

widerstand bei  $T=39^{\circ}\text{K}$  liegt, verschiebt er sich für die Probe W 1 mit größerem Restwiderstand nach  $T=65^{\circ}\text{K}$ .

Für die in Tab. 1 zusammengestellten Größen  $\beta$  und  $\gamma$  besteht offenbar keine sehr starke Abhängigkeit von  $\bar{z}_0$ . Eine befriedigende Deutung für die kleinen individuellen Unterschiede der einzelnen Proben in der Temperaturabhängigkeit von  $\bar{z}$ , die sich in dem Unterschied der Konstanten  $\beta$  und  $\gamma$  äußert, können wir z. Z. noch nicht geben.

Daß sich  $\beta$  in dem weiten Bereich von  $\bar{z}_0=0,47\%$  bis  $\bar{z}_0=42\%$  nur wenig ändert, bedeutet, daß der Zusatzwiderstand der statischen Gitterstörungen für Wolfram bei Zimmertemperatur stets etwa 15 bis 20% höher ist als bei sehr tiefen Temperaturen.

Zum besseren Vergleich mit der Theorie sind in Tab. 2 (auf S. 128) die auf den temperaturunabhängigen Restwiderstand  $\varrho_R$  bezogenen gemessenen Abweichungen von der Matthiessenschen Regel

$\Delta/\varrho_R$  mit den nach der Näherungsformel (6) berechneten Werten zusammengestellt.

Ähnliche Abhängigkeiten des Restwiderstandes von der Temperatur wie bei Wolfram konnten auch bei Molybdän- und Titandrähten festgestellt werden.

Zusammenfassend ist also festzustellen, daß die hier erstmalig über einen größeren Temperaturbereich an Wolfram durchgeführten Messungen über die Abweichungen von der Matthiessenschen Regel eine völlige Bestätigung der theoretischen Voraussagen ergeben hat. Da die Kohlersche Theorie der Abweichungen von der Matthiessenschen Regel aus sehr allgemeinen Prinzipien heraus entwickelt worden ist, bilden diese experimentellen Ergebnisse auch eine Stütze für die Grundlagen dieser allgemeinen Theorie.

Herrn Prof. Dr. M. Kohler danken wir für sehr wertvolle Diskussionen über die hier behandelten Fragen.

## Absolute Dosismessung im Gebiet der weichen und sehr weichen Röntgenstrahlung mit Hilfe einer totalabsorbierenden Ionisationskammer

Von E. BUNDE, D. LANG, W. POHLIT und A. SEWKOR

Aus dem Max-Planck-Institut für Biophysik, Frankfurt/Main, Abteilung für Standarddosimetrie, Ockstadt, Direktor: Prof. Dr. B. Rajewsky

(Z. Naturforsch. 9a, 129—134 [1954]; eingegangen am 28. Oktober 1953)

Es werden Messungen beschrieben, die Übereinstimmung zwischen einer total absorbierenden Ionisationskammer und der Weichstrahl-Standardkammer des Max-Planck-Institutes für Biophysik ergeben. Damit wurde eine weitere Meßanordnung in Betrieb genommen, die besonders für die Absolutmessung der Dosis in „röntgen“ im Gebiet der sehr weichen Röntgenstrahlen geeignet ist.

In den letzten Jahren wurden zwei Standardanlagen entwickelt und aufgebaut\*, die eine exakte Absolutmessung der Strahlendosis in „röntgen“ in einem Bereich von 6 kV bis 350 kV ermöglichen. Es handelt sich dabei um eine Faßkammer<sup>1</sup> mit einem Meßbereich von 30 kV bis 350 kV und um eine Weichstrahl-Standardkammer nach dem Parallelplattensystem<sup>2</sup> für 3 kV bis 50 kV. In einer früheren Arbeit<sup>2</sup> wurde unter anderem der Anschluß dieser beiden Kammern aneinander bei 33 kV und 52 kV beschrieben. Es ergab sich dabei eine Über-

einstimmung der Meßwerte der beiden Kammern, die innerhalb der Fehlerbreite lag.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit einer dritten auf Veranlassung von Herrn Prof. Rajewsky aufgebauten Absolutkammer, wie sie erstmalig in unserem Institut von Wilhelm<sup>3,4</sup> verwendet wurde. Durch unsere Messungen wurde der Anschluß der Weichstrahl-Standardkammer an die „Wilhelmy-Kammer“ bei 6 kV und 8 kV erreicht; damit werden Strahlungen mit Erzeugungsspannungen von 3 kV bis 350 kV von drei unabhän-

\* In der Abteilung für Standarddosimetrie in Ockstadt des Max-Planck-Institutes für Biophysik zu Frankfurt (Main).

<sup>1</sup> R. Jaeger, Strahlentherapie 89, 481 [1953].

<sup>2</sup> E. Bunde, A. Sewkor, B. Rajewsky u. R. Jaeger, im Druck.

<sup>3</sup> E. Wilhelmy, Strahlentherapie 44, 161 [1932].

<sup>4</sup> E. Wilhelmy, Physik. Z. 37, 103 [1936].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

gen, untereinander übereinstimmenden Standardkammern erfaßt.

### Wilhelmy-Kammer und Versuchs-anordnung

Es ist das wesentliche Kennzeichen der „Wilhelmy-Kammer“, daß in ihrem Meßvolumen die gesamte einfallende Röntgenstrahlung absorbiert wird. Abb. 1 zeigt halbschematisch die Konstruktion, Abb. 2 die Ansicht ohne Eintrittsblende und Stirnwanddeckel.

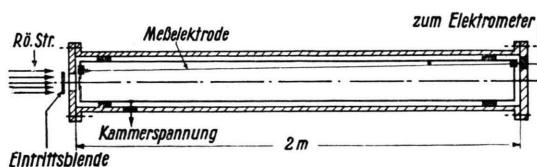


Abb. 1. Ionisationskammer für Totalabsorption.

Die Kammlänge von 198 cm bedeutet praktisch Totalabsorption der Röntgenstrahlung bis etwa 9 kV. Der innere Kammerdurchmesser ist mit 18 cm ausreichend groß, um die gesamten Elektronenbahnen auszunützen.

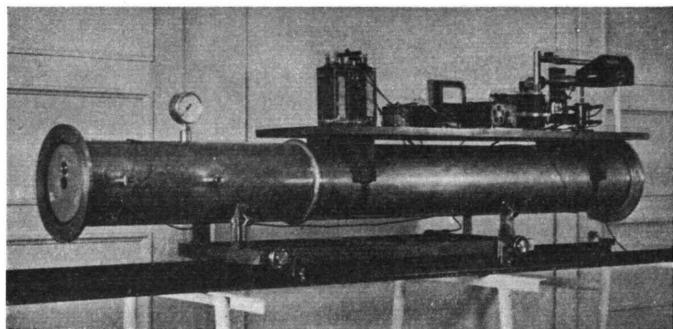


Abb. 2. Ansicht der Ionisationskammer mit Meßanordnung.

Nach Wilhelmys Ableitung<sup>4</sup> ist die Dosis  $D$  durch folgende Gleichung gegeben:

$$D_{[r]} = 3 \cdot 10^9 \frac{Q [\text{Cb}]}{q [\text{cm}^2]} \cdot \mu [\text{cm}^{-1}] \quad (1)$$

Dabei bedeutet  $Q$  die mit der „Wilhelmy-Kammer“ unter Sättigungsspannung gemessene Ladung bei Totalabsorption,  $q$  den Querschnitt der Eintrittsblende und  $\mu$  den auf Normalbedingungen reduzierten Luftschwächungskoeffizienten am Ort der Eintrittsblende.

Gl. (1) läßt sich auch auf andere Weise leicht einsehen: Wegen der Totalabsorption ist die Größe  $Q$  der

Röntgenstrahlenenergie proportional, die durch  $q \text{ cm}^2$  in die „Wilhelmy-Kammer“ gelangt. Die allgemeine Beziehung zwischen Dosis  $D$  und Energiefuß  $\Phi$  ist aber (vgl. weiter unten):

$$D = \Phi \mu.$$

Diese Beziehung gilt auch bei inhomogenen Strahlen, wie Wilhelmy nachwies.

Die Bestimmung von  $\mu$  ist gesondert vorzunehmen. Eine direkte Messung besteht darin, daß man durch Verschieben der Kammer längs des Strahlensbündels — bei feststehender Eintrittsblende — eine Luftschwächungskurve aufnimmt und daraus  $\mu$  in bekannter Weise bestimmt. Wilhelmy bevorzugte eine indirekte  $\mu$ -Bestimmung, bei welcher der Aluminium-Schwächungskoeffizient gemessen wird. Unter Ausnutzung des konstanten Verhältnisses der Schwächungskoeffizienten von Aluminium und Luft innerhalb 3,5 kV und 12 kV<sup>5</sup> kann man den Luftschwächungskoeffizienten ermitteln (vgl. weiter unten).

Der Vergleich zwischen Weichstrahl-Standardkammer und „Wilhelmy-Kammer“ bei 8 kV und 6 kV wurde unter weitestgehender Ausschaltung der Fehlerquellen vorgenommen, wie es früher beim

Vergleich zwischen Weichstrahl-Standardkammer und Faßkammer der Fall war<sup>2</sup>. Für beide Kammern wurde dieselbe Eintrittsblende, derselbe Normalkondensator und dasselbe Präzisionsvoltmeter benutzt. Die Ionenladung wurde nach dem Townsend-Verfahren kompensiert und gemessen. Alle Meßwerte wurden auf die Anzeige einer „Monitorkammer“ bezogen. Um trotz des Abstandes Fokus-Eintrittsblende von 60 cm, der wegen der Größe des Röhrenfokus und der Strahlendivergenz notwendig war, geeignete Meßwerte zu erhalten, wurde bei 6 kV noch ein evakuiertes Rohr mit dünnem Eintritts- und Austrittsfenster in den Strahlengang gebracht; es ergab sich dabei eine fünffache Steigerung der Dosis am Meßort. Die übrigen Einzelheiten der Meßanordnung sind aus Abb. 3 zu ersehen.

### Messungen, Ergebnisse und Fehler

Der Vergleich von „Wilhelmy-Kammer“ und Weichstrahl-Standardkammer besteht darin, daß die Ladungsmessungen mit beiden Kammern zu-

<sup>5</sup> M. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen, Springer-Verlag, 2. Aufl. 1931.

einander in Beziehung gesetzt werden. Wir verfahren folgendermaßen:

1. Durch schrittweises Verschieben der Weichstrahl-Standardkammer bei feststehender Eintrittsblende läßt sich die Dosisverteilung längs des Röntgenstrahlenbündels ermitteln. Das Integral über die so gewonnene Schwächungskurve muß dann die gleiche, auf die Anzeige der Monitorkammer bezogene Ladungsmenge ergeben, wie sie von einer Messung mit der „Wilhelmy-Kammer“ erhalten wird.

2. Für den Dosisvergleich ist noch die Bestimmung des Luftschwächungskoeffizienten am Ort der feststehenden Eintrittsblende notwendig. Wie oben erwähnt, wird  $\mu$  durch Verschieben der „Wilhelmy-Kammer“ gemessen. Nach Gl. (1) wird dann die Dosis berechnet und mit den Angaben der Weichstrahl-Standardkammer verglichen.

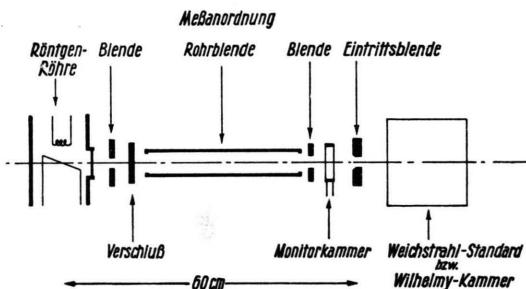


Abb. 3. Meßanordnung für den Vergleich der beiden Kammerarten.

Die Größe  $\mu$  wird im Grunde aus einer Differenzmessung gewonnen. Daher ist die Dosismessung nach Gl. (1) letztlich so aufzufassen, daß beim Verschieben der „Wilhelmy-Kammer“ um eine Strecke, die klein ist gegen diejenige der Totalabsorption, die dabei gemessene Ladungsdifferenz die Ladung bedeutet, die längs dieser kleinen Luftstrecke auftritt. Damit kann die Dosis durch Ladung pro ccm ausgedrückt werden.

Wir formulieren ( $V$  Volumen,  $x$  Luftstrecke):

$$D = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{q dx} = \frac{Q}{q} \frac{dq}{dx}.$$

Nach dem Schwächungsgesetz für Röntgenstrahlen ist dann

$$D = \frac{Q}{q} \mu$$

$$\text{bzw. } D_{[r]} = 3 \cdot 10^9 \frac{Q[\text{Cb}]}{q[\text{cm}^2]} \mu[\text{cm}^{-1}]. \quad (1)$$

Mit einem Dosismeßgerät, etwa der Weichstrahl-Standardkammer, wird bei heterogenen Strahlen nicht

der Intensitäts-Schwächungskoeffizient, sondern der Dosis-Schwächungskoeffizient gemessen, der beispielsweise 25% größer sein kann. Diese prinzipiellen Fragen sind ausführlich in einer Arbeit von Jaeger<sup>6</sup> behandelt. Abb. 4 zeigt zwei logarithmische Schwächungskurven, die eine für die Energie, gemessen mit der „Wilhelmy-Kammer“, die andere für die Dosis, gemessen mit der Weichstrahl-Standardkammer.

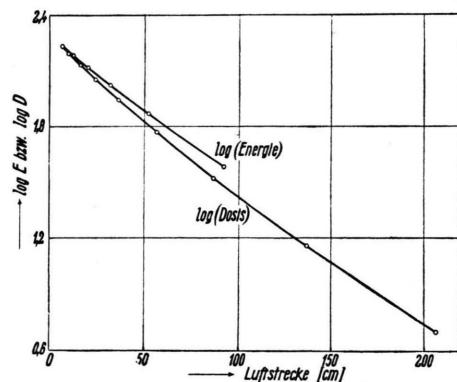


Abb. 4. Logarithmische Schwächungskurven für Energie und Dosis.

Abb. 5. zeigt eine Dosis-Schwächungskurve (aufgenommen mit der Weichstrahl-Standardkammer bei 8 kV), die zur graphischen Integration benutzt wurde.

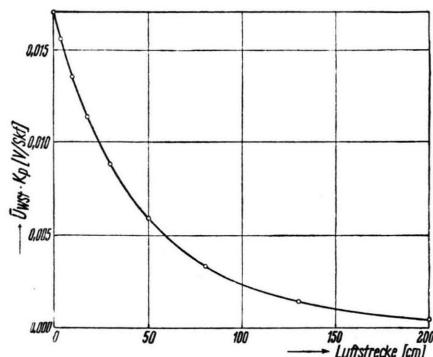


Abb. 5. Dosis-Schwächungskurve bei 8 kV. (Aufgetragen ist das der Dosis entsprechende Produkt  $\bar{U}_{ws} \cdot K_p$ , vgl. Text).

Abb. 6 zeigt eine logarithmische Intensitäts-Schwächungskurve für Luft zur  $\mu$ -Bestimmung, aufgenommen mit der „Wilhelmy-Kammer“.

An Korrekturen sind erforderlich:

<sup>6</sup> R. Jaeger, Physik. Z. 36, 41 [1935].

1. Ein Faktor  $K_p$ , der die Schwächung durch die Potentialfäden der Weichstrahl-Standardkammer (siehe 2) berücksichtigt und mit dem die gemessene Ladung multipliziert werden muß.  $K_p$  wurde durch

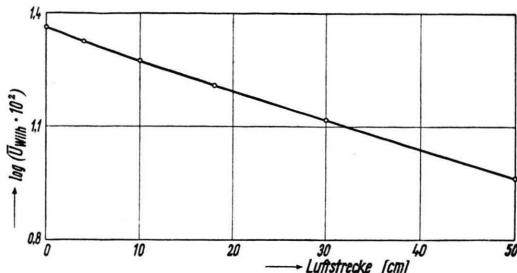


Abb. 6. Logarithmische Intensitäts-Schwächungskurve bei 8 kV. (Aufgetragen ist die der Intensität entsprechende Kompensationsspannung  $\bar{U}_{\text{Wilh}}$ .)

zusätzliches Einbringen einer gleichartigen Fadenanordnung gemessen. Tab. 1 gibt die Werte von  $K_p$  für unsere Versuchsbedingungen bei 8 kV und 6 kV bei verschiedenen Fokusabständen der Kammer.

FA cm	8 kV	6 kV
67	1,018	1,028
100	1,010	1,022
200	1,002	1,011

Tab. 1.

2. Ein Faktor  $K_f$ , der einen Ionisationszusatz in der „Wilhelmy-Kammer“ berücksichtigt, hervorgerufen durch die Verschlußfolie des Meßvolumens (vgl. Abb. 1). Diese graphitierte Folie erwies sich als erforderlich, um einen Durchgriff der geerdeten Eintrittsblende durch die Öffnung in der positiv vorgespannten Kammerstirnwand in das Meßvolumen zu vermeiden. Dieser Störeffekt erscheint aber nur dann, wenn sich die Eintrittsblende sehr nahe vor der Stirnwand befindet. Die gemessene Ladung muß mit  $K_f$  multipliziert werden.  $K_f$  wurde wiederholt bestimmt, indem die Verschlußfolie abgenommen und an einer 15 cm davor liegenden Stelle in den Strahlengang gebracht wurde.  $K_f$  beträgt 0,985 bei 8 kV und 0,973 bei 6 kV. Die Schwächung in der Verschlußfolie hat keinen Einfluß, da diese sich bei der Messung mit der Weichstrahl-Standardkammer ebenfalls im Strahlengang befand, und zwar hinter der Eintrittsblende, um zugleich die Blendenelektronen, sofern sie durch unsere spezielle Blendekonstruktion<sup>1</sup> überhaupt merklich sind, von der Weichstrahl-Standardkammer fernzuhalten.

Eine Korrektur, welche die nicht ganz vollständige Absorption in der „Wilhelmy-Kammer“ berücksichtigt und nur bei der 8 kV-Messung in Betracht kommt, geht beim Ladungsvergleich überhaupt nicht ein, beim Dosisvergleich erst in zweiter Näherung und kann vernachlässigt werden.

Für den Ladungsvergleich gilt bei konstanter Luftdichte

$$v = \frac{\left(\frac{\bar{Q}}{q}\right)_{\text{Wilh}}}{\int_{x=0}^{x=198} \left(\frac{\bar{Q}(x)}{Lq}\right)_{\text{WSt}} dx} \frac{K_f}{K_p},$$

bzw. bei Anwendung der Townsend-Kompensation mit festem Normalkondensator

$$v = \frac{\left(\frac{C \bar{U}}{q}\right)_{\text{Wilh}}}{\int_{x=0}^{x=198} \left(\frac{C \bar{U}(x)}{Lq}\right)_{\text{WSt}} dx} \frac{K_f}{K_p}.$$

Es bedeuten: Index Wilh: die Größen gelten für die „Wilhelmy-Kammer“; Index WSt: die Größen beziehen sich auf die Weichstrahl-Standardkammer, überstrichene Größen: bezogen auf 1 Skalenteil Monitorkammer,  $v$  Ladungsverhältnis,  $Q$  Ladung,  $C$  Kapazität des Normalkondensators,  $U$  Kompensationsspannung,  $q$  Querschnitt der Einfallsblende,  $L_{\text{WSt}}$  Länge der Meßelektrode (4,03 cm),  $x$  Verschiebung der Weichstrahl-Standardkammer bzw. Luftstrecke und  $K_p$ ,  $K_f$  Korrekturfaktoren (s. o.).  $C_{\text{Wilh}}$  und  $C_{\text{WSt}}$  sowie  $q_{\text{Wilh}}$  und  $q_{\text{WSt}}$  waren identisch und können gekürzt werden. Es bleibt

$$v = \frac{\bar{U}_{\text{Wilh}}}{\int_{x=0}^{x=198} \left(\frac{\bar{U}(x)}{L}\right)_{\text{WSt}} dx} \frac{K_f}{K_p}. \quad (2)$$

Für den Dosisvergleich gilt entsprechend

$$\frac{\bar{D}_{\text{Wilh}}}{\bar{D}_{\text{WSt}}} = \frac{\bar{U}_{\text{Wilh}} \mu_{\text{Luft}}}{\left(\frac{\bar{U}}{L}\right)_{\text{WSt}}} \frac{K_f}{K_p}. \quad (3)$$

$U$  wurde 4–6-mal gemessen, der mittlere Fehler der Einzelmessung war etwa 0,4%.  $K_p$  und  $K_f$  wurden mit je 10 Messungen belegt, der mittlere Fehler ergab sich zu je 0,2%. Der Fehler von  $L_{\text{WSt}}$  wurde bereits mitgeteilt<sup>2</sup>, er ist kleiner als 0,3%. Bei der  $\mu$ -Bestimmung wurde der Fehler an Hand der logarithmischen Schwächungskurven für Luft abgeschätzt, er ist mit 1,5% anzusetzen. Hierin sind die Fehler der Luftstreckenmessung bereits enthalten.

Insgesamt ergibt sich für den Ladungsvergleich ein mittlerer relativer Fehler von 1,3% und für den Dosisvergleich ein solcher von 2,8%. Die Ergebnisse sind in Tab. 2 aufgeführt.

Rö. Spg. kV eff. max.	Rö. Str. mA	wahre HWS in Al mm	$\mu_{\text{Luft}}$ $\text{cm}^{-1}$	$v$	$\frac{D_{\text{Wih}}}{D_{\text{Wst}}}$
8,0	8,8	25	0,032	$(1,00 \pm 0,01)$	$(1,00 \pm 0,03)$
6,0	6,8	25	0,019	$0,0365$	$(1,03 \pm 0,01)$

Tab. 2.

Bei 6 kV ist eine systematische Abweichung des Ladungsverhältnisses  $v$  von 1 angedeutet, und zwar in dem Sinne, daß die „Wilhelmy-Kammer“ gegenüber der mit der Weichstrahl-Standardkammer ausgeführten Ladungsmessung etwa 2% mehr Ladung mißt. Es wäre denkbar, daß infolge des größeren Durchmessers der „Wilhelmy-Kammer“ (18 cm gegenüber 5 cm Plattenabstand bei der Weichstrahl-Standardkammer) mehr Streustrahlung, die ja im Zentralstrahl ihren Ursprung hat, im Meßvolumen der „Wilhelmy-Kammer“ absorbiert wird. Daß diese Abweichung nur bei der 6 kV Messung auftritt, ließe sich mit dem Anstieg des Streustrahlungskoeffizienten bei weichen Röntgenstrahlen erklären. Es handelt sich hier aber nur um plausible Erklärungen, deren exakte Begründung einer besonderen Arbeit vorbehalten sei (vgl. auch<sup>2</sup>).

Im Zusammenhang mit der Bestimmung des Luftschwächungskoeffizienten interessierte noch die Frage, ob das nach Wilhelmy<sup>3</sup>, vgl. auch Jaeger<sup>7</sup>, aus Siegbahnschen Tabellenwerten<sup>5</sup> entnommene konstante Verhältnis

$$\frac{\mu_{\text{Al}}}{\mu_{\text{Luft}}} = 13\,500 \text{ für } 3,5 \text{ kV bis } 12 \text{ kV}$$

reproduziert werden konnte. Erstens wurde festgestellt, daß die Siegbahnschen Angaben einen anderen Wert liefern, nämlich

$$\frac{\mu_{\text{Al}}}{\mu_{\text{Luft}}} = 10\,500;$$

dieser Wert wurde durch eigene Messungen wie folgt bestätigt: Die  $\mu$ -Werte für Aluminium und Luft wurden für Strahlungen, die bezüglich Aluminium und Luft praktisch homogen waren, bei Röhren-Maximalspannungen von 6,8 kV bis 10,8 kV aus Schwächungskurven, aufgenommen mit der „Wilhelmy-Kammer“, ermittelt. Diese Kurven sind wegen der Homogenisierung linear und durch je

5 Meßpunkte festgelegt. Jeder Meßpunkt ist das Mittel aus 4–6 Einzelmessungen. Ein Beispiel zeigt Abb. 7.

Die Schichtdicken der verwendeten chemisch reinen und lochfreien Aluminiumfolien wurden sorgfältig durch Auswägen mit einer Analysenwaage bestimmt. Der dabei erforderliche Wert für die Aluminiumdichte (2,70) wurde aus dem Tabellenwerk von Landolt-Börnstein entnommen.

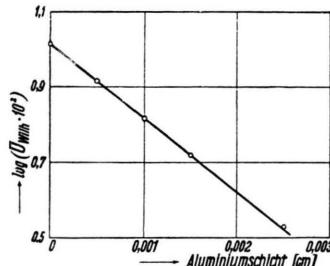


Abb. 7. Logarithmische Aluminium-Schwächungskurve bei 6 kV.

Abb. 8 zeigt die Siegbahnschen Werte im Vergleich mit unseren Ergebnissen. Die Fehlerbreite unserer Messungen ist etwa 4%; damit stimmen die von Siegbahn auf andere Weise ermittelten Werte mit unseren überein.

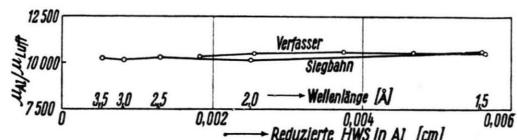


Abb. 8. Schwächungsverhältnis von Aluminium zu Luft in Abhängigkeit von der Wellenlänge bzw. von der HWS in Al.

Aus der Konstanz des Verhältnisses  $\mu_{\text{Al}}/\mu_{\text{Luft}}$  kann noch folgender Schluß gezogen werden: der Luftschwächungskoeffizient ändert sich bekanntlich bei 3,86 Å (das entspricht einer monochromatischen 3,2-kV-Strahlung) infolge des Argon-Absorptionssprunges um ca. 12%, so daß dort eine definitionsgemäße Dosismessung mit den üblichen Verfahren nicht mehr gegeben ist. Dieser Umstand müßte sich durch ansteigende Werte von  $\mu_{\text{Al}}/\mu_{\text{Luft}}$  nach kleineren Röhrenspannungen hin bemerkbar machen. Das ist hier nicht der Fall. Folglich ist der Argon-Absorptionssprung noch ohne merklichen Einfluß auf die vorliegenden Standard-Vergleichsmessungen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die total absorbierende Ionisationskammer mit der Weich-

<sup>7</sup> R. Jaeger, Physik. Z. 35, 665 [1934].

strahl-Standardkammer übereinstimmende Ergebnisse liefert, daß sie aber darüber hinaus für die Untersuchung spezieller Probleme der Standarddosimetrie sehr geeignet ist.

Unserem Institutedirektor, Herrn Prof. Dr. B. Rajewsky, danken wir herzlich für die Veranlassung dieser Messungen und seine entscheidende Förderung

der Arbeit. Ihm sowie auch Herrn Oberregierungsrat Dr. R. Jaeger als Gast von der Physikalisch Technischen Bundesanstalt und Herrn Dr. M. Dorneich verdanken wir wertvolle Ratschläge. Bei den ausgedehnten Meßreihen half uns Herr Dr. Langlotz. Alle Werkstattarbeiten führte Herr Möller mit großem Geschick aus. Für den einen von uns ermöglichte die Deutsche Forschungsgemeinschaft die Beteiligung an dieser Arbeit. Allen unseren besten Dank.

## Die Untersuchung von Energieaustausch- und Löschprozessen in Gasen durch Anregung mit schnellen Teilchen (Ergebnisse in N<sub>2</sub> und N<sub>2</sub>-haltigen Gasmischungen)

Von A. E. GRÜN und E. SCHOPPER

Aus dem Hochspannungslaboratorium Hechingen (Abt. des Max-Planck-Instituts Weißenau)  
(Z. Naturforschg. 9a, 134–147 [1954]; eingegangen am 18. September 1953)

*Herrn Prof. Otto Hahn zum 75. Geburtstag gewidmet*

Es wurde die Abhängigkeit der Lichtausbeute von N<sub>2</sub> und N<sub>2</sub>-haltigen Gasmischungen vom Gaszustand bei Anregung durch  $\alpha$ -Teilchen photoelektrisch untersucht. Daraus werden quantitative Aussagen abgeleitet über Löschprozesse in N<sub>2</sub> und über Energieaustauschprozesse in den untersuchten Gasmischungen, insbesondere über den Energieaustausch durch Sekundärelektronen. Die Arbeit schließt sich an Untersuchungen von Grün<sup>1</sup> an, deren spektroskopische Ergebnisse zur Deutung der Ausbeutemessungen verwendet werden.

### I. Problemstellung

Bei den klassischen Elektronenstoßversuchen, wie sie etwa zur Ermittlung von Anregungsfunktionen angestellt werden, wird angestrebt, daß die beobachtete Fluoreszenz eine unmittelbare Folge direkter Wechselwirkungsprozesse zwischen dem anregenden Teilchen und den Gasmolekülen ist. Sie werden deshalb bei möglichst niedrigen Gasdrucken durchgeführt. Bei höheren Gasdrucken sind an der beobachteten Fluoreszenz in zunehmendem Maße Sekundärprozesse beteiligt. Im wesentlichen handelt es sich dabei um bimolekulare Reaktionen — z. Tl. allerdings nicht im üblichen Sinn, z. B. bei der Energieübertragung durch Sekundärelektronen (s. unten) —, die mit dem monomolekularen Prozeß der Ausstrahlung konkurrieren. Mit der Untersuchung dieser Sekundärprozesse befaßt sich die vorliegende Arbeit.

Um die Natur dieser Prozesse und ihren quantitativen Einfluß auf die Fluoreszenz kennenzulernen, muß man die Bedingungen abändern, unter denen sie ablaufen. Dies geschieht durch Variation

des Gaszustandes und bei Gasmischungen durch Variation der Zusammensetzung. Gemessen wird der Einfluß dieser Variationen auf die Lichtausbeute. Solche Untersuchungen sind möglich, wenn man zur Anregung des Gases Bündel schneller Teilchen benutzt, die im Gegensatz zu anderen Anregungsverfahren, bei denen die Trägererzeugung im Gas selbst erfolgt, definierte und quantitativ erfaßbare Anregungsbedingungen liefern. In einer vorangegangenen Arbeit hat der eine von uns<sup>1</sup> diese Anregungsbedingungen spektroskopisch untersucht und im einzelnen diskutiert, wobei zur lichtstarken Anregung intensive Bündel schneller Elektronen und Protonen verwendet wurden.

Bei den vorliegenden Untersuchungen wurden zur Anregung  $\alpha$ -Teilchen aus radioaktiven Quellen benutzt. Die dabei angewandten Methoden sind neu und werden im folgenden beschrieben. Die Strahlungsmessung erfolgt photoelektrisch mit Hilfe von Photoelektronen-Vervielfachern.

Der Nachweis der von  $\alpha$ -Teilchen in Gasen erzeugten Fluoreszenz mit dem Photoelektronen-Vervielfacher wurde zuerst in Vorversuchen zu dieser Arbeit<sup>2</sup>

<sup>1</sup> A. E. Grün, Z. Naturforschg. 9a, 55 [1954].

<sup>2</sup> A. E. Grün u. E. Schopper, Z. Naturforschg. 6a, 698 [1951].