0	21 "	2,28
18 "	61,0	15 "	30,3	22 "	1,90
21 "	59,6	18 "	29,7	23 "	1,59
3 Tage	58,3	21 "	29,0	24 "	1,33
3 Std.	57,0	7 Tage	28,4	25 "	1,11
6 "	55,7	3 Std.	27,7	26 "	0,927
9 "	54,5	6 "	27,1	27 "	0,774
12 "	53,3	9 "	26,5	28 "	0,647
15 "	52,1	12 "	25,9	29 "	0,540
18 "	50,9	15 "	25,3	30 "	0,451

Abfall von Radium A, Radium B und Radium C.

Radium A : $T_2 = 3,0$ Minuten, $\lambda_2 = 3,85 \times 10^{-3} (\text{Sek})^{-1}$.
 Radium B : $T_3 = 26,7$ „ $\lambda_3 = 4,33 \times 10^{-4} (\text{Sek})^{-1}$.
 Radium C : $T_4 = 19,5$ „ $\lambda_4 = 5,93 \times 10^{-4} (\text{Sek})^{-1}$.

Zeit in Minuten	Radium A allein	Radium B allein	Radium C allein	Aktivität, gem. durch Strahlen des Ra C (lange Exposition in Emanation)
0	100	100	100	100
1	79,37	97,43	96,51	99,97
2	63,00	94,93	93,13	99,95
3	50,00	92,50	89,88	99,89
4	39,69	90,12	86,74	99,78
5	31,50	87,81	83,70	99,63
6	25,00	85,56	80,78	99,42
7	19,84	83,36	77,96	99,2
8	15,75	81,22	75,23	98,8
9	12,50	79,14	72,60	98,5
10	9,92	77,11	70,06	98,1
11	7,88	75,13	67,62	97,6
12	6,25	73,20	65,25	97,0
13	4,96	71,32	62,97	96,5
14	3,94	69,49	60,77	95,8
15	3,12	67,71	58,65	95,1
16	2,48	65,97	56,60	94,4
17	1,97	64,28	54,62	93,7
18	1,56	62,63	52,71	92,9
19	1,24	61,02	50,87	92,1
20	0,99	59,46	49,09	91,2
21	0,78	57,93	47,37	90,3
22	0,62	56,44	45,72	89,4
23	0,49	55,00	44,12	88,5
24	0,39	53,58	42,58	87,5
25	0,31	52,21	41,09	86,5
26	0,25	50,87	39,65	85,5
27	0,20	49,57	38,27	84,5
28	0,16	48,29	36,93	83,5
29	0,12	47,05	35,64	82,4
30	0,10	45,85	34,39	81,3
31	—	44,67	33,19	80,3
32	—	43,52	32,03	79,3

Zeit in Minuten	Radium A allein	Radium B allein	Radium C allein	Aktivität, gem. durch Strahlen des Ra C (lange Exposition in Emanation)
33	—	42,40	30,91	78,2
34	—	41,32	29,83	77,1
35	—	40,26	28,79	76,0
36	—	39,23	27,78	74,9
37	—	38,22	26,81	73,8
38	—	37,24	25,88	72,7
39	—	36,28	24,97	71,6
40	—	35,34	24,10	70,5
41	—	34,44	23,26	69,4
42	—	33,56	22,44	68,3
43	—	32,70	21,66	67,3
44	—	31,86	20,90	66,2
45	—	31,04	20,17	65,1
46	—	30,24	19,47	64,0
47	—	29,47	18,79	63,0
48	—	28,71	18,13	62,0
49	—	27,98	17,50	60,9
50	—	27,26	16,88	59,8
51	—	26,56	16,29	58,8
52	—	25,88	15,73	57,8
53	—	25,21	15,18	56,8
54	—	24,57	14,65	55,8
55	—	23,94	14,13	54,8
56	—	23,32	13,64	53,8
57	—	22,72	13,16	52,8
58	—	22,14	12,70	51,8
59	—	21,57	12,26	50,9
60	—	21,02	11,83	49,9
61	—	20,48	11,42	48,9
62	—	19,95	11,02	48,0
63	—	19,44	10,63	47,1
64	—	18,94	10,26	46,3
65	—	18,46	9,90	45,4
66	—	17,98	9,56	44,5
67	—	17,52	9,22	43,7
68	—	17,07	8,90	42,8
69	—	16,63	8,59	42,0

Zeit in Minuten	Radium A allein	Radium B allein	Radium C allein	Aktivität, gem. durch Strahlen des RaC (lange Exposition in Emanation)
70	---	16,21	8,29	41,1
71	—	15,79	8,00	40,3
72	—	15,39	7,72	39,5
73	—	14,99	7,45	38,7
74	—	14,61	7,19	38,0
75	—	14,23	6,94	37,3
76	—	13,87	6,69	36,5
77	—	13,51	6,46	35,8
78	—	13,16	6,24	35,0
79	---	12,83	6,02	34,3
80	---	12,50	5,81	33,6
81	—	12,18	5,60	32,9
82	---	11,86	5,41	32,2
83	—	11,56	5,22	31,6
84	—	11,26	5,04	30,9
85	---	10,97	4,86	30,3
86	—	10,69	4,69	29,7
87	—	10,42	4,53	29,0
88	—	10,15	4,37	28,4
89	---	9,89	4,22	27,8
90	—	9,64	4,07	27,2
91	---	9,39	3,93	26,6
92	---	9,15	3,79	26,1
93	—	8,91	3,66	25,6
94	—	8,68	3,53	25,0
95	---	8,46	3,41	24,4
96	---	8,24	3,29	23,9
97	—	8,03	3,17	23,4
98	—	7,83	3,06	22,9
99	—	7,63	2,95	22,4
100	—	7,43	2,85	21,9
101	—	7,24	2,75	21,4
102	—	7,05	2,66	21,0
103	—	6,87	2,55	20,5
104	—	6,69	2,47	20,1
105	—	6,52	2,39	19,6
106	---	6,35	2,30	19,2

10*

Zeit in Minuten	Radium A allein	Radium B allein	Radium C allein	Aktivität, gem. durch Strahlen des Ra C (lange Exposition in Emanation)
107	—	6,19	2,22	18,8
108	—	6,03	2,14	18,4
109	—	5,88	2,07	17,9
110	—	5,73	2,00	17,5
111	—	5,58	1,93	17,1
112	—	5,44	1,86	16,7
113	—	5,30	1,79	16,4
114	—	5,16	1,73	16,0
115	—	5,03	1,67	15,7
116	—	4,90	1,61	15,3
117	—	4,77	1,55	14,9
118	—	4,65	1,50	14,6
119	—	4,53	1,45	14,3
120	—	4,42	1,40	14,0
121	—	4,30	1,35	13,6
122	—	4,20	1,30	13,4
123	—	4,09	1,26	13,1
124	—	3,98	1,22	12,7
125	—	3,88	1,17	12,4
126	—	3,78	1,13	12,1
127	—	3,68	1,09	11,9
128	—	3,59	1,05	11,6
129	—	3,50	1,02	11,4
130	—	3,41	0,98	11,1
131	—	3,32	0,95	10,9
132	—	3,23	0,92	10,6
133	—	3,15	0,88	10,3
134	—	3,07	0,85	10,1
135	—	2,99	0,82	9,9
136	—	2,91	0,79	9,6
137	—	2,84	0,76	9,3
138	—	2,77	0,74	9,2
139	—	2,70	0,71	9,0
140	—	2,63	0,69	8,8
141	—	2,56	0,66	8,6
142	—	2,49	0,64	8,4
143	—	2,43	0,62	8,2

Zeit in Minuten	Radium A allein	Radium B allein	Radium C allein	Aktivität, gem. durch Strahlen des Ra C (lange Exposition in Emanation)
144	—	2,37	0,60	8,0
145	—	2,31	0,57	7,8
146	—	2,25	0,55	7,6
147	—	2,19	0,53	7,4
148	—	2,13	0,52	7,2
149	—	2,08	0,50	7,1
150	—	2,02	0,48	6,9
151	—	1,97	0,46	6,7
152	—	1,92	0,45	6,6
153	—	1,87	0,43	6,4
154	—	1,82	0,42	6,3
155	—	1,78	0,40	6,1
156	—	1,73	0,39	6,0
157	—	1,69	0,38	5,9
158	—	1,64	0,36	5,7
159	—	1,60	0,35	5,6
160	—	1,56	0,34	5,4
161	—	1,52	0,33	5,3
162	—	1,48	0,32	5,2
163	—	1,44	0,31	5,1
164	—	1,41	0,29	4,9
165	—	1,37	0,28	4,8
166	—	1,34	0,27	4,7
167	—	1,30	0,26	4,6
168	—	1,27	0,25	4,5
169	—	1,23	0,24	4,4
170	—	1,20	0,24	4,3
171	—	1,17	0,23	4,2
172	—	1,14	0,22	4,1
173	—	1,11	0,21	4,0
174	—	1,09	0,20	3,9
175	—	1,06	0,20	3,8
176	—	1,03	0,19	3,7
177	—	1,00	0,19	3,6
178	—	0,98	0,18	3,5
179	—	0,95	0,17	3,4
180	—	0,93	0,16	3,3

Die folgenden Zahlen werden bei Berechnung von Abfalls- und Anstiegskurven oft benötigt. Die Konstanten $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ beziehen sich auf Emanation, Radium A, Radium B und Radium C.

$\log \lambda_1$	$= 4,319\ 106\ 1-10,$	$\log \lambda_2$	$= 7,585\ 460\ 7-10,$
$\log \lambda_3$	$= 6,636\ 487\ 9-10,$	$\log \lambda_4$	$= 6,773\ 054\ 7-10,$
$\log (\lambda_2 - \lambda_1)$	$= 7,585\ 225\ 5-10,$	$\log (\lambda_3 - \lambda_1)$	$= 6,634\ 391\ 6-10,$
$\log (\lambda_4 - \lambda_1)$	$= 6,771\ 525\ 0-10,$	$\log (\lambda_2 - \lambda_3)$	$= 7,533\ 645\ 0-10,$
$\log (\lambda_2 - \lambda_4)$	$= 7,512\ 817\ 8-10,$	$\log (\lambda_4 - \lambda_3)$	$= 6,204\ 120\ 0-10.$

Anstieg und Abfall

der γ -Strahlen-Aktivität der Radiumemanation
unter verschiedenen Bedingungen.

(Siehe Tabelle a. f. S.)

Spalte II der Tabelle gibt die Zahl der Atome von Radium C, welche in einem geschlossenen Gefäß zu verschiedenen Zeiten nach Eintritt reiner Emanation vorhanden sind. Der gleich 1 gesetzte Maximalwert tritt nach 258 Minuten ein. Die Zahlen sind nach folgender Gleichung berechnet:

$$N_{II} = \frac{\lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}{0,972\ 13} \sum_{\lambda=1,2,3,4} \frac{e^{-\lambda t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_4 - \lambda_1)}.$$

Diese Gleichung gibt die zeitliche Änderung der unter Einschaltung von 2,3 cm Blei gemessenen γ -Strahlung.

Spalte III gibt die Stärke der Ionisation zu verschiedenen Zeiten nach Einführung reiner Emanation unter der Annahme, daß bei radioaktivem Gleichgewicht Radium B 11,5 Proz. und Radium C 88,5 Proz. zu der Gesamtionisation beiträgt. Die Zahlen sind nach folgender Gleichung berechnet:

$$N_{III} = \frac{0,115}{0,972\ 13} \lambda_2 \lambda_3 \sum_{\lambda=1,2,3} \frac{e^{-\lambda t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{0,885}{0,972\ 13} \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4 \sum_{\lambda=1,2,3,4} \frac{e^{-\lambda t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_4 - \lambda_1)}.$$

Diese Gleichung gibt die zeitliche Änderung der unter Einschaltung von 3 mm Blei gemessenen γ -Strahlung.

Spalte IV gibt die Zahl der Atome von Radium C, welche in einem Gefäß zu verschiedenen Zeiten nach vollständiger Ent-

Emanation: $T_1 = 3,85$ Tage, $\lambda_1 = 2,08 \times 10^6$ (Sek.)⁻¹,
 Radium A: $T_2 = 3,0$ Minuten, $\lambda_2 = 3,85 \times 10^3$ (Sek.)⁻¹,
 Radium B: $T_3 = 26,7$ „ $\lambda_3 = 4,33 \times 10^{-4}$ (Sek.)⁻¹,
 Radium C: $T_4 = 19,5$ „ $\lambda_4 = 5,93 \times 10^{-4}$ (Sek.)⁻¹.

I.	II.	III.	IV.	V.
Minuten	Anstieg von Radium C aus reiner Emanation	Anstieg der Ionisation der γ -Strahlung des aktiven Niederschlags, gemessen durch 3 mm Blei	Zerfall von Radium C nach Entfernung der Emanation	Abfall der Ionisation der γ -Strahlung des aktiven Niederschlags, gemessen durch 3 mm Blei
0	0,000 0	0,000	1,000 0	1,000
2	0,000 252	0,001 43	0,999 5	0,998
3	0,000 801	0,003 23	0,998 9	0,997
4	0,001 770	0,005 70	0,997 8	0,994
5	0,003 239	0,008 85	0,996 3	0,991
6	0,005 244	0,012 6	0,994 2	0,987
8	0,010 97	0,022 1	0,988 4	0,978
10	0,018 99	0,033 8	0,980 5	0,966
12	0,029 25	0,047 52	0,970 3	0,952
14	0,041 54	0,062 99	0,958 2	0,938
17	0,063 43	0,088 97	0,936 8	0,912
20	0,088 76	0,118	0,912 0	0,884
25	0,136 8	0,170	0,865 0	0,833
30	0,189 7	0,225	0,813 4	0,779
40	0,301 5	0,338	0,704 6	0,669
50	0,411 8	0,446	0,598 5	0,566
60	0,512 5	0,543	0,498 7	0,469
70	0,602 1	0,629	0,411 2	0,385
90	0,744 0	0,763	0,271 9	0,253
120	0,877 5	0,888	0,139 6	0,129
150	0,946 8	0,952	0,069 13	0,063 9
180	0,980 0	0,982	0,033 47	0,030 8
240	0,999 4	1,00	0,007 52	0,006 91
258	1,000	1,00	0,004 77	0,004 38
270	—	—	0,003 52	—

fernung der Radiumemanation vorhanden sind. Es ist angenommen, daß die Emanation sich vorher mindestens fünf Stunden

in dem Gefäß befand. Die Zahlen sind nach folgender Gleichung berechnet:

$$N_{IV} = e^{-\lambda_1 t} - \frac{\lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}{0,00891} \sum_{\lambda=1,2,3,4} \frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_4 - \lambda_1)}$$

Diese Gleichung gibt die zeitliche Abnahme der unter Einschaltung von 2,3 cm Blei gemessenen γ -Strahlung.

Spalte V gibt die Abnahme der Ionisation zu verschiedenen Zeiten nach vollständiger Entfernung der Emanation aus dem Gefäß. Es ist wieder angenommen, daß die Emanation vorher mindestens fünf Stunden sich in dem Gefäß befand und daß bei radioaktivem Gleichgewicht Radium B 11,5 Proz. und Radium C 88,5 Proz. zu der gesamten γ -Strahlung beitragen. Die Berechnung erfolgt nach der Gleichung:

$$N_V = e^{-\lambda_1 t} - \frac{0,115}{1,0085} \lambda_2 \lambda_3 \sum_{\lambda=1,2,3} \frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} - \frac{0,885}{1,0085} \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4 \sum_{\lambda=1,2,3,4} \frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_4 - \lambda_1)}$$

Diese Gleichung gibt den Abfall der Aktivität des aktiven Niederschlages nach vollständiger Entfernung der Emanation, wenn die Strahlung unter Einschaltung von 3 mm Blei gemessen wird.

Abfall von Radium F (Polonium).

$$T = 136 \text{ Tage}, \quad \lambda = 0,005095 (\text{Tage})^{-1}.$$

Zeit	100 $e^{-\lambda t}$	Zeit	100 $e^{-\lambda t}$
0	100	7 Wochen	77,9
1 Tag	99,49	8 "	75,2
2 Tage	98,99	9 "	72,5
3 "	98,48	10 "	70,0
4 "	97,98	11 "	67,5
5 "	97,48	12 "	65,2
6 "	96,99	13 "	62,9
1 Woche	96,49	26 "	39,4
2 Wochen	93,1	39 "	24,9
3 "	89,8	1 Jahr	15,6
4 "	86,7	2 "	2,4
5 "	83,7	3 "	0,38
6 "	80,8		

Abfall des aktiven Niederschlages
der Aktiniumemanation, gemessen durch die Strahlen
des Aktinium C (lange Expositionszeit).

Aktinium B: $T_1 = 36,3$ Min., $\lambda_1 = 0,0191$ (Min.)⁻¹,

Aktinium C: $T_2 = 2,15$ Min., $\lambda_2 = 0,322$ (Min.)⁻¹.

Zeit in Minuten	Aktivität	Zeit in Minuten	Aktivität	Zeit in Minuten	Aktivität	Zeit in Minuten	Aktivität
0	100	36	53,4	71	27,4	106	14,0
1	99,7	37	52,4	72	26,9	107	13,8
2	99,0	38	51,4	73	26,4	108	13,5
3	98,0	39	50,5	74	25,9	109	13,3
4	96,7	40	49,5	75	25,4	110	13,0
5	95,4	41	48,6	76	24,9	111	12,8
6	93,9	42	47,7	77	24,4	112	12,5
7	92,3	43	46,8	78	24,0	113	12,3
8	90,8	44	45,9	79	23,5	114	12,0
9	89,2	45	45,0	80	23,1	115	11,8
10	87,6	46	44,1	81	22,6	116	11,6
11	86,0	47	43,3	82	22,2	117	11,4
12	84,4	48	42,5	83	21,8	118	11,2
13	82,8	49	41,7	84	21,4	119	10,9
14	81,3	50	40,9	85	21,0	120	10,7
15	79,8	51	40,1	86	20,6	125	9,74
16	78,3	52	39,4	87	20,2	130	8,85
17	76,8	53	38,6	88	19,8	135	8,05
18	75,4	54	37,9	89	19,4	140	7,31
19	73,9	55	37,2	90	19,0	145	6,65
20	72,5	56	36,5	91	18,7	150	6,04
21	71,2	57	35,8	92	18,3	155	5,49
22	69,8	58	35,1	93	18,0	160	4,99
23	68,5	59	34,4	94	17,7	165	4,54
24	67,2	60	33,8	95	17,3	170	4,12
25	65,9	61	33,1	96	17,0	180	3,41
26	64,7	62	32,5	97	16,7	190	2,81
27	63,5	63	31,9	98	16,4	200	2,32
28	62,3	64	31,3	99	16,0	220	1,59
29	61,1	65	30,7	100	15,7	240	1,08
30	59,9	66	30,1	101	15,4	250	0,89
31	58,8	67	29,6	102	15,2	275	0,55
32	57,7	68	29,0	103	14,9	300	0,34
33	56,6	69	28,5	104	14,6	325	0,21
34	55,5	70	27,9	105	14,3	350	0,13
35	54,5						

Abfall des aktiven Niederschlages
der Thoremanation, gemessen durch die Strahlen
des Thor C. (Lange Expositionszeit.)

Thor B: $T_1 = 10,6$ Stunden, $\lambda_1 = 0,06539$ (Stunde)⁻¹,

Thor C: $T_2 = 1,0$ Stunden, $\lambda_2 = 0,6931$ (Stunde)⁻¹.

Zeit	Aktivität	Zeit	Aktivität	Zeit	Aktivität
0 Min.	100	7 Std. 45 Min.	66,5	32 Std.	13,6
15 "	99,9	8 " 00 "	65,4	33 "	12,7
30 "	99,5	8 " 15 "	64,3	34 "	11,9
45 "	98,9	8 " 30 "	63,3	35 "	11,2
1 Std. 00 "	98,2	8 " 45 "	62,3	36 "	10,5
1 " 15 "	97,4	9 " 00 "	61,3	37 "	9,82
1 " 30 "	96,4	9 " 15 "	60,3	38 "	9,20
1 " 45 "	95,4	9 " 30 "	59,3	39 "	8,62
2 " 00 "	94,3	9 " 45 "	58,3	40 "	8,07
2 " 15 "	93,3	10 Std.	57,4	41 "	7,56
2 " 30 "	91,9	11 "	53,8	42 "	7,08
2 " 45 "	90,7	12 "	50,4	43 "	6,64
3 " 00 "	89,5	13 "	47,2	44 "	6,22
3 " 15 "	88,2	14 "	44,2	45 "	5,82
3 " 30 "	86,9	15 "	41,4	46 "	5,46
3 " 45 "	85,6	16 "	38,8	47 "	5,11
4 " 00 "	84,4	17 "	36,3	48 "	4,79
4 " 15 "	83,1	18 "	34,0	49 "	4,48
4 " 30 "	81,8	19 "	31,9	50 "	4,20
4 " 45 "	80,6	20 "	29,9	51 "	3,93
5 " 00 "	79,3	21 "	28,0	52 "	3,68
5 " 15 "	78,1	22 "	26,2	53 "	3,45
5 " 30 "	76,8	23 "	24,5	54 "	3,23
5 " 45 "	75,6	24 "	23,0	55 "	3,03
6 " 00 "	74,4	25 "	21,5	56 "	2,84
6 " 15 "	73,2	26 "	20,2	57 "	2,66
6 " 30 "	72,1	27 "	18,9	58 "	2,49
6 " 45 "	70,9	28 "	17,7	59 "	2,33
7 " 00 "	69,8	29 "	16,6	60 "	2,18
7 " 15 "	68,7	30 "	15,5	3 Tage	0,996
7 " 30 "	67,6	31 "	14,5	4 "	0,207

Sachregister.

- α -Strahlen,
Absorption der 46, 53.
Bremswirkung der 53.
Elektroskop für 22.
Ionisationsvermögen der 49.
Reichweite der 46, 49, 52, 141.
- Abfallgesetz, exponentielles 85.
- Absorption
der α -Strahlen 46, 53.
der β -Strahlen 59.
der γ -Strahlen 69.
Vergleich der 71.
- Aktinium C,
Abscheidung 131.
Zerfallsgeschwindigkeit 101.
- Aktiniumemanation,
Aktiver Niederschlag der 75, 88,
93.
Diffusion der 106.
Zerfallsgeschwindigkeit der 103.
- Aktiniumreihe, Tabelle der 143.
- Aktinium X, Abscheidung von 131.
- Aktive Niederschläge,
Tabelle der 89.
Verteilung im elektr. Felde 75, 78.
Zerfallsgesetze 88.
Zerfallstabellen 145—154.
- β -Strahlen,
Absorption von 59.
Zerstreuung von 65.
- Bremswirkung von Metallfolien 55.
- γ -Strahlen,
Absorption von 69.
Sekundärstrahlung, erzeugt durch
71.
- Curie 117.
Diffusion von Aktinium- und Thor-
Emanation 106.
- Eichung von
Elektrometer 7.
Elektroskop 25.
Mesothorpräparaten 111.
Radiumpräparaten 111, 114, 119.
Elektrometer 1.
- Elektroskop,
Ausführung von Messungen mit
dem 24.
für α -Strahlen 22.
für β - und γ -Strahlen 23.
für Emanationsmessungen 29.
nach Wilson 30.
nach Wulf 32.
- Emanationen, Vergleich der Zerfalls-
perioden 102.
- Emanationselektroskop 29.
Gleichgewicht, radioaktives 118.
Goldblättchen, Herstellung von 26.
Halbwertsperiode 86.
- Ionisation
von Gasen 33.
durch Stoß 38.
erzeugt durch Uran 44, 63.
- Ionisationskammern 8.
- Ionisationsstrom, Messung von 10, 24.
- Isolatoren 28.
- Kapazität, Messung von 18.
- Kathodenstrahlen, Geschwindigkeit
und $\frac{e}{m}$ 40.
- Kondensatoren 17.
- Konzentration von Ra - Emanation
134.
- Mache-Einheit 123.
- Mesothor, Abscheidung 133.
Quantitative Messungen von 111.
- Millicurie 117.

- Mineralien, Aktivität von 46, 122.
 Natürliche Zerstreung 12, 26.
 Niederschläge, aktive,
 Tabelle der 89.
 Verteilung im elektr. Felde 75, 78.
 Zerfallsgesetze 88.
 Zerfallstabellen 145—154.
 Polonium,
 Abscheidung 131.
 Zerfallstabelle 152.
 Quadrantelektrometer 1.
 Quellwasser, Aktivität von 122.
 Radioaktinium, Abscheidung von
 132.
 Radium, quantitative Messungen von
 111, 114, 119.
 Radium C, Abscheidung von 129.
 Radium D, „ „ 129.
 Radium E, „ „ 129.
 Radium F, „ „ 131.
 Radiumemanation,
 Aktiver Niederschlag der 76, 95.
 Konzentration der 134.
 Quantitative Messung der 117,
 119.
 Radiumpräparate, Eichung von 111,
 114, 119.
 Radiumreihe, Tabelle der 142.
 Radiumstandard 110, 120.
 Reflexion der β -Strahlen 65.
 Reichweiten der α -Strahlen 46, 49,
 52, 141.
 Rekombination 39.
 Rückstoß, radioaktiver 80.
 Ausbeute durch 83.
 Sekundärstrahlung 71.
 Szintillationen 51, 123.
 Thor B, Abscheidung von 134.
 Thor C, „ „ 134.
 Thor X, „ „ 133.
 Thoremanation,
 Aktiver Niederschlag der 75, 88, 93.
 Diffusion der 106.
 Thorreihe, Tabelle der 143.
 Trennungsmethoden 127.
 Uranoxydfilm, Herstellung von 45.
 Uran-Radiumreihe, Tabelle der 142.
 Uran X, Abscheidung von 128.
 Bildungs- und Zerfallsgeschwindig-
 keit des 99.
 Wahrscheinlichkeitsgesetze, ange-
 wandt auf α -Strahlen 56.
 Zerfallsgeschwindigkeit
 von Aktinium C 101.
 der Emanation 102, 103.
 kurzlebiger Substanzen 105.
 Zerfalls- und Bildungsgeschwindig-
 keit 99.
 Zerstreung, natürliche 12, 26.
 Zerstreung der β -Strahlen 65.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

**Radioaktivität und die neueste Entwicklung
der Lehre von den chemischen Elementen**

Von Prof. Dr. K. Fajans

Mit 7 Abb., 10 Tab. u. ein. Nachtrage. VIII, 112 S. gr. 8^o. 1919
Mk. 4,—

(Sammlung Vieweg Heft 45)

Radioaktive Leuchtfarben

Von Prof. Dr. G. BERNDT

Mit 28 Figuren im Text und auf 1 Lichtdrucktafel
IV, 108 S. gr. 8^o. 1920. Mk. 7,60

(Sammlung Vieweg Heft 47)

**Über die spezielle und die
allgemeine Relativitätstheorie**

Gemeinverständlich

Von Prof. Dr. A. EINSTEIN

6. Auflage. Mit 3 Figuren. IV, 83 S. gr. 8^o. 1920. Mk. 2,80

(Sammlung Vieweg Heft 38)

Die Relativitätstheorie

Von Prof. Dr. M. v. LAUE

Erster Band: **Das Relativitätsprinzip der Lorentztransformation**

3. Auflage. Mit 24 Abbildungen. XIII, 292 S. gr. 8^o. 1919
Geh. Mk. 9,—, geb. Mk. 11,40

(Die Wissenschaft, Band 38)

**Die Grundlagen der Quantentheorie
in elementarer Darstellung**

Von Prof. Dr. SIEGFRIED VALENTINER

2. Auflage. Mit 8 Abbild. X, 92 S. gr. 8^o. 1919. Mk. 3,60

(Sammlung Vieweg Heft 15)

In Vorbereitung befindet sich:

Schwankungserscheinungen in der Physik

Von Dr. R. FÜRTH

(Sammlung Vieweg Heft 48)

Die Preise erhöhen sich um den Teuerungszuschlag.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

Atombau und Spektrallinien

Von

Prof. Dr. **Arnold Sommerfeld**

Mit 103 Abbildungen, X und 550 Seiten. gr. 8°. 1919

Geheftet 25,— Mark, gebunden 28,60 Mark

(Hierzu tritt der Sortimenter-Zuschlag von 10 Proz.)

„... Das vorliegende Buch ist hier eine erlösende Tat. Der Verfasser nimmt die große Mühe auf sich, das ihm vertraute Werkzeug der theoretischen Physik zu verlassen oder zu modifizieren und sich nur der elementaren Hilfsmittel der Mathematik zu bedienen. So ist das Werk didaktisch eine vollständige Neuschöpfung, wobei jedoch die elementare Behandlung nirgends auf Kosten der Exaktheit geht, vielmehr wissenschaftliche Strenge und Tiefe einen wesentlichen Charakterzug des Werkes bilden. Es öffnet die Pforten in eine Welt, die bisher vielen verschlossen bleiben mußte. Das vorliegende Buch vermittelt nicht nur auf einem relativ bequemen Wege die Bekanntschaft mit den Ergebnissen der Forschung, sondern es gewährt auch eine vortreffliche Schule, um mit den Arbeitsmethoden der theoretischen Physik vertraut zu werden. Ganz besonders wertvoll ist hier als Übergangsglied der Anhang mit vielen Deduktionen durch die höheren mathematischen Hilfsmittel, die sich als die kürzeren und sinngemäßer erweisen.

. . . Wer durch das Buch von Sommerfeld in den Atombau einen Einblick gewinnt, muß überwältigt werden durch das Bild, das sich hier im Zusammenwirken der gewaltigen Theorien der Neuzeit der Physik bietet. Ein verständnisvoller Blick müßte schon genügen, um den Autor eines bedeutenden, zurzeit vielgelesenen Buches Lügen zu strafen, wenn er behauptet, die heutige Physik kenne nur Arbeit und keine Taten. Nichts kann es deutlicher machen, als das vorliegende Buch, daß wir in einer Epoche wissenschaftlicher Großtaten leben, an die vielleicht keine andere Epoche heranreicht.“

*Dr. A. von Antropoff
in der Zeitschrift für Elektrochemie, Bd. 26, Heft 1|2.*