

# Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung

Nr. 99

## Über die harte Sekundärstrahlung der $\gamma$ -Strahlen von Radium

Von

K. W. Fritz Kohlrausch

(Mit 5 Textfiguren)

Aus den Sitzungsberichten der Kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien  
Mathem.-naturw. Klasse, Abteilung IIa, 126. Band, 6. 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

**S m n 126 - 42**

Kohlrausch K. W. F.

# Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung

Nr. 99

## Über die harte Sekundärstrahlung der $\gamma$ -Strahlen von Radium

Von

K. W. Fritz Kohlrausch

(Mit 5 Textfiguren)

(Vorgelegt in der Sitzung am 10. Mai 1917)

### Einleitung.

Anläßlich von Versuchen über die Absorption<sup>1</sup> der  $\gamma$ -Strahlen wurden Beobachtungen über die dabei entstehende harte Sekundärstrahlung nötig, deren quantitative Auslegung im folgenden versucht werden soll. Die Existenz dieser sekundären  $\gamma$ -Strahlung ist seit den Versuchen von A. S. Eve,<sup>2</sup> J. A. McClelland<sup>3</sup> und G. Kučera<sup>4</sup> bekannt und seither mehrfach, insbesondere von D. C. H. Florance<sup>5</sup> untersucht worden. doch sind die Ergebnisse noch nicht geeignet zu einem abschließenden Urteil. Im Laufe der folgenden Ausführungen wird sich Gelegenheit ergeben, auf die wichtigsten Resultate hinzuweisen.

<sup>1</sup> Vgl. K. W. F. Kohlrausch, diese Sitzungsber., Mitt. aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. 97 und 98.

<sup>2</sup> A. S. Eve, *Phil. Mag.*, 8, 669, 1904; 16, 224, 1908; 18, 275, 1909.

<sup>3</sup> J. A. McClelland, *Phil. Mag.*, 9, 230, 1905.

<sup>4</sup> G. Kučera, *Ann. d. Phys.*, 18, 974, 1905.

<sup>5</sup> D. C. H. Florance, *Phil. Mag.*, 20, 21, 1910; 27, 225, 1914. —

Vgl. ferner: J. P. V. Madsen, *Phil. Mag.*, 17, 447, 1909; R. D. Kleeman, *Phil. Mag.*, 15, 638, 1908; J. A. Gray, *Phil. Mag.*, 26, 611, 1913.

Das Prinzip der hier durchgeführten Messungen, deren Apparatur in der erstzitierten Abhandlung<sup>1</sup> beschrieben ist, besteht in folgendem: Ein starkes Ra-Präparat ( $120\text{ mg RaCl}_2$ ) ist im Zentrum einer Quecksilber enthaltenden Eisenkugel *A* (Fig. 1) derart angebracht, daß seine  $\gamma$ -Strahlung nur in einem schwach divergierenden Bündel von etwa 1 Grad Öffnung und der Strahlbreite von  $0.5\text{ cm}$  im Durchmesser an der Austrittsstelle in den Versuchsraum gelangt; alle anderen Strahlrichtungen sind durch die Absorption in mindestens  $12\text{ cm Hg}$  praktisch auf Null geschwächt. Dieses intensive, nahezu parallele Strahlenbündel trifft in der Entfernung von  $100\text{ cm}$  auf eine parallelepipedale Ionisierungskammer *J* mit den Stirnflächen

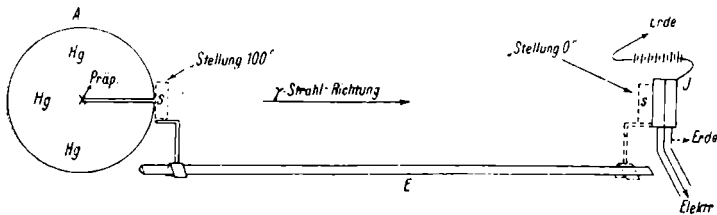


Fig. 1.

$10 \times 10\text{ cm}^2$  und den Seitenflächen  $5 \times 10\text{ cm}^2$ , deren Wandungen aus  $0.3\text{ cm}$  Blei (Stirnwand  $0.6\text{ cm Pb}$ ), innen mit  $0.03\text{ cm}$  Al-Folie verkleidet, bestehen. Die Außenwände sind auf  $320\text{ Volt}$  geladen; die Innenelektrode —  $7 \times 8\text{ cm}^2$  Messingblech — steht mit einem empfindlichen Binantelektrometer (Kapazität  $\sim 200\text{ cm}$ , Empfindlichkeit  $1\text{ pars} \sim 0.6\text{ Millivolt}$ ) in Verbindung. Entlang des Strahles läßt sich der Sekundärstrahler *S* parallel zu sich selbst auf einer Eisenschiene *E* verschieben; »Stellung 100« bezeichnet den Fall, daß der Strahler sich an der Austrittsstelle des Strahles aus der Quecksilberkugel, d. i.  $100\text{ cm}$  entfernt von der Stirnwand der Ionisationskammer befindet; bei »Stellung 0« ist der Strahler in Berührung mit der vorderen Kammerwand aufgestellt.

Verschiebt man nun ein und denselben Strahler — in Tabelle 1 z. B. eine  $0.4\text{ cm}$  dicke Kupferplatte — und mißt

<sup>1</sup> Vgl. auch K. W. F. Kohlrusch und E. Schrödinger, diese Sitzungsber., 123, 1319, 1914.

an der Geschwindigkeit der Nadelwanderung des Elektrometers den Sättigungsstrom und damit die ihr proportionale Ionisierungsstärke der in die Kammer gelangenden  $\gamma$ -Strahlung, so ergibt sich, wie Tabelle 1 zeigt, mit Annäherung des Strahlers an das Ionisationsgefäß, ein deutlicher Anstieg des Stromes. Da die Schwächung des Primärstrahles durch die Absorption in der Cu-Platte in allen »Stellungen« die gleiche ist, muß diese Änderung auf Rechnung einer Sekundärstrahlung gesetzt werden, deren Anteil an der Ionisierung mit Zunahme des Raumwinkels: Strahler—Ionisierungskammer wächst. In Tabelle 1 bedeutet  $d$  die Entfernung der Kupferplatte von der Stirnwand,  $i$  den gemessenen Strom und  $s$  den Anteil der Sekundärstrahlung. Letzterer wurde gerechnet, indem das Mittel der ersten fünf Stromwerte, die wegen ihrer Konstanz als durch Sekundärwirkung nicht gefälscht angesehen wurden, von den folgenden abgezogen wurde.

Tabelle 1.

$d$	$i$	$s$	$d$	$i$	$s$
	in $\frac{\text{Millivolt}}{\text{Sekunden}}$			in $\frac{\text{Millivolt}}{\text{Sekunden}}$	
100 cm	1·231	—	10 cm	1·279	0·049
50	1·230	—	9	1·281	0·051
40	1·227	—	8	1·288	0·058
30	1·230	—	7	1·302	0·072
25	1·231	—	6	1·308	0·078
20	1·254	0·024	5	1·320	0·090
15	1·253	0·023	4	1·316	0·086
14	1·251	0·021	3	1·327	0·097
13	1·271	0·041	2	1·337	0·107
12	1·272	0·042	0	1·354	0·124
11	1·277	0·047			

Nimmt man an, daß in Stellung  $d = 0$  alle, in Stellung  $d = 100$  keine Sekundärstrahlung (bezogen auf die »Austrittsstrahlung, emergence radiation«) in das Ionisationsgefäß gelangt,

so geben Beobachtungen in diesen beiden Stellungen durch ihre Differenz das über den ganzen vom Präparat abgewendeten Halbraum gebildete Integral der Sekundärstrahlung. Derartige Messungen wurden mit verschiedenen Strahlerdicken und den Metallen Pb, Sn, Cu, Ni, Fe, Zn durchgeführt. Der Einfluß der sogenannten »natürlichen Zerstreung«, d. i. der Strom, der auch ohne Präparatwirkung vorhanden ist, wurde, obwohl diese additive Konstante für andere Zwecke genau bestimmt werden mußte, dadurch eliminiert, daß zwei Werte, deren Differenz nach obigem zu bilden war, zeitlich unmittelbar anschließend beobachtet wurden.

Was die Abschirmung aller nicht zum Versuch gehörigen Strahlung, also die Schärfe des  $\gamma$ -Strahlbildes betrifft, läßt die Anordnung nichts zu wünschen über. Doch sei hier auf einige Mängel hingewiesen, deren Behebung bei dem derzeit herrschenden Mangel an Arbeitskräften und Material leider nicht möglich war. Erstens waren die als Strahler verwendeten Platten nur bei Pb und Fe vom gleichen Querschnitt wie die Breitseite der Ionisationskammer, bei den übrigen Metallen aber kleiner, nämlich  $7 \times 8 \text{ cm}^2$ ; also zwar noch wesentlich größer als der größte Querschnitt des Primärbündels (in »Stellung 0« etwa  $2.5 \text{ cm}$  im Durchmesser), aber doch nicht so groß, als eine einwandfreie Anordnung verlangen würde (vgl. weiter unten). Zweitens wäre mit Vorteil ein halbkugelförmiges Ionisationsgefäß zu verwenden gewesen, bei dem die Gewähr eine größere ist, daß die Austrittsekundärstrahlung in jeder Richtung gleichartige Ionisationswirkung hervorruft. Und drittens ist einzuwenden, daß bei Verstärkung der Strahlerdicke die ersten getroffenen Schichten von der Ionisationskammer abrücken; eine Tatsache, die zwar kaum zu vermeiden ist, aber zur Berücksichtigung eine arge Komplikation der Rechnung verlangen würde.

### Versuch und Theorie.

Tabelle 2 enthält die an den einzelnen Materialien gewonnenen Resultate. Jeder Metalldicke  $D$  ist der Effekt  $S$  der Sekundärstrahlung, ausgedrückt in Millivolt pro Sekunde, zu-

Tabelle 2.

Blei			Zink		Eisen		Nickel		Zinn		Kupfer		
D	S	S*	D	S	D	S	D	S	D	S	D	S	S*
0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0
0·30	0·0669	—	0·3	0·0580	0·3	0·060	0·25	0·071	0·3	0·064	0·1	0·015	—
0·61	0·1020	0·0127	0·6	0·1300	0·6	0·118	0·56	0·117	0·7	0·129	0·24	0·058	—
0·91	0·1100	—	1·2	0·1820	1·2	0·1928	0·81	0·162	1·2	0·1622	0·40	0·120	0·0072
1·22	0·1227	0·0145	1·8	0·1993	1·8	0·2069	1·11	0·1961	1·9	0·1893	0·90	0·1704	0·0158
1·52	0·1163	0·0142	2·4	0·1993	2·4	0·2080	1·36	0·2064	2·4	0·1954	1·29	0·1982	0·0244
1·83	0·1133	0·0138	3·0	0·1957	3·0	0·1995	1·67	0·2107	3·1	0·1886	1·79	0·2110	0·0270
2·13	0·1086	0·0171	3·6	0·1844	3·6	0·1785	1·97	0·2049	3·6	0·1819	2·19	0·2254	0·0271
2·44	0·1004	0·0164	—	—	4·2	0·1629	2·37	0·2115	—	—	2·69	0·1978	0·0301
3·05	0·0786	—	—	—	4·8	0·1342	—	—	—	—	3·06	0·1852	0·0270
3·65	0·0643	—	—	—	5·4	0·1264	—	—	—	—	3·48	0·1770	0·0259
4·26	0·0535	—	—	—	6·0	0·1118	—	—	—	—	—	—	—

geordnet.<sup>1</sup> Die mit einem Stern bezeichneten Zahlen für Pb und Cu wurden bei Beobachtungen erhalten, bei denen die Primärstrahlen innerhalb der Hg-Kugel 3·6 cm Blei zu passieren hatten, bevor sie den Strahler trafen. Man erkennt aus den mitgeteilten Daten den an solchen Sekundärercheinungen gewohnten Verlauf: Zunächst eine Zunahme des Effektes, bis bei einer vom Material abhängigen Dicke der Zuwachs kompensiert wird durch die Schwächung infolge Absorption, worauf eine durch die Härte der Primär- und Sekundärstrahlung gegebene Abklingung erfolgt.

Es soll nun versucht werden, diese Beobachtungsergebnisse rechnerisch zu verfolgen.<sup>2</sup> Daß man dabei nicht mit der Annahme auskommt, die Sekundärstrahlung ginge nur oder vorwiegend in der ursprünglichen Richtung der Primärstrahlen weiter, zeigt Tabelle 1 und zeigen die Resultate vieler anderer Autoren, bei denen die Sekundärstrahlung als über den ganzen Raum verteilt konstatiert wurde. Die Form der Verteilungsfunktion ist indessen noch unbestimmt. In Analogie mit den Erfahrungen bei der Röntgenstrahlung würden wir erwarten, daß die Sekundärstrahlung gleichmäßig über den Raum verteilt ist, falls sie einer »charakteristischen« Strahlung entspricht, dagegen Asymmetrien aufweist, falls sie als »gestreute« Strahlung aufzufassen ist. Florence sowohl als Gray (l. c.) neigen der letzteren Ansicht zu. Nach ihnen hätte man die Strahlung sowohl bezüglich der Strahlungsdichte als bezüglich der Strahlhärte asymmetrisch anzusetzen; doch ist dies noch keineswegs als feststehend anzusehen. Da nun ein solcher Ansatz der rechnerischen Behandlung sehr widerstrebt, da er weiters mit seinen vielen Materialkonstanten der Anpassung an die Erfahrung einen solchen Spielraum läßt, daß schließlich jede beobachtete Kurve damit erfüllt werden kann,

---

<sup>1</sup> Die Stromwerte, aus denen die Differenzen gebildet wurden, sind angegeben in diesen Sitzungsber., Mitt. aus dem Institut für Radiumforschung. Nr. 98.

<sup>2</sup> Über ähnliche Rechnungen vgl. K. W. F. Kohrausch und E. Schrödinger, l. c., und die ebenda auf p. 1351 zitierte Literatur. — Dazu J. P. V. Madsen, Phil. Mag., 12, 447, 1909. Ferner »Radioaktivität« von St. Meyer und E. v. Schweidler, Verlag Teubner, 1916, p. 66 ff.

und da drittens bei meiner Versuchsanordnung die Verwertung der peripheren Sekundärstrahlen nicht vollkommen einwandfrei ist und die Versuche daher nicht als vollgültiger Beweis für die eine oder andere Auffassung angesehen werden können, so habe ich versucht, ob die einfachsten Annahmen den Messungen genügen. Obwohl also erfahrungsgemäß die Eintrittsstrahlung (Strahlung diesseits des Radiators) schwächer ist als die Austrittsstrahlung, wurde angenommen:

1. daß die Strahlungsdichte über alle Winkel konstant ist;
2. daß die Härte der Sekundärstrahlen in jeder Richtung die gleiche ist;
3. daß die Meßanordnung keine Strahlrichtung bevorzugt und in jeder der beobachtete Ionisationsstrom ein gleichartiges Maß für primäre und sekundäre Energie darstellt;
4. daß die zur Entstehung von Sekundärstrahlen beitragenden Primärstrahlen homogen seien und daher exponentiell absorbiert werden, ebenso wie die nach 2. als homogen angesehene Sekundärstrahlung.

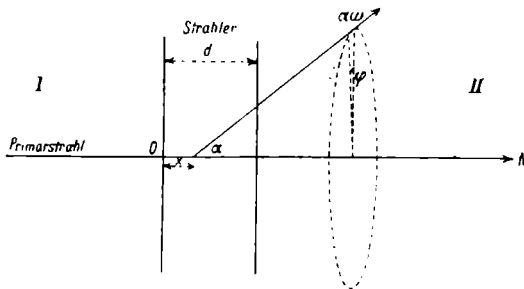


Fig. 2.

Es bezeichne  $E_0$  die Energie des Primärstrahles, der als ein paralleles Strahlenbündel sehr kleinen Querschnittes aufzufassen ist;  $\mu$  und  $\mu'$  die Absorptionskoeffizienten der primären und sekundären Strahlen. Der Primärstrahl  $N$  falle senkrecht auf einen Strahler der Dicke  $d$  (Fig. 2),  $\alpha$  sei der Winkel einer Sekundärstrahlung mit dem Einfallsstrahl und  $\varphi$  ein Azimutwinkel in einer Ebene senkrecht zu  $N$ . Ein in der Entfernung  $x$  vom Einfallspunkt  $O$  gelegenes Elementarvolumen vom Querschnitt des Strahlenbündels und der Dicke  $dx$



empfängt die Strahlungsenergie  $E_0 e^{-\mu x}$ , wovon der Bruchteil  $k E_0 e^{-\mu x} dx$  für sekundäre Wellenstrahlung verwendet wird. Nach Voraussetzung 1 entfällt auf die Raumwinkeleinheit

$$\frac{k E_0 e^{-\mu x} dx}{4 \pi}.$$

In der Richtung gegen das Raumwinkelement

$$d\omega = \sin \alpha d\alpha d\varphi$$

hat der Sekundärstrahl in der Platte noch den Weg  $\frac{d-x}{\cos \alpha}$  zurückzulegen, wird durch Absorption geschwächt im Verhältnis  $e^{-\mu' \frac{d-x}{\cos \alpha}}$  und liefert daher insgesamt nach  $d\omega$  den Betrag

$$\frac{k E_0}{4 \pi} e^{-\mu x} e^{-\mu' \frac{d-x}{\cos \alpha}} \sin \alpha d\alpha dx d\varphi. \quad (1)$$

Um die Strahlung der ganzen Plattendicke  $d$  in den Halbraum II zu erhalten, ist dieser Ausdruck zu integrieren nach  $\varphi$  von Null bis  $2\pi$ ; nach  $\alpha$  von Null bis  $\frac{\pi}{2}$ ; nach  $x$  von Null bis  $d$ .

Nach Durchführung der Integration nach  $\varphi$  ergibt sich

$$S = \frac{k E_0}{2} \int_0^d dx \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\alpha e^{-\mu x} e^{-\mu' \frac{d-x}{\cos \alpha}} \sin \alpha. \quad (2)$$

Nach der Substitution  $\frac{\mu'(d-x)}{\cos \alpha} = y$  und entsprechender Änderung der Grenzen erhält man

$$S = \frac{k E_0}{2} \int_0^d dx e^{-\mu x} \mu'(d-x) \int_{\mu'(d-x)}^{\infty} dy \frac{e^{-y}}{y^2}. \quad (2a)$$

Bezeichnet

$$Ei(-\eta) = - \int_{\eta}^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du$$

das sogenannte Exponentialintegral und ist

$$\eta Ei(-\eta) + e^{-\eta} = \Phi(\eta),$$

so ergibt die Integration nach  $x$

$$S = \frac{k E_0}{2} \int_0^d e^{-\mu x} \Phi [\mu' (d-x)] dx. \quad (3)$$

Die weitere Ausführung ist mir nur durch Reihenentwicklung der Exponentialfunktion gelungen. Setzt man  $\mu' (d-x) = z$  und  $\frac{\mu}{\mu'} = \beta$ , so erhält man (3) in der einfacheren Form

$$S = \frac{k E_0}{2 \mu'} e^{-\mu d} \int_0^{\mu' d} e^{\beta z} \Phi(z) dz. \quad (3a)$$

Nach der Entwicklung

$$e^{\beta z} = 1 + \beta z + \frac{\beta^2 z^2}{2!} + \frac{\beta^3 z^3}{3!} + \dots$$

kann gliedweise integriert werden mit Hilfe der folgenden durch partielle Integration leicht erhältlichen Beziehungen:

Da

$$\frac{d}{dz} Ei(-z) = \frac{e^{-z}}{z} \quad \text{und} \quad \frac{d}{dz} \Phi(z) = Ei(-z),$$

so ist

$$\begin{aligned} \int_0^a \Phi(z) dz &= \frac{1}{2} \left[ -e^{-z} + z \Phi(z) \right]_0^a = \dots = \psi_0(a), \\ \int_0^a z \Phi(z) dz &= \frac{1}{3} \left[ -e^{-z}(z+1) + z^2 \Phi(z) \right]_0^a = \dots = \psi_1(a), \\ \int_0^a z^2 \Phi(z) dz &= \frac{1}{4} \left[ -e^{-z}(z^2 + 2z + 2) + z^3 \Phi(z) \right]_0^a = \dots = \psi_2(a), \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ \int_0^a z^n \Phi(z) dz &= \frac{1}{n+2} \left[ -e^{-z}(z^n + n z^{n-1} + n(n-1) z^{n-2} + \dots \right. \\ &\quad \left. \dots + n!) + z^{n+1} \Phi(z) \right]_0^a = \dots = \psi_n(a). \end{aligned}$$

Damit geht (3a) über in

$$\begin{aligned} S &= \frac{k E_0}{2 \mu'} e^{-a} \left[ \psi_0(a) + \frac{\beta}{1!} \psi_1(a) + \frac{\beta^2}{2!} \psi_2(a) + \frac{\beta^3}{3!} \psi_3(a) + \dots \right] = \\ &= K e^{-a} \Psi(a), \quad (4) \end{aligned}$$

wenn  $\mu'd = a$  gesetzt wird. Das Maximum der Sekundärstrahlung erhält man am besten, indem man den nach  $d$  differenzierten Ausdruck (3a) gleich Null setzt, wobei sich ergibt:

$$\mu \int_0^{\mu'd} e^{\beta z} \Phi(z) dz = \mu' e^{\mu'd} \Phi(\mu'd). \quad (5)$$

An der Stelle des Maximums, bei  $d = \delta$ , läßt sich sonach das Integral (3a) ersetzen durch

$$S_{\text{Max}} = \frac{k E_0}{2 \mu} \Phi(\mu' \delta). \quad (6)$$

Und endlich ist die Neigung im Ursprung gegeben durch

$$\left[ \frac{dS}{d(d)} \right]_{d=0} = \frac{k E_0}{2 \mu'}. \quad (7)$$

Der Ausdruck (4) wurde von  $a = 0$  bis  $a = 10$  ausgewertet für die ersten sechs Reihenglieder, was für die im allgemeinen benötigte Genauigkeit ausreichen dürfte. Dazu wurden die in der bereits zitierten »Radioaktivität« von St. Meyer und E. v. Schweidler auf p. 489 enthaltenen Tabellen für  $e^{-x}$  und  $\Phi(x)$  benützt. Da bei derartigen Absorptions- und Strahlungsproblemen diese  $\psi$ -Funktionen häufig auftreten und ihre Auswertung willkommen sein dürfte, so gebe ich in Tabelle 3 die errechneten Zahlen für  $\psi_0$  bis  $\psi_5$ , ferner Spalte 8 die Werte für  $\Psi(a)$  für den Fall, daß  $\beta = 1$  ist und endlich in Spalte 9 die unter der gleichen Bedingung erhaltenen Zahlen für  $\frac{S}{K} = e^{-a} \Psi(a)$ .

Schon bei den ersten Versuchen, die Gleichung (4) mit Hilfe von (6) und (7) und dem bekannten Absorptionskoeffizienten  $\mu$  der härtesten  $\gamma$ -Strahlung den Beobachtungen anzupassen, stellte sich der Unterschied zwischen  $\mu$  und  $\mu'$  so klein heraus, daß die Genauigkeit der Messungen nicht hinreichte, um die Realität dieses Unterschiedes sicher zu machen. Es wurde daher versucht, ob Gleichung (4) unter der vereinfachenden, aber auch jede Willkür sehr beschränkenden Annahme

$$\mu = \mu', \text{ also } \beta = 1$$

Tabelle 3.

1	2	3	4	5	6	7	8		9
							$\xi = 1$		
$a$	$\psi_0(a)$	$\psi_1(a)$	$\psi_2(a)$	$\psi_3(a)$	$\psi_4(a)$	$\psi_5(a)$	$\Psi(a)$	$e^{-a}\Psi(a)$	
0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	
0·01	0·0098	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0098	0·0097	
0·05	0·0451	0·0010	0·0	0·0	0·0	0·0	0·0461	0·0438	
0·1	0·0838	0·0040	0·0002	0·0	0·0	0·0	0·0879	0·0795	
0·2	0·1481	0·0135	0·0019	0·0002	0·0	0·0	0·1626	0·1331	
0·3	0·1999	0·0264	0·0049	0·0012	0·0002	0·0	0·2295	0·1696	
0·4	0·2428	0·0412	0·0102	0·0028	0·0008	0·0001	0·2896	0·1942	
0·5	0·2784	0·0573	0·0175	0·0063	0·0018	0·0007	0·3457	0·2097	
0·6	0·3085	0·0738	0·0264	0·0111	0·0053	0·002	0·3976	0·2183	
0·7	0·3330	0·0903	0·0397	0·0187	0·0083	0·004	0·4474	0·2222	
0·8	0·3557	0·1069	0·0495	0·0279	0·0167	0·008	0·4929	0·2215	
0·9	0·3743	0·1223	0·0629	0·0386	0·027	0·013	0·5357	0·2188	
1·0	0·3903	0·1375	0·0774	0·0525	0·040	0·036	0·5773	0·2125	
1·1	0·4041	0·1520	0·0925	0·0685	0·058	0·047	0·6166	0·2052	
1·2	0·4161	0·1659	0·1085	0·0873	0·078	0·075	0·6549	0·1972	
1·3	0·4269	0·1787	0·1244	0·1071	0·103	0·11	0·6909	0·1882	
1·4	0·4355	0·1909	0·1411	0·1293	0·132	0·15	0·7254	0·1789	
1·6	0·4501	0·2128	0·1721	0·1776	0·205	0·27	0·7894	0·1594	
1·8	0·4613	0·2317	0·2050	0·2325	0·297	0·41	0·8506	0·1406	
2·0	0·4699	0·2480	0·2368	0·2916	0·413	0·63	0·9033	0·1222	
2·5	0·4834	0·2788	0·3056	0·4456	0·755	1·39	1·0224	0·0839	
3·0	0·4910	0·2987	0·3599	0·5947	1·17	2·53	1·1386	0·0569	
4·0	0·4973	0·3199	0·4323	0·8440	2·03	5·56	1·3252	0·0243	
5·0	0·4992	0·3283	0·4693	1·0088	2·99	9·83	1·4453	0·0097	
6·0	0·4997	0·3314	0·4863	1·1014	3·31	11·63	1·4924	0·0037	
7·0	0·4999	0·3325	0·4942	1·1484	3·58	13·62	1·5336	0·0014	
8·0	0·5	0·3331	0·4975	1·1769	3·79	15·13	1·5621	0·0005	
9·0	0·5	0·3332	0·4989	1·1890	3·89	16·01	1·5763	0·0002	
10·0	0·5	0·3333	0·4998	1·1977	3·97	16·71	1·5878	0·0001	
$\infty$	0·5	0·3333	0·5000	1·2000	4·00	17·1429	1·5927	0·0	

die Beobachtungen befriedigt. Dazu brauchen die Zahlen der Spalte 9 von Tabelle 3 nur mit einer solchen Konstanten  $K$  multipliziert werden, daß der Experimentalwert z. B. an der am sichersten bestimmten Maximalstelle erreicht wird, und sind zu denjenigen Abszissen aufzutragen, die aus Spalte 1

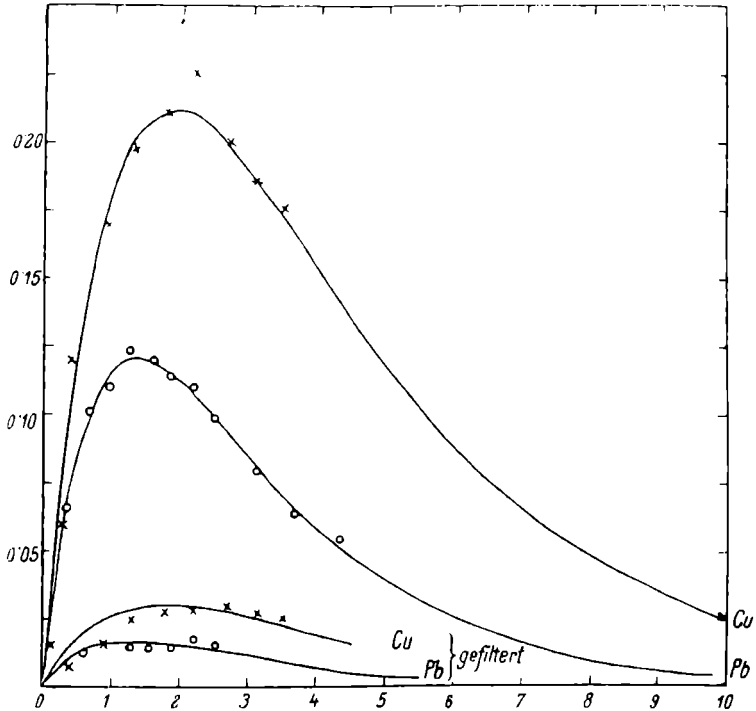


Fig. 3.

der Tabelle 3 durch Division mit der Absorptionskonstanten  $\mu$  der Primärstrahlen erhalten werden. Diese ist von anderweitigen<sup>1</sup> Messungen her bekannt. Mit Hilfe von nur zwei Konstanten, von denen die eine ( $\mu$ ) aus unabhängigen Beobachtungen erhalten wurde, muß die Anpassung an die Erfahrung bewerkstelligt werden können. Wie weit dies gelungen ist, zeigen die Fig. 3 und 4, in denen die ausgezogenen Kurven gerechnet und die Beobachtungen dazu

<sup>1</sup> K. W. F. Kohlrausch, l. c.

eingetragen sind. Die Übereinstimmung kann wohl eine gute genannt werden. Systematische Abweichungen treten nicht auf und die zufälligen Fehler sind nicht größer als sie bei

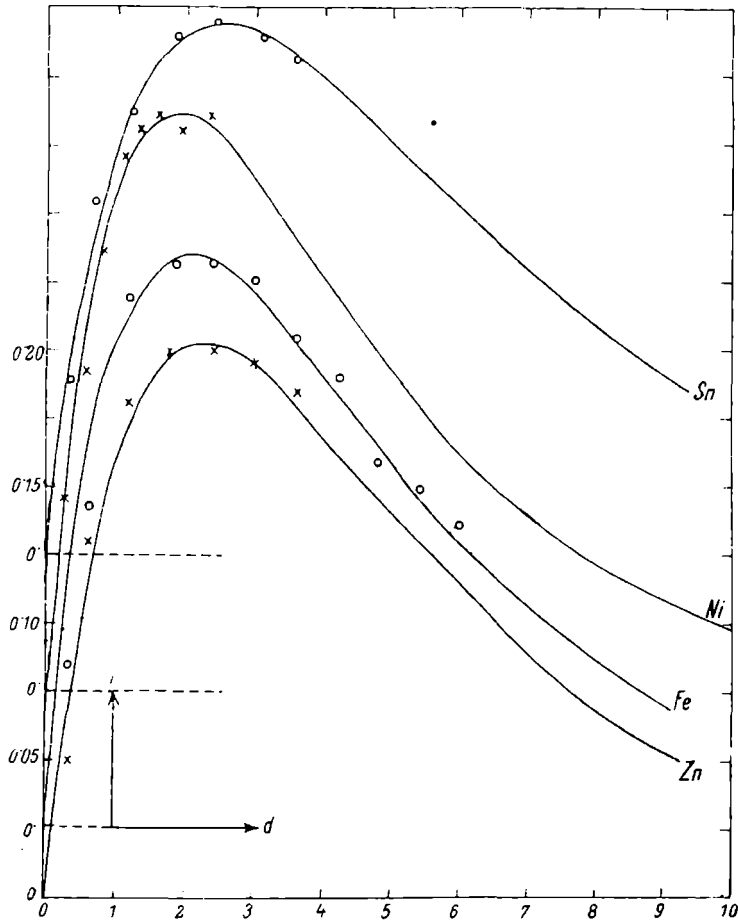


Fig. 4.

der Kleinheit<sup>1</sup> der gemessenen Effekte und der Beobachtungsgenauigkeit zu erwarten waren.

Die Richtigkeit der Annahme 4 über die Homogenität der zu Sekundäreffekten Anlaß gebenden Primärstrahlung ist

<sup>2</sup> Vgl. z. B. Tabelle 1.

nun noch zu beweisen, denn ich habe in den Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung Nr. 97 und 98 gezeigt, daß die  $\gamma$ -Strahlung von Ra komplexer Natur ist und, abgesehen von den weichsten Typen, aus drei Gruppen besteht, von denen die beiden härteren von Ra-C, die weichste von Ra-B stammen. Die Absorptionskoeffizienten der ersteren sind in Blei

$$\mu = 0.545, \quad \mu_1 = 1.4 \text{ cm}^{-1}.$$

Unmittelbar aus den beobachteten Werten läßt sich aber nicht entscheiden, ob nicht auch die zweithärteste Strahlung an der Produktion von Sekundärstrahlen beteiligt ist. Um hierüber ein Urteil zu bekommen, wurde die Strahlung vor

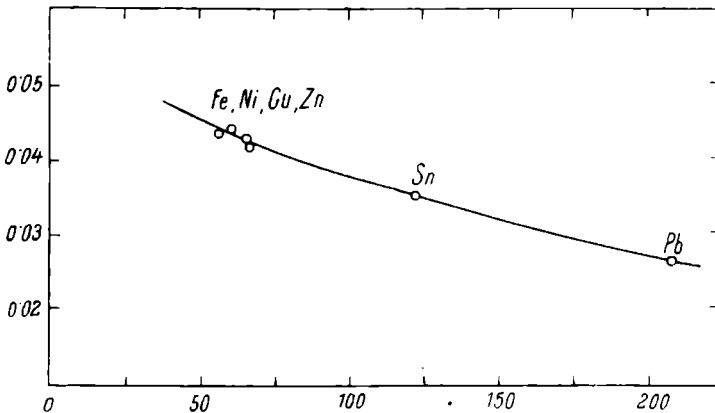


Fig. 5.

Auftreffen auf den Radiator durch 3.6 cm Blei gefiltert (Tabelle 2, Spalten \*) und hierdurch erfahrungsgemäß die weichere Komponente fast vollkommen entfernt. Da gleichzeitig auch die Intensität der harten Type geschwächt ist, so ist die nun entstehende Sekundärstrahlung absolut viel geringer. Die Abnahme für beide Komponenten rechnet sich mit Hilfe der bekannten Werte für  $\mu$  zu

$$J = J_0 \cdot 0.141; \quad J_1 = J_{01} \cdot 0.0058.$$

$J_1$  beträgt nach 3.6 cm Pb nur mehr 4% von  $J$ , wenn die Anfangsintensitäten gleich waren (was angenähert zutrifft). Wenn nun die Sekundärstrahlung nur von der härteren Strahlung stammt, muß sie gleichfalls um den Faktor 0.141 ge-

schwächt sein. In Fig. 3 wurden die ausgezogenen beiden untersten Kurven erhalten, in dem die ursprünglichen Werte der Sekundärstrahlung von Pb und Cu (obere Kurven) mit 0.141 multipliziert wurden. Die Übereinstimmung mit den beobachteten Zahlen ist genügend gut, um Annahme 4 zu sichern.

In der folgenden Tabelle 4 sind die hier verwendeten oder neu gewonnenen Konstanten, sowie Atomgewicht  $A$  und Dichte  $\rho$  der betreffenden Materialien zusammengestellt.  $K$  ist die Konstante, mit der die Zahlen der Tabelle 3, Spalte 9, multipliziert wurden, die also die berechneten Werte den Absolutzahlen der beobachteten gleich macht. Sie ist nach 4 gegeben zu

$$K \sim \frac{k E_0}{2 \mu}; \text{ also } k \sim k' = K \mu,$$

wobei  $E_0$  konstant angenommen und durch das Zeichen  $\sim$  angedeutet ist, daß nicht Energien, sondern die ihnen proportionalen Ionisationsströme gemessen wurden;  $\frac{k'}{\rho}$ , eine dem Massenstrahlungskoeffizienten (d. i. Sekundärstrahlung pro Masseneinheit) proportionale Größe, zeigt mit Ausnahme des etwas zu kleinen Wertes für Eisen eine Zunahme mit abnehmendem Atomgewicht und gibt graphisch, als dessen Funktion aufgetragen, eine zur Abszissenachse schwach konvexe Kurve (Fig. 5). Ein ähnliches Resultat erhält Florance (l. c.) in seiner ersten Arbeit.

Tabelle 4.

Substanz	$\rho$	$A$	$\mu$	$K$	$k'$	$\frac{k'}{\rho}$
Blei .....	11.3	207	0.545	0.540	0.296	0.0261
Zinn .....	7.3	119	0.291	0.876	0.255	0.0349
Zink .....	7.1	65	0.327	0.908	0.297	0.0418
Kupfer .....	8.9	64	0.399	0.951	0.379	0.0426
Nickel .....	8.8	58	0.402	0.960	0.386	0.0439
Eisen .....	7.8	56	0.356	0.942	0.335	0.0430



### Schlußbemerkung.

Ich möchte nun in der guten Übereinstimmung von Theorie und Experiment keineswegs einen Beweis für die Richtigkeit der Voraussetzungen über die im Raume gleichförmige Verteilung von Sekundärstrahlungsdichte und -härte erblicken. Dazu stünden diese Annahmen mit zu vielen, anscheinend gut fundierten, jedenfalls noch nicht widerlegten Erfahrungstatsachen in Widerspruch.<sup>1</sup> Daß aber diese Voraussetzungen der Wahrheit wesentlich näher kommen als die bisher übliche Darstellung, wonach die Sekundärstrahlung nur, oder sehr überwiegend in der Richtung der primären auftritt, halte ich für sicher und betrachte den hier eingeschlagenen Weg als einen Versuch, den Übergang zu der den tatsächlichen Verhältnissen voll entsprechenden Beschreibung zu erleichtern. Doch wird zur Erreichung dieses Zieles noch ein eingehendes Experimentalstudium nötig sein.

Zusammenfassend kann als Ergebnis dieser Mitteilung gesagt werden:

Trifft die komplexe  $\gamma$ -Strahlung von Ra auf Materie, so erzeugt die härteste Type ( $\mu_{\text{Pb}} = 0.545 \text{ cm}^{-1}$ ) eine durchdringende sekundäre Wellenstrahlung. Die experimentell erhaltenen Zahlen für die Gesamtenergie der »Austrittsstrahlung« lassen sich in ihrer Abhängigkeit von der Dicke der strahlenden Substanzen vorzüglich darstellen, wenn die Theorie von den zwar der Erfahrung nicht ganz gerecht werden den, aber einfachen und übersichtlichen Voraussetzungen ausgeht, daß die erregte Sekundärstrahlung von (nahe) derselben Qualität ist, wie die primäre und weder in bezug auf Intensitätsverteilung noch Härte Asymmetrien aufweist. Die Fähigkeit der Masseneinheit, Sekundärstrahlung zu erzeugen, wächst mit abnehmendem Atomgewicht.

<sup>1</sup> Auch die in Tabelle 1 gegebene Abnahme der Sekundärstrahlungsintensität mit der Entfernung zum Strahler erfolgt langsamer, als sie einer gleichförmigen Intensitätsverteilung entsprechen würde.