

Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung

Nr. 97

Die Absorption der γ -Strahlen von Radium (1. Teil)

Von

K. W. Fritz Kohlrausch

(Mit 7 Textfiguren)

Aus den Sitzungsberichten der Kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien
Mathem.-naturw. Klasse, Abteilung IIa, 126. Band, 4. Heft

Wien, 1917

Aus der kaiserlich-königlichen Hof- und Staatsdruckerei

In Kommission bei Alfred Hölder

k. u. k. Hof- und Universitätsbuchhändler

Buchhändler der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften

Smn **126**-33

Kohlrausch K. W. F.

Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung

Nr. 97

Die Absorption der γ -Strahlen von Radium (1. Teil)

Von

K. W. Fritz Kohlrausch

(Mit 7 Textfiguren)

(Vorgelegt in der Sitzung am 26. April 1917)

Einleitung.

Nach einer längeren, durch die äußeren Verhältnisse bedingten Unterbrechung war nun wieder die Möglichkeit geboten, die Untersuchung über die Eigenschaften der γ -Strahlung von Radium, die wir¹ vor 3 Jahren mit Mitteln begonnen hatten, die uns die Kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien zur Verfügung gestellt hatte, fortzusetzen. Diese und die folgenden Mitteilungen werden sich mit den Absorptionsgesetzen befassen; trotz der zahlreich über diesen Gegenstand vorhandenen Literatur erschien eine eingehende und das ganze Erscheinungsgebiet umfassende Experimentaluntersuchung um so weniger überflüssig, als außer einer Revision des häufig benötigten Zahlenmaterials auch Aufklärung über eine Reihe von scheinbar unvereinbaren Widersprüchen in den Arbeiten der einzelnen Autoren erwünscht schien.

¹ K. W. F. Kohlrausch und E. Schrödinger, diese Sitzungsber., 123. Bd., p. 1319, 1914.

Eine eingehende historische Zusammenstellung der einschlägigen Publikationen — ich zähle deren 35, die sich mehr oder weniger direkt mit der Absorptionsfrage befassen — erübrigt sich mit dem Hinweis auf die betreffenden Kapitel des Handbuches der Radiologie (Rutherford) und in der kürzlich erschienenen Radioaktivität von St. Meyer und E. v. Schweidler (Kapitel III, 4, 18, 20; V, 6). Die folgende kurze Besprechung der Resultate dient nur zur Darlegung der Ziele dieser Untersuchung.

Zweifellos ist uns eine genaue Kenntnis der Absolutwerte der Absorptionskonstanten und insbesondere des Verlaufes der ganzen Absorptionserscheinung von großem Interesse, da sie derzeit, solange die an Röntgenstrahlen so glücklich ausgearbeitete Interferenzmethode für γ -Strahlen nicht allgemein anwendbar ist, wohl den einzigen Behelf zur Trennung und Klassifizierung der verschiedenen γ -Strahltypen bildet. Weiters ist von der Erforschung des Zusammenhanges zwischen Absorption und Transformation der hier in Betracht kommenden kleinsten Wellenlängen einerseits und der Konstitution der absorbierenden Materie andererseits eine Vertiefung unseres Verständnisses sowohl für Strahlungsvorgänge als für den Bau der Atome zu erhoffen.

Am eingehendsten haben sich mit dieser Frage F. Soddy und A. S. Russell¹ beschäftigt, deren zahlreiche Untersuchungen die experimentellen Bedingungen nach allen Seiten überprüften und ein Datenmaterial erbrachten, das heute als das sicherste angesehen wird. Aus ihren Versuchen leiten sie der Hauptsache nach die Sätze ab: Die Absorption der γ -Strahlung von Radium erfolgt, abgesehen von (nicht systematischen) Störungen in den ersten Schichtdicken, exponentiell, daher ist die Strahlung homogen; bei den Messungen war weder der Einfluß einer gestreuten noch einer Sekundärstrahlung zu bemerken. Ein klarer Zusammenhang der so gewonnenen Absorptionskoeffizienten mit Atomgewicht oder

¹ F. Soddy und A. S. Russell. *Phil. Mag.* 18, 620, 1909; 19, 725, 1910; 21, 130, 1911. — A. S. Russell, *Jahrb. d. Rad.*, 9, 438, 1912; *Proc. Roy. Soc. A.*, 88, 75, 1913. — F. Soddy, *Phil. Mag.*, 20, 383, 1910. Dazu R. D. Kleeman, *Phil. Mag.*, 20, 248, 1910.

Dichte des Absorbers ist nicht zu erkennen. Auch A. Brommer¹ und V. F. Hess und R. W. Lawson² finden exponentielle Abklingung an Quecksilber und Blei und E. Rutherford und H. Richardson³ bestätigen bei ihrer für γ -Strahlung verschiedener Provenienz durchgeführten Absorptionsanalyse quantitativ und qualitativ die Resultate für Aluminium; dagegen wird das Verhalten des Bleis der γ -Strahlung gegenüber als abnormal bezeichnet.

Sieht man nun auch von einer quantitativen Übereinstimmung in den Angaben für den Absorptionskoeffizienten μ ab — er schwankt z. B. für Pb trotz exponentiellen Absorptionsverlaufes zwischen 0.495 und 0.64 —, so steht zunächst eben diese logarithmische Abklingung in argem Widerspruch mit einer Reihe von Tatsachen, die von anderweitigen Versuchen bekannt sind und allem Anschein nach als ebenso feststehend angesehen werden als die bis jetzt erwähnten Resultate der Absorptionsversuche. Es haben E. Rutherford und E. N. da C. Andrade⁴ bekanntlich mit Interferenzversuchen gezeigt, daß ein Ra- γ -Bündel tatsächlich komplex ist und Wellenlängen von $7 \cdot 10^{-10}$ bis $1 \cdot 4 \cdot 10^{-8}$ cm für Ra-C und Ra-B aufweist. Dementsprechend ergab die Analyse⁵ dieser inhomogenen Strahlung mit Absorptionsversuchen für Ra-B einen bei Aluminium 4.3 mal größeren Absorptionskoeffizienten als für Ra-C und dementsprechend ist ferner seit langem⁶ eine Erscheinung bekannt und von vielen Seiten bestätigt, die gewöhnlich mit dem Namen »Härtungseffekt« bezeichnet wird. Darunter sei hier die experimentelle Tatsache ver-

¹ A. Brommer, diese Sitzungsber., 121. Bd., p. 1563, 1912.

² V. F. Hess und R. W. Lawson, diese Sitzungsber., 125. Bd., p. 285 und p. 585, 1916.

³ E. Rutherford und H. Richardson, Phil. Mag., 25, 722, 1913.

⁴ E. Rutherford und E. N. da C. Andrade, Phil. Mag., 27, 854, 1914; 28, 263, 1914.

⁵ E. Rutherford und H. Richardson, l. c.

⁶ Vgl. u. a. O. Wigger, Jahrb. d. Rad., 2, 391, 1905. Y. Tuomikosky, Phys. Zeitschr., 10, 372, 1909. D. C. H. Florance, Phil. Mag., 20, 921, 1910; 27, 225, 1914. — F. Soddy und A. S. Russell, Phil. Mag., 21, 130, 1911. — I. A. Gray, Phil. Mag., 26, 611, 1913. — S. Oba, Phil. Mag., 27, 601, 1914. K. W. F. Kohlrausch und E. Schrödinger, l. c.

standen, daß der in irgendeiner Substanz gemessene Absorptionskoeffizient kleiner wird, wenn die γ -Strahlung vorher ein womöglich dichtes Filter (Hg oder Pb) zu passieren hatte, daß also durch die Vorschaltung des Filters die Strahlung scheinbar gehärtet wird; eine Erscheinung, die sich wohl am ungezwungensten durch Inhomogenität der Primärstrahlung und Abfilterung der weicheren Komponente erklären läßt. Während aber die weiche Ra-B-Strahlung schon nach geringer Schichtdicke (ungefähr äquivalent mit 1 *cm* Pb) unmerklich wird und von hier ab eine exponentielle Absorption möglich wäre, zeigen die Härtungsversuche, bei denen sich ein Einfluß noch bei etwa 4 *cm* Pb-Filterstärke bemerkbar macht, daß eine logarithmische Abklingung erst viel später zu erwarten ist. Weiters wissen wir heute, daß fast jedes von γ -Strahlen getroffene Material Ausgangspunkt einer neuen harten Strahlung ist, die wir als sekundär oder gestreut ansprechen; und in fast allen einschlägigen Arbeiten wird auf den möglichen Einfluß derselben für Absorptionsbestimmungen aufmerksam gemacht.

Wie kommt es nun, daß trotz dieser unzweifelhaft vorhandenen Störungen — Inhomogenität einerseits, Sekundärstrahlung andererseits — ein exponentieller Absorptionsverlauf erhalten werden könnte? Weder die experimentellen Arbeiten von Soddy und Russell noch die Erklärungsversuche von Gray scheinen mir hierauf eine zureichende Antwort zu geben.

Es ist wohl verständlich, daß man dem unter solchen prinzipiellen Bedenken gewonnenen Zahlenmaterial trotz der sonst aufgewendeten Sorgfalt mit einigem Mißtrauen begegnet. Bei einer Reihe von Publikationen kommt zu solchen und ähnlichen Einwänden noch dazu, daß durch Nichtbeachtung einiger vitaler Versuchsvorschriften (z. B. ungenügende Abschirmung des Präparats und daher unübersehbare Störungen durch Sekundärstrahlung von den Wänden, Nichtberücksichtigung des Einflusses unparalleler Strahlen usw.) die Verlässlichkeit in den Angaben sehr vermindert und das Chaos der Resultate vermehrt wird. Ist es doch so weit gekommen, daß in dem neuen Buch »Radioaktivität« auf p. 127 der für den

Experimentalphysiker einigermaßen beschämende Satz steht: »Somit erscheint der Absorptionskoeffizient μ einer bestimmten Substanz für die γ -Strahlung eines bestimmten Radioelementes als eine nicht eindeutige, sondern von der Versuchsanordnung abhängige Größe.«

Ich habe es mir nun zur Aufgabe gemacht, das gesamte hierhergehörige Tatsachenmaterial (Absorption, Härtung, Sekundärstrahlung) an ein und derselben gut definierten Apparatur einer neuerlichen quantitativen Untersuchung zu unterziehen, um vergleichbare Resultate zu erhalten. Bringt dies die erwünschte Aufklärung der bestehenden Widersprüche, dann soll eine Methode ausgearbeitet werden, mit deren Hilfe die Absorptionskoeffizienten auch von solchen Materialien bestimmt werden können, von denen nur beschränkte Quantitäten und Schichtdicken zur Verfügung stehen, um solcherart möglichst viele Elemente zur Beobachtung heranziehen zu können.

Was die Einteilung der Arbeit betrifft, so werde ich in dieser Mitteilung nur die Arbeitsmethode und die Resultate an Blei und Aluminium besprechen; in den nächsten Publikationen hoffe ich die Resultate an anderen Materialien bestätigen und schließlich den Zusammenhang zwischen Absorptionskoeffizienten und Konstitution der Materie geben zu können. Das — allerdings stark gekürzte — Beobachtungsjournal glaube ich trotz der gebotenen Raumbeschränkung nicht unterdrücken zu dürfen und werde es, um den Zusammenhang im Text nicht zu stören, im jeweiligen Anhang zusammenstellen und entsprechend darauf verweisen.

Die Versuchsanordnung.

Die verwendete Apparatur war dieselbe, wie die von uns bei der Untersuchung der weichen Sekundärstrahlung¹ benützte und es genügt eine schematische Beschreibung; bezüglich der Einzelheiten sei auf die zitierte Arbeit verwiesen.

Eine Eisenhohlkugel *A* von 30 *cm* Durchmesser enthielt ein mit den Kugelhänden quecksilberdicht verschraubtes

¹ K. W. F. Kohlrusch und E. Schrödinger, l. c.

horizontales Führungsrohr F von 2 cm innerer Lichte zur Aufnahme des Präparats; letzteres, 120 mg RaCl_2 , war in ein dünnwandiges Glasröhrchen von 0.4 cm Weite und 3 cm Länge eingeschmolzen und wurde mit Hilfe einer Patrone P zentral in F eingeführt. Da die Patrone 7 cm lang und das Glasröhrchen mit dem Präparat in ihrem rückwärtigen (in der Zeichnung Fig. 1 linkem) Ende untergebracht war, so konnten vor das Präparat noch mehrere Zentimeter dicke Schichten verschiedenen Materials als Filter eingelegt werden. An das das Ra enthaltende Mittelstück der Eisenpatrone war ein Rohr von 0.3 cm Wandstärke und 0.4 cm innerer Lichte eingeschraubt, das von einem durchbohrten Korkstoppel zentral im Führungsrohr F gehalten wurde. Der von der Patrone und

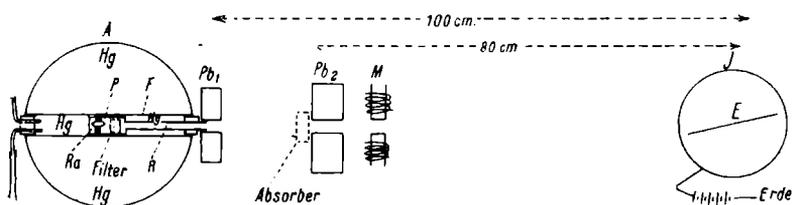


Fig. 1.

dem Rohr R freigelassene Raum innerhalb F konnte durch Heben eines Quecksilberniveaus in leicht ersichtlicher Weise mit Hg gefüllt werden, so daß das Ra-Präparat bis auf das durch R frei austretende Strahlenbündel allseitig von einem zur Ablendung schädlicher Strahlen genügend starken Absorber umgeben war. Eine 5.5 cm dicke, zentral gebohrte Bleiblende Pb_1 schwächte noch die durch die Eisenteile des Rohres hindurchgegangene Strahlung.

Das die Eisenkugel verlassende Strahlenbündel, das für unsere Zwecke als parallel angesehen werden kann, traf nach 20 cm auf eine 6 cm dicke Bleiblende Pb_2 von 16 cm äußerer und 2 cm innerer Lichte, an deren vorderen, der Kugel zugewendeten Seite die Absorber aufgestellt wurden. Als solche wurden hier Bleiplatten von verschiedener Dicke (0.02 bis 0.35 cm) und einer Größe von mindestens $4 \times 4\text{ cm}^2$ sowie Aluminiumscheiben gleicher Fläche und 0.5 cm Dicke benützt.

Nach Passieren der Bleibende Pb_2 durchlief das Parallelbündel das Feld eines du Bois'schen Magneten M , der bei 2.5 cm Poldistanz und 9.5 cm^2 Polfläche rund 1500 Gauß gab: die Kraftlinien verliefen so, daß die β -Strahlen nach der Zimmerdecke abgelenkt wurden. In einer Entfernung von 80 cm von Pb_2 (65 cm von den Magnetpolen) war das Ionisationsgefäß aufgestellt, das durch eine erdgeschützte, über 3 m lange Leitung mit einem Binant-Elektrometer von rund 200 cm Kapazität und einer Empfindlichkeit von nahe 0.6 Millivolt pro pars in Verbindung stand; die Empfindlichkeit wurde ständig kontrolliert und sehr konstant gefunden. Der in der langen Zuleitung infolge Kontaktpotentialdifferenzen bestehende freie Strom wurde durch Anlegen einer konstanten Spannung (≈ 0.5 Volt) an den »Erdschutz« kompensiert.

Das Ionisationsgefäß I bestand im wesentlichen aus einer horizontalen Grundplatte aus Messing, die einen aus 0.03 cm Al-Blech getriebenen Topf von 10 cm Höhe und 20 cm Durchmesser trug. Diese Grundplatte wurde zentral von einem mit Bernstein isolierten und mit »Erdring« versehenen Stift durchsetzt, der innerhalb des Al-Topfes eine 0.1 cm dicke, aufrechtstehende Al-Platte E vom Querschnitt $4 \times 17\text{ cm}^2$ als Elektrode trug; ihre Fläche war gegen die Strahlrichtung um 6 Grade geneigt, da Vorversuche ergeben hatten, daß in dieser Stellung die Ionisationswirkung der auftreffenden γ -Strahlen ihr Maximum hatten.

Das Stahlrohr K , die Blenden Pb_1 und Pb_2 , der Magnet M und die Symmetrieachse des Ionisationsgefäßes waren sorgfältig ausgerichtet und die Strahlrichtung so gewählt, daß die γ -Strahlen nach Durchsetzen des letzteren die offenen Türen dreier Zimmer durchlaufen konnten und erst nach 20 m auf eine zu störenden Sekundärererscheinungen Anlaß gebende Wand trafen.

Der Al-Topf des Ionisationsgefäßes war auf 320 Volt geladen. Gemessen wurde so, daß die Zeit abgestoppt wurde, die zur Durchwanderung eines bestimmten, der Stromstärke entsprechend gewählten Skalenintervalls notwendig war. Durch vorherige Aufladung des Elektrometers wurde erreicht, daß dieses Intervall zu gleichen Hälften links und rechts vom

Nullpunkt lag, so daß der eventuelle Isolationsverlust dadurch eliminiert wurde.

Im Verlauf der Messungen stellte es sich als wünschenswert heraus, das Präparat leicht aus der Kugel entfernen und wieder einsetzen zu können. Statt der beschriebenen Stahlpatrone mit angesetztem Rohr (in Hinkunft kurz Stahlrohr genannt) wurde ein gut in das Führungsrohr F passendes Messingrohr derart mit Blei ausgegossen, daß eine zentrale Bohrung von 4 mm Weite entstand, in deren rückwärtigen, im Kugelmittelpunkt gelegenen Ende das Glasröhrchen mit dem Präparat eingesetzt war. Nach rückwärts zu war die Strahlung abgedichtet durch einen analogen Bleizylinder ohne Bohrung. Knapp vor dem Präparat war die obere Hälfte des

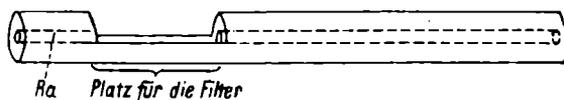


Fig. 2.

erstgenannten »Bleirohres« über eine Länge von 4 cm weggefeilt und die untere Hälfte ausgehöhlt (vgl. Fig. 2) zur Aufnahme der Filter. Dadurch wurden alle Manipulationen wesentlich erleichtert und dabei die Stromstärke weniger geändert, da die Lage des Präparats bezüglich des Ausschubkanales immer die gleiche blieb.

Die Versuchsbedingungen.

Ich setze im folgenden die Gültigkeit des Satzes -- wohl auch »Lambert'sches Gesetz« genannt -- voraus, daß eine homogene Wellenstrahlung beim Durchsetzen eines Mediums einen Energieverlust $-\frac{dE}{dx}$ erleidet, der proportional der noch vorhandenen Energie E ist. Ein homogenes, paralleles Strahlenbündel wird demnach exponentiell absorbiert und der Absorptionskoeffizient μ ist definiert durch

$$\frac{dE}{dx} = -\mu E \quad \text{oder integriert} \quad E = E_0 e^{-\mu x}.$$

Es liegt keine Veranlassung vor, von diesem Gesetze, das sich bisher für alle Wellenlängen bewährt hat, abzugehen, denn die gegenteilige Erfahrung an Korpuskularstrahlung ist für eine Wellenstrahlung nicht maßgebend.

Was mit der absorbierten Energie geschieht, ist, solange die Versuchsbedingungen dadurch nicht tangiert werden, irrelevant zum Nachweis des Gesetzes. Dieselbe kann je nach der bevorzugten Theorie, deren man sich zur Erklärung des Vorganges bedient, in Wärme umgewandelt werden, indem durch eine Resonanzerscheinung im Absorber mechanisches oder elektrisches Mitschwingen entgegen dämpfenden Kräften (Molekülstöße, Reibungskräfte, galvanischer Leitungswiderstand) erzeugt wird, oder indem die mitschwingenden Teile selbst Ausgangspunkte einer Energiestrahlung (Wellen- oder Elektronenstrahlung) werden und dadurch eine Dämpfung erleiden.

Im zweiten Falle ist eine Störung des regelmäßigen Verlaufes der Absorptionserscheinung möglich und das Experiment kann nur dann der Erwartung entsprechen, wenn jede Beeinflussung der Messung durch die sekundär erregte Strahlung ausgeschlossen ist. Ist diese Sekundärstrahlung qualitativ der primären ähnlich (Wellenstrahlung nahe gleicher Wellenlänge), so liegt ein Unterschied zwischen beiden nur darin, daß erstere ungerichtet ist, während man der letzteren eine bevorzugte Richtung im Raume vorschreiben kann. Vollständig ausschließen lassen sich die Sekundärstrahlen nicht, da immer ein Bruchteil derselben die Richtung der Primärstrahlen haben wird; doch läßt sich ihr Einfluß herabdrücken, wenn mit parallelen Primärstrahlen gearbeitet wird, da dann der Raumwinkel, unter dem vom Absorber aus der Energiemesser gesehen wird, durch Vergrößerung der Entfernung beliebig klein gemacht werden kann.

Ebenso wie der experimentelle Optiker den zum Erscheinungsgebiet nicht dazugehörigen Oberflächeneffekt der Reflexion berücksichtigt und dies gewissermaßen mit in die Definition nimmt, indem er von der Absorption des eintretenden statt auffallenden Lichtes spricht, ebenso muß hier der in entgegengesetztem Sinne wirkende Volumeffekt

der Sekundärstrahlen berücksichtigt werden; und es erscheint mir notwendig, die Absorption der γ -Strahlen experimentell zu definieren als den Energieverlust eines Parallelbündels beim Durchsetzen von Materie, gemessen im ursprünglichen Strahlenquerschnitt. Nur unter solchen Versuchsbedingungen kann das Lambertsche Gesetz zur Anwendung kommen, und umgekehrt können nur solche Versuche entscheidend dafür sein, ob man es mit homogenen oder komplexen Strahlen zu tun hat.¹

Man sieht, daß die im vorigen Kapitel besprochene Versuchsanordnung diesen Anforderungen genügt. In unserer zitierten früheren Arbeit haben wir gezeigt, daß eine photographische Aufnahme die Strahlenbreite in 42 *cm* Entfernung vom Präparat zu 1·1 *cm* im Durchmesser ergibt. Den Absorber trifft also ein etwa 1 *cm* breites Strahlenbündel, das sich bis zum Ionisationsgefäß auf 2 bis 3 *cm* verbreitert. Der Raumwinkel unter dem dessen ganze Breite vom Absorber aus gesehen wird, beträgt 7 Grade und dabei sind noch die sekundären Randstrahlen dieses Öffnungswinkels durch die Blende Pb_2 geschwächt. Außerdem wird die Ionisationswirkung derjenigen γ -Impulse, die die schief gestellte Plattenelektrode treffen, etwa verdreifacht, so daß die ursprüngliche Strahlrichtung bei der Messung wesentlich bevorzugt erscheint; das wäre die im Winkel von 1 Grad Öffnung enthaltene Strahlung. Durch die geringe Divergenz der Strahlen ist ferner erreicht, daß der Unterschied in der Dicke, den die peripheren Primärstrahlen gegenüber den zentralen im Absorber zurückzulegen haben, vernachlässigbar ist; Soddy und Russell zeigen, daß selbst bei einem Strahlenkegel von 18 Grad Öffnung die Berücksichtigung dieses Umstandes das Resultat nur um 2% beeinflusst.

Und endlich bietet die exakte, bis auf die Strahlrichtung allseitige Abschirmung des Präparats die Möglichkeit, den Betrag der sogenannten »natürlichen Zerstreung« (N. Z.),

¹ Aus diesen Ausführungen ist ersichtlich, daß der Standpunkt gegenüber dem in der vorläufigen Mitteilung eingenommenen geändert ist. Vgl. Anzeiger Nr. 5 der Kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien, vom 15. Februar 1917.

der von jedem gemessenen Sättigungsstrom abzuziehen ist, genau zu bestimmen. Der Einfluß dieser Korrekptionsgröße auf das Resultat, insbesondere bei kleinen Stromstärken, ist, wie mir scheint, in allen bisherigen einschlägigen Arbeiten zu wenig beachtet. Da es auch in dieser Untersuchung nicht zu vermeiden war, daß aus Messungen, bei denen künstliche und natürliche Ionisation von gleicher Größenordnung waren, Schlüsse gezogen werden mußten, so wurde erhöhtes Gewicht auf die Bestimmung dieser »Korrektions«-Größe gelegt. Die natürliche Zerstreuung wurde an den Beobachtungstagen mindestens einmal, meistens aber vor und nach jeder Beobachtungsreihe gemessen. Dazu wurde das Präparat aus der Hg-Kugel entfernt und in ein 35 *m* entferntes Zimmer gebracht, wo es außerdem allseits durch 4 *cm* Blei geschützt war, und der nun noch vorhandene Sättigungsstrom als Mittel aus mehreren Einzelmessungen bestimmt. Folgendes Beispiel möge über die Größenordnung und über die Veränderlichkeit der Werte orientieren:

Beobachtungsperiode	Mittel für N. Z.	<i>n</i>	Extreme
18. Nov. bis 29. Nov. 1916	0·0663	81	0·0593 bis 0·0707
30. » » 9. Dez.	0·0667	76	0·0597 » 0·0791
10. Dez. » 29. »	0·0628	74	0·0572 » 0·0722
20. » » 12. Jänner 1917	0·0576	70	0·0523 » 0·0662

Die Werte für Stromstärken sind hier wie überall in Millivolt pro Sekunde angegeben, *n* ist die Anzahl der zum Mittel verwendeten Einzelmessungen, wobei immer die Nadelwanderung über 5 Minuten verfolgt wurde. Beobachtungsreihen, bei denen sich während der Versuchszeit der Wert der natürlichen Zerstreuung wesentlich änderte, wurden nicht berücksichtigt und wiederholt. Obige Art zu messen sei im folgenden als »Normalmessung« bezeichnet; zu ihrer Kontrolle wurde zunächst das Präparat in einen 70 *m* entfernten Trakt des Hauses gebracht, um zu sehen, ob bei dem Normalversuch die Präparatstärke praktisch gleich Null wäre; beim nächsten

¹ Die Nähe des Radiuminstituts — gearbeitet wurde in nicht verseuchten Räumen des II. Physikalischen Instituts — ist eine Quelle für solche Störungen.

Versuch wurde das Präparat in der Kugel belassen und die Strahlrichtung zum Ionisationsgefäß durch 21 *cm* Blei blockiert. Die anschließend ausgeführten Messungen ergaben:

Normalmessung für N. Z.	0·0648	<i>n</i> = 5
Ra in dem 70 <i>m</i> entfernten Raum.....	0·0670	10
Ra in der Kugel; Absorber 21 <i>cm</i> Pb....	0·0666	10
Normalmessung für N. Z.	0·0706	5

Dies beweist, wie gut die allseitige Abschirmung des Präparats gewährleistet ist. Daß man es ferner tatsächlich mit einem γ -»Strahl« zu tun hat, zeigt folgender Versuch, bei dem das Präparat in der Kugel belassen und die Strahlrichtung durch Drehen der Kugel um ihre horizontale Achse so verschwenkt wurde, daß sie etwa 10 *cm* oberhalb des Ionisationsgefäßes vorbeiging:

Normalmessung für N. Z.	0·0625	<i>n</i> = 5
Ra in der Kugel; Strahl verschwenkt....	0·0627	10
Normalmessung für N. Z.	0·0623	5

Daraus folgt, daß auch ein Umkleiden der Ionisationskammer mit Blei ohne Einfluß auf die Messung sein muß, wenn nur die Eintrittsstelle für den Strahl, der im Falle, daß ohne Magnet gearbeitet wird, Sättigungsdicke für die sekundären β -Partikel haben muß, ungeändert bleibt. Und in der Tat ergab sich bei mehrfachen Versuchen mit durch Pb verstärkten Kammerwänden, wohl eine Änderung in der Absolutstärke der Ströme, nicht aber eine solche in den berechneten Absorptionskoeffizienten.

Die Versuche an Blei und Aluminium.

A. Mit Ausschluß der Sekundärstrahlung.

Nr. 1, 2, 3 und 4 des Anhanges geben Messungsreihen für die Absorption in Blei. Bei 1 und 2 war die Strahlung durch Bleiplättchen gefiltert, die, im ganzen 1·5 *cm* stark, in die Stahlpatrone eingelegt waren. Nr. 3 ist ohne Filter und Nr. 4 mit dem Bleirohr (vgl. p. 8) aufgenommen, wobei die Absorber innerhalb der Kugel, also wie die Filter angebracht

wurden. Durch passende Parallelverschiebung wurden die vier Meßreihen zu einer logarithmischen Kurve vereinigt, die Fig. 3 wiedergibt. Dabei wurde bei Nr. 1 und 2 die Filterstärke zur Absorberdicke addiert. Trotz der verschiedenen Versuchs-

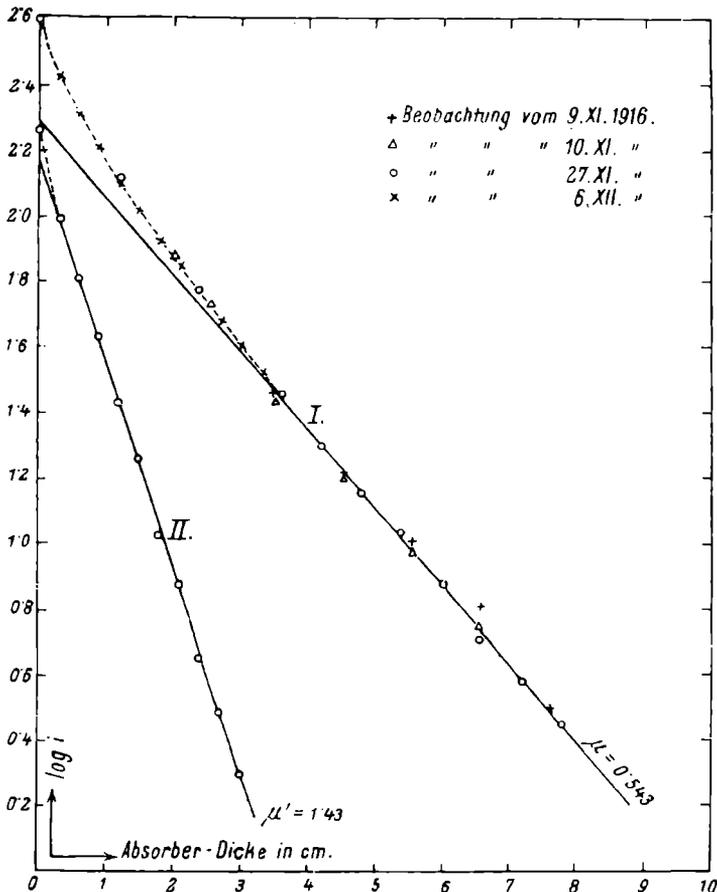


Fig. 3.

bedingungen erhält man einen glatten Kurvenzug; insbesondere die Einfügung von Nr. 4 in die anderen Beobachtungen beweist, daß nicht etwa eine vom Absorber ausgehende Sekundärstrahlung, die in diesem Fall in der Hg-Kugel zurückgehalten würde, die Messung stört. Weiters ist daraus zu ersehen, daß die Verwendung des Bleirohres mit dem größeren Kanal und

der daher größeren Strahlbreite (aber auch ergiebigeren Stromstärke) keine Schwierigkeiten macht.

Soddy und Russell haben unter anderen Versuchsbedingungen eine logarithmische Gerade erhalten, die nur

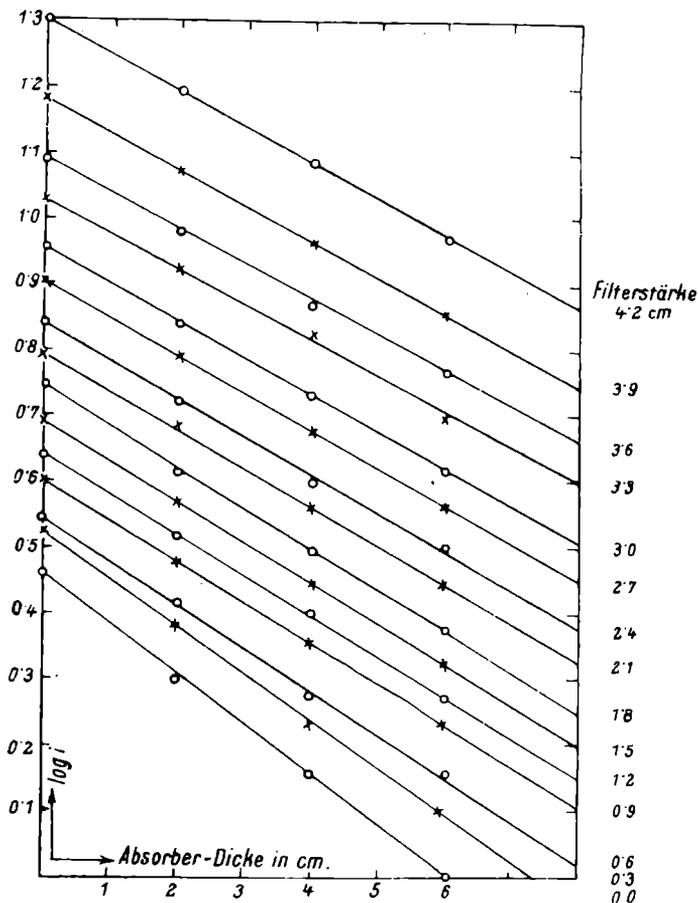


Fig. 4.

innerhalb des ersten Zentimeters Abweichungen zeigte; ihre Neigung entsprach einem Absorptionskoeffizienten für Blei $\mu = 0.495$. Die Kurve der Fig. 3 dagegen geht erst bei einer Absorberdicke von etwa 4 cm in eine Gerade über, deren Neigung einen Absorptionskoeffizienten $\mu = 0.543$, also um 10% größer, ergibt. Nicht der Unterschied in den Absolutwerten,

der sich durch Materialverschiedenheit, fehlerhafte Dickenmessung etc. erklären ließe, ist das Auffallende, vielmehr der ganz geänderte Absorptionsverlauf, der sich in der Kurvenform äußert.

Ihr erster Teil entspricht genau dem, was auf p. 3 als Härtungseffekt definiert wurde: die Strahlung erscheint desto härter (μ desto kleiner), je mehr Materie vorher durchlaufen war. Qualitativ dieselbe Erscheinung erhält man bekanntlich, wenn man den Absorptionskoeffizienten z. B. in Aluminium mißt und die Strahlung vorher durch Pb filtriert. Der Versuch wurde hier wiederholt; die Primärstrahlung wurde durch sukzessives Einlegen von 0.3 cm starken Pb-Blättchen mehr und mehr geschwächt und die Absorption der austretenden Strahlung in Aluminium (Schichtdicke 0, 2, 4, 6 cm) gemessen (Anhang Nr. 5). Fig. 4 enthält die Logarithmen der gemessenen Stromwerte, durch additive Konstanten voneinander getrennt. Zusammengehörige Punkte ordnen sich gut auf Geraden an, deren unterste der Filterstärke 0, deren oberste 4.2 cm Pb entspricht. Tabelle 1 enthält die gewonnenen Zahlenwerte. In der ersten Spalte sind eingetragen die Dicken der Bleifilter, in der zweiten die aus der Neigung der Kurven (Fig. 4) gerechneten Werte für den Absorptionskoeffizienten in Aluminium; hierbei wurde das Stahlrohr benützt, während eine zweite Versuchsserie (Spalte 5) mit dem Bleirohr durchgeführt wurde. Die letzteren Resultate (μ_1) sind nicht durch graphische Auswertung gewonnen, vielmehr wurden nur zwei Punkte bei $d = 0$ und $d = 3.9$ cm beobachtet und μ_1 daraus gerechnet. Die Bedeutung der dritten und fünften Spalte wird später besprochen.

Die Tabelle 1 zeigt, daß mit zunehmender Filterung der Absorptionskoeffizient auch in Aluminium abnimmt, bis er bei der Filterstärke Pb gleich 3.3 cm angenähert konstant bleibt; sonach wieder ein ausgesprochener Härtungseffekt.

An mehreren Stellen der einschlägigen Literatur (vgl. z. B. A. S. Russell, Jahrb. d. Rad., l. c.) wird behauptet, daß das Auftreten der Härtungserscheinung an gewisse Kombinationen der Atomgewichte von Filter und Absorber geknüpft sei. Obwohl diese Ansicht schon von S. Oba (l. c.) widerlegt

wurde, schien es mir nicht überflüssig, den Sachverhalt auch an meiner Anordnung zu überprüfen. Tabellen 2 und 3 enthalten die Ergebnisse. Bei den Versuchen der Tabelle 2 wurde als Filter Pb, Fe und Al, als Absorber Al verwendet (Anhang Nr. 6).

Tabelle 1.

1	2	3	4	5
Filter $d =$	μ	$\frac{i'}{I_0}$	μ_1	$\frac{i'}{I_0}$
0 <i>cm</i>	0·1762	0·415	0·1770	0·422
0·3	0·1646	0·328	0·1612	0·356
0·6	0·1534	0·283	0·1549	0·287
0·9	0·1436	0·184	0·1546	0·262
1·2	0·1421	0·146	0·1484	0·203
1·5	0·1451	0·142	0·1472	0·172
1·8	0·1428	0·116	0·1408	0·128
2·1	0·1366	0·076	—	—
2·4	0·1347	0·065	—	—
2·7	0·1312	0·058	—	—
3·0	0·1294	0·037	0·1399	0·060
3·3	0·1253	0·033	—	—
3·6	0·1259	0·011	0·1289	0·038
3·9	0·1262	0·007	—	—
4·2	0·1252	0·001	—	—

Tabelle 2.

Filter: Pb =	0	0·6	1·2	1·8 <i>cm</i>
$\mu_{Al} =$	0·177	0·155	0·148	0·141
Filter: Fe =	0	1	2	3 <i>cm</i>
$\mu_{Al} =$	0·177	0·163	0·159	0·129
Filter: Al =	0	1	2	3·5 <i>cm</i>
$\mu_{Al} =$	0·177	0·173	0·170	0·162

Tabelle 3 gibt die Resultate für Fe als Filter und Al, Fe und Pb als Absorber (Anhang Nr. 7).

Tabelle 3.

		Fe als Filter $d =$			
		0.5	1.5	2.5	3.5
Ab- sorption in	Al ..	0.175	0.166	0.154	0.154
	Fe ..	0.590	0.479	0.477	0.433
	Pb ..	0.758	0.787	0.676	0.666

Die Abweichungen in der letzten Zeile derselben rühren daher, daß die drei gemessenen Punkte, die zu einem μ gehören, bei Blei nicht in einer Geraden liegen und nur zwei davon willkürlich zur Berechnung verwendet wurden. Aus beiden Tabellen überzeugt man sich, daß jedes Material als Filter die Strahlung für jedes Material als Absorber härtet, und zwar offensichtlich desto mehr, je größer in erster Annäherung das Produkt Filterdicke \times Filterdichte ist. Es härtet demnach auch Al für Al und wenn davon in den untersten Kurven der Fig. 4 nichts zu merken ist, liegt die Schuld an der Kleinheit des Effektes, der bei dem engen Intervall, über das dort gemessen wurde, nicht zur Geltung kommt. In der Tat sieht man an einer ausführlicher beobachteten Absorptionskurve für Al (Anhang Nr. 8) eine deutliche Krümmung der logarithmisch aufgetragenen Anfangswerte.

Die nächstliegende¹ Erklärung für alle diese Erscheinungen ist die Annahme, die Strahlung sei inhomogen und es werde

¹ Um jedem Mißtrauen zu begegnen, sei folgender Versuch erwähnt: Da man vermuten könnte, daß durch irgend eine Eigenschaft der Meßinstrumente große Ströme bevorzugt werden, oder daß z. B. der verwendete Wert für N , Z , der Größenordnung nach falsch sein und auf solche Art eine tatsächlich nicht vorhandene Krümmung der logarithmischen Kurven vorgetäuscht werden könnte, wurde durch Änderung der Plattenneigung (Elektrode) die Absolutwerte der Ionisationsströme um ein Vielfaches verkleinert und μ gemessen. Es wurde demnach, ohne am Strahl etwas zu ändern, die

durch die ersten Schichtdicken, sei es des Absorbers oder des Filters, die weichere Komponente stärker geschwächt wie die harte. Es handelt sich nun darum, zu untersuchen, ob diese Deutung quantitativ genügt und wie man sie mit der unzweifelhaften Tatsache in Einklang bringen kann, daß unter gewissen, noch näher zu definierenden Versuchsverhältnissen eine mehr oder weniger gut ausgeprägte exponentielle Abnahme der Intensität eintreten kann.

Es sei zunächst die quantitative Seite der Frage besprochen. Die für Blei aufgenommene Absorptionskurve (Fig. 3) läßt sich zwanglos in zunächst zwei Komponenten zerlegen. Nach dem gewöhnlichen graphischen Verfahren wurde der geradlinige Endteil der logarithmischen Kurve (Fig. 3, I) nach rückwärts verlängert, die zu jedem beobachteten Punkt gehörige Ordinate interpoliert und ihr Numerus von den gemessenen Werten subtrahiert. Die Logarithmen dieser Differenzen sind in Fig. 3 unter II aufgetragen; abgesehen von einer Anfangsabweichung liegen sie auf einer Geraden, deren Neigung einen Absorptionskoeffizienten $\mu' = 1.43 \text{ cm}^{-1}$ ergibt. Faßt man diese Abweichung vorläufig als Beobachtungsfehler auf, so zeigt sich: Die Absorptionskurve in Blei setzt sich aus zwei Komponenten zusammen mit den Konstanten

$$K \dots \dots \mu = 0.543 \text{ cm}^{-1}; \quad i_0 = 1.98, \quad \frac{i_0}{i'_0} = 1.30,$$

$$K' \dots \dots \mu' = 1.43 \text{ cm}^{-1}; \quad i'_0 = 1.52, \quad i'_0$$

wobei i_0 und i'_0 die Anfangsintensitäten für die Absorberdicke $d = 0$ darstellen. Die Gleichung der Kurve ist

$$J = i + i' = i_0 e^{-\mu x} + i'_0 e^{-\mu' x}$$

und ergibt die Neigung

$$\frac{dJ}{dx} = \mu i + \mu' i'.$$

erzeugte Ionenzahl herabgesetzt. Es ergab sich innerhalb der Beobachtungsfehler kein Einfluß auf Gestalt und Neigung der Absorptionskurven:

Neigung der Empfängerplatte gegen den Strahl:

	J_0	μ_{Al}
6°	2.00	0.1516
50°	0.74	0.1494

Der auf gewöhnlichem Weg ermittelte Absorptionskoeffizient $-\frac{1}{J} \frac{dJ}{dx}$ ist sonach nicht konstant, sondern läßt sich (kleine Werte für x vorausgesetzt) entsprechend dem Ausdrucke

$$\frac{i}{J} \frac{dJ}{dx} = \mu + (\mu' - \mu) \frac{i'}{J}$$

als Funktion von $\frac{i'}{J}$ aufgetragen durch eine Gerade darstellen, die bei $\frac{i'}{J} = 0$ die Ordinatenachse im Punkte μ schneidet und deren Neigung durch $\mu' - \mu$ gegeben ist. Diese Beziehung gestattet eine quantitative Probe, da sie auf die in Tabelle 1

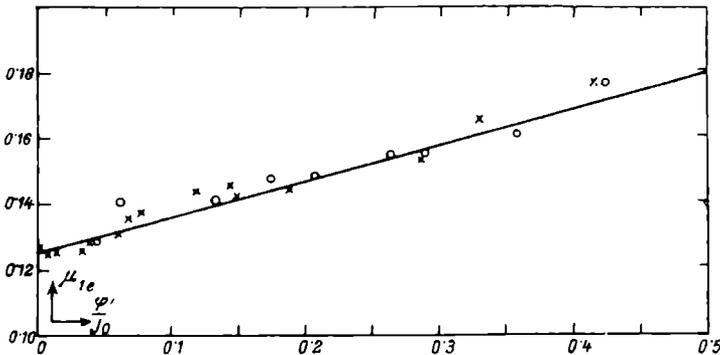


Fig. 5.

enthaltenen Härtungsversuche an Aluminium angewendet werden kann. Jeder Filterstärke ist ein i' zugeordnet, das aus dem gemessenen Wert J_0 (d. i. $i + i'$) und dem aus den Bleiversuchen bekannten $\frac{i}{i'}$ berechnet werden kann; die so erhaltenen Werte für $\frac{i'}{J_0}$ sind in die Zeilen 3 und 5 der Tabelle 1, eingetragen. In Fig. 5 sind dementsprechend die Absorptionskoeffizienten als Funktion von $\frac{i'}{J_0}$ eingezeichnet, und zwar entsprechen die gesterntten Punkte den Zahlen aus den Zeilen 2 und 3, die geringelten Punkte denen aus den Zeilen 4 und 5. Die Einordnung in eine Gerade ist eine befriedigende, wenn man bedenkt, daß diese Versuche nicht

eigens für diese Rechnung bestimmt waren; die Werte für die Anfangsintensitäten sind nicht ohneweiters miteinander vergleichbar, da zwischen jeder μ -Messung am Präparat zwecks Einlegens der Filter manipuliert werden mußte. Aus Fig. 5 ergeben sich die Konstanten für Aluminium zu

$$K \dots \dots \mu_{Al} = 0.125 \text{ cm}^{-1},$$

$$K' \dots \dots \mu'_{Al} = 0.23 \text{ cm}^{-1}.$$

Mit diesen Werten und dem aus der Zerlegung der Blei-
kurve bekannten Verhältnis $\frac{i_0}{i'_0}$ muß sich eine Absorptions-
kurve in Aluminium befriedigen lassen. In Fig. 6 sind die aus-
gezogenen Kurven mit Hilfe dieser Zahlen für Al und den
auf p. 18 gegebenen für Pb gerechnet und die beobachteten
Stromwerte dazu eingetragen. Die Anpassung an die Al-Kurve
erfolgte für die Stelle $d = 2 \text{ cm}$, da nach der Erfahrung bei
den Bleimessungen ein Mißtrauen gegen den ersten Wert bei
 $d = 0$ angebracht schien; scheinbar gerechtfertigt, denn auch
bei Al liegt der erste Beobachtungspunkt zu hoch. Im übrigen
ist die Übereinstimmung sehr gut.

Schreiben wir nun der Komponentenzerlegung reelle Be-
deutung zu, so lehrt ein Blick auf die Absorptionskonstanten
sowohl als auf das Verhältnis der Anfangsintensitäten, daß K'
keinesfalls mit der γ -Strahlung von Ra-B zu identifizieren ist,
denn nach den von Rutherford und Richardson gemachten
Angaben wäre für Ra-B $\mu_{Al} = 0.51 \text{ cm}^{-1}$ und $\frac{i'_0}{i_0}$ wurde viel
kleiner als hier gefunden, was allerdings auch in der Versuchs-
anordnung begründet sein kann. Dagegen wird man wahr-
scheinlich die allem Anschein nach systematische Anfangs-
abweichung dem Ra-B zuschreiben können.

B. Versuche mit Einschluß der Sekundärstrahlung.

Es mögen nun die Versuche besprochen werden, die
darauf abzielen, die Beobachtungsverhältnisse so zu ändern,
daß exponentielle Absorptionskurven erhalten werden. Die bis-
herigen Arbeiten auf diesem Gebiete legen es nahe, den Ein-
fluß der harten Sekundärstrahlung als maßgebenden Faktor

anzusehen. Obwohl auch diese Versuche nichts wesentlich Neues darstellen, liegen doch die Versuchsbedingungen in der benützten Anordnung so günstig, daß diesmal ein klares und deutungsfähiges Resultat zu erhoffen war.

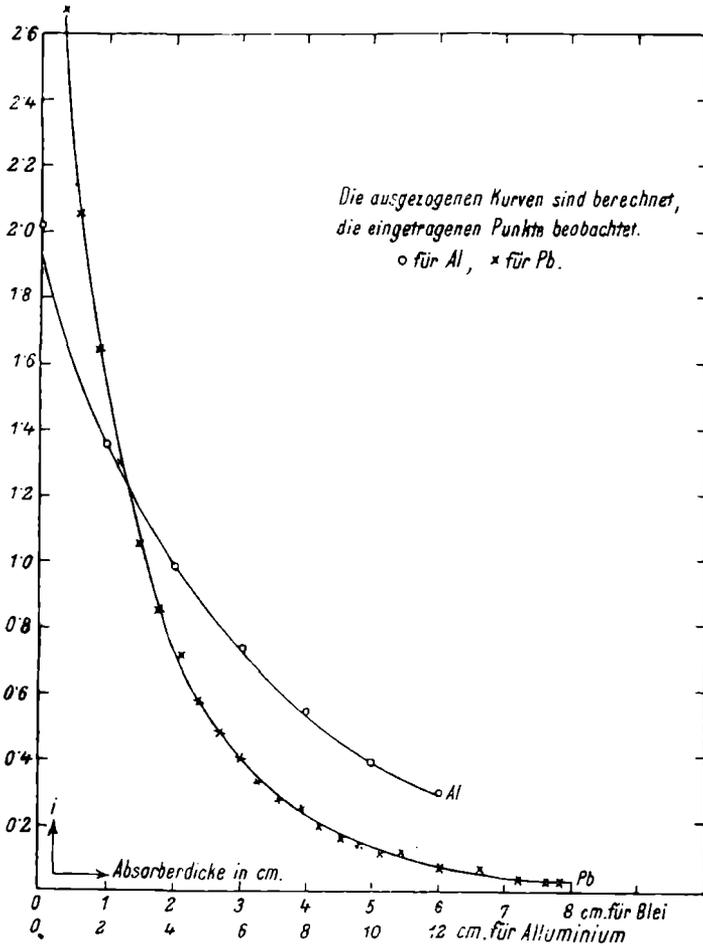


Fig. 6.

Es wurde zunächst bei gleichbleibender Entfernung zwischen Präparat und Ionisationsgefäß die Abhängigkeit der μ -Werte von der Stellung des Absorbers untersucht. Die Blenden und der Magnet wurden entfernt, die Vorderseite der

Aluminiumkammer durch 0·3 *cm* Bleiplatten verstärkt, um sicher Sättigungsdicke für die sekundäre β -Strahlung zu haben, und der Absorber entlang einer Eisenschiene, parallel zu sich selbst, verschoben. Die »Stellung« des Absorbers ist bei den folgenden Angaben vom Zentrum des Ionisationsgefäßes aus gerechnet, so daß der Gefäßweite entsprechend der Absorber in der Stellung 10 *cm* die Kammerwand berührt. Es ergab sich

	Absorberstellung				
	100	40	27	15	11 <i>cm</i>
μ_{Al}	0·165	0·164	0·139	0·120	0·099 <i>cm</i> ⁻¹

Man erhält demnach ab 40 *cm* eine scharfe Abnahme im Wert von μ_{Al} , was sich durch unrechtmäßiges Mitmessen einer sekundären Strahlung erklären läßt. Daß es sich um eine harte Strahlung handeln muß, zeigt ein Versuch, bei dem die Wandstärke der Stirnfläche allmählich, bis auf 1·2 *cm* Blei, verstärkt wurde.

	Wandstärke in Zentimeter Pb			
	0·3	0·62	0·93	1·24
μ_{Al}	0·099	0·108	0·094	0·100 <i>cm</i> ⁻¹

Der Absorber, eine 1 *cm* starke Al-Platte, stand bei 12 *cm*; innerhalb der Fehlergrenzen wird der Absorptionskoeffizient durch die Vergrößerung der Wanddicke nicht geändert, ein Zeichen, daß Primär- und Sekundärstrahlung bezüglich ihrer Härte von gleicher Größenordnung sein müssen.

Daß der Härtungseffekt in dieser Anordnung nicht etwa verschwindet, zeigen die folgenden Zahlen, bei deren Gewinnung als Filter Blei innerhalb der Kugel, als Absorber 1 *cm* Al verwendet wurden.

	Filterdicke in Zentimeter Pb				
	0	0·6	1·2	1·8	2·4
μ_{Al} . . .	0·1333	0·1078	0·0837	0·0811	0·0795

Für die weiteren Versuche wurde statt des bisher benutzten Ionisationsgefäßes ein bezüglich der Strahlachse symmetrisches verwendet, indem auf den in der Apparatbeschreibung erwähnten Messingteller statt des Aluminiumtopfes ein

Parallelepiped von der Stirnfläche $10 \times 10 \text{ cm}^2$ und Seitenfläche $10 \times 5 \text{ cm}^2$ aufgesetzt wurde. Die Wände und Decke bestanden aus 0.3 cm Pb , die Stirnwand aus 0.6 cm Pb , alle Flächen innen mit 0.03 cm Al verkleidet. Mit dieser Anordnung wurden nun zwei Absorptionskurven *A* und *B* für Blei aufgenommen; im Falle *A* stand der Absorber unmittelbar an

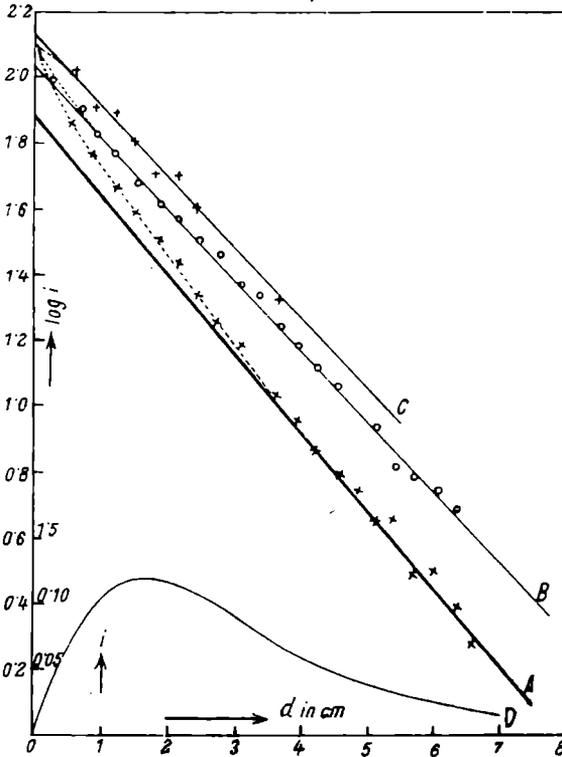


Fig. 7.

der Kugel (Stellung 100 cm , Öffnungswinkel zum Absorptionsgefäß kleiner als 1 Grad), im Falle *B* unmittelbar am Ionisationsgefäß (Stellung 2.5 cm). Daß bei letzterer Anordnung der Öffnungswinkel mit zunehmender Absorberdicke abnimmt, ist leider nicht zu vermeiden gewesen, da infolge der herrschenden Verhältnisse der Bau einer halbkugelförmigen Kammer unmöglich war.

A und B in Fig. 7 stellen die beiden so gewonnenen Kurven dar (Anhang Nr. 9). A zeigt das gleiche Bild wie I in Fig. 3 und gibt in zwei Komponenten zerlegt:

$$\mu_{Pb} = 0.547, \quad \mu'_{Pb} = 1.39; \quad \frac{i'_0}{i_0} = 1.66$$

(letzterer Wert ist durch die jetzt dickeren Kammerwände geändert; aus dem gleichen Grund erhält man hier keine Anfangsabweichung beim Zerlegen). Kurve B dagegen zeigt genau die Form der von Soddy und Russell gegebenen Absorptionskurven, eine Abweichung am Beginn und ab 1 cm eine Gerade, deren Neigung ein $\mu = 0.50$ berechnen läßt. Da sich die Meßanordnungen, mit denen dieser verschiedene Verlauf der Energieschwächung gewonnen wurde, nur durch die verschiedenen Öffnungswinkel vom Absorber zum Empfänger unterscheiden, wird man die Ursache hierfür mit Recht der in große Raumwinkel ausstrahlenden Sekundärerrscheinung zuschreiben, die den zur Abszissenachse konvexen Gang der logarithmischen Absorption mehr oder weniger verdeckt. Die Differenz der beiden Numeri obiger Kurven gibt eine Sekundärstrahlung (D in Fig. 7), die von der Dicke Null ansteigend ein flaches Maximum bei etwa $d = 1.7\text{ cm}$ erreicht und von hier an entsprechend der Schwächung der Primärstrahlung abnimmt; an anderer Stelle soll gezeigt werden, daß sich Kurve D mit einfachen Annahmen über die Sekundärstrahlung mathematisch darstellen läßt.

Auf p. 16 und p. 22 wurde gezeigt, daß sowohl bei Ausschluß der Sekundärstrahlung (Anordnung A) als auch, wenn sie mitgemessen wird, der Absorptionskoeffizient kleiner wird, wenn die Strahlung vorher gefiltert wurde; und doch ist der Mechanismus in beiden Fällen ein ganz verschiedener. In Anordnung A spielt der (vom Absorber räumlich getrennt zu denkende) Filter genau die gleiche Rolle, wie der Absorber; beide verändern gleichartig die mittlere Härte des Strahles; sie können miteinander vertauscht werden, ohne daß dabei der Absolutwert des Sättigungsstromes sich ändert. Das ist bei Anordnung B nicht mehr der Fall, weil der Absorber hier zwar ebenso wie der Filter die Strahlung siebt, außerdem

aber mitgemessene Sekundärstrahlung erzeugt: jetzt können Filter und Absorber verschiedenen Materials nicht mehr vertauscht werden, ohne die Stromwerte zu ändern. Während im ersten Fall der Filter nur bewirkt, daß die entsprechenden Anfangsstücke der Kurve *A* verschwinden, somit das konvexe Stück immer kleiner wird, bis nur mehr das gerade Ende übrig bleibt, muß sich die Filterung in Anordnung *B* ganz anders äußern; ohne Filter hatte die neu dazugekommene Sekundärstrahlung die Anfangskrümmung fast kompensiert. Wird durch das Filter diese Anfangskrümmung mehr und mehr entfernt, dann muß die Kurve allmählich nach unten konkav werden, was auch tatsächlich eintritt, wie aus Kurve *C*, Fig. 7, zu sehen ist. bei der mit Anordnung *B* und einer Filterstärke von 3·6 *cm* die Absorption in Blei gemessen wurde; wegen der Kleinheit der Stromwerte sind die Beobachtungsfehler groß.

Aus all dem ist zu sehen, daß die Annahme, der Primärstrahl sei inhomogen, zur wenigstens qualitativen Erklärung auch dieser Erscheinungen genügt. Wenn nun auch hierin sowie in den früher besprochenen quantitativen Folgerungen ein zwingender Beweis für die Richtigkeit dieser Annahme nicht zu sehen ist, wird sie doch durch ihre allseitige Brauchbarkeit sehr wahrscheinlich gemacht. An der Hand eines größeren Beobachtungsmaterials hoffe ich demnächst zeigen zu können, daß sie auch für andere Substanzen nicht versagt.

Einige Worte noch über eine andere naheliegende Erklärungsmöglichkeit. Stellt man sich auf den Standpunkt, daß nur jene Strahlung als absorbiert zu gelten hat, die durch ihre qualitative Verschiedenheit, also durch eine andere Wellenlänge, respektive Härte, eine Energieumformung im Absorber anzeigt, dann könnte man annehmen, daß die Sekundärstrahlung nur eine von ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkte Primärstrahlung sei, welche Annahme nach den Resultaten, die Florance und Gray erhalten haben, nicht unberechtigt sein dürfte, und könnte weiters daraus folgern, daß richtige Absorptionskurven nur mit Anordnung *B* zu erhalten sind; und aus der entsprechenden Kurve *B* in Fig. 7 müßte man, so wie dies Soddy und Russell getan haben, schließen, die Strahlung

sei homogen. Das Entstehen der Kurvenform A erklärt sich dabei ohneweiters aus dem nicht mitgemessenen abgelenkten Bruchteil der ursprünglich parallelen Primärstrahlen. Sieht man auch von dem eventuell quantitativ nicht ausreichenden Einwand ab, daß auch unter diesen Annahmen eine exponentielle Energieabnahme nicht zu erwarten ist, weil für den abgelenkten Teil wegen der verschiedenen im Absorber zurückzulegenden Weglängen kein einfaches Exponentialgesetz mehr gelten kann, so stößt diese Auffassung auch auf weitere, wie mir scheint, unüberwindliche Schwierigkeiten: Erstens ist sie nicht imstande, die Anfangsabweichungen, die bei Kurven der Type B (vgl. die von Soddy und Russell gegebenen) nicht systematisch, bald positiv, bald negativ, bald Null sind, zu erklären, und ebensowenig kann sie eine plausible Ursache für den Härtungseffekt geben; denn nach der von Gray gegebenen Erklärung, die übrigens, wenn auch sekundär wieder zur Inhomogenität führt, scheint mir wohl eine Vergrößerung, nie aber eine Verkleinerung des Absorptionskoeffizienten möglich und das ist nicht das, was beobachtet wurde.

Für die hier vertretene Anschauung wird ein eindeutiger Beweis aber auch erst dann erbracht sein, wenn es gelingt, die supponierte weichere Strahlung K' einem bestimmten Zerfallsprodukt unzweifelhaft zuzuschreiben. Dahingehende Vorversuche haben bis jetzt nur ein Wahrscheinlichkeitsresultat gezeitigt. Es ist leider nicht möglich, in der bisher beschriebenen Versuchsanordnung reines Ra-C zu verwenden, da die so erhältlichen Stromstärken viel zu klein sind. Es mußte demnach von vornherein auf eine quantitative Analyse der Strahlung verzichtet und mit Strahlenkegeln von großem Öffnungswinkel gearbeitet werden. Die Elektrode eines »auf den Kopf gestellten« Wulf'schen Elektrometers tauchte in ein zylindrisches Ionisationsgefäß von 13 cm Höhe und 20 cm Durchmesser, dessen Grundplatte auf einer 0.6 cm starken Bleibasis stand; dadurch waren β -Strahlen und der größte Teil der von Ra-B stammenden γ -Strahlen ausgeschaltet. 4 cm darunter befand sich das aktive Präparat, dessen Strahlung, abgesehen von dem etwa 65 Grad betragenden Raumwinkel zur Ionisationskammer, überall 6 bis 10 cm Blei zu durchlaufen hatte.

In den Strahlengang wurden Bleiplatten als Absorber bis zur Dicke von 2.6 cm eingeschaltet und so der Absorptionsverlauf geprüft. Verglichen wurde die Strahlung einer nach bekannter Methode auf Platinblech abgeschlagenen Menge Ra-C mit der eines schwachen Ra-Standardpräparats, in dem alle Zerfallsprodukte im Gleichgewicht standen. Die Kontrollmessungen an Ra-C ergaben dessen Reinheit durch die vollkommen logarithmisch verlaufende zeitliche Abklingungskurve mit der daraus gerechneten Abklingungskonstanten von 0.0355 min^{-1} . Der Verlauf der Absorptionskurven war nun sowohl bei Ra-C als bei Ra genau der gleiche, und zwar ergab er trotz des großen Öffnungswinkels vollkommene, parallele Gerade; als Mittel aus einer größeren Zahl von Einzelversuchen wurden die folgenden, nur als Maß der Neigung zu betrachtenden Absorptionskoeffizienten erhalten:

$$\text{Ra} \dots \dots \mu_{\text{Pb}} = 0.654\text{ cm}^{-1};$$

$$\text{Ra-C} \dots \dots \mu_{\text{Pb}} = 0.650\text{ cm}^{-1}.$$

Wenn nun auch diese Absolutwerte keine Materialkonstanten darstellen, so ist jedenfalls ersichtlich, daß durch Abtrennung aller anderen Zerfallsglieder an der harten γ -Strahlung des Ra qualitativ nichts geändert wird, die Inhomogenität also bereits im Ra-C enthalten sein muß; bei dem jetzt wohl sichergestellten dualen Zerfall ist dies vielleicht nicht so unwahrscheinlich. Doch bedarf dieser Punkt noch der weiteren Aufklärung.

Zusammenfassung.

An einem von Radium im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten stammenden parallelen γ -Strahlbündel wird gezeigt:

1. Die Form der Absorptionskurve hängt insofern von der Meßanordnung ab, als:
 - A. die Absorption nicht einfach exponentiell erfolgt, wenn die im Absorber entstehende harte Sekundärstrahlung nicht in das Ionisationsgefäß gelangt;
 - B. die Absorption, abgesehen von Anfangsabweichungen, einfach exponentiell erfolgt, wenn die harte Sekundärstrahlung mitgemessen wird.

2. Von der Anschauung ausgehend, daß bei der γ -Strahlung jede nicht in der Ursprungsrichtung auftretende Strahlungsenergie als durch Absorption verloren gegangen anzusehen ist, werden die nach Methode *A* gewonnenen Resultate als dem wahren Absorptionsvorgange entsprechend angenommen.

3. Die nach ihr erhaltenen Kurven lassen sich graphisch in zwei (eventuell drei) Komponenten zerlegen; die Resultate dieser Zerlegung erklären qualitativ und quantitativ sowohl die beobachteten Härtingserscheinungen als den Verlauf der nach Methode *B* erhaltenen Pseudoabsorptionskurven.

4. Qualitative Versuche machen es wahrscheinlich, daß die harten Komponenten, für die gefunden wurde:

$$\text{in Blei: } \begin{aligned} \mu &= 0.543 \text{ cm}^{-1}, \\ \mu' &= 1.43 \end{aligned}$$

$$\text{in Aluminium: } \begin{aligned} \mu &= 0.125 \text{ cm}^{-1} \\ \mu' &= 0.23 \end{aligned} \quad \text{und} \quad \frac{i_0}{i'_0} = 1.30,$$

beide von Ra-C stammen.

Anhang.

Nr. 1.

Filter = 1.5 cm Pb.

In Fig. 3 bezeichnet mit \triangle

Absorberdicke	i
Pb = 0.5 cm	0.454
1.02	0.325
2.04	0.171
3.06	0.095
4.08	0.057
5.03	0.034

Nr. 2.

Filter = 1.5 cm Pb.

In Fig. 3 bezeichnet mit \pm

Absorberdicke	i
Pb = 0.0 cm	0.771
2.04	0.209
3.06	0.120
4.08	0.074
5.02	0.047
6.09	0.023

Nr. 3.

Kein Filter.

In Fig. 3 bezeichnet mit \odot

Absorberdicke	i
Pb = 0.0 cm	3.120
1.2	1.063
2.4	0.4632
3.6	0.2316
4.2	0.1610
4.8	0.1145
5.4	0.0871
6.0	0.0612
6.6	0.0412
7.2	0.0313
7.8	0.0224

Nr. 4.

Absorber als Filter eingelegt.

In Fig. 3 bezeichnet mit \times

»Bleirohr«.

Filter =	i
0.0 cm	7.396
0.3	5.282
0.6	4.104
0.9	3.265
1.2	2.540
1.5	2.105
1.8	1.695
2.1	1.400
2.4	1.149
2.7	0.959
3.0	0.804
3.3	0.689

Nr. 5.,

Härtung in Aluminium.

Pb Filter	Absorber Al =					Absorber Al =	
	0 cm	2 cm	4 cm	6 cm	μ_{Al}	0 cm	3.9 cm
0	3.404	2.367	1.685	1.182	0.1762	3.485	1.739
0.3	2.364	1.711	1.223	0.890	0.1646	2.661	1.419
0.6	1.896	1.394	1.017	0.766	0.1534	1.954	1.068
0.9	1.194	0.8921	0.6654	0.5023	0.1436	1.725	0.944
1.2	0.9509	0.7101	0.5392	0.4043	0.1421	1.307	0.733
1.5	0.9262	0.6904	0.5160	0.3904	0.1451	1.120	0.6308
1.8	0.7567	0.5591	0.4254	0.3209	0.1428	0.8432	0.4871
2.1	0.5689	0.4398	0.3342	0.2542	0.1366	—	—
2.4	0.4917	0.3476	0.2816	0.2228	0.1347	—	—
2.7	0.3954	0.3041	0.2323	0.1789	0.1312	0.4484	0.2599
3.0	0.3278	0.2504	0.1955	0.1509	0.1294	—	—
3.3	0.2692	0.2111	0.1664	0.1247	0.1253	0.3692	0.2233
3.6	0.1964	0.1539	0.1176	0.0932	0.1259	—	—
3.9	0.1520	0.1190	0.0910	0.0712	0.1262	—	—
4.2	0.1422	0.1108	0.0856	0.0667	0.1252	—	—

Nr. 6.

Härtung in Aluminium.

Filter	Al =	
	0 cm	3.9 cm
1 cm Fe.....	2.123	1.126
2 Fe.....	1.386	0.7445
1 Al.....	2.951	1.506
2 Al.....	2.540	1.307
3.5 cm Al.....	1.999	1.063

Nr. 7.

Härtung in Al, Fe, Pb.

Dicke	Absorber =								
	Al				Fe		Pb		
	0	2	4	6	0.78	1.56	0.6	1.2	
	in Zentimeter								
Filter	Fe=0.5	5.343	3.891	2.720	1.906	3.601	2.482	2.864	1.793
	1.5	3.319	2.343	1.698	1.212	2.256	1.590	1.915	1.189
	2.5	2.025	1.500	1.078	0.809	1.435	1.001	1.217	0.801
	3.5	1.315	0.962	0.698	0.524	0.923	0.665	0.815	0.548

Nr. 8.

Absorption in Aluminium.

Al, $d =$	i	i
	beobachtet	berechnet
0 cm	2.020	1.908
2	1.363	1.363
4	0.991	0.987
6	0.726	0.720
8	0.540	0.530
10	0.386	0.392
12	0.298	0.293

Nr. 9.

Absorption in Blei. Ionisationsgefäß aus Pb.

Pb =	A	B	C
	i	i	i
0	1.233	1.233	1.233
0.30	0.920 ₅	0.990	0.108 ₄
0.61	0.719 ₀	0.811 ₁	0.103 ₈
0.91	0.578 ₆	0.675 ₅	0.077 ₈
1.22	0.472 ₅	0.586 ₆	0.077 ₂

	<i>A</i>	<i>B</i>	<i>C</i>
Pb ==	<i>i</i>	<i>i</i>	<i>i</i>
1.52	0.3807	0.4911	0.0628
1.83	0.3161	0.4294	0.0503
2.13	0.2650	0.3741	0.0498
2.44	0.2150	0.3203	0.0400
2.74	0.1775	0.2885	—
3.05	0.1508	0.2329	—
3.35	0.1199	0.2193	—
3.65	0.1077	0.1727	0.0324
3.94	0.0862	0.1910	—
4.25	0.0711	0.1300	—
4.54	0.0617	0.1142	—
4.84	0.0540	0.0937	—
5.15	0.0443	0.0873	—
5.42	0.0450	0.0658	—
5.75	0.0300	0.0619	—
6.03	0.0306	0.0558	—
6.35	0.0274	0.0491	—
6.64	0.0184	—	—
