

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 23 (1950)  
**Heft:** IV

**Artikel:** Die Ansprechwahrscheinlichkeit von Zählrohren mit Aluminium-, Kupfer- und Goldkathode für Röntgenstrahlen im Energiebereich 5 KeV bis 60 KeV  
**Autor:** Saurer, H.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112114>

### **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:** 10.01.2026

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

# **Die Ansprechwahrscheinlichkeit von Zählrohren mit Aluminium-, Kupfer- und Goldkathode für Röntgenstrahlen im Energiebereich 5 KeV bis 60 KeV**

von **H. Saurer.**

(1. IV. 1950.)

## **I. Einleitung.**

Das Geiger-Müller'sche Zählrohr ist heute das weitaus wichtigste Instrument in der Hand des Kernphysikers, da es auf einfache Art erlaubt, sowohl korpuskulare Strahlung (Elektronen, Protonen,  $\alpha$ -Teilchen, Kernsplitter, Neutronen) als auch elektromagnetische Strahlung (ultraviolettes Licht, Röntgenstrahlung,  $\gamma$ -Strahlung) nachzuweisen.

Das Zählrohr verhält sich gegenüber korpuskularer Strahlung und elektromagnetischer Strahlung sehr verschieden. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohres für Korpuskeln ist 1, da jedes Teilchen, welches die Zählrohrwand zu durchdringen vermag, gezählt wird.

Dagegen beträgt die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohres für elektromagnetische Quanten nur wenige Promille und sie hängt sehr stark von der Quantenenergie, vom Zählrohrmaterial und von der Form des Zählrohres ab.

Für den Experimentalphysiker ist die Kenntnis der Zählrohr-Ansprechwahrscheinlichkeit für Röntgen- und  $\gamma$ -Strahlen sehr wichtig, da z. B. die Energie einer  $\gamma$ -Strahlung rasch bestimmt werden kann, wenn die Strahlung nacheinander mit 2 verschiedenen Zählrohren bekannter Ansprechwahrscheinlichkeit gemessen wird. Mit Hilfe eines Zählrohres bekannter Ansprechwahrscheinlichkeit kann auch die absolute Intensität einer  $\gamma$ -Quelle sehr einfach bestimmt werden. Aus diesem Grund haben BRADT, GUGELOT, HUBER, MEDICUS, PREISWERK und SCHERRER<sup>1)</sup> die Sensibilität von Zählrohren mit Al-, Cu- und Pb-Kathoden für  $\gamma$ -Strahlen im Energiebereich 0,1—3 MeV gemessen.

Die Entdeckung des  $K$ -Einfanges durch ALVAREZ<sup>18)</sup> im Jahre 1938 führte dazu, dass heute der Kernphysiker mit dem Zählrohr ebenso Röntgenstrahlen wie  $\gamma$ -Strahlung zu messen hat. Diese neue

Art von radioaktivem Zerfall, welche sich in der Emission charakteristischer Röntgenstrahlung äussert, veranlasste uns, die Messungen, welche BRADT, GUGELOT, HUBER, MEDICUS, PREISWERK und SCHERRER ausgeführt haben, ins elektromagnetische Gebiet der Röntgenstrahlen auszudehnen.

Es liegt im verschiedenen Wesen der Röntgen- und der  $\gamma$ -Strahlen, dass unsere Messanordnung von der von BRADT u. a. verwendeten völlig verschieden ist. BRADT u. a. haben ihre Messungen an radioaktiven Präparaten durchgeführt, und das ganze Zählrohr war jeweilen der  $\gamma$ -Strahlung ausgesetzt. Wir führen unsere Messungen an einem gebündelten Röntgenstrahl aus, der in einer Röntgenröhre erzeugt wird. Nur ein sehr kleiner Teil des Zählrohres wird jeweilen vom Röntgenbündel getroffen.

In der vorliegenden Arbeit wird die Ansprechwahrscheinlichkeit von Zählrohren mit Al-, Cu- und Au-Kathoden im Röntgenenergiebereich 5 KeV bis 60 KeV gemessen.

Ähnliche Messungen hat WEBER<sup>2)</sup> an Al-Zählrohren für die Mo- $K\alpha$ -Strahlung ausgeführt. Er verwendete nicht selbstlöschende Zählrohre mit einer Gasfüllung, die je zur Hälfte aus Luft und Argon bestand, unter einem Gesamtdruck von 16 mm Hg. In unserer Arbeit haben wir die von ihm entwickelte Theorie zur Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit von Zählrohren wesentlich ergänzt und verallgemeinert.

SULLIVAN<sup>3)</sup> bestimmte experimentell die Quantenansprechwahrscheinlichkeit für ein Zählrohr mit Zirkon-Kathode in einem kleinen Energiebereich zu beiden Seiten des  $K\alpha$ -Absorptionssprunges des Zirkons.

## II. Definition der Ansprechwahrscheinlichkeit.

Die Empfindlichkeit eines Zählrohres für Röntgenstrahlen nimmt mit zunehmender Kathoden-Dicke infolge Absorption offensichtlich ab. Nur die sehr dünne Kathoden-Innenschicht von wenigen  $\mu$  Dicke trägt wegen den in ihr erzeugten Photoelektronen massgebend zur Zählrohrempfindlichkeit bei.

Als *Ansprechwahrscheinlichkeit A eines Zählrohrs* definieren wir den Quotienten aus der Anzahl  $Z$  der vom Zählrohr gezählten Quanten und der Anzahl  $N_w$  der auf die wirksame Innenschicht fallenden Quanten.

$$A = \frac{Z}{N_w} . \quad (1)$$

Damit wird die Ansprechwahrscheinlichkeit unabhängig von der

Dicke der Kathode definiert, sofern diese nicht dünner als die wirksame Innenschicht ist. Letzteres ist aber praktisch nie der Fall.

Die Röntgenstrahlen durchsetzen das Zählrohr als Parallelstrahlenbündel von 1 mm Durchmesser. Die in dieser Arbeit gemessenen Ansprechwahrscheinlichkeiten dürfen nicht ohne weiteres mit den Sensibilitäten, die BRADT u. a.<sup>1)</sup> gemessen haben, gleichgesetzt werden. Erstens wurde dort mit einem *divergenten*  $\gamma$ -Strahlenbündel eines punktförmigen radioaktiven Präparates gearbeitet und zweitens war stets das ganze Zählrohr der Strahlung ausgesetzt. Die Sensibilitäten stellen also integrale Ansprechwahrscheinlichkeiten dar.

### III. Beschreibung der Messapparatur.

In Fig. 1 ist die Messanordnung schematisch dargestellt. Die Röntgenstrahlen werden in einem Ionenrohr  $R$  mit auswechselbarer Antikathode erzeugt. Mit dem Spektrometer, bestehend aus Kollimatorschlitz  $S_1$ , Kalkspatkristall  $K$  und Blende  $S_2$  wird ein paralleles, monochromatisches Röntgenstrahlenbündel aus dem Emissionsspektrum ausgesondert. Das Bündel durchquert zuerst das Zählrohr  $ZR$  und gelangt dann in die Ionisationskammer  $I$ .

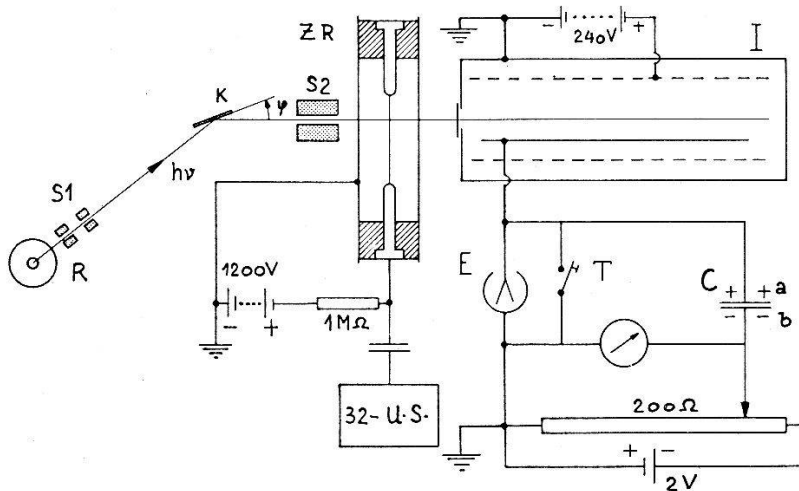


Fig. 1.

Messanordnung zur Bestimmung der Zählrohransprechwahrscheinlichkeit.

Die Anzahl  $Z$  Stöße des Zählrohrs werden mit einem 32-fach Untersetzer  $US$  gemessen. Gleichzeitig wird die Anzahl  $N_w$  Quanten, die auf die wirksame Schicht des Zählrohres fallen, mit der Ionisationskammer gemessen.

Es werden nun zunächst die Hauptelemente der Apparatur beschrieben, und insbesondere deren Messkonstanten angegeben, die für das Zustandekommen einer absoluten Messung von ausschlaggebender Bedeutung sind.



### 1. Monochromatische Röntgenstrahlung.

Die Ionenröhre wird mit einer Hochspannungsquelle in Greinacher-Schaltung betrieben. Die Leistung beträgt ca. 0,5 kW und die maximale Spannung 100 kV.

Die Kollimatorblende  $S_1$  besteht aus einem 50 mm langen vertikalgestellten Bleispaltsystem von 0,2 mm Spaltbreite. Die Blende  $S_2$  besteht aus einem 12 mm langen zylindrischen Kanal von 1 mm Durchmesser (Fig. 1).

Der Reflexionswinkel  $\varphi$  des Kaltspatkristalls erfüllt die Braggsche Beziehung für die jeweils verwendete charakteristische Strahlung in der ersten Ordnung. Die Betriebsspannung der Röntgenröhre wird stets knapp unterhalb der doppelten Anregungsspannung gehalten. Dadurch wird verhindert, dass Strahlung der halben Wellenlänge angeregt wird, welche in der zweiten Ordnung auch reflektiert würde.

Folgende charakteristische Strahlungen werden verwendet:

$\text{Zn} - K_\alpha$ ,  $\text{Zn} - K_\beta$ ,  $\text{Mo} - K_\alpha$ ,  $\text{Ag} - K_\alpha$ ,  $\text{Sb} - K_\alpha$  und  $\text{Wo} - K_\alpha$ .

### 2. Ionisationskammer.

In einer geerdeten, druckfesten Kammer befindet sich ein zylindrischer Drahtkäfig von 33 mm Durchmesser, welcher die positive Ionisationskammerspannung führt. Die Messelektrode, bestehend aus einer 12,5 cm langen Nadel, ist innerhalb dieses Drahtkäfigs hochisolierend so angeordnet, dass sie von der Röntgenstrahlung

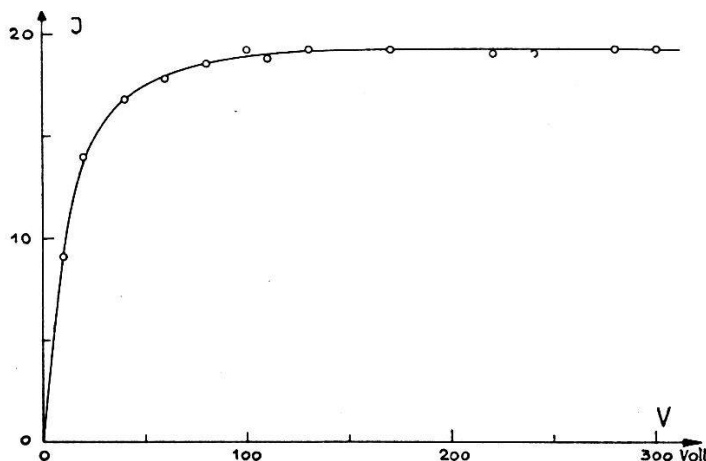


Fig. 2.

Strom-Spannungscharakteristik der Ionisationskammer.

nicht getroffen werden kann. Ein Cellophanfenster von 12 mm Durchmesser gestattet den Strahleintritt.

Die Kammer steht unter einem maximalen Innendruck von 3 atü Argon. In Fig. 2 ist für konstante Einstrahlung und einen Kammer-

druck von 3 atü die Strom-Spannungscharakteristik der Kammer dargestellt. Die Betriebsspannung beträgt stets — 240 Volt und wird einer Trockenbatterie entnommen.

Die Ionisationskammer arbeitet in einer Kompensationsschaltung<sup>4)</sup>. Die Messelektrode ist mit dem System eines Compton'schen Elektrometers und mit dem Belag  $a$  des Luftkondensators verbunden. Der Belag  $b$  kann zwischen Null (Erde) und — 2 Volt auf jedes beliebige negative Potential  $U$  gebracht werden, welches an einem Zeigerinstrument abgelesen wird.

Die Messung beginnt mit dem Öffnen der Taste  $T$ . Die positive Ionenladung, die auf das Messsystem gelangt, wird nun fortwährend als Influenzladung auf dem Belag  $a$  des Kondensators gebunden, indem die Kompensationsspannung  $U$  allmählich von Null weg erniedrigt wird. Wenn das Elektrometer auf Null zeigt, ist die Kompensationsladung  $UC$  genau entgegengesetzt gleich der zu messenden Ionisationsladung.

Weil das Elektrometer als Null-Instrument verwendet wird, muss seine Empfindlichkeit, welche ca. 3000 mm pro Volt beträgt, nicht genau bekannt sein.

Ein weiterer Vorteil dieser Schaltung liegt darin, dass die Elektrometer- und Leitungskapazitäten gegen Erde nicht direkt in die Messung eingehen.

Einer Kompensationsspannung  $U$  am Luftkondensator der Kapazität  $C$  entspricht eine Ionenladung  $UC$ , welche durch Absorption von  $N$  Röntgenquanten der Energie  $h\nu$  entstanden ist. Es ist

$$N = \frac{C \cdot U}{e} \cdot \frac{I}{h\nu} \quad (2)$$

$C = 48,5$  pF Kompensationskapazität.

$U$  in Volt Kompensationsspannung.

$e = 1,60 \cdot 10^{-19}$  Clb elektr. Elementarladung.

$I = 29,6$  eV mittlere Ionisierungsarbeit für Ar<sup>5)</sup>.

$h\nu$  in eV Quantenenergie.

### 3. Die Absorptionsfaktoren der Ionisationskammer.

Es soll nun die Anzahl Quanten  $N_D$  bestimmt werden, die auf das Cellophanfenster  $D$  der Ionisationskammer fallen. Diese Zahl wird ermittelt aus der Zahl der Quanten  $N$ , die auf der Messtrecke  $BA$  absorbiert werden und den Absorptionen, die der Röntgenstrahl zwischen  $D$  und  $A$  erleidet.

Das Schema der Ionisationskammer in Fig. 3 gestattet die einzelnen Absorptionen zu beurteilen.

Der Röntgenstrahl erleidet eine erste Absorption im Cellophanfenster auf der Strecke  $DC$  und eine zweite in der Kammer im Füllgas Argon. Die Absorption innerhalb der Ionisationskammer unterteilen wir in die Absorption im Vorraum  $CB$  und die Absorption längs der Messelektrode  $BA$ . Nur die sich längs der Messelektrode bildenden Argonionen werden gemessen. Diese 3 Teilabsorptionen, die der Röntgenstrahl im Messraum, im Vorraum und im Cellophanfenster erleidet, werden durch die Absorptionsfaktoren  $k_1$ ,  $k_2$  und  $k_3$  dargestellt.

Die Anzahl Röntgenquanten, welche die Punkte  $A$ ,  $B$ ,  $C$  usw. erreichen, bezeichnen wir mit  $N_A$ ,  $N_B$ ,  $N_C$  usw.

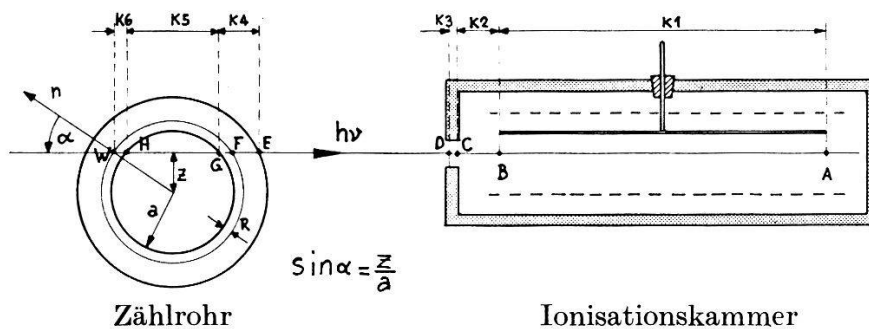


Fig. 3.

Die Absorptionsfaktoren in Zählrohr und Ionisationskammer.

$k_1$ .

Von den  $N_B$ -Quanten, die den Messraum in  $B$  erreichen, wird nur die Anzahl  $N$  absorbiert. Der Absorptionsfaktor  $k_1$  wird deshalb folgendermassen definiert:

$$k_1(h\nu, p) = \frac{N_B}{N} = \frac{1}{1 - e^{-(\mu/\rho) \cdot \rho(p) \cdot L}} \quad (3)$$

$\mu/\rho$ : Massenabsorptionskoeffizient für Argon.

$\rho(p)$  Argondichte in Funktion des Kammerdruckes  $p$ .

$L = AB = 12,5$  cm Länge der Messelektrode.

Die Faktoren  $k_1$  sind für die verwendeten Quantenenergien und Kammerdrucke in Tabelle 1 dargestellt.

Tabelle 1.

Die Absorptionsfaktoren  $k_1$ ,  $k_2$  und  $k_3$  der Ionisationskammer.

ch. Str.	$\lambda$	$h\nu$	$p$	$(\mu/\rho)_A$	$k_1$	$k_2$	$k_3$
—	Å	KeV	atü	cm <sup>2</sup> /g	—	—	—
Zn— $K_\alpha$	1,43	8,65	2,40	93	1,00	2,80	1,60
Zn— $K_\beta$	1,29	9,65	2,40	70	1,00	2,17	1,42
Mo— $K_\alpha$	0,710	17,5	2,93	13	1,57	1,18	1,08
Ag— $K_\alpha$	0,56	22,2	2,93	7,1	2,34	1,10	1,04
Sb— $K_\alpha$	0,472	26,3	2,93	4,2	3,56	1,05	1,03

$k_2$ .

Die Absorption im Vorraum  $CB$  muss experimentell bestimmt werden, da seine genaue Ausdehnung nicht ermittelt werden kann. Zu diesem Zweck haben wir mit weicher Strahlung ( $Zn-K_\alpha$ ) in einem Kammerdruckbereich, wo im Messraum vollständige Absorption stattfindet, die Röntgenabsorption im Vorraum in Funktion des Kammerdruckes  $p$  gemessen und folgenden experimentellen Zusammenhang gefunden:

$$k_2(h\nu, p) = \frac{N_C}{N_B} = e^{4,46 \cdot 10^{-6} \cdot p \cdot (\mu/\varrho)} \quad (4)$$

$k_2$ : Absorptionskonstante. (Diese Absorptionskonstante und alle folgenden haben einen andern physikalischen Sinn als  $k_1$ !) In Tabelle 1 sind die Werte von  $k_2$  für alle verwendeten Quantenenergien und Kammerdrucke  $p$  zusammengestellt.

 $k_3$ .

Für die Absorption im Fenster definieren wir den Absorptionsfaktor

$$k_3(h\nu) = \frac{N_D}{N_C} = e^{\mu d}. \quad (5)$$

Die Dicke des Cellophanfensters beträgt 0,51 mm. Nach WILLIAMS<sup>6)</sup> ist der Absorptionskoeffizient  $\mu$  für Cellophan

$$\mu = 3,52 \cdot \lambda^{2,66} \text{ für } 0,6 \text{ \AA} < \lambda < 2,3 \text{ \AA}. \quad (6)$$

Diese Beziehung haben wir experimentell bestätigt.

Die Werte von  $k_3$  sind für die verwendeten Quantenenergien in Tabelle 1 aufgeführt.

Im folgenden wird das Argument der Absorptionsfaktoren  $k_1$ ,  $k_2$  und  $k_3$  der Einfachheit halber weggelassen werden.

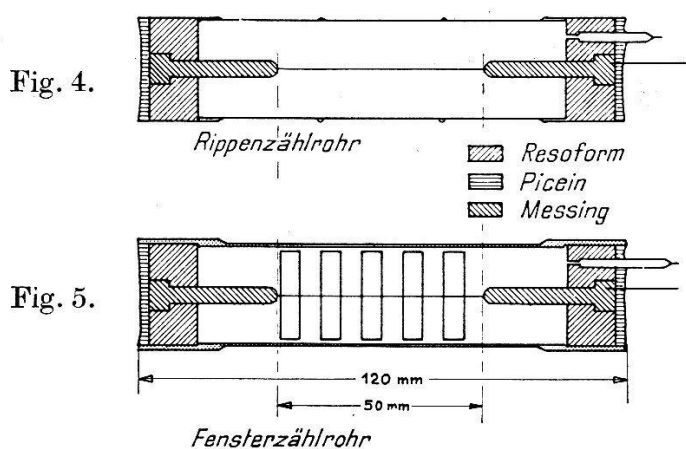
#### 4. Die Zählrohre.

Die verwendeten Zählrohre entsprechen dem im Institut gebräuchlichen Normaltypus mit folgenden Daten:

Kathodenlänge	120 mm
Kathodeninnendurchmesser	24 mm
Zähldrahtdurchmesser	0,2 mm
Zähldrahtlänge	50 mm
Gasfüllung	10 mm Hg $C_2H_5OH$ + 90 mm Hg Ar
Betriebsspannung	zwischen 1150 und 1350 Volt

Die Messungen an der  $\text{Mo } K_\alpha$ -,  $\text{Ag } K_\alpha$ - und  $\text{Sb} - K_\alpha$ -Strahlung werden an dünnwandigen *Rippenzählrohren* ausgeführt. (Fig. 4.) Die Kathode besteht aus Aluminium und besitzt eine Dicke von 0,1 mm. Die beiden Rippen dienen zur Verstärkung des Zählrohres.

Die Kupfer- und Goldkathoden werden aus einer Aluminium-Kathode hergestellt, deren Innenfläche elektrolytisch mit einem Kupfer bzw. Goldbelag versehen wird. Die Vergoldung von Aluminium erfordert eine vorherige Verkupferung. Diese elektrolytischen Schichten werden etwas dicker gemacht als der wirksamen Schichtdicke entsprechen würde, damit einerseits der Belag voll zur Ansprechwahrscheinlichkeit beitragen kann, und andererseits die Absorption des Zählrohres nicht zu gross wird.



Die verwendeten Rippenzählrohre tragen die Bezeichnungen 77, 24, 26 und 88.

Die Messungen an der  $\text{Zn} - K_\alpha$ - und  $\text{Zn} - K_\beta$ -Strahlung werden mit *Fensterzählrohren* (Fig. 5) ausgeführt, deren geringe Fensterdicke eine noch gut messbare Röntgenintensität in die Ionisationskammer durchlässt. Die Fenster bestehen aus reinen, verkupferten und vergoldeten Aluminiumfolien von ca.  $40 \mu$  Dicke.

Die Dicke der elektrolytisch aufgetragenen Kupfer- und Goldschichten werden einerseits aus Absorptionsmessungen, andererseits aus dem Gewicht der elektrolytisch abgeschiedenen Mengen ermittelt.

In Tabelle 2 sind die Wandstärken der Aluminiumkathoden und die Schichtdicken der Kupfer- bzw. Goldbelage angegeben.

### 5. Die Absorptionsfaktoren der Zählrohre.

Zur experimentellen Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit müssen wir die Anzahl  $N_W$  Quanten ermitteln, die im Punkte  $W$  auf die wirksame Schicht der Zählrohrkathode fällt (vgl. Gl. 1).

Zu diesem Zwecke müssen nur noch die Absorptionen bestimmt werden, die der Röntgenstrahl beim Durchdringen des Zählrohres erleidet, da wir die Anzahl  $N_D$  auf das Fenster der Ionisationskammer fallender Quanten bereits kennen.

Tabelle 2.

Die Schichtdicken der verwendeten Zählrohrkathoden.

Zählrohr	Al mg/cm <sup>2</sup>	Cu mg/cm <sup>2</sup>	Au mg/cm <sup>2</sup>
77	30,3	—	—
R 101	9,5	—	—
R 102	8,1	—	—
24	28,9	1,76	—
R 104	10,8	0,25	—
26	27,3	0,74	1,58
88	27,0	0,43	4,56
R 103	9,7	0,20	0,25

Die Absorption in Luft auf der Strecke  $DE$  (Fig. 3) darf vernachlässigt werden, da wir keine extrem weichen Röntgenstrahlen verwenden.

Auf der Strecke  $EG$  durchquert der Röntgenstrahl eine Zählrohrwand, dann wird er im Zählrohrgas auf der Sehne  $GH$  absorbiert und schliesslich erfährt er noch eine Absorption innerhalb der wirksamen Schichtdicke  $HW$ . Die beiden letztgenannten Absorptionen sind bedeutend kleiner als die erstgenannte.

$k_4$ .

Die Absorption in der Zählrohrwand  $GE$  wird experimentell für zentralen Strahldurchtritt ( $z = 0$ ) bestimmt. Der Absorptionsfaktor lautet für diesen Fall

$$k_4 \equiv k_4(h\nu, z = 0) = \frac{N_G}{N_E} \quad (7)$$

und im Fall  $z \neq 0$  gilt die Beziehung

$$\log k_4(h\nu, z) = \frac{a}{\sqrt{a^2 - z^2}} \log k_4(h\nu, 0), \quad a = 12 \text{ mm.} \quad (8)$$

Die Werte von  $k_4$  sind in Tabelle 3 für alle verwendeten Quantenenergien zusammengestellt.

Zu Formel (8) ist zu bemerken, dass sie nur mit der Einschränkung gilt, dass  $z$  nicht zu nahe an den Zählrohrradius  $a$  heranreichen soll.

**Tabelle 3.**

Absorptionsfaktor  $k_4$  für die verwendeten Zählrohre.

ch. Str.	Absorptionsfaktoren $k_4$							
	Al-Kathode			Cu-Kathode		Au-Kathode		
	77	R 101	R 102	24	R 104	26	88	R 103
Zn— $K_\alpha$	—	—	1,38	—	1,57	—	—	1,63
Zn— $K_\beta$	—	1,31	1,26	—	1,37	—	—	1,35
Mo— $K_\alpha$	1,17	—	—	1,26	—	1,36	—	—
Ag— $K_\alpha$	1,08	—	—	1,12	—	1,18	1,40	—
Sb— $K_\alpha$	1,05	—	—	1,07	—	1,11	—	—

$k_5$ .

Die Absorption im Zählrohrgas auf der Strecke  $HG$  wird für zentralen Strahlengang ( $z = 0$ ) durch folgenden Absorptionsfaktor beschrieben:

$$k_5 \equiv k_5(h\nu, z=0) = \frac{N_H}{N_G} = e^{(\mu/\varrho) 2r} \simeq 1 + 2 \left( \frac{\mu}{\varrho} \right) r \quad (9)$$

$(\mu/\varrho)$  Massenabsorptionskoeffizient für Argon.

**Tabelle 4.**

Absorptionsfaktoren  $k_5$  und  $k_6$  für die verwendeten Zählrohre.

ch. Str.	Absorpt. Faktor $k_5$	Absorptionsfaktor $k_6$		
		Al	Cu	Au
Zn— $K_\alpha$	1,04	1,01	1,01	1,03
Zn— $K_\beta$	1,03	1,01	1,06	1,02
Mo— $K_\alpha$	1,01	1,00	1,03	1,05
Ag— $K_\alpha$	1,00	1,00	1,02	1,05
Sb— $K_\alpha$	1,00	1,00	1,02	1,04

Die Werte von  $k_5$  werden berechnet und sind in der Tabelle 4 für alle Quantenenergien angegeben.



$k_6$ .

Im theoretischen Teil dieser Arbeit werden wir sehen, dass die wirksame Schichtdicke  $WH$  gleich der praktischen Reichweite  $R$  der Photoelektronen im Kathodenmaterial ist.

Für zentralen Strahlengang ( $z = 0$ ) lautet dann der Absorptionsfaktor

$$k_6 \equiv k_6(h\nu, z=0) = \frac{N_W}{N_H} = e^{(R\rho) \cdot (\mu/\rho)} \simeq 1 + (R\rho) \frac{\mu}{\rho} \quad (10)$$

$R\rho$ : Praktische Massenreichweite der Photoelektronen im Kathodenmaterial.

$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$ : Massenabsorptionskoeffizient der Röntgenquanten im Kathodenmaterial.

Die Werte von  $k_6$  sind in der Tabelle 4 in Funktion der Quantenenergien dargestellt.

Die eben erwähnten Absorptionsfaktoren gehen als Produkt in die Rechnung ein. Dies führt zu folgender Vereinfachung: Die  $z$ -Abhängigkeit von  $k_5$  und  $k_6$  darf im Produkt vernachlässigt werden.

$$k_4(h\nu, z) \cdot k_5(h\nu, z) \cdot k_6(h\nu, z) \simeq k_4(h\nu, z) \cdot k_5 \cdot k_6 \quad (11)$$

Diese Näherung ist aus folgendem Grund erlaubt:

Mit zunehmendem  $|z|$  wächst  $k_5(h\nu, z)$ , und  $k_6(h\nu, z)$  wird kleiner, das Produkt beider Faktoren bleibt also im Wesentlichen konstant. Ausserdem liegen beide Faktoren sehr nahe bei 1.

Zur Vereinfachung wird im folgenden das Argument  $h\nu$  weggelassen.

## 6. Das Messverfahren.

Aus den Formeln (3), (4), (5), (8), (9), (10) folgt unter Berücksichtigung der Näherung (11) durch Multiplikation

$$k_1 \cdot k_2 \cdot k_3 \cdot k_4(z) \cdot k_5 \cdot k_6 = \frac{N_W}{N} \quad (12)$$

und unter Verwendung von (2).

$$N_W = k_1 \cdot k_2 \cdot k_3 \cdot k_4(z) \cdot k_5 \cdot k_6 \cdot \frac{C \cdot U}{e} \cdot \frac{I}{h\nu} \quad (13)$$

Aus Gleichung (1) und (13) erhalten wir für die experimentelle Ansprechwahrscheinlichkeit  $A_{\text{exp}}$ :

$$A_{\text{exp}}(z) = \frac{Z}{N_W} = \frac{Z(z)}{k_1 \cdot k_2 \cdot k_3 \cdot k_4(z) \cdot k_5 \cdot k_6} \cdot \frac{e}{C \cdot U} \cdot \frac{h\nu}{I} \quad (14)$$

Aus dieser wichtigen Gleichung (14) lässt sich für eine bestimmte Stelle des Zählrohrs der experimentelle Wert der An-

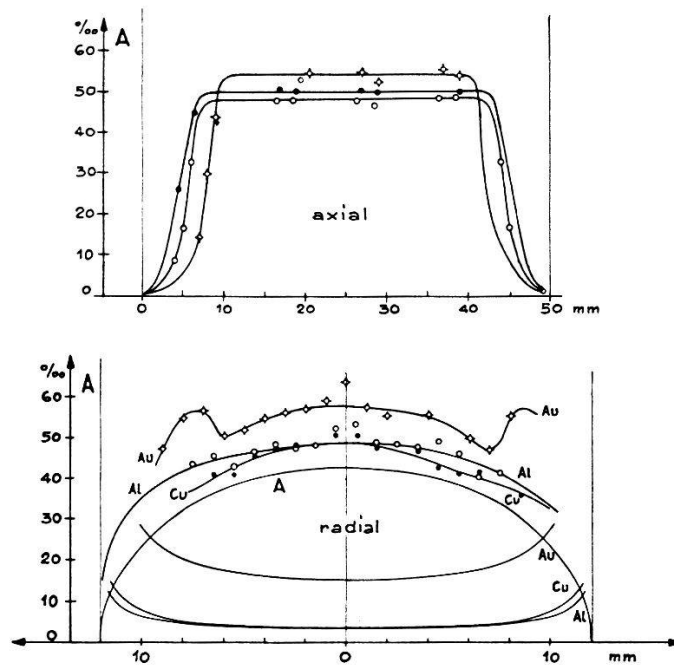


Fig. 6.

Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit für die  $\text{Zn-K}\alpha$ -Strahlung und Zählrohre mit Al-, Cu- und Au-Kathode.

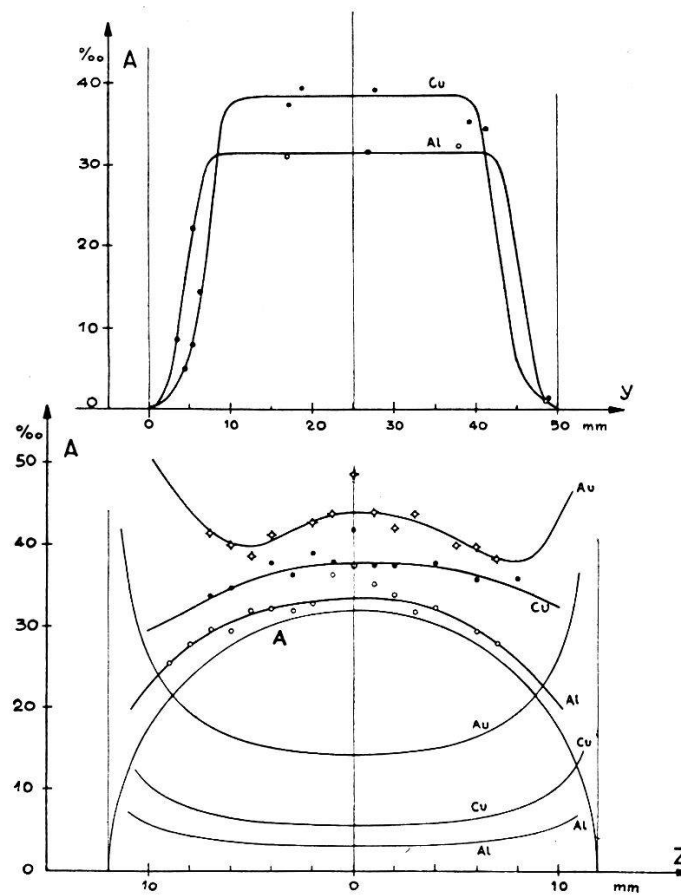


Fig. 7.

Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit für die  $\text{Zn-K}\beta$ -Strahlung und Zählrohre mit Al-, Cu- und Au-Kathode.

sprechwahrscheinlichkeit berechnen, wenn wir *gemessen* haben die Anzahl Zählrohrstösse  $Z$ , die Kapazität  $C$  und die Kompensationsspannung  $U$  des Luftkondensators und die 6 Absorptionsfaktoren.

In der verwendeten Messanordnung (Fig. 3) liegen Zählrohrachse und Röntgenstrahl in einer horizontalen Ebene und beide stehen senkrecht aufeinander.

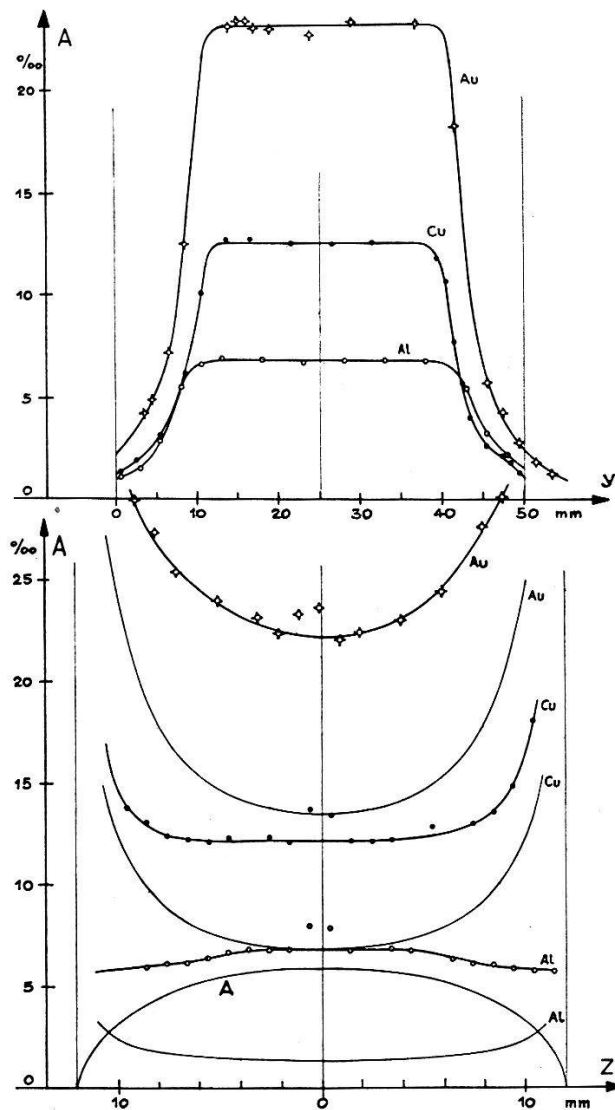


Fig. 8.

Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit für die  $\text{Mo-}K_{\alpha}$ -Strahlung und Zählrohre mit Al-, Cu- und Au-Kathode.

Das Zählrohr kann in einer vertikalen Ebene ( $yz$ ) gegenüber dem Röntgenstrahl in vertikaler Richtung ( $z$ -Achse), und in der Richtung der Zählrohrachse ( $y$ -Achse) verschoben werden.

Die Stellung des Zählrohres ist deshalb durch die beiden Koordinaten  $y$  und  $z$  festgelegt.

## IV. Messergebnisse.

Die Messergebnisse sind graphisch dargestellt in den Figuren 6, 7, 8, 9 und 10. Die obere Figur stellt den Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit längs des 50 mm langen Zähldrahtes dar. Die 3 Kurven gelten für Zählrohre mit Al-, Cu-, bzw. Au-Kathode.

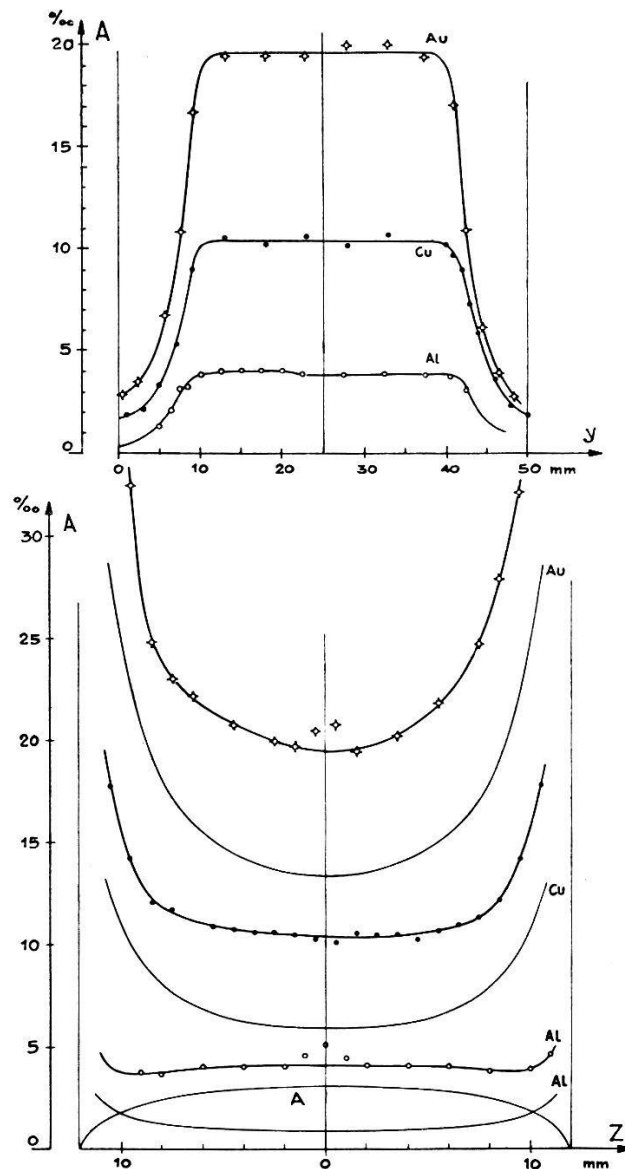


Fig. 9.

Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit für die Ag- $K_{\alpha}$ -Strahlung und Zählrohre mit Al-, Cu- und Au-Kathode.

Die untere Figur stellt den Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit längs des Zählrohrdurchmessers von 12 mm dar. Ausserdem sind die theoretisch berechneten Beiträge des Argongases (A), der Al-, Cu- und Au-Kathode eingezeichnet.

In Tabelle 5 sind die Zählrohrsensibilitäten  $\varepsilon$  für die 3 Zählrohrtypen und die verwendeten Röntgenstrahlungen zusammengestellt. Unter der Sensibilität eines Zählrohres verstehen wir das Verhältnis der Anzahl gezählter Quanten zur Anzahl der das Zählvolumen erreichenden Quanten, wenn das *ganze* Zählvolumen einem *parallelen* Röntgenstrahlenbündel ausgesetzt ist.

Tabelle 5.

Die Sensibilität  $\varepsilon$  von Zählrohren mit Al-, Cu- und Au-Kathode in Funktion verschiedener Quantennergien.

Strahlung	$h\nu$ keV	$\varepsilon$ in ‰		
		Al	Cu	Au
Zn— $K_\alpha$	8,65	33,5	32,7	36,8
Zn— $K_\beta$	9,65	23,1	25,1	36,5
Mo— $K_\alpha$	17,5	5,0	9,65	19,6
Ag— $K_\alpha$	22,2	3,2	9,7	19,2
Sb— $K_\alpha$	26,3	2,3	8,2	20,1

### V. Theorie zur Zählrohransprechwahrscheinlichkeit.

Wir stellen uns jetzt die Aufgabe, die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Zählrohres in Funktion der Quantenenergie zu berechnen.

Dabei wird sich herausstellen, dass die theoretischen Werte mit den gemessenen für Zählrohre mit Al-Kathoden gut übereinstimmen. Für Zählrohre mit Cu- und Au-Kathoden ist diese Übereinstimmung im Bereich kleiner Quantenenergien auch noch gut, während sie im Bereich grosser Quantenenergien für Cu-Zählrohre nur noch 10% und für Au-Zählrohre noch 20% beträgt.

Die Theorie vermag also die Messergebnisse quantitativ nicht vollständig wiederzugeben, hingegen wird der qualitative Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit mit der Röntgenquantenenergie von der Theorie durchaus richtig beschrieben. Die dadurch gewonnenen Gesichtspunkte zur Beurteilung der Ansprechwahrscheinlichkeit sind von praktischer Bedeutung für die Konstruktion von Zählrohren.

#### 1. Das Zählvolumen.

Die Theorie, die im folgenden entwickelt wird, beruht auf der Annahme der Existenz eines Zählvolumens, welches wir folgendermassen definieren:

Das Zählvolumen ist derjenige Teil des Zählrohrvolumens, worin in jedem Punkt ein freies, nicht zu schnelles Elektron das Zählrohr zum Ansprechen bringt.

Wenn ein sehr langsames Elektron sich in irgendeinem Punkte des Zählvolumens befindet, wird sich folgender Prozess abspielen: Das Elektron wird unter dem Einfluss des elektrischen Feldes zum Zählendraht hin beschleunigt. In der unmittelbaren Umgebung des Zählendrahtes ist das elektrische Feld so gross, das Elektron nimmt

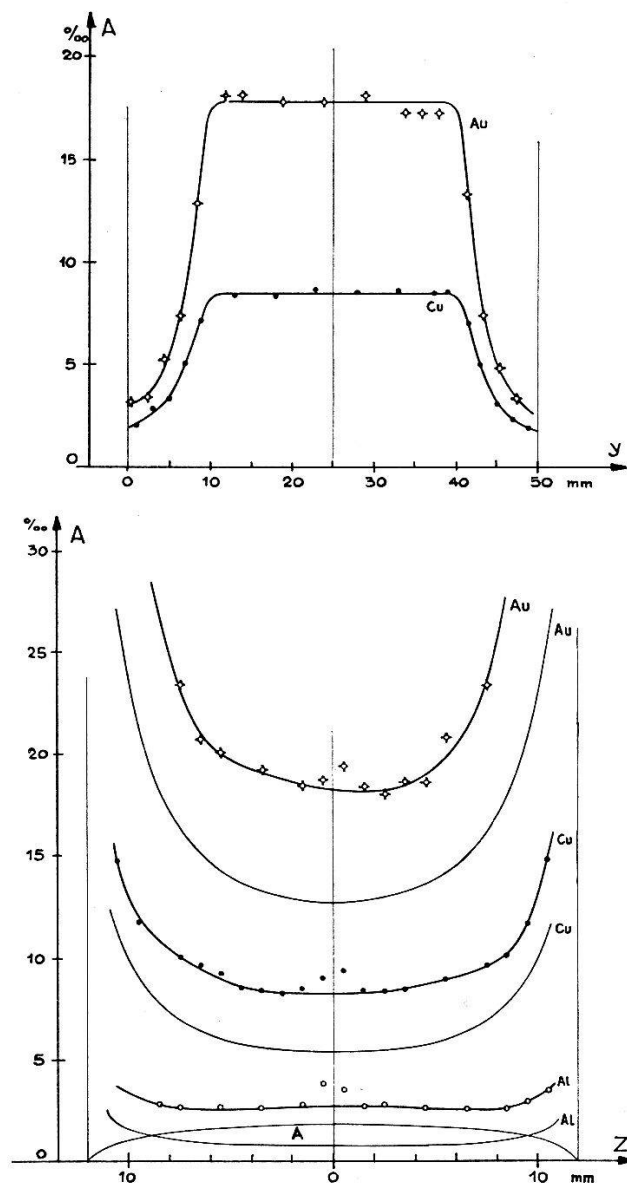


Fig. 10.

Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit für die Sb- $K_{\alpha}$ -Strahlung und Zählrohre mit Al-, Cu- und Au-Kathode.

auf einer freien Weglänge so viel Energie auf, dass es jeweils beim nächsten Zusammenstoss ein Argonatomb zu ionisieren vermag. Dadurch entsteht eine primäre Ionenlawine, welche senkrecht zum Zählendraht wächst. Die durch Anregungsstösse hervorgerufenen Quanten erweitern diese primäre Ionenlawine nach beiden Seiten

längs des Zähldrahtes und bilden so den Ionenschlauch, der den Zähldraht schliesslich auf seiner ganzen Länge umhüllt<sup>7)</sup> <sup>8)</sup>.

Das elektrische Feld vermag die Bahn *schneller* Elektronen nicht merklich zu beeinflussen, wohl aber die Bahnen der Sekundärelektronen, von denen etwa 10 pro mm Bahnlänge erzeugt werden. Im allgemeinen führen diese Sekundärelektronen den oben beschriebenen Ansprechprozess aus.

## 2. Die Absorptionsprozesse der Röntgenstrahlen.

Damit ein Röntgenquant von einem Zählrohr registriert wird, muss in der Kathode oder im Zählrohrgas ein Elektron befreit werden, welches das Zählvolumen erreicht. Die Befreiung eines Elektrons durch einen Röntgenquant ist stets mit der Absorption des letzteren verbunden. Prinzipiell kommen die Photoabsorption, die Compton-Streuung sowie die Paarerzeugung dafür in Frage. Die Paarerzeugung scheidet aus energetischen Gründen ohne weiteres aus.

In Tabelle 10 sind die Bindungsenergien für die *K*-, *L*- und *M*-Elektronen der Elemente Al, A, Cu und Au zusammengestellt. Daraus ist ersichtlich, dass die Comptonabsorption in merklichem Masse nur für die beiden leichtesten Elemente Al und A auftritt und wir es im übrigen nur mit Photoabsorption zu tun haben.

Die Absorption, die ein Röntgenstrahl beim Durchgang durch Materie erleidet, wird durch den Massenschwächungskoeffizienten  $\mu/\rho$  angegeben, welcher sowohl aus reiner Photoabsorption ( $\tau/\rho$ ) als auch aus Streuabsorption ( $\sigma/\rho$ ) besteht. Es ist

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho}. \quad (15)$$

Die Streuabsorption besteht für kleine Quantenenergien und schwere Elemente hauptsächlich aus kohärenter Streuung, welche aber neben der viel grösseren Photoabsorption vernachlässigt werden darf. ( $\mu/\rho \simeq \tau/\rho$ ). Für grosse Quantenenergien und leichte Elemente besteht die Streuabsorption hauptsächlich aus inkohärenter Comptonstreuung und die Photoabsorption ist von der gleichen Grössenordnung. Die Absorptionskoeffizienten für Compton-Streuung werden berechnet<sup>9)</sup> und sind in Tabelle 7 und 8 für die leichten Elementen Al und Cu zusammengestellt.

Die reinen Photoabsorptionskoeffizienten erhält man durch Subtraktion der Compton'schen Streukoeffizienten von den Schwächungskoeffizienten<sup>10)</sup>.



### 3. Beitrag der Zählrohrkathode zur Ansprechwahrscheinlichkeit.

Die Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit erfolgt für die Versuchsanordnung wie sie unter III. beschrieben worden ist.

In Figur 11 ist das Zählrohr mit dem Innendurchmesser  $2a$  und einer Wandstärke, welche gleich der wirksamen Schicht  $R$  gewählt wird, im Querschnitt dargestellt. Der Röntgenstrahl  $h\nu$  trifft die Kathode im Punkte  $W$  und schliesst mit der dort errichteten Normalen  $n$  den Winkel  $\alpha$  ein. Das Röntgenbündel verläuft im Abstand  $z$  vom Zählendraht und senkrecht zu diesem.

Damit angenommen werden darf, dass der Strahl die Strecke  $HG$  (Fig. 3) ganz im Zählvolumen zurücklegt, sei der Auftreffpunkt  $W$  in die mittlere Hälfte des Zählrohres verlegt.

Die Theorie wird in der Allgemeinheit entwickelt, wie sie zur Berechnung des Beitrages einer Goldkathode zur Ansprechwahrscheinlichkeit notwendig ist. Die Beiträge von Aluminium- und Kupferkathoden erhält man leicht als Spezialfälle.

Die wirksame Schichtdicke  $d$  der Kathode wird so gewählt, dass alle Photoelektronen, die darin entstehen, die Möglichkeit besitzen, das Zählvolumen zu erreichen, d. h. diese Schichtdicke muss gleich der praktischen Reichweite der Photoelektronen gewählt werden.

Im Falle von Cu- und Au-Kathoden, wo mehrere Gruppen von Photoelektronen auftreten, wird die wirksame Schichtdicke gleich der praktischen Reichweite der energiereichsten Elektronengruppe gewählt.

Die Anzahl Photoelektronen, die in der Kathode erzeugt werden. Auf der Strecke  $WH$  innerhalb der Kathode werden

$$G = N_W \cdot \tau \cdot \frac{d}{\cos \alpha} \quad (16)$$

Quanten absorbiert und ebenso viele Photoelektronen erzeugt, wenn  $N_W$ -Quanten im Punkte  $W$  auftreffen. Wegen der geringen Schichtdicke  $d$  kann die Ionendichte auf dieser Strecke als konstant angenommen werden.

Im Falle einer Goldkathode bilden diese Photoelektronen 4 verschiedene Energiegruppen entsprechend ihrer Herkunft aus der  $L_I$ -,  $L_{II}$ -,  $L_{III}$ - und  $M$ -Schale. Die Bindungsenergien dieser Photoelektronen<sup>11)</sup> seien  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $B_3$  und  $B_4$ , wobei die Indizierung so vorgenommen wird, dass  $B_i < B_k$  ist. Dann gilt für die praktischen Reichweiten<sup>12)</sup>  $R_i = R(h\nu - B_i)$  die Beziehung

$$R_1 > R_2 > R_3 > R_4 \text{ und es ist } d = R_1.$$

Die relative Grösse dieser 4 Gruppen wird durch die Gewichts-

faktoren  $p_i^{13})$  gegeben, welche in Tabelle 11 zusammengestellt sind. Von den  $G$ -Photoelektronen besitzen also

$$G_i = N_W \cdot \tau \cdot \frac{R_i}{\cos \alpha} \cdot p_i \text{ Elektronen die Reichweite } R_i, i = 1, 2, 3, 4.$$

*Die Anzahl Photoelektronen, die das Zählvolumen erreichen.*

$G_1$ -Elektronen der ersten Gruppe sind auf der Strecke  $WH$  (Fig. 11) gleichmässig verteilt. Auf das Wegelement  $ds$  fallen demnach  $G_1/R_1 \cdot \cos \alpha \cdot ds$ -Elektronen.

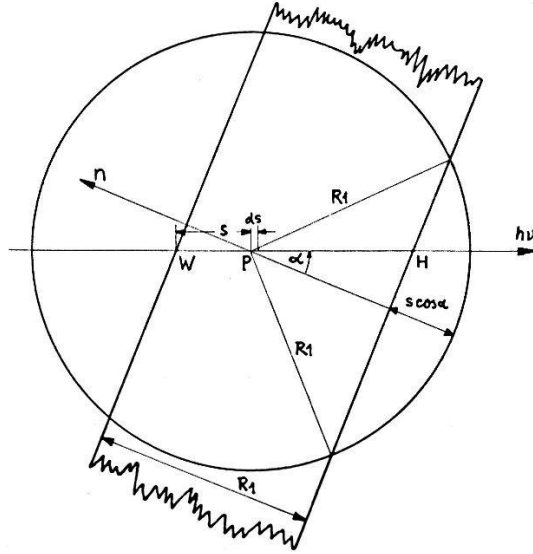


Fig. 11.

Beitrag der Zählrohrkathode zur Ansprechwahrscheinlichkeit.

Unter der vereinfachenden Annahme einer *isotropen Richtungsverteilung* der Photoelektronen berechnen wir nun die Wahrscheinlichkeit  $W(s)$  dafür, dass ein im Punkt  $P$  erzeugtes Elektron der Reichweite  $R_1$  das Zählvolumen erreicht. Diese Wahrscheinlichkeit ist gleich dem Verhältnis zwischen der Kugeloberfläche vom Radius  $R_1$  und der Kugelkappe, welche ins Zählvolumen ragt.

$$W(s) = \frac{s \cos \alpha}{2 R_1}. \quad (17)$$

Die mittlere Wahrscheinlichkeit, gemittelt über die ganze Strecke  $WH$  ist dann

$$W = \frac{\cos \alpha}{R_1} \int_0^{R_1/\cos \alpha} W(s) \cdot ds = \frac{1}{4}. \quad (18)$$

Von den  $G_1$ -Elektronen werden also

$$L_1 = \frac{1}{4} \cdot N_W \cdot \tau \cdot \frac{R_1}{\cos \alpha} \cdot p_1 \quad (19)$$

das Zählvolumen erreichen und das Zählrohr zum Ansprechen bringen.

Von den  $G_2$ -Elektronen besitzen diejenigen, die zu weit vom Punkte  $H$  weg liegen, wegen ihrer kürzeren Reichweite gar keine Möglichkeit, das Zählvolumen zu erreichen, und tragen zur Ansprechwahrscheinlichkeit also nichts bei. Von den  $G_2$  Elektronen hat nur der Bruchteil  $G_2 \cdot R_2 / R_1$  die Möglichkeit, das Zählvolumen zu erreichen. Die mittlere Wahrscheinlichkeit dafür beträgt wiederum  $\frac{1}{4}$ . Es werden also  $L_2 = \frac{1}{4} \cdot N_W \cdot \tau \cdot R_2 / \cos \alpha \cdot p_2$ -Elektronen das Zählvolumen erreichen.

Diese Überlegung gilt auch für die letzten beiden Elektronengruppen.

Von den  $G$ -Photoelektronen werden schliesslich  $L$ -Elektronen das Zählvolumen erreichen, nämlich

$$L = \sum_{i=1}^4 L_i = N_W \cdot \frac{\tau}{4 \cdot \cos \alpha} \cdot \sum_{i=1}^4 R_i \cdot p_i. \quad (18)$$

Aus Symmetriegründen ist der Beitrag der Ansprechwahrscheinlichkeit der Photoelektronen, die beim zweiten Kathodendurchtritt des Röntgenstrahles entstehen, gleich gross, sofern von der Absorption des Röntgenstrahles beim ersten Kathodendurchtritt ( $k_6$ ) und der Absorption im Gasvolumen ( $k_5$ ) abgesehen werden kann. Unter Berücksichtigung dieser beiden Absorptionen ist dann der ganze Beitrag der Kathode an Photoelektronen, die das Zählvolumen erreichen, gleich

$$\left(1 + \frac{1}{k_5 \cdot k_6}\right) \cdot N_W \cdot \frac{\tau}{4 \cdot \cos \alpha} \sum_{i=1}^4 R_i \cdot p_i. \quad (19)$$

Streng genommen ist sowohl  $k_5$  als auch  $k_6$  noch vom Winkel  $\alpha$  abhängig. Da aber mit zunehmendem  $\alpha$   $k_5$  kleiner und  $k_6$  grösser wird, und zudem beide Faktoren von 1 wenig verschieden sind, darf das Produkt  $k_5 \cdot k_6$  unabhängig von  $\alpha$  für  $\alpha$  gleich Null gebildet werden. Diese Werte, welche für zentralen Strahlengang genau richtig sind, sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

*Beitrag der Compton-Elektronen der Kathode zur Ansprechwahrscheinlichkeit.* Die Zahl der in der Kathode erzeugten Compton-Elektronen ist nur für Aluminium und auch da nur für grosse Quantenenergien vergleichbar mit der Zahl gleichzeitig erzeugter Photoelektronen. Nur in diesem Falle ist der Streukoeffizient vergleichbar mit dem reinen Photoabsorptionskoeffizienten und sonst immer viel kleiner.

Für diesen günstigen Fall soll abgeschätzt werden, ob die Compton-Elektronen überhaupt einen wesentlichen Beitrag zur Ansprechwahrscheinlichkeit der Kathode liefern können.

Die Compton-Elektronen besitzen ein kontinuierliches Energiespektrum zwischen Null und einer Maximalenergie. Für Aluminium ist diese Maximalenergie ca. 6 mal kleiner als die entsprechende Energie für ein Photoelektron und das Verhältnis der Reichweiten ist sogar 20. Das bedeutet, dass die Compton-Elektronen der Kathode im betrachteten Energieintervall keinen wesentlichen Beitrag zur Ansprechwahrscheinlichkeit liefern können, und dass die Photoelektronen für den Beitrag der Kathode allein massgebend sind.

Aus (19) erhalten wir somit als Beitrag der Kathode zur Ansprechwahrscheinlichkeit

$$A_k(\alpha) = \frac{\tau}{4 \cos \alpha} \cdot \left(1 + \frac{1}{k_5 \cdot k_6}\right) \sum_{i=1}^4 R_i \cdot p_i. \quad (20)$$

#### 4. Beitrag des Zählrohrs-gases zur Ansprechwahrscheinlichkeit.

Unter der Annahme, dass die mittlere Partie des Zählrohrvolumens ganz dem Zählvolumen angehört, werden sowohl die Photo- als auch die Compton-Elektronen, die durch Absorption der Röntgenstrahlung im Zählrohr-gas entstehen, unmittelbar zur Ansprechwahrscheinlichkeit beitragen.

Der Massenschwächungskoeffizient  $\mu/\rho$  von Argon ist also massgebend. Die Absorption im Alkoholdampf darf vernachlässigt werden.

Von den  $N_W$ -Quanten im Punkte  $W$  (Fig. 3) werden  $N_W/k_6$  den Punkt  $H$  erreichen. Auf der Strecke  $HG = 2a \cdot \cos \alpha$  werden also

$$\frac{N_W}{k_6} \cdot (1 - e^{-\mu \cdot 2a \cdot \cos \alpha}) \quad (21)$$

Quanten im Zählvolumen absorbiert, wodurch eine gleiche Anzahl Elektronen befreit wird. Der Beitrag des Zählrohr-gases ist dann

$$A_G = \frac{1}{k_6} \cdot (1 - e^{-\mu \cdot 2a \cdot \cos \alpha}) \simeq \frac{1}{k_6} \cdot \mu \cdot 2a \cdot \cos \alpha \quad (22)$$

und die gesamte Ansprechwahrscheinlichkeit für ein Zählrohr ist nun unter Verwendung von (20) und (22)

$$A_{th} = A_k + A_G = \left(1 + \frac{1}{k_5 \cdot k_6}\right) \cdot \frac{\tau}{4 \cos \alpha} \sum_{i=1}^4 R_i p_i + \frac{1}{k_6} \cdot \left(\frac{\mu}{\rho}\right) \cdot \rho \cdot 2a \cdot \cos \alpha. \quad (23)$$

## VI. Die numerischen Ergebnisse der Theorie.

### 1. Beitrag des Zählrohrs-gases.

Formel 22 wird in der Tabelle 6 für folgende Werte ausgewertet:  
 $\varrho = 1,97 \cdot 10^{-4} \text{ gr/cm}^3$  für Argon unter einem Druck von 90 mm Hg  
 und  $20^\circ \text{ C}$ .  $2a = 2,40 \text{ cm}$   $\cos \alpha = 1$ .

**Tabelle 6.**

Theoretischer Beitrag  $A_G$  des Zählrohr-Gases zur Ansprechwahrscheinlichkeit für verschiedene Quantenergien  $h\nu$ .

$\varrho = 1,97 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3 / 2a = 2,40 \text{ cm} / \cos \alpha = 1$							
$h\nu$ KeV	$\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{\text{Arg}}$ $\text{cm}^2/\text{g}$	$k_6$			$A_G$ in ‰		
		Al	Cu	Au	Al	Cu	Au
8,65	93	1,00	1,00	1,03	42,9	42,9	40,7
9,65	70	1,00	1,06	1,02	32,6	30,7	32,0
17,5	13	1,00	1,03	1,05	6,2	6,02	5,9
22,2	7,1	1,00	1,02	1,05	3,3	3,24	3,14
26,3	4,2	1,00	1,02	1,04	2,0	1,96	1,92
58,8	0,55	1,00	1,00	1,00	0,24	0,24	0,24

### 2. Beitrag der Aluminiumkathode (Tabelle 7).

Formel 20 nimmt folgende einfache Form an:

$$A_k(\alpha) = \left(\frac{\tau}{\varrho}\right) \cdot (R \cdot \varrho) \cdot \frac{1}{4 \cos \alpha} \cdot \left(1 + \frac{1}{k_5 \cdot k_6}\right) \quad (24)$$

**Tabelle 7.**

Theoretischer Beitrag  $A_K$  der Aluminium-Kathode zur Ansprechwahrscheinlichkeit.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$h\nu$	$h\nu - B_K$	$R\varrho \cdot 10^4$	$\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{\text{Al}}$	$\left(\frac{\sigma}{\varrho}\right)_{\text{Al}}$	$\left(\frac{\tau}{\varrho}\right)_{\text{Al}}$	$1 + \frac{1}{k_5 k_6}$	$A_K$	$A_G$	$A_{\text{th}}$	Fig.
KeV	KeV	$\text{g/cm}^2$	$\text{cm}^2/\text{g}$	$\text{cm}^2/\text{g}$	$\text{cm}^2/\text{g}$	—	‰	‰	‰	—
8,65	7,1	1,8	40,0	—	40,0	1,95	3,50	42,9	46,4	6
9,65	8,1	2,05	29,0	—	29,0	1,96	2,90	32,6	35,5	7
17,5	16,0	5,0	5,22	0,18	5,04	2,00	1,26	6,2	7,5	8
22,2	20,6	7,9	2,60	0,17	2,43	2,00	0,96	3,3	4,3	9
26,3	24,7	12,0	1,60	0,17	1,43	2,00	0,86	2,0	2,86	10
58,8	57,2	54	0,28	0,16	0,122	2,00	0,32	0,24	0,56	—
$\cos \alpha = 1$					$B_K = 1,55 \text{ KeV}$					

**Tabelle 8.**  
Theoretischer Beitrag  $A_K$  der *Kupfer-Kathode* zur Ansprechwahrscheinlichkeit.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$h\nu$	$h\nu-B_L$	$h\nu-B_K$	$R_Q \cdot 10^4$ $L^-$ Elektronen	$R_Q \cdot 10^4$ $K^-$ Elektronen	$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Cu}$	$\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_{Cu}$	$\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_{Cu}$	$1 + \frac{1}{k_5 k_6}$	$A_K$	$A_G$	$A_{th}$	Fig.
KeV	KeV	KeV	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup>	cm <sup>2</sup> /g	cm <sup>2</sup> /g	cm <sup>2</sup> /g	—	0/00	0/00	0/00	—
8,65	7,70	—	1,9	—	42,0	—	42,0	1,95	4,1	42,9	47,0	6
9,65	8,70	0,65	2,2	0,2	255	—	255	1,91	5,65	30,7	36,4	7
17,5	16,6	8,5	5,3	2,15	51,0	0,17	50,8	2,00	6,70	6,0	12,7	8
22,2	21,3	13,2	8,5	3,8	25,5	0,16	25,3	2,00	5,83	3,24	9,1	9
26,3	25,4	17,3	12,9	5,7	15,7	0,16	15,5	2,00	5,37	1,96	7,3	10
58,8	57,9	49,8	56	44	1,8	0,15	1,65	2,00	3,95	0,24	4,2	—

$\cos \alpha = 1$   $B. = 1,0 \text{ KeV}$   $Bk = 8,9 \text{ KeV}$

**Tabelle 9.**  
Theoretischer Beitrag  $A_K$  der *Gold-Kathode* zur Ansprechwahrscheinlichkeit.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$h\nu$	$h\nu-B_{LI}$	$h\nu-B_{LII}$	$h\nu-B_{LIII}$	$h\nu-B_M$	$R_Q \cdot 10^4$ $L_I$	$R_Q \cdot 10^4$ $L_{II}$	$R_Q \cdot 10^4$ $L_{III}$	$R_Q \cdot 10^4$ $M$	$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Au}$	$1 + \frac{1}{k_5 k_6}$	$A_K$	$A_G$	$A_{th}$	Fig.
KeV	KeV	KeV	KeV	KeV	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup>	g/cm <sup>2</sup>	cm <sup>2</sup> /g	—	0/00	0/00	0/00	—
8,65	—	—	—	6,0	—	—	—	1,5	179	1,93	15,5	40,7	56,2	6
9,65	—	—	—	7,0	—	—	—	1,8	135	1,94	14,1	32,0	46,1	7
17,5	3,1	3,7	5,5	14,8	0,67	0,83	1,2	3,7	120	1,94	13,5	5,9	19,4	8
22,2	7,8	8,4	10,2	19,5	1,7	1,8	2,2	5,9	66	1,95	13,5	3,14	16,6	9
26,3	11,9	12,5	14,3	23,6	2,7	2,9	3,5	9,1	40	1,95	12,8	1,92	14,7	10
58,8	44,4	45,0	46,8	56,1	31	31	33	44	5,0	1,97	12,3	0,24	12,5	—



weil Aluminium in unserem Energiebereich keine Absorptionskante besitzt. Für die Photoabsorption werden nur die  $K$ -Elektronen berücksichtigt, deren Bindungsenergie 1,55 KeV beträgt. Die Tabelle 10 ist für  $\cos \alpha = 1$  aufgestellt, die Werte von  $k_5$  und  $k_6$  sind Tabelle 4, und die Beiträge  $A_G$  des Zählrohrgases der Tabelle 6 entnommen. Die theoretische Ansprechwahrscheinlichkeit ist gleich der Summe der beiden Ansprechwahrscheinlichkeiten  $A_G$  und  $A_k$ .

### 3. Der Beitrag der Cu-Kathode.

Formel 20 lautet für Kupferkathode:

$$A_k(\alpha) = \left(\frac{\tau}{\varrho}\right) \cdot \frac{1}{4 \cos \alpha} \cdot [(R_K \cdot \varrho) \cdot p_K + (R_L \cdot \varrho) \cdot p_L] \left(1 + \frac{1}{k_5 \cdot k_6}\right) \quad (25)$$

und wird in Tabelle 11 für  $\cos \alpha = 1$  ausgewertet. Die Bindungsenergien  $B_K$  und  $B_L$  stehen in Tabelle 10, die Gewichtungsfaktoren  $p_K$  und  $p_L$  stehen in Tabelle 11 und die Absorptionsfaktoren  $k_5$  und  $k_6$  werden aus Tabelle 4 entnommen.

Dadurch, dass die Massenreichweiten, welchen Messungen an Aluminium zugrunde liegen, mit einem Faktor 1,06 multipliziert werden, wird erreicht, dass die praktischen Reichweiten proportional zur Elektronendichte gewählt werden.

### 4. Beitrag der Goldkathode.

Formel 20 lautet für Gold

$$A_k(\alpha) = \left(1 + \frac{1}{k_5 \cdot k_6}\right) \cdot \left(\frac{\tau}{\varrho}\right) \frac{1}{4 \cos \alpha} \cdot [(R_{LI} \varrho) p_{LI} + (R_{LII} \varrho) p_{LII} + (R_{LIII} \varrho) (p_{LIII} + (R_M \varrho) p_M)]. \quad (26)$$

Diese Formel wird in Tabelle 9 für  $\cos \alpha = 1$  ausgewertet. Die Bindungsenergien werden Tabelle 10, die Gewichtungsfaktoren Tabelle 11 und die Absorptionsfaktoren  $k_5$  und  $k_6$  Tabelle 4 entnommen.

**Tabelle 10.**

Bindungsenergie der Elektronen in KeV.

	$B_K$	$B_{LI}$	$B_{LII}$	$B_{LIII}$	$B_M$
Al	1,55	—	—	—	—
A	3,2	—	—	—	—
Cu	8,9	← 1,0 →			—
Au	80,5	14,4	13,8	12,0	2,7



Um die praktischen Reichweiten statt massenproportional proportional zur Elektronendichte zu setzen, werden die Massenreichweiten mit dem Faktor 1,20 multipliziert.

**Tabelle 11.**  
Gewichtsfaktoren.

Energiebereich		$p_K$	$p_{LI}$	$p_{LII}$	$p_{LIII}$	$p_M$
Au	$h\nu < B_{LIII}$	0	0	0	0	1
	$h\nu > B_{LI}$	0	0,17	0,23	0,36	0,24
Cu	$h\nu < B_K$	0	$p_L = 1$			0
	$h\nu > B_K$	0,88	$p_L = 0,12$			0
Al		1	$p_L = 0$			0

## VII. Diskussion.

Wir haben bei der Entwicklung der Theorie zur Ansprechwahrscheinlichkeit folgende Hypothesen und vereinfachenden Annahmen gemacht:

1. Die Existenz eines Zählvolumens.
2. Die mittlere Partie des Zählrohrvolumens soll ganz zum Zählvolumen gehören.
3. Die Richtungsverteilung der Photoelektronen ist isotrop.
4. Die Durchdringungsfähigkeit der Elektronen in festen Stoffen wird durch die praktische Reichweite bestimmt.
5. Die Aluminiumoxydschicht ist vernachlässigbar dünn gegenüber der wirksamen Schichtdicke.

### *Aluminium-Zählrohre.*

Für Al-Zählrohre finden wir im ganzen Energiebereich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den experimentellen Werten der Ansprechwahrscheinlichkeit. Da der Beitrag der Kathode bedeutend geringer als derjenige des Zählrohrgases ist, bedeutet diese Übereinstimmung eine gute Bestätigung der Theorie über den Beitrag des Zählrohrgases. Insbesondere werden damit die beiden ersterwähnten Hypothesen bestätigt.

Die *axialen Messungen* zeigen unabhängig von der Quantenenergie und dem Kathodenmaterial den gleichen charakteristischen

Verlauf. Die Ansprechwahrscheinlichkeit nimmt von den beiden Zähldrahtenden gegen die Mitte zu und bleibt auf der mittleren Zähldrahtpartie konstant. Die Tiefe der beiden Randzonen beträgt für Zählrohre der verwendeten Bauart stets etwa 12 mm. Über die Ursache und das Ausmass dieser Randzonen berichten wir weiter unten.

Der Verlauf der *radialen Messreihen* ist stark von der Quantenenergie abhängig, da mit zunehmender Quantenenergie der relative Anteil der Kathode zunimmt. Die gute Übereinstimmung der theoretischen mit den experimentellen Werten für die Sb— $K\alpha$ -Strahlung bestätigt die Theorie über den Beitrag der Kathode zur Ansprechwahrscheinlichkeit. Speziell werden die oben unter 3., 4. und 5. erwähnten Hypothesen dadurch gerechtfertigt.

Würde, wie das WEBER<sup>2)</sup> behauptet, die Al-Kathode von einer 13000 Å starken  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schicht überzogen sein, so würde der Beitrag der Kathode etwa 3mal geringer. Unsere Messungen zeigen, dass diese Oxydschicht bedeutend dünner sein muss.

R. HOLM<sup>14)</sup> macht über die Stärke der  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schicht folgende Angaben:

Auf einer frischen Al-Oberfläche entsteht im ersten Augenblick nach ihrer Entstehung eine 20—35 Å dicke Schicht und wächst allmählich weiter an. Nach etwa einem Monat hat diese Schicht ihre endgültige Dicke, die zwischen 60 und 100 Å liegt, erreicht, sofern die Oxydation nicht speziell gefördert wird. Nach STEINHEIL<sup>15)</sup> soll die maximale Oxydschicht auf Al 400 Å betragen. Auch dieser Wert ist immer noch 30mal geringer als der von WEBER eingeführte.

#### *Kupfer- und Goldzählrohre.*

Für *kleine Quantenenergien* besteht für Kupfer- und Goldzählrohre gute Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den experimentellen Werten der Ansprechwahrscheinlichkeit. Die Übereinstimmung liegt innerhalb 10% und bestätigt nochmals die Theorie über den Beitrag des Zählrohrgases. In qualitativer Hinsicht gibt die Theorie den Verlauf der Radialmessungen auch für *grosse Quantenenergien* sehr gut wieder, wodurch auch die beiden vereinfachenden Annahmen, die unter 3. und 4. erwähnt worden sind, nochmals bestätigt werden. Quantitativ gesehen, liegen die theoretischen Werte für Kupfer- 10% und für Goldzählrohre 20% tiefer als die Messwerte, während sie für Al-Zählrohre etwa 10% höher liegen. Mit zunehmender Atomnummer des Kathoden-

materials macht sich also eine im gleichen Sinn fortschreitende Abweichung zwischen den theoretischen und den experimentellen Werten bemerkbar. Dieses Verhalten rührt offenbar vom Beitrag der Kathode her. Die grösste Unsicherheit bei der Berechnung des Kathodenbeitrages liegt zweifellos in der Angabe der praktischen Reichweite der Elektronen im betreffenden Kathodenmaterial. Die Definition der praktischen Reichweite der Elektronen beruht auf folgendem Verhalten:

Für viele leichte Substanzen nimmt die Ionisationsfähigkeit der Elektronen beim Durchgang durch wachsende Schichtdicken über weite Bereiche fast linear ab und weicht von diesem linearen Verlauf erst ab, wenn die Ionisationswirkung bereits auf einen sehr kleinen Bruchteil gesunken ist. Die praktische Reichweite bestimmt sich durch Extrapolation als diejenige Schichtdicke, bei welcher die Ionisierungsdichte bei dauernd linearer Abnahme den Wert Null erreichen würde<sup>16)</sup>.

Die Extrapolation lässt sich für leichte Elemente, speziell für Aluminium gut durchführen, da der lineare Abfall deutlich in Erscheinung tritt. Überhaupt sind an Aluminium weitaus die meisten Absorptionsversuche ausgeführt worden, so dass sein Absorptionsvermögen von allen festen Substanzen am besten bekannt ist.

Diese Extrapolation stösst für schwere Elemente auf Schwierigkeiten, da der lineare Bereich viel kürzer ist als für Aluminium.

Aus Reichweitemessungen in verschiedenen Gasen geht jedoch hervor, dass bei vorgegebener Elektronendichte das Produkt aus Reichweite und Elektronendichte konstant bleibt.

Nach dieser Angabe haben wir auf Grund der Werte für Aluminium, die Reichweiten in Kupfer und Gold berechnet.

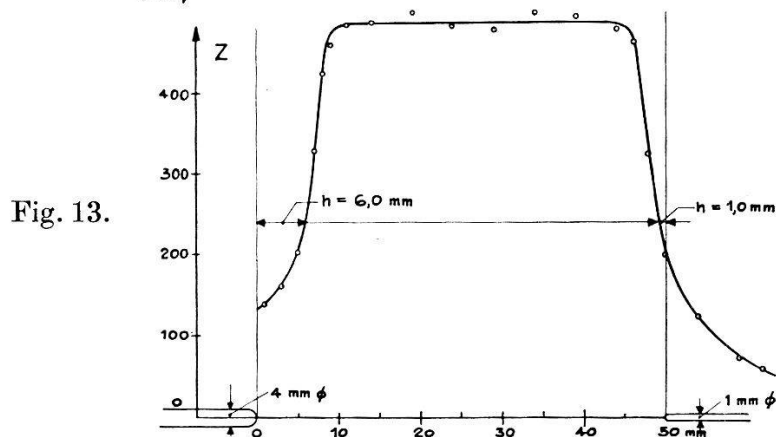
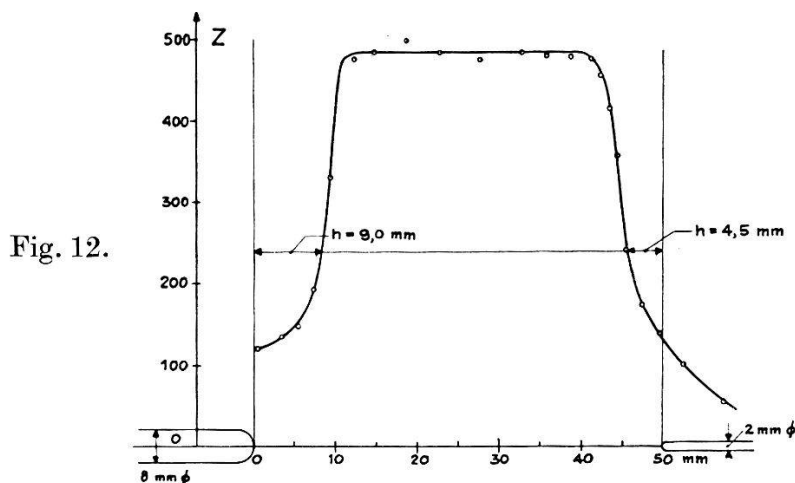
Unsere Messungen zeigen, dass die derart errechneten Reichweiten nicht der Wirklichkeit entsprechen, indem sie für Kupfer etwa 20% und für Gold etwa 30% zu klein sind.

Die Diskrepanz zwischen den theoretischen und den experimentellen Werten für Zählrohre mit Kupfer- und Goldkathoden ist auf die mangelhafte Kenntnis der praktischen Reichweite der Elektronen in diesen Metallen zurückzuführen, und macht die experimentelle Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeiten notwendig. Qualitativ befriedigt die Theorie auch für diese Zählrohre gut und vermittelt ein anschauliches Bild von den Teilprozessen, die die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Zählrohrs hervorrufen.

### VIII. Das Zählvolumen.

Das Zählvolumen ist im Abschnitt V definiert worden und als Arbeitshypothese der Theorie zur Ansprechwahrscheinlichkeit zugrunde gelegt worden. Der Vergleich zwischen Theorie und Experiment im Abschnitt VII zeigt dann, dass dieser Begriff physikalisch realisiert ist.

Im Anschluss an die Messungen der Ansprechwahrscheinlichkeit wurden noch zwei Messreihen an 2 Spezialzählrohren ausgeführt,



Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit in axialer Richtung in Abhängigkeit vom Durchmesser der Zählrohrhalterung.

um etwas über die Abhängigkeit der Längenausdehnung des Zählvolumens zu erfahren.

Da alle Messreihen in der Längsrichtung der Zählrohre bei gleicher Bauart den gleichen charakteristischen Verlauf zeigen, war es naheliegend, zunächst einmal die Zählrohrhalterungen abzuändern.

In der Normalausführung haben die beiden Zählrohrhalter einen Durchmesser von 4 mm und ein halbkugelförmiges Ende. Das eine Spezialzählrohr erhielt nun 2 ungleiche Halter mit 8 bzw.

2 mm Durchmesser und das andere 2 Halter mit 4 bzw. 1 mm Durchmesser. Die Enden waren wiederum halbkugelförmig ausgebildet. Im übrigen handelte es sich um 2 genau gleiche Aluminium-Zählrohre.

Die beiden Messreihen sind in Fig. 12 und Fig. 13 dargestellt, die Ordinate in einem willkürlichen Masstab.

Man sieht, dass mit zunehmender Halterungsdicke das Zählvolumen von den Zähl drahtenden zurückgedrängt wird. Die Halbwertsbreite  $h$  der Randzone nimmt für die 4 gewählten Durchmesser  $D$  der Zähl drahthalterungen folgende Werte an:

$D = 1,0$	$2,0$	$4,0$	$8,0$ mm
$h = 1,0$	$4,5$	$6,0$	$9,0$ mm

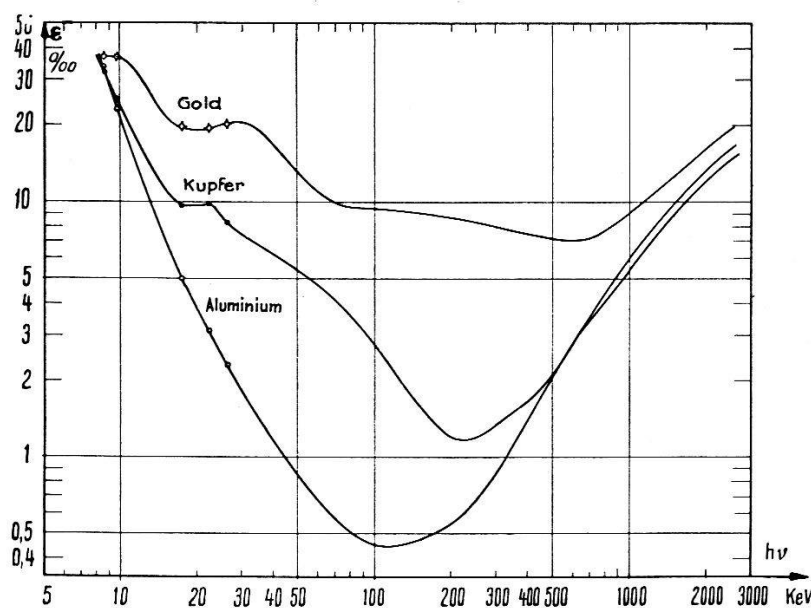


Fig. 14.

Zählrohrsensibilität  $\varepsilon$  in Funktion der Quantenenergie  $h\nu$

Damit ein Zählrohr seine optimale integrale Ansprechwahrscheinlichkeit (Sensibilität) besitzt, muss sein Zählvolumen möglichst gross sein. Dies wird durch eine möglichst schlank auslaufende Zähl drahthalterung erreicht.

Die Zähl drahthalterung erniedrigt die elektrische Feldstärke in der unmittelbaren Umgebung der Zähl drahtenden derart, dass dort keine Stossionisation mehr stattfinden kann und der beschriebene Ansprechprozess nicht mehr möglich ist.

Je grösser der Radius der Halterung, desto tiefer wird die Randzone, die nicht mehr zum Zählvolumen gehört.

Wir stellen uns vor, dass das Zählvolumen scharf begrenzt sei. Der Abfall der Ansprechwahrscheinlichkeit in der Längsrichtung erfolgt deshalb stetig, weil die Photoelektronen, die in die Rand-

zone gelangen, mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit das Zählvolumen erreichen können.

NORLING<sup>17)</sup> hat mit  $\gamma$ -Strahlung (2,7 MeV von ThC'') die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Zählrohrs in seiner Längsrichtung verfolgt und für diese viel grösseren Quantenenergien einen ähnlichen Verlauf erhalten wie wir für Röntgenquanten.

### IX. Der Verlauf der Zählrohrsensibilitäten für elektro-magnetische Strahlung im Energiebereich 5 KeV bis 5 MeV.

Die gemessenen Sensibilitäten  $\varepsilon$  (vgl. Tabelle 5) im Energiebereich 5 KeV bis 60 KeV lassen sich zwanglos an die von BRADT u. a.<sup>1)</sup> gemessenen Sensibilitäten im Energiebereich 100 KeV bis 3 MeV anschliessen (Fig. 14). Der Unterschied der Sensibilitäten einer Gold- und einer Bleikathode kann wegen den wenig verschiedenen Atomnummern der beiden Elemente (79 und 82) vernachlässigt werden.

In Figur 15 ist das Verhältnis der Sensibilitäten zwischen Zählrohren mit Cu- und Al-Kathode bzw. Au- und Cu-Kathoden in

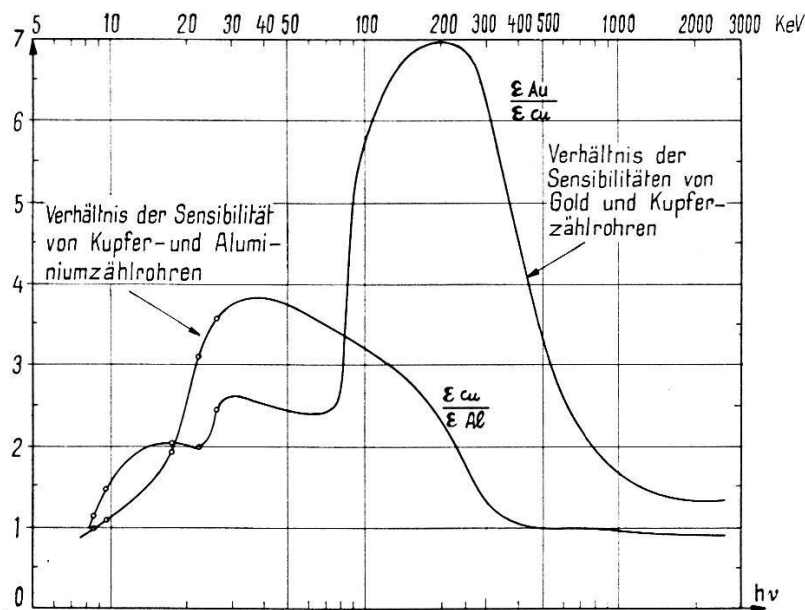


Fig. 15.

Funktion der Quantenenergie dargestellt. Die Darstellung ist vor allem messtechnisch bequem.

Der Verlauf der Sensibilitäten im vereinigten Energiebereich wird durch ein Minimum im Energiebereich 100 KeV bis 500 KeV charakterisiert.

Mit kleiner werdenden Quantenenergien steigt die Ansprechwahrscheinlichkeit, hauptsächlich durch den Photoeffekt hervor-



gerufen, an. Gleichzeitig wächst auch der Anteil des Zählrohrgases gegenüber demjenigen der Kathode.

Mit zunehmender Quantenenergie wächst die Ansprechwahrscheinlichkeit ebenfalls an, da die Compton-Absorption stark zunimmt.

Herrn Professor Dr. P. SCHERRER möchte ich für sein förderndes Interesse, das er dieser Arbeit entgegengebracht hat, meinen besten Dank aussprechen. Herrn Professor Dr. P. PREISWERK danke ich für wertvolle Ratschläge und Diskussionen.

Physikalisches Institut der ETH. Zürich.

### X. Literaturangabe.

- <sup>1)</sup> H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK und P. SCHERRER, H.P.A. **19**, 77 (1946).
- <sup>2)</sup> P. WEBER, H.P.A. **10**, 32 (1937).
- <sup>3)</sup> SULLIVAN, Rev. S. I, **11**, 356 (1940).
- <sup>4)</sup> KOHLRAUSCH, Praktische Physik, Bd. 2, 144 (1947).
- <sup>5)</sup> GREBE und GAERTNER, Ann. d. Physik **2**, 94 (1929).
- <sup>6)</sup> WILLIAMS, Phys. Rev. **44**, 146 (1933).
- <sup>7)</sup> F. ALDER, E. BALDINGER, P. HUBER und F. METZGER H.P.A. **20**, 73 (1949).
- <sup>8)</sup> S. KORFF, Electron and Nuclear Counters, S. 89 (1946).
- <sup>9)</sup> HEITLER, The Quantum Theory of Radiation, S. 157 (1944).
- <sup>10)</sup> Handbook of Chemistry and Physics 1945.
- <sup>11)</sup> COMPTON and ALLISON, X-Rays, S. 794.
- <sup>12)</sup> KOHLRAUSCH, Handbuch der Experimentalphysik XV, S. 320.
- <sup>13)</sup> Handbuch der Experimentalphysik XXIV/1, S. 256.
- <sup>14)</sup> R. HOLM, Techn. Physik der Kontakte 1941, S. 92.
- <sup>15)</sup> A. STEINHEIL, Ann. d. Physik **19**, 465 (1934).
- <sup>16)</sup> KOHLRAUSCH, Handbuch der Experimentalphysik XV, S. 317, Fig. 99.
- <sup>17)</sup> NORLING, Arkiv f. Mathem., Astron. och Fysik **27** (1941).
- <sup>18)</sup> ALVAREZ, Phys. Rev. **54**, 486 (1938).