

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 10 (1937)

Heft: I

Artikel: Ausbeute-Messungen an einem Aluminium-Zählrohr für Röntgenstrahlen

Autor: Weber, P.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-110729>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 18.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Ausbeute-Messungen an einem Aluminium-Zählrohr für Röntgenstrahlen

von P. Weber.

(15. 12. 36.)

Zusammenfassung. Es wird die Absolutausbeute eines Aluminium-Zählrohrs für Röntgenstrahlen in Abhängigkeit von der Strahlungsintensität untersucht. Die Wellenlänge der verwendeten Strahlung betrug 0,709 Å.E. (*Mo-K-Str.*).

Die experimentellen Resultate stimmen dann mit der Theorie völlig überein, wenn die das Aluminium stets bedeckende Oxydhaut [mit einer Dicke von ca. 1,3 μ] berücksichtigt wird. Es zeigt sich, dass diese Oxydhaut die Ausbeute beträchtlich herabzusetzen vermag. Im vorliegenden Fall wird die Absolutausbeute zu ca. $1\frac{1}{2}\%$ bestimmt.

Der Ausbeuteabfall der mit wachsender Strahlungsintensität wegen des endlichen Auflösungsvermögens von Zählrohr und Zählwerk eintritt, ergibt sich in guter Übereinstimmung mit theoretischen Überlegungen. Bei grossen Intensitäten geht die Ausbeute auf nicht ganz die Hälfte ihres Anfangswertes zurück.

1. Ziel der Untersuchung.

Im Zusammenhang mit Untersuchungen über die bei Atomumwandlungen auftretenden Röntgenstrahlen sollte die Absolutausbeute von Aluminium-Zählrohren (Z. R.) bei Bestrahlung mit Röntgenlicht bestimmt werden.

Die Absolutausbeute sei definiert als

$$A = \frac{N}{N_0},$$

wobei

N = die Zahl der registrierten Stöße pro Zeiteinheit, und
 N_0 = die Zahl der pro Zeiteinheit auf die „wirksame Schicht“ auffallenden Röntgenquanten bedeutet.

Wirksame Schicht ist die innerste Haut des Z.R.-Mantels. Ihre Dicke ist gleich der Reichweite R der ausgelösten Photoelektronen. R wird bestimmt aus der Quantenenergie ($h \cdot v$) und dem Z.R.-Material.

Die Ausbeute wurde so definiert, weil bei den verhältnismässig kleinen Quantenenergien (~ 17000 EV bei $\lambda = 0,709$ Å.E.) in der Zählrohrwand ein grosser Teil der ausgelösten Elektronen absorbiert wird, bevor er in den Gasraum des Zählrohrs gelangt.

Die so definierte Ausbeute wird somit unabhängig von der Wanddicke des Zählers.

2. Die Versuchsanordnung.

Fig. 1 zeigt schematisch die allgemeine Anordnung.

Die Strahlung wird in einem Elektronenrohr (E.R.) mit Mo-Antikathode und Wolfram-Heizspirale erzeugt. Sie gelangt

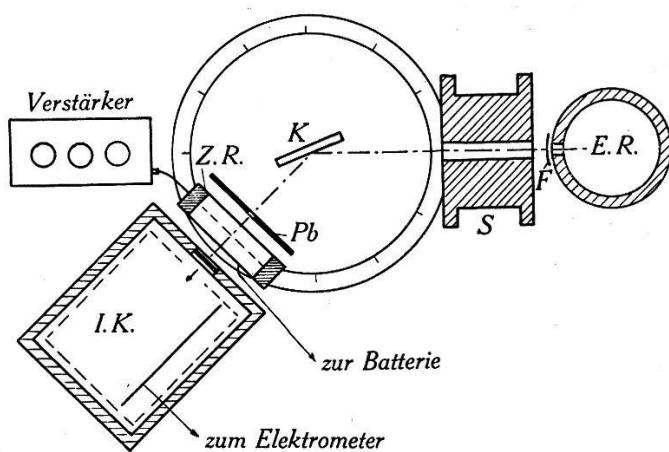


Fig. 1.
Versuchsanordnung, schematisch.

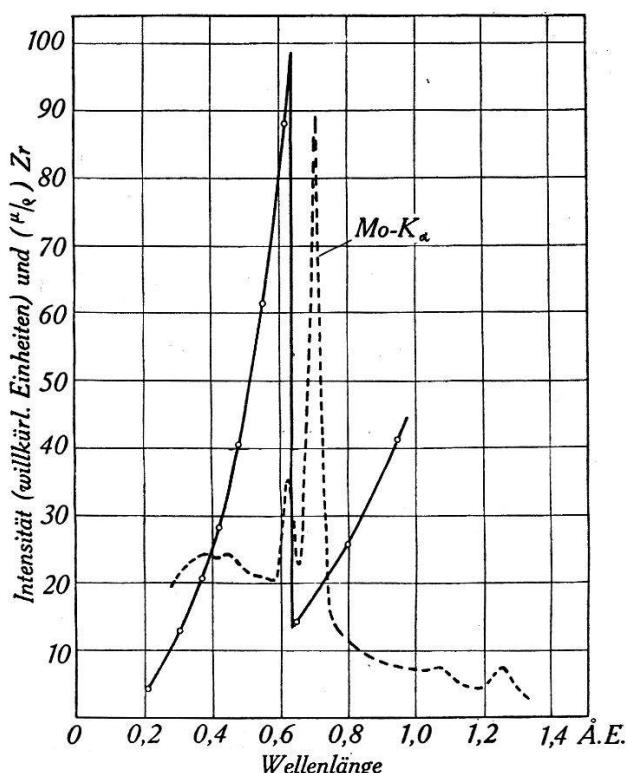


Fig. 2.

Röhrenspektrum und Absorptionskurve für Zirkon. Die Strahlungsintensität ist in willkürlichen Einheiten aufgetragen.

durch das Al-Fenster (F) und ein doppeltes Bleispaltsystem (S) auf den Kalkspatkristall (K) und von dort nach Passieren einer Pb-Kreisblende auf das Z.R., resp. in die Ionisationskammer

(I.K.). Gearbeitet wird mit der $Mo-K_{\alpha}$ -Strahlung $\lambda = 0,709$ A.E. Um möglichst weitgehend homogene Strahlung zu erhalten, wurde bei allen Messungen vor die Kreisblende ein Zirkon-Filter geschaltet.

Fig. 2 zeigt das Röhrenspektrum und die Absorptionskurve von Zirkon.

Die *Zahl der auffallenden Quanten* wurde mit der argon-gefüllten Ionisationskammer auf folgende Weise bestimmt:

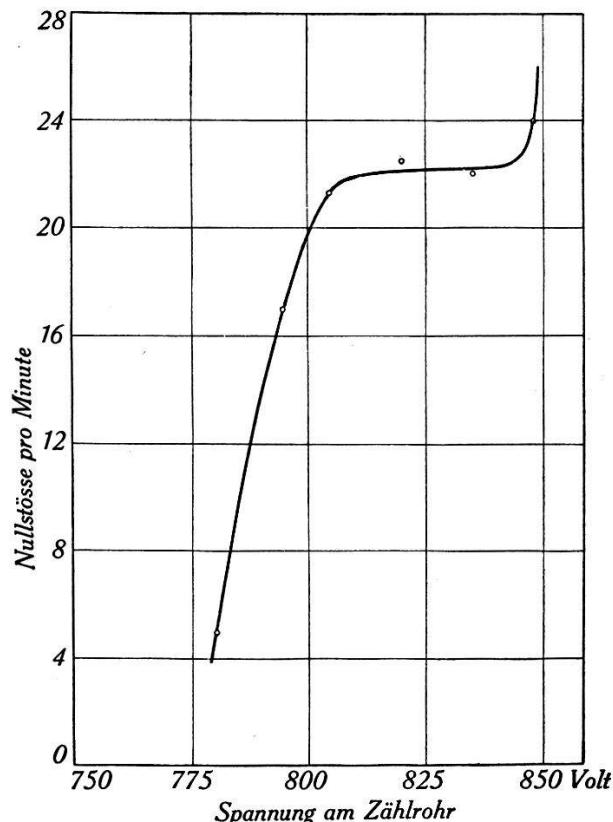


Fig. 3.
Zählrohrcharakteristik.

Mit einem Compton-Elektrometer in Quadrantenschaltung wurde die Aufladungszeit Δt auf ein bestimmtes Potential ΔV bei weggedrehtem Z.R. gemessen und daraus nach

$$i = \frac{C \cdot \Delta V}{\Delta t}$$

der Ionisationsstrom berechnet. Die Gesamtkapazität der Elektrometeranordnung wurde verschiedene Male bestimmt. Sie betrug $(78,4 \pm 0,9)$ cm. Aus dem Ionisationsstrom folgt für die pro Minute erzeugten Ionenpaare

$$I = \frac{C \cdot \Delta V}{e \cdot \Delta t} \cdot 60 = 4,17 \cdot 10^5 \cdot \frac{C \cdot \Delta V}{\Delta t} \text{ Ionenpaare/Minute.}$$

$(V$ in μ -Volt, Δt in sec, C in cm).

Zur Erzeugung eines Ionenpaars in Argon ist die Energie von 29,6 EV nötig¹⁾.

Für die verwendete Strahlung berechnet sich die Quantenenergie zu $17,2 \cdot 10^3$ EV. Somit wird die Zahl der Quanten pro Minute

$$Q^* = J \cdot \frac{29,6}{17200} = 1,72 \cdot 10^{-3} \cdot J \text{ Quanten/Min.} \quad (1)$$

Q^* stellt die vollständiger Absorption entsprechende Quantenzahl dar. Beträgt die Absorption der Röntgenstrahlung in der I.K. nur $P\%$, dann ergibt sich für die wahre Quantenzahl

$$Q = Q^* \frac{100}{P} = 7,17 \cdot 10^4 \frac{C \cdot \Delta V}{P \cdot \Delta t} \text{ Quanten/Min.} \quad (2)$$

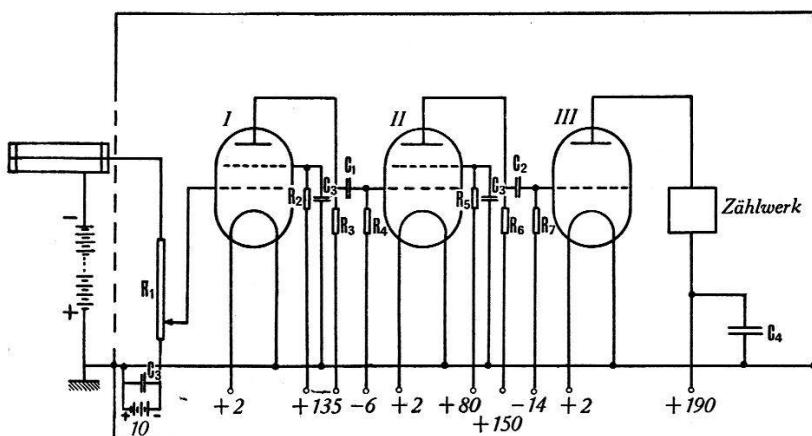


Fig. 4. Verstärker.

I, II, III amerikan. Röhren, Type 33, 32, 19. $R_1 = (4 \cdot 10^8 + 10^7)$ Ohm; $R_2 = R_3 = R_5 = 10^4$ Ohm; $R_4 = R_6 = 3 \cdot 10^5$ Ohm; $R_7 = 2 \cdot 10^6$ Ohm; $C_1 = 0,5$ MF; $C_2 = 1$ MF; $C_3 = 0,1$ MF; $C_4 = 3$ MF.

Die Daten des bei den folgenden Messungen verwendeten Zählrohrs sind:

Material: Aluminium Länge = 3,2 cm

Wanddicke = 0,045 cm Durchmesser = 1,51 cm

Füllung: $\frac{1}{2}$ Argon + $\frac{1}{2}$ trockene Luft. $p = 16$ mmHg.

Die Arbeitsspannung betrug (833 ± 5) Volt.

Die Zählrohrcharakteristik ist in Fig. 3 wiedergegeben.

Zur Verstärkung wurde ein 3-Röhrenverstärker mit Telefon-Relais verwendet. Schaltung und Daten gehen aus Fig. 4 hervor.

¹⁾ GREBE und GAERTNER, Ann. d. Ph. 2, 94, 1929.

3. Die Messungen.

Es wurden 5 Messreihen mit je etwa 6—8000 Zählrohrausschlägen bei verschiedenen Primärintensitäten aufgenommen. Die Primärintensität wurde innerhalb einer Messreihe nochmals variiert durch Vorschalten eines Al-Filters vor das Zirkon-Filter. Das Al-Filter schwächte die Strahlung um 77,8%, das Zr-Filter um 39,5%, beide Filter zusammen somit um 86,6%.

Der Ionisationsstrom und die Zahl der Z.R.-Nullstösse wurden vor, während und nach der Aufnahme einer Messreihe bestimmt, Kapazität und Empfindlichkeit des Elektrometers vor und nach der Aufnahme.

Innerhalb einer Messreihe wurden bei jedem der vorgeschalteten Filter während zweimal 10 aufeinanderfolgenden Minuten die Zählstösse registriert und aus den 20 Messungen der Mittelwert gebildet. Von diesem Mittelwert derjenige der entsprechenden Nullstösse subtrahiert, ergab die wahre Zahl der gezählten Quanten. Die Abweichungen der Messwerte vom Mittelwert zeigten die statistisch zu erwartenden Schwankungen, ein Zeichen dafür, dass die Messanordnung einwandfrei funktionierte.

Tabelle 1.

Messreihe	V	I	IV	III	II	V	I	IV	III	II
Auffallende Quanten pro Min. $\times 10^{-3}$	53,2	68,8	83,5	134,2	135,8	238	309	375	603	610
Gezählte Stösse pro Minute	23,4	29,4	35,4	53,5	55,0	86,0	106,5	122,5	187	193
Ausbeute in $\% \times 10^3$	440	428	423	398	405	361	345	327	310	316

Zur Berechnung der auf die wirksame Schicht aufgefallenen Quanten war es nötig, ausser der Absorption in der I.K. und in den Filtern, auch diejenige in der ersten Zählrohrwand und in der Luftsäule zwischen Z.R. und I.K. zu kennen. Die Wandabsorption wurde experimentell bestimmt¹⁾, die Luftabsorption wurde berechnet.

¹⁾ Dies war möglich, weil die wirksame Schichtdicke klein ist gegenüber der Z.R.-Wanddicke, die Absorption in der wirksamen Schicht bei dieser Messung also vernachlässigt werden kann.

Mit $K_x = e^{+(\mu d)_x}$ ergibt sich somit für die experimentelle Ausbeute

$$A_{\text{exp}} = \frac{\bar{N}}{Q_{\text{w. Sch.}}} = \frac{\bar{N}}{Q} \cdot \frac{K_{\text{Z.R.}} \cdot K_{\text{Filter}}}{K_{\text{Luftsäule}}}. \quad (3)$$

Die Resultate der Messungen sind in Tabelle I zusammengestellt und in Fig. 5 aufgetragen. Aus dieser Figur geht hervor, dass die Absolutausbeute bei verschwindend kleiner Intensität ca. $1/2\%$ beträgt. Ferner zeigt sich, dass die Ausbeute mit zunehmender Intensität abnimmt.

Diese beiden Punkte sollen im folgenden Abschnitt näher diskutiert werden.

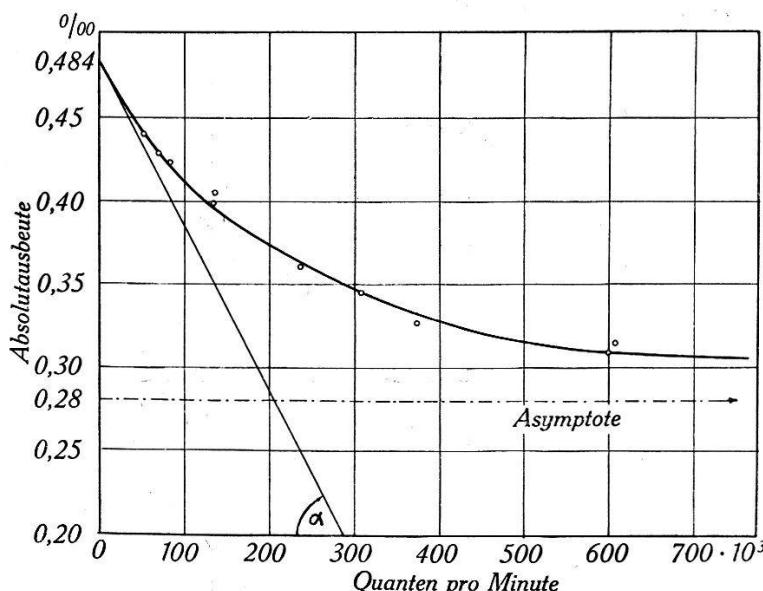


Fig. 5.

Ausbeute als Funktion der auffallenden Quanten pro Minute.

4. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Erwartungen.

a) Die Absolutausbeute.

Im Gebiet der gegebenen Wellenlänge $\lambda = 0,709$ A.E. ist der Absorptionsanteil der Streuung und der Paarbildung klein gegenüber der „wahren Absorption“ τ . (Photo- und Compton-Effekt.) Deshalb werden in der wirksamen Schicht von der Dicke R von Q_0 auffallenden Quanten

$$Q_0 \cdot (1 - e^{-\tau \cdot R}) \approx Q_0 \cdot \tau \cdot R$$

Quanten absorbiert.

Da die wirksame Schicht zweimal durchsetzt wird, beträgt die theoretische Ausbeute

$$A_{th} = 2 \cdot \omega \cdot (1 - e^{-\tau \cdot R}) = 2 \cdot \omega \cdot \tau \cdot R. \quad (4)$$

Dabei stellt ω den Bruchteil der ins Z.R.-Innere gelangenden Elektronen dar.

Für Aluminium ($\rho = 2,7$) ist¹⁾:

$$\tau = 13,88 \text{ cm}^{-1}$$

$$R = 2,15 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

Damit wird

$$2 \cdot \tau \cdot R = 60 \cdot 10^{-4}.$$

Berechnung von ω (s. Fig. 6).

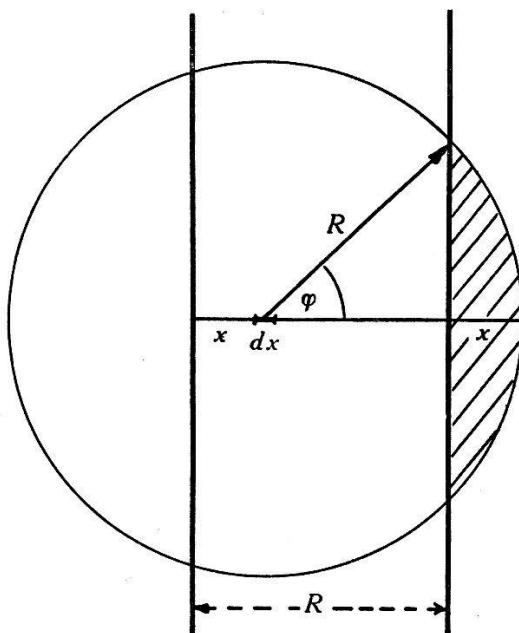


Fig. 6.

Bezeichnet N die Gesamtzahl der in der wirksamen Schicht ausgelösten Elektronen, N_i die Zahl der Elektronen, die ins Z.R.-innere gelangen, und W_x die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein an der Stelle x ausgelöstes Elektron ins Innere gelangt, so folgt aus

$$dN_i = \frac{N}{R} dx W_x$$

$$\omega = \frac{N_i}{N} = \frac{1}{R} \int_0^R W_x dx. \quad (6)$$

¹⁾ τ aus JÖNSSON, Absorptionsmessungen, Diss. Upsala 1928. R aus Hdb. d. Exp. Ph. XV, 310, graphisch interpoliert für $E = h(\nu - \nu_k) = 15,65$ EKV.

Ferner ergibt sich mit $x = R \cdot (1 - \cos \varphi)$

$$dx = R \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi$$

$$W_x = \frac{O_{\text{Kappe}}}{O_{\text{Kugel}}} = \frac{1}{2} \cdot \sin \varphi \cdot (1 - \cos \varphi) \quad (6a)$$

und damit

$$\omega = \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} \sin^2 \varphi \cdot (1 - \cos \varphi) \cdot d\varphi$$

$$\omega = \frac{\pi}{8} - \frac{1}{6} = 0,2260.$$

Für reines Aluminium folgt unter Berücksichtigung von Gleichung (5) für die theoretische Ausbeute

$$A_{\text{th}} = 1,356\%.$$

Mit $A_0 = 0,484\%$ (Ausbeute für verschwindend wenig auffallende Teilchen), wird das Verhältnis von theoretischer Ausbeute zur experimentell gefundenen

$$\frac{A_{\text{th}}}{A_0} = 2,80.$$

Wir finden also die theoretische Ausbeute grösser als die experimentelle: dies Resultat wurde durch Messungen an mehreren Aluminium-Zählrohren bestätigt.

Es lag deshalb nahe, nach den Gründen dieser Unstimmigkeit zu fragen. Einflüsse, herkommend von ungenügend scharfer Registrierung der Zählstösse durch den Verstärker, oder durch Auslösung von Photoelektronen aus der Rückwand der Ionisationskammer durch die nicht absorbierten Quanten, würden auch im Extremfalle die, durch die allgemeinen Versuchsbedingungen bedingten Fehlergrenzen, nur unbedeutend überschreiten. Der Hauptgrund der Unstimmigkeit ist vielmehr in der Beschaffenheit der Zählrohr-Innenwand zu suchen.

Bekanntlich bedeckt sich reines Aluminium stets mit einer dünnen Haut aus Al-Oxyd. Da die Reichweite der Photoelektronen bei $Mo-K_{\alpha}$ -Strahlung nur einige μ beträgt, ist vorauszusehen, dass jene Oxydhaut Einfluss auf die Ausbeute hat.

Diesen Einfluss theoretisch zu erfassen ist der Zweck der folgenden Ausführungen.

Vor allem interessiert die Frage nach dem Einfluss der Kernladungszahl der wirksamen Schicht auf den theoretischen Wert der Ausbeute. Nach Gleichung (4) ist A_{th} proport. dem Produkt

aus wahrem Absorptionskoeffizient τ und Reichweite $R \cdot \tau$ selbst ist proport. $(\varrho \cdot Z^4)$, die Reichweite R dagegen proport. $1/n$, wobei n die Elektronendichte bedeutet¹⁾.

$$\tau \sim Z^4 \text{ und } R \sim \frac{1}{n} = \frac{1}{\varrho \cdot L/A \cdot Z} \sim \frac{1}{\varrho}, \quad (7)$$

da für die Elemente von $Z = 2$ bis $Z = 18$ das Verhältnis von Atomgewicht zu Kernladungszahl für diese Betrachtung als konstant angesehen werden darf. Somit gilt innerhalb der erwähnten Grenzen

$$A_{\text{th}} \text{ proport. } Z^4.$$

Aus diesem Zusammenhang folgt, dass für ein „mittleres Z “, $Z_m = 10,05$, $A_{\text{exp}} = A_{\text{theor}}$ würde. Da für Al_2O_3 , $Z_m = 10,00$ ist, folgt bereits klar, dass die wirksame Schicht hauptsächlich aus jener Oxydhaut bestanden haben muss.

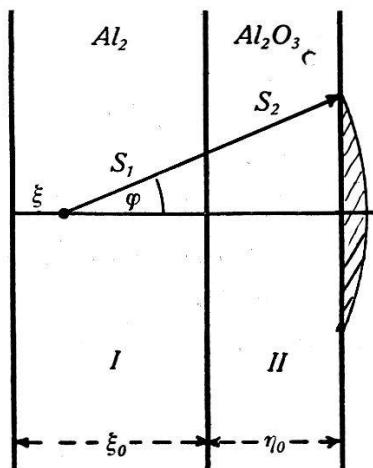


Fig. 7.

Im folgenden wird daher der Einfluss der Oxyd-Schichtdicke auf die theoretische Ausbeute untersucht (s. Fig. 7). Unter Voraussetzung kugelsymmetrischer Ausbreitung der entstehenden Photoelektronen, ergibt sich aus

$$R \sim E^2$$

für die Energie nach Zurücklegung des Weges s_1 in I und s_2 in II

$$E_{s_2}^2 = E_a^2 \left(1 - \frac{s_1}{R_I} - \frac{s_2}{R_{II}} \right)$$

¹⁾ O. KLEMPERER, Elektronik, S. 275 (Springer 1933).

und aus der Grenzbedingung $E_{s2} = 0$

$$\frac{s_1}{R_I} + \frac{s_2}{R_{II}} = 1 = \frac{\xi_0}{R_I} + \frac{\eta_0}{R_{II}} \quad (8)$$

(ξ_0 und η_0 = Dicke der Al resp. Al_2O_3 -Schicht). Analog Gleichung (4) wird jetzt die theoretische Ausbeute

$$A_{th} = 2 (\omega_I \cdot \tau_I \cdot \xi_0 + \omega_{II} \cdot \tau_{II} \cdot \eta_0), \quad (9)$$

wobei

$$\begin{aligned} \omega_I &= \frac{N_I^i}{N_I} = \frac{\text{Zahl der ins Z.R.-Innere gelang. El. in I}}{\text{Zahl der total ausgelösten El.}} \\ \omega_{II} &= \frac{N_{II}^i}{N_2} = \text{do.} \quad \text{in II.} \end{aligned}$$

Bei bestimmtem η_0 sind in Gleichung (8) noch ω_I und ω_{II} unbekannt. Analog Gleichung (6) wird

$$\omega_I = \frac{1}{\xi_0} \cdot \int_0^{\xi_0} W_{(\xi)} d\xi \quad \text{und} \quad \omega_{II} = \frac{1}{\eta_0} \int_0^{\eta_0} W_{(\eta)} d\eta.$$

Bei der Berechnung der beiden Integrale ist zu beachten, dass R nicht mehr konstant ist, sondern $R = s_1 + s_2$ eine Funktion von ξ resp. φ wird, wobei φ stets den halben Öffnungswinkel des Kegels bedeutet, der alle für den Entstehungsort ξ günstigen Bewegungsrichtungen des Elektrons enthält.

Aus $\xi = \xi_0 + \eta_0 - (s_1 + s_2) \cdot \cos \varphi$

und Gleichung (8) erhalten wir

$$R_{(\varphi)} = R_I + \frac{\eta_0 (1 - K)}{\cos \varphi}; \quad K = \frac{R_I}{R_{II}}$$

und damit

$$\begin{aligned} d\xi &= R(\varphi) \sin \varphi \cdot d\varphi - dR \cdot \cos \varphi \\ d\xi &= R_I \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi. \end{aligned}$$

Nach dieser Gleichung und nach Gleichung (6a) folgt weiter

$$\omega_I = \frac{R_I}{2 \xi_0} \cdot \int_{\varphi=0}^{\varphi_0} \sin^2 \varphi \cdot (1 - \cos \varphi) \cdot d\varphi,$$

und

$$\omega_{II} = \frac{R_{II}}{2 \eta_0} \cdot \int_{\varphi=\varphi_0}^{\pi/2} \sin^2 \varphi \cdot (1 - \cos \varphi) \cdot d\varphi$$

denn für $\xi = \xi_0$, ($\eta = 0$), wird, wie leicht aus Fig. 7 ersichtlich

$$\cos \varphi_0 = \eta_0/R_{II}, \text{ also}$$

$$\varphi_0 = \arccos \frac{\eta_0}{R_{II}}.$$

Ausgewertet ergeben die Integrale

$$\omega_I = \frac{R_I}{2 \xi_0} \left(\frac{\varphi_0}{2} - \frac{\sin^3 \varphi_0}{3} - \frac{\sin \varphi_0 \cdot \cos \varphi_0}{2} \right) = \frac{R_I}{2 \xi_0} \cdot G$$

$$\omega_{II} = \frac{R_{II}}{2 \eta_0} \left[\left(\frac{\pi}{4} - \frac{1}{3} \right) - G \right].$$

Unter der, den wirklichen Verhältnissen entsprechenden Annahme, dass Schicht I aus Aluminium und Schicht II aus Aluminiumoxyd besteht, wurden die drei Punkte der Fig. 8 berechnet.

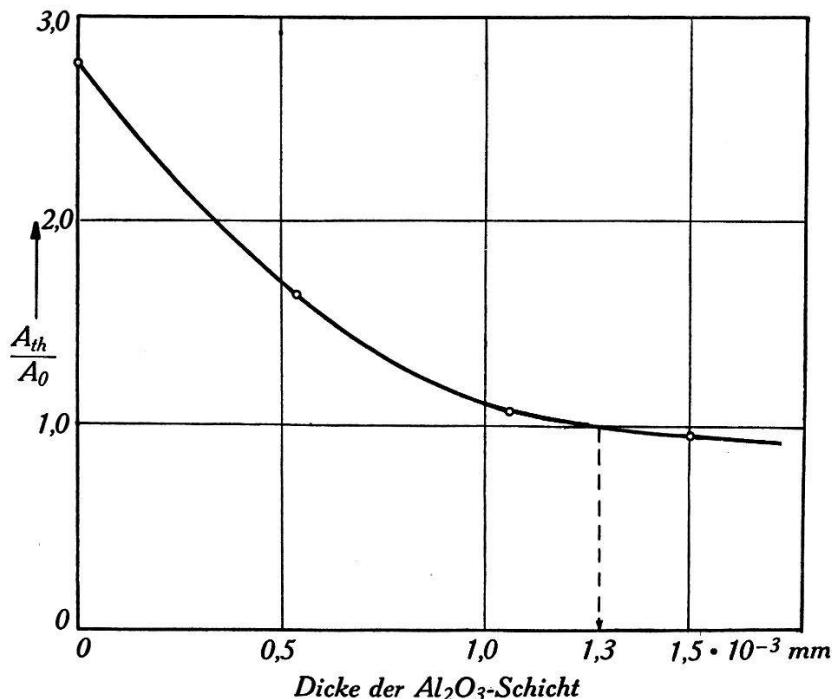


Fig. 8.

Abhängigkeit der Ausbeute von der Dicke der Aluminium-Oxyd-Schicht.

($\eta_0 = R_{Al/4}$, $\eta_0 = R_{Al/2}$, $\eta_0 = R_{Al_2 O_3}$ —). Die Dichte ϱ von $Al_2 O_3$ liegt in unserm Fall zwischen 3,7 und 4,0; sie wurde in diesen Rechnungen mit 3,8 angenommen¹⁾.

Aus Fig. 8 geht hervor, dass Theorie und Experiment dann übereinstimmen, wenn die Oxydhaut eine *Dicke von* $1,3 \cdot 10^{-3} mm$ besass.

¹⁾ JOH. WALTER, Über anodische Oxydation usw., Diss. T. H. Zürich 1936.

Nach mündlich eingeholten Informationen¹⁾ schwankt die Schichtdicke zwischen $0,7 \mu$ und $2-3 \mu$, so dass der gefundene Wert von $1,3 \mu$ eine gute Übereinstimmung ergibt.

Es soll hier noch bemerkt werden, dass die schlechten Erfahrungen, die oft mit Al-Z.R. gemacht worden sind, sehr wahrscheinlich auf das Vorhandensein dieser Oxydschicht zurückzuführen sind. Erstens, da es wohl möglich ist, dass sich die Schichtdicke verändert, besonders wenn einmal versehentlich eine zu hohe Spannung an das Z.R. gelegt wurde und damit eine Gasentladung zustande kam, und zweitens, da die Al-Oxydhaut ein Isolator ist. (Durchschlagsspannung je nach Dicke der Haut $1-20$ Volt!).

b) *Der Ausbeuteabfall mit wachsender Strahlungsintensität wegen des endlichen Auflösungsvermögens von Zählrohr und Zählwerk.*

Dass mit zunehmender Stosszahl die Ausbeute abnimmt war vorauszusehen, da die Zeitintervalle zwischen dem Auftreffen der Quanten, (und damit auch die Intervalle zwischen dem Einfallen der ausgelösten Elektronen), statistisch verteilt sind, und vor allem weil die Apparatur eine *endliche Trennzeit* τ besitzt. (Im wesentlichen Zählwerk und Zählrohr.)

Wird die Trennzeit als konstant angenommen²⁾, so gilt für die gezählten Teilchen

$$n = n_0 \cdot e^{-n_0 \tau} \quad (10)$$

n = gezählte Teilchen, n_0 = auffallende Teilchen/Zeiteinh.,
 τ = konstante Trennzeit.

Mit wachsendem n_0 nimmt vorerst auch n zu, um nach Erreichung eines Maximums wieder abzunehmen.

Es ist

$$\frac{dn}{dn_0} = e^{-n_0} \cdot (1 - n_0 \tau) \quad n_{\max} = \frac{1}{\tau \cdot e}.$$

Durch Annäherung eines radioaktiven Präparates an das Z.R. wurde n_{\max} zu 975 Stößen/Min. bestimmt. Also wird die Trennzeit unserer Zählapparatur

$$\tau_{\text{sec}} = \frac{60}{975 \cdot 2,718} = \frac{23}{1000} \text{ sec.} \quad (11)$$

¹⁾ Aluminiumwerke A.G. Rorschach und Herr Prof. Dr. von ZEERLEDER, Aluminiumindustrie Neuhausen.

²⁾ VOLZ, Zeitschr. für Physik **93**, 1935.

Aus unserer Kurve für die Ausbeutemessungen (Fig. 5), lässt sich die Trennzeit unserer Anordnung ebenfalls bestimmen, denn mit

$$n = N_0 \cdot A \quad \text{und} \quad n_0 = N_0 \cdot A_0$$

ergibt sich nach Gleichung (10) für die Ausbeute A ,

$$A = A_0 \cdot e^{-N_0 \cdot A_0 \cdot \tau^*}$$

wo τ^* wieder die Trennzeit bedeutet.

Somit folgt für die Neigung der Kurve im Anfangspunkt:

$$\left(\frac{dA}{dN_0} \right)_{N_0 \rightarrow 0} = -A_0^2 \cdot \tau^* = -\operatorname{tg} \alpha \quad (\text{s. Fig. 5}).$$

Die aus der Kurve bestimmte Trennzeit wird also

$$\tau^* = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{A_0^2} = \frac{0,284}{\frac{290 \cdot 103}{(0,484 \cdot 10^{-3})^2}} \cdot 60 = 0,25 \text{ sec}$$

das heisst:

$$\tau^* = 11 \cdot \tau.$$

Die beiden Werte sind somit stark verschieden.

Aus den Messpunkten bei $N_0 \sim 135 \cdot 10^3$ und bei $N_0 \sim 606 \cdot 10^3$ lässt sich der maximale Fehler von A_{exp} abschätzen zu

$$\Delta A_{\text{max}} = 4\%$$

und daraus

$$\tau_{\text{min}}^* = 7 \cdot \tau.$$

Somit muss die Nichtübereinstimmung von τ und τ^* hauptsächlich daran liegen, dass das Gesetz $n = n_0 \cdot e^{-n_0 \cdot \tau}$ in unserm Fall nicht angewendet werden darf, d. h. $\tau \neq \text{konst.}$

Dass die eben zitierte Formel für n die Messungen nicht darzustellen vermag, ergibt sich ferner aus der Tatsache, dass $A = 0$ würde für $N \rightarrow \infty$, während sich in Wirklichkeit A asymptotisch einem Grenzwert $A_\infty \sim 0,28\%$ nähert.

Die Verhältnisse für $\tau \neq \text{konst.}$ wurden von SELBY M. SKINNER theoretisch behandelt auf Grund oszillographischer Stossaufnahmen von DANFORTH¹).

Je nach dem Stosstyp erhält SKINNER für den Quotienten n/n_0 zwei Integrale, die sich nach Reihen entwickeln lassen. Diese Reihen sind Funktionen zweier Parameter d und b .

¹⁾ S. M. SKINNER, Phys. Rev. **48**, 1935, 438.

Der Parameter d stellt das Verhältnis von maximalem Zähl drahtpotential zu jenem Potential dar, bei dem eine neue Entladung einsetzen kann. Dieser Parameter ist unabhängig von der Zahl der auffallenden Teilchen, also eine charakteristische Z.R.-Konstante.

Aus der experimentellen Ausbeutekurve lässt sich d bestimmen, denn für beide oben erwähnte Reihen wird

$$\lim \left(\frac{n}{n_0} \right)_{n_0 \rightarrow \infty} = \frac{1}{d}.$$

Für unsern Fall ergibt sich aus Fig. 5

$$\frac{1}{d} = \frac{0,28}{0,484}, \quad \text{also} \quad d = 1,72.$$

Der zweite Parameter b ist gleich dem Produkt aus der Zahl der auffallenden Teilchen und der „Zeitkonstanten“ ($R \cdot C$) der Z.R.-Anordnung.

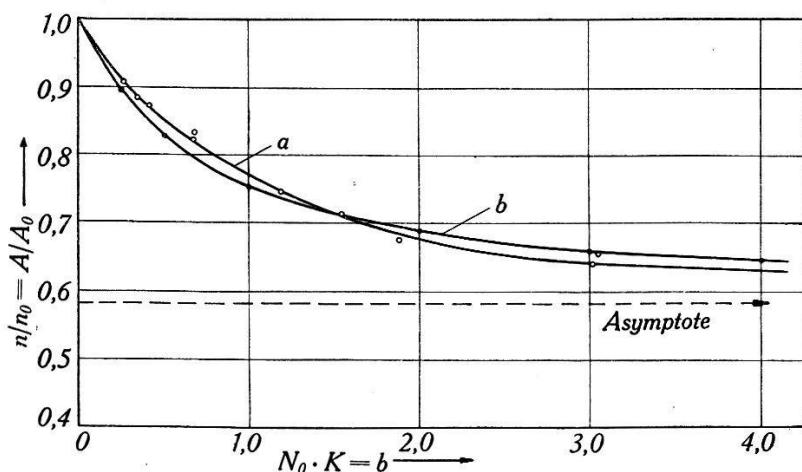


Fig. 9.

Ausbeuteabfall mit wachsender Intensität.

a = experimentelle Kurve b = theoretische Kurve.

Für unsere Anordnung, mit $R = 4,1 \cdot 10^8 \Omega$ und $C \sim 25 \mu\mu F$, wird $(R \cdot C) = 0,0103$. Der Parameter $b = n_0 \cdot R \cdot C = N_0 \cdot A_0 \cdot R \cdot C$ erhält daher den Wert

$$b = 5 \cdot 10^{-6} N_0.$$

Mit diesen beiden Parameterwerten wurde Kurve b in Fig. 9 berechnet. Dabei wurde der Berechnung die Reihe für den von SKINNER mit „I“ bezeichneten Stosstyp zugrunde gelegt, da oszillographische Aufnahmen für das verwendete Zählrohr diesen Typ ergaben.

Die Übereinstimmung der experimentellen mit der theoretischen Kurve darf als sehr gut angesehen werden.

Auch die nach der Theorie von SKINNER berechneten Trennzeiten, die ebenfalls von den beiden Parametern abhängen, also speziell eine Funktion der Intensität sind, bewegen sich innerhalb der zu erwartenden Grenzen ($16 \cdot 10^{-3} \leq \bar{\tau} \leq 0,33$ sec.).

Herrn Prof. P. SCHERRER danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für das dauernde Interesse, mit welchem er mich bei der Ausführung derselben unterstützte.

Zürich, Physikal. Institut der E. T. H.
