Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 19 (1946)

Heft: II

Artikel: Empfindlichkeit von Zählrohren mit Blei-, Messing und Aluminiumkathode für -Strahlung im Energieintervall 0,1 MeV bis 3 MeV

Autor: Bradt, H. / Gugelot, P.C. / Huber, O.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111697

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: 07.08.2025

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

Empfindlichkeit von Zählrohren mit Blei-, Messing- und Aluminiumkathode für γ-Strahlung im Energieintervall 0,1 MeV bis 3 MeV

von **H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk** und **P. Scherrer.**

(18. II. 1946.)

Für viele kernphysikalische Untersuchungen, so etwa zum Nachweis sehr schwacher γ-Linien oder für (β,γ)- und (γ,γ)-Koinzidenzmessungen sind Zähler mit möglichst grosser Empfindlichkeit für γ-Strahlung erforderlich. *Zählrohre, deren Kathode aus einem schweren Element (Bi, Pb, Au, Pt) besteht,* sind dafür besonders geeignet. Ihre Empfindlichkeit ist, infolge der mit steigender Ordnungszahl Z stark anwachsenden photoelektrischen Absorption, für γ-Strahlung nicht sehr hoher Energie (0,1 MeV bis 1 MeV) mehrfach grösser als diejenige der üblicherweise verwendeten Messing- und Aluminiumzählrohre (Norling[1]), Bradt[2])).

Die Verwendung von Zählrohren, deren Kathode aus einem Element hoher Ordnungszahl besteht, ist besonders dann angezeigt, wenn eine schwache, weiche γ-Strahlung in Gegenwart noch anderer härterer und intensiverer Komponenten nachgewiesen werden soll. So haben z. B. Versuche von Sizoo und Coumou[3]), die 92 keV Kern-γ-Strahlung des UX_1, deren L_I- und M_I-Konversionslinien von L. Meitner beobachtet worden sind, durch Absorptionsmessungen unter Verwendung eines dickwandigen Messingzählrohrs nachzuweisen, zu keinem eindeutigen Ergebnis geführt. Infolge der geringen Sensibilität der Messingzählrohre für weiche γ-Strahlung hob sich die 92 keV-Komponente nicht genügend vom Untergrund der härteren UX-γ-Strahlung ab. Wird dagegen die Absorptionskurve der UX-γ-Strahlung unter Verwendung, inwendig vergoldeter Zählrohre aufgenommen, so ist aus ihrem Verlauf die Anwesenheit der 92 keV-Komponente ohne weiteres ersichtlich.

Wir haben das *Verhältnis der Sensibilitäten von Zählrohren mit verschiedenem Kathodenmaterial* (Pb resp. Au, Messing, Al) *in Funktion der Quantenenergie* experimentell bestimmt durch den Vergleich der Stosszahlen solcher Zählrohre bei Bestrahlung mit γ-Strah-

len bekannter Energie; es wurde auch berechnet unter Zugrundelegung des Ansatzes von v. DROSTE[4])

$$\varepsilon = 2\,C\,(\tau R_\tau + \sigma \overline{R}_\sigma + 2\,\varkappa\,\overline{R}_\varkappa)$$

τ, σ, $\varkappa$: Absorptionskoeffizienten für Photoeffekt (τ), Comptonstreuung (σ) und Paarerzeugung ($\varkappa$).

R_τ, R_σ, $R_\varkappa$: Reichweiten der durch die entsprechenden Absorptionsvorgänge in der Kathode ausgelösten Sekundärelektronen.

Für die Absorptionskoeffizienten τ, σ, $\varkappa$ sind die nach den bekannten theoretischen Formeln von HULME et al. (Photoeffekt), KLEIN und NISHINA (Comptonstreuung) und BETHE und HEITLER (Paarerzeugung) berechneten Werte verwendet worden (vgl. GENTNER[5]) und SIZOO u. COUMOU[3])). Der photoelektrische Absorptionskoeffizient für Quantenenergien unterhalb 0,2 MeV wurde nach der empirischen Formel von READ[6]) berechnet. Für die Abhängigkeit der Reichweiten

$$R_\tau = R\,(h\nu - E_k)$$

$$\overline{R}_\sigma = 0{,}6\,R_{\max} = 0{,}6\,R\left(\frac{2\,h\nu/\mathrm{mc}^2}{1+2\,h\nu/\mathrm{mc}^2}\,h\nu\right)$$

$$\overline{R}_\varkappa = R\left(\frac{h\nu - 2\,\mathrm{mc}^2}{2}\right)$$

von der Elektronenenergie wurden die von VARDER und SCHONLAND bestimmten Werte der praktischen Reichweite in Aluminium zu Grunde gelegt, wobei angenommen wird, dass das Verhältnis der Reichweiten in verschiedenen Materialien in dem in Betracht kommenden Bereich von der Energie unabhängig ist (BOTHE[7])). Diese Annahme stellt allerdings nur eine recht grobe Näherung dar.

Die so berechnete Zählrohrsensibilität ε ist für Zählrohre mit Messingkathode*) in Fig. 1 (Kurve 1) in Funktion der Quantenenergie graphisch dargestellt; die Kurve ist für den Energiewert 0,51 MeV (Vernichtungsstrahlung) angeschlossen an den experimentellen Wert.

Das Verhältnis der Sensibilitäten von Zählrohren mit Blei- und Kupferkathode $\varepsilon_{\mathrm{Pb}}/\varepsilon_{\mathrm{Cu}}$ und von Zählrohren mit Kupfer- und Aluminiumkathode $\varepsilon_{\mathrm{Cu}}/\varepsilon_{\mathrm{Al}}$ — berechnet nach v. DROSTE bis auf einen konstanten Faktor — ist in Fig. 2 aufgetragen, angeschlossen an die experimentellen Werte für 0,51 MeV-Vernichtungsstrahlung

$$\left(\frac{\varepsilon_{\mathrm{Pb}}}{\varepsilon_{\mathrm{Mess}}}\right)_{0{,}51\ \mathrm{MeV}} = 3{,}30\,; \qquad \left(\frac{\varepsilon_{\mathrm{Mess}}}{\varepsilon_{\mathrm{Al}}}\right)_{0{,}51\ \mathrm{MeV}} = 0{,}98.$$

*) Die Berechnung wurde für Kupfer ausgeführt. Für die Messungen wurden Zählrohre mit Messingkathode verwendet.

Für die *Messung* der relativen Sensibilitäten von Blei-, Messing- und Aluminiumzählrohren wurden mit 10 cm Hg Argon und 1 cm Hg Äthylalkohol gefüllte Zählrohre von 2,3 cm Innendurchmesser, 5,5 cm wirksamer Drahtlänge und 1 mm Wandstärke verwendet. Zur Herstellung der Zählrohre mit Bleikathode wurde ein Bleirohr in ein passendes Messingrohr hineingepresst und beide Rohre auf je 0,5 mm Wandstärke abgedreht. Die Wandstärke der Messing- und Aluminiumzählrohre von 1 mm wurde bei Messungen mit sehr harter γ-Strahlung (z. B. der 2,62 MeV-Strahlung des

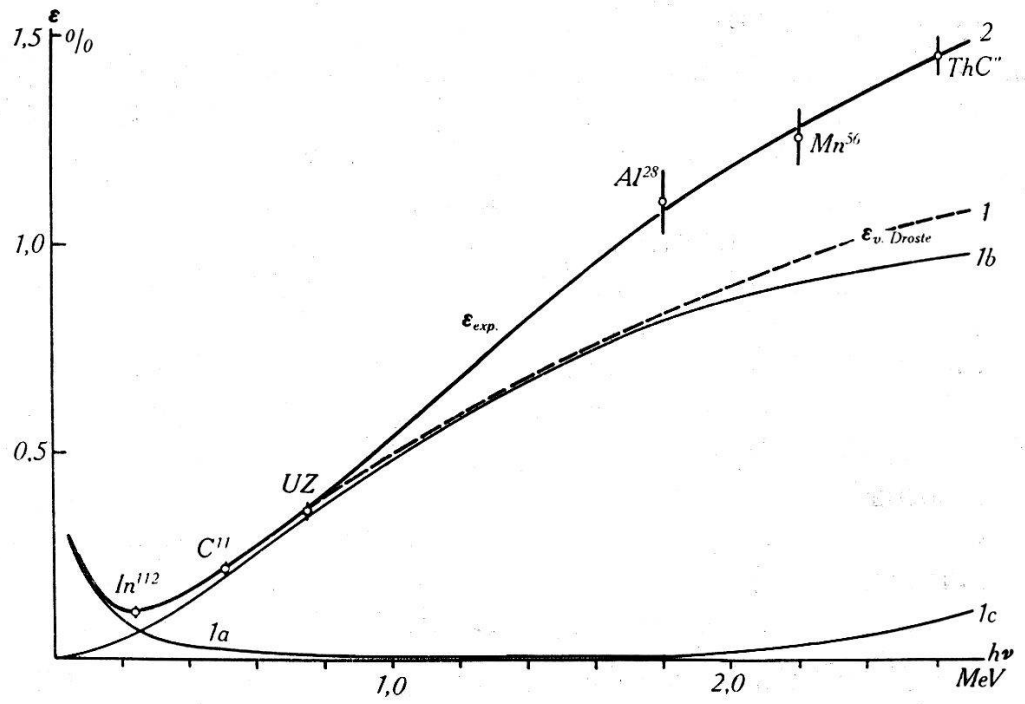

Fig. 1.
Sensibilität von Zählrohren mit Messingkathode.
1: Berechnet für Cu-Kathode nach dem Ansatz von v. Droste.
a) Anteil des Photoeffekts b) Anteil des Comptoneffekts
c) Anteil der Paarerzeugung.
2: Mit Messingzählrohr experimentell bestimmte Kurve.

ThC'') durch über das Zählrohr geschobene Messing- bzw. Aluminiumzylinder so verstärkt, dass sie nie kleiner war als die Reichweite der schnellsten Sekundärelektronen. Zur Messung der Zählrohrsensibilität für Quantenenergien unterhalb 300 keV wurden neben dem 1 mm-Aluminiumzählrohr zwei Messingzählrohre gleicher Dimension verwendet, deren Kathoden auf 0,1 mm abgedreht worden waren. Das eine dieser Zählrohre wurde inwendig elektrolytisch vergoldet (Niederschlag von 20 mg/cm² Au) und ersetzte das Bleizählrohr, dessen Wand die weiche Strahlung schon zu stark absorbiert. (Der Unterschied der Sensibilität einer

Gold- und einer Bleikathode wird im Folgenden ebenso vernachlässigt wie der Unterschied der Sensibilität einer Kupfer- und einer Messingkathode.) Bei allen folgenden Angaben und den Daten der Figuren 2 und 3 ist die Absorption der γ-Strahlung in der Zählrohrwand berücksichtigt.

Als „Lichtquellen" wurden radioaktive Isotope, welche möglichst homogene γ-Strahlung aussenden, verwendet. Messungen der Verhältniswerte der Zählrohrsensibilitäten wurden mit folgenden Strahlungen ausgeführt:

1. der 68 keV-K-Röntgenstrahlung des Au (emittiert beim K-Einfang des Hg^{197})
2. der 88,4 keV- und der 93,5 keV-γ-Strahlung der Silberisomere Ag^{*107} und Ag^{*109} (Bradt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk und Scherrer[8]))
3. der 173 keV- und der 247 keV-γ-Strahlung des 65 h-In^{112} (Lawson und Cork[9]))
4. der 330 keV-γ-Strahlung des Cr^{51} (Bradt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk und Scherrer[10]))
5. der 510 keV-Annihilationsstrahlung der Positronen des C^{11}
6. der 750 keV-γ-Strahlung des UZ (Bradt und Scherrer[11]))
7. der 1,14 MeV-γ-Strahlung des Zn^{65} (Deutsch, Roberts und Elliot[12]))
8. der 1,33 MeV-γ-Strahlung des Sc^{44} (Hibdon, Pool und Kurbatov[13]))
9. der 2,62 MeV-γ-Strahlung des ThC″.

Die Resultate dieser Messungen sind die in Fig. 2 eingetragenen Messpunkte. Die ausgezogenen Kurven verbinden die für Energien zwischen 0,25 MeV und 2,6 MeV nach v. Droste berechneten Werte, angeschlossen an den experimentellen Wert für die Energie 0,51 MeV. Die Übereinstimmung der Messwerte mit den nach v. Drostes Formel berechneten Relativwerten*) ist gut. Für die Berechnung der *Verhältnisse der Sensibilitäten* von Blei-, Messing- und Aluminiumzählrohren, die, wie Fig. 2 zeigt, nur in einem relativ kleinen Energieintervall wesentlich von Eins verschieden sind, stellt also der Ansatz von v. Droste eine genügende Approximation dar.

---

*) Im kurzwelligen Röntgengebiet in der Nähe der K-Kante kann der Ansatz von v. Droste, in dem sinngemäss τR_τ durch $\tau^K R_\tau^K + \tau^L R_\tau^L + \cdots$ zu ersetzen ist, auch nicht mehr näherungsweise verwendet werden. Der Verlauf der Kurve $\frac{\varepsilon_{Pb}}{\varepsilon_{Cu}}$ der Fig. 2 ist für Energien unterhalb 0,25 MeV (gestrichelt eingetragen) den Messwerten angepasst.

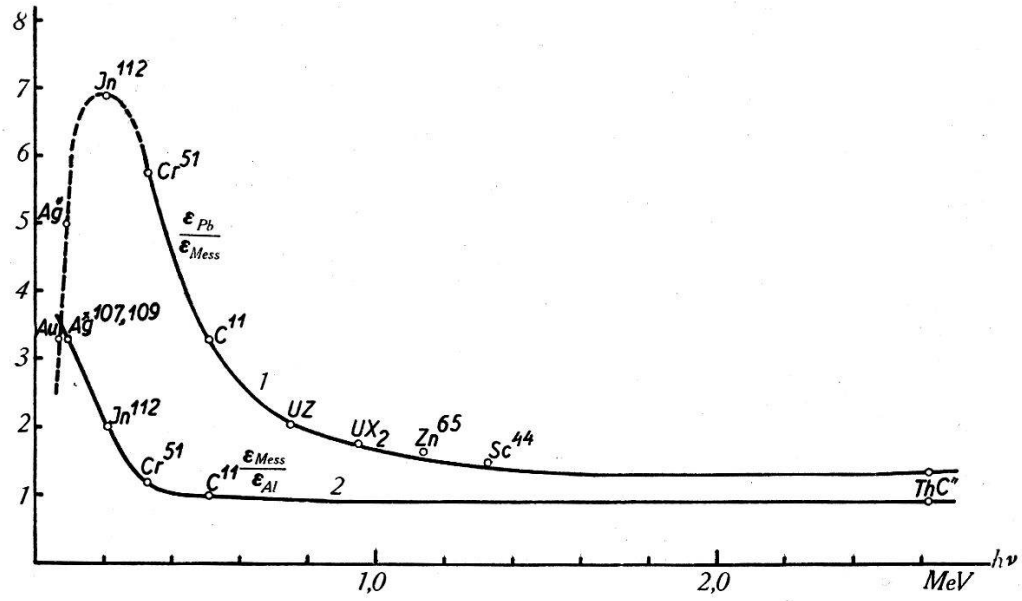

Fig. 2.

Verhältnis der Sensibilitäten von Blei- und Messingzählrohren (Kurve 1) *und von Messing- und Aluminiumzählrohren* (Kurve 2).

(Die ausgezogenen Kurven sind mit dem Ansatz von v. Droste berechnet. Für Messungen unterhalb 0,25 MeV wurden an Stelle von Zählrohren mit Bleikathode solche mit Goldkathode verwendet.)

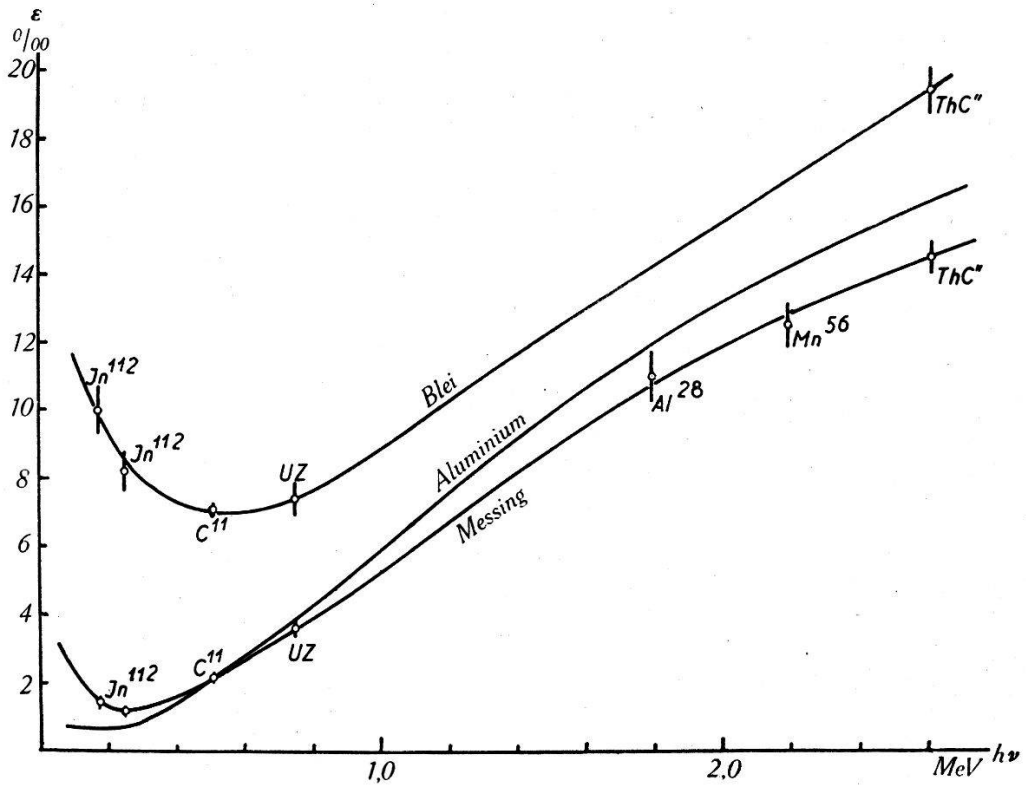

Fig. 3.

Empfindlichkeit von Zählrohren mit Blei-, Aluminium- und Messingkathode in Funktion der Quantenenergie.

Im allgemeinen ist natürlich nicht nur die Kenntnis der Verhältnisse der Sensibilitäten verschiedener Zählrohre, sondern auch die Kenntnis der *absoluten Sensibilität eines bestimmten Zählrohrs in Funktion der Quantenenergie der zu registrierenden γ-Strahlung* (Fig. 3) von Nutzen. Diese Funktion muss bekannt sein, damit aus den mit einem Zählrohr gemessenen Stosszahlen die wahre Intensität von γ-Linien bestimmt werden kann. Fig. 1, in der neben der für Kupferkathode berechneten Sensibilitätskurve auch die Messwerte (s. u.) eingezeichnet sind, zeigt, dass für die Darstellung der Variation der Zählrohrsensibilität mit der Quantenenergie der v. DROSTEsche Ansatz keine gute Approximation mehr darstellt. Die berechnete Kurve verläuft bei grösseren Energien wesentlich flacher als die empirische Kurve; der v. DROSTEsche Ansatz gibt die Variation der Zählrohrsensibilität mit der Quantenenergie jeweils nur innerhalb eines begrenzten Energieintervalls mit genügender Genauigkeit wieder. Dies ist ohne weiteres verständlich, wenn wir überlegen, auf was für eine Vernachlässigung der Ansatz von v. DROSTE hinausläuft.

Nach Definition ist die *Zählrohrsensibilität* ε gleich der Zahl der durch ein Bündel paralleler γ-Strahlen in der Zählrohrwand ausgelösten und in das Innere des Zählrohrs gelangenden Sekundärelektronen, dividiert durch die Zahl der das Zählrohr durchsetzenden Quanten. Die Zahl der pro γ-Quant im Füllgas des Zählrohrs direkt erzeugten Ionen kann für härtere γ-Strahlung im allgemeinen vernachlässigt werden.

Ist

$$\varepsilon = \sum_{k=1}^{3} \varepsilon_k \qquad \begin{array}{l} k = 1\text{: Photoeffekt} \\ k = 2\text{: Comptonstreuung} \\ k = 3\text{: Paarerzeugung} \end{array}$$

n_0 die Anzahl der Atome pro cm³ der Kathode

$\sigma_k(h\nu, E)\, dE$ der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Sekundärelektrons der Energie $E \ldots E + dE$ durch Photoeffekt ($k = 1$), Comptoneffekt ($k = 2$) oder Paarerzeugung ($k = 3$) eines γ-Quants der Energie $h\nu$

$D(E, x)$ die Wahrscheinlichkeit, gemittelt über alle Richtungen, dafür, dass ein in der Tiefe x ausgelöstes Elektron der Energie E bis in das Innere des Zählrohrs gelangt (Durchlässigkeit)

so ist

$$\varepsilon_k(h\nu) = \pi n_0 \int_0^{E_{\max}} \int_0^{R(E)} \sigma_k(h\nu, E)\, D(E, x)\, dE\, dx.$$

Wäre die Funktion $D\left(E, \frac{x}{R(E)}\right)$ von der Energie E unabhängig,

so liesse sich die Integration nach der Schichtdicke x ohne weiteres ausführen:

$$\varepsilon_k(h\nu) = \text{const.}\, n_0 \int_0^{E_m} \sigma_k(h\nu, E)\, R(E)\, dE \sim \bar{R}_k(E_m)\, \mu_k(h\nu)\,.$$

Wir fielen damit auf den Ansatz von v. Droste zurück $\left(\mu_k = n_0 \int \sigma_k dE = \text{Absorptionskoeffizient}\right)$. Dieser Ansatz ist also im wesentlichen gleichbedeutend mit der Annahme, dass die Durchlässigkeit einer Schichtdicke x eines bestimmten Materials für Elektronen der Energie E nur vom Verhältnis $\frac{x}{R(E)}$ abhängt. Wie Absorptionsmessungen von Bleuler und Zünti[14]) zeigen, ist dies aber keineswegs der Fall: je grösser die Energie der Elektronen ist, um so grösser ist die Durchlässigkeit für gleiche Werte von x/R. Es ist daher zu erwarten, dass die Zählrohrsensibilität mit wachsender Quantenenergie rascher ansteigt als nach der Formel von v. Droste. Eben dies ergeben auch die Messungen (Fig. 1).

Wir haben die Absolutwerte der Zählrohrsensibilität für eine Reihe von Quantenenergien experimentell bestimmt:

1. Für die *0,51 MeV-Annihilationsstrahlung* der Positronen des C^{11} ergaben Messungen der (γ,γ)-Koinzidenzrate, die wegen der extremen Richtungskopplung der zwei bei der Annihilation entstehenden, in diametral entgegengesetzter Richtung auseinanderfliegenden Quanten vom Raumwinkel Quelle—Zählrohr unabhängig ist, die Sensibilitätswerte

$$\varepsilon^{\text{Pb}}_{0,51\ \text{MeV}} = (7{,}1 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-3}; \qquad \varepsilon^{\text{Mess}}_{0,51\ \text{MeV}} = (2{,}15 \pm 0{,}07) \cdot 10^{-3}.$$

2. (β,γ)-Koinzidenzmessungen mit UZ (Bradt und Scherrer[11])) ergaben für die verhältnismässig homogene *UZ-γ-Strahlung* der mittleren Energie 0,75 MeV die Sensibilitätswerte

$$\varepsilon^{\text{Pb}}_{0,75\ \text{MeV}} = (7{,}4 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-3}; \qquad \varepsilon^{\text{Mess}}_{0,75\ \text{MeV}} = (3{,}6 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-3}.$$

3. Nach Lawson und Cork[9]) ist der K-Einfang des dem Isotop der Masse 112 zugeordneten *65h-Indiums* von der Emission zweier γ-Linien der Energien 173 keV und 247 keV begleitet. Diese Energiewerte wurden durch Messung des Spektrums der Konversionselektronen im magnetischen Spektrographen bestimmt. Lawson und Cork lassen offen, ob von beiden angeregten Niveaus aus der Übergang direkt in den Grundzustand stattfindet, oder ob die 173 keV- und 247 keV-Quanten sukzessive in Kaskade emittiert werden.

Wir haben durch (γ,γ)-Koinzidenzmessungen unter Verwendung zweier dünnwandiger, inwendig vergoldeter Zählrohre zeigen können, dass das letztere der Fall ist, d. h. dass die beiden Linien in Kaskade emittiert werden. Aus dem Wert der, bei einem von Quelle und Zählrohr aufgespannten Raumwinkel $\alpha = \frac{\Omega}{4\pi} = 0{,}095$ gemessenen (γ,γ)-Koinzidenzrate von $R_{\gamma,\gamma} = \frac{K}{Z} = 0{,}72 \cdot 10^{-3}$ be-

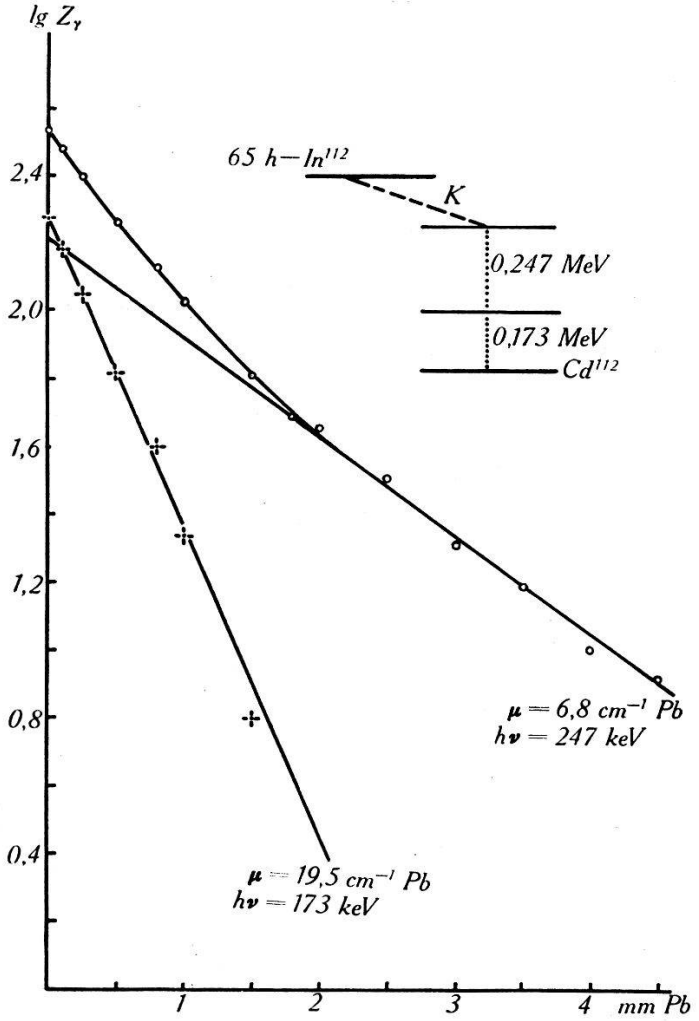

Fig. 4.

Absorptionskurve der γ-Strahlung des 65 h—In^{112}.

Die Quanten von 173 keV und 247 keV werden in Kaskade emittiert. Die in der Skizze eingezeichnete Reihenfolge der Emission der Quanten ist willkürlich.

rechnet sich die mittlere Sensibilität der Goldzählrohre für die beiden Linien nach Berücksichtigung der Absorption in einem Al-Filter und der Zählrohrwand zu $\varepsilon^{Au}_{0,2\,MeV} = (9{,}0 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-3}$. Eine Korrelation der Emissionsrichtungen der beiden in Kaskade emittierten 173 keV- und 247 keV-Quanten konnte nicht nachgewiesen werden:

$$\left| \left[W(\pi) - W\left(\frac{\pi}{2}\right) \right] \Big/ W\left(\frac{\pi}{2}\right) \right| < 0{,}1 \,.$$

Die mit einem Goldzählrohr gemessene Absorptionskurve der γ-Strahlung des 65 h-In^{112} (Fig. 4) lässt sich vollständig in zwei homogene Komponenten zerlegen, deren Absorptionskoeffizienten (19,5 cm^{-1} und 6,8 cm^{-1} Pb) den von LAWSON und CORK bestimmten Quantenenergien von 173 keV und 247 keV entsprechen. Da die wahren Intensitäten der beiden in Kaskade emittierten Linien gleich gross sind, ist das Verhältnis der Anfangsintensitäten der beiden Komponenten der Absorptionskurve gerade gleich dem Verhältnis der Zählrohrsensibilitäten $\varepsilon^{Au}_{173\,keV} : \varepsilon_{247\,keV}$. Nach Berücksichtigung der Absorption in einem eingeschalteten 2 mm-Aluminiumfilter und in der Zählrohrwand ergibt sich als Wert dieses Verhältnisses

$$\varepsilon^{Au}_{0,173\,MeV} : \varepsilon^{Au}_{0,247\,MeV} = 1,2$$

und somit

$$\varepsilon^{Au}_{0,173\,MeV} = (10,0 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}; \qquad \varepsilon^{Au}_{0,247\,MeV} = (8,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}.$$

Der mittlere Wert des Verhältnisses $\varepsilon^{Au} : \varepsilon^{Mess}$ wurde für die In^{112}-γ-Strahlung zu $\varepsilon^{Au}/\varepsilon^{Mess} = 6,9$ bestimmt. Damit wird

$$\varepsilon^{Mess}_{0,173\,MeV} = (1,45 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}; \qquad \varepsilon^{Mess}_{0,247\,Mev} = (1,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}.$$

4. (β,γ)-Koinzidenzmessungen wurden mit reinem ThC″, das nach der Rückstossmethode auf Aluminiumfolien isoliert worden war, ausgeführt. Das Ergebnis einer grösseren Anzahl von Messreihen führt, unter Zugrundelegung des bekannten Zerfallsschemas des ThC″, für die *2,62 MeV-Komponente der ThC″-γ-Strahlung* zu den Sensibilitätswerten

$$\varepsilon^{Pb}_{2,62\,MeV} = (1,94 \pm 0,07) \cdot 10^{-2}; \qquad \varepsilon^{Mess}_{2,62\,MeV} = (1,45 \pm 0,05) \cdot 10^{-2}.$$

Der Wert für Messingkathode ist zu vergleichen mit dem von v. DROSTE bestimmten Wert $\varepsilon^{Mess}_{2,62} = 1,61 \cdot 10^{-2}$ und dem von NORLING[1]) bestimmten Wert $(1,76 \pm 0,06) \cdot 10^{-2}$. Der von NORLING bestimmte Sensibilitätswert für Bleikathode

$$\varepsilon^{Pb}_{2,62\,MeV} = (2,02 \pm 0,07) \cdot 10^{-2}$$

stimmt mit unserem Wert innerhalb der Fehlergrenze überein.

Der bei unseren Messungen von γ-Zählrohr und ThC″-Quelle aufgespannte Raumwinkel wurde aus den geometrischen Daten nach der Formel von NORLING zu $\alpha = \frac{\Omega}{4\pi} = 0,170$ berechnet; wie Kontrollmessungen zeigen, gibt die Formel von NORLING die Abhängigkeit der Stosszahl vom Abstand Quelle–Zählrohr für *Messingzählrohre* auch noch bei sehr kleinen Abständen gut wieder (Fig. 5).

5. Das Verhältnis der Zählrohrsensibilitäten für die *0,242 MeV-γ-Linie des ThB* und die 2,62 MeV-γ-Linie des ThC″, deren absolute Intensitäten bekannt sind, wurde nach dem Vorgang von v. Droste durch eine Analyse der Absorptionskurve der γ-Strahlung des aktiven Thoriumniederschlags ermittelt. Eine 10 μ-Aluminiumfolie, auf welcher der aktive Thoriumniederschlag gesammelt war, umgeben von Karton zur Absorption der β-Strahlen, diente als Quelle bei der Aufnahme einer Absorptionskurve der durch 7 mm Aluminium gefilterten γ-Strahlung des Th (B+C+C″)

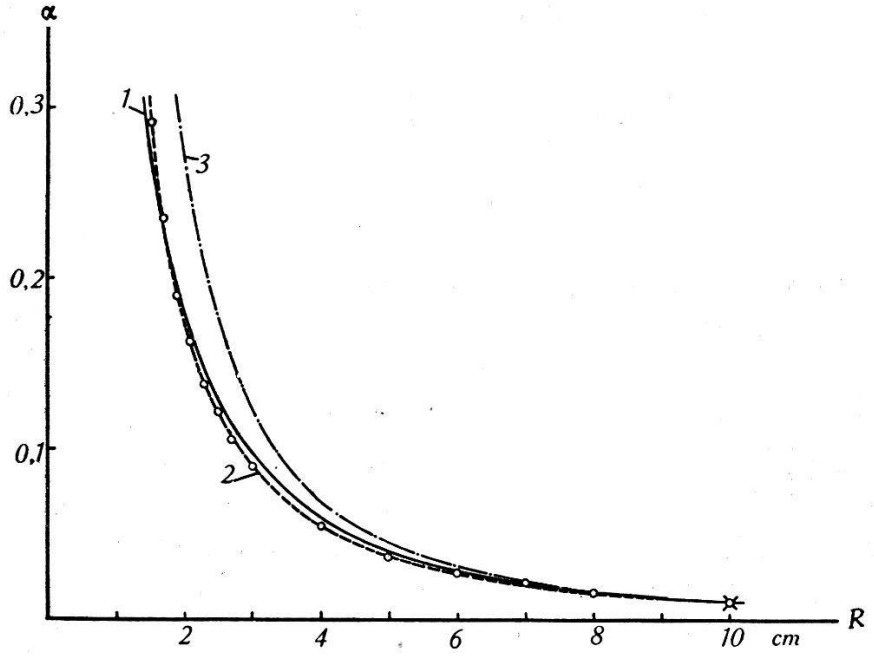

Fig. 5.

Wirksamer Raumwinkel eines γ-Zählrohrs mit Messingkathode in Funktion der Distanz Quelle—Zählrohrachse, $\left(\alpha = \frac{\Omega}{4\pi}\right)$.

Zählrohrdaten: Innendurchmesser 2,3 cm. Wirksame Drahtlänge 5,5 cm.

1: Raumwinkel, berechnet nach Norling. **2:** Gemessene Stosszahl bei Bestrahlung des Zählrohrs mit den 1,14 MeV-γ-Strahlen einer im Abstande R befindlichen Zn^{65}-Quelle. **3:** $f(R) = \frac{\text{const.}}{R^2}$.

in einer Anordnung, in der praktisch keine Streustrahlung mehr mitregistriert wurde (30 cm langer Bleikanal). Die unter Verwendung von Blei- und Messingzählrohren gemessenen Absorptionskurven lassen sich ohne Willkür in drei Komponenten mit den Absorptionskoeffizienten $\mu_1 = 7{,}1$ cm^{-1} Pb (0,242 MeV-Linie des ThB), $\mu_2 = 1{,}63$ cm^{-1} Pb (ThC″-Linien bei 0,507 MeV und 0,580 MeV) und $\mu_3 = 0{,}47$ cm^{-1} Pb (ThC″-2,62 MeV-Linie) zerlegen

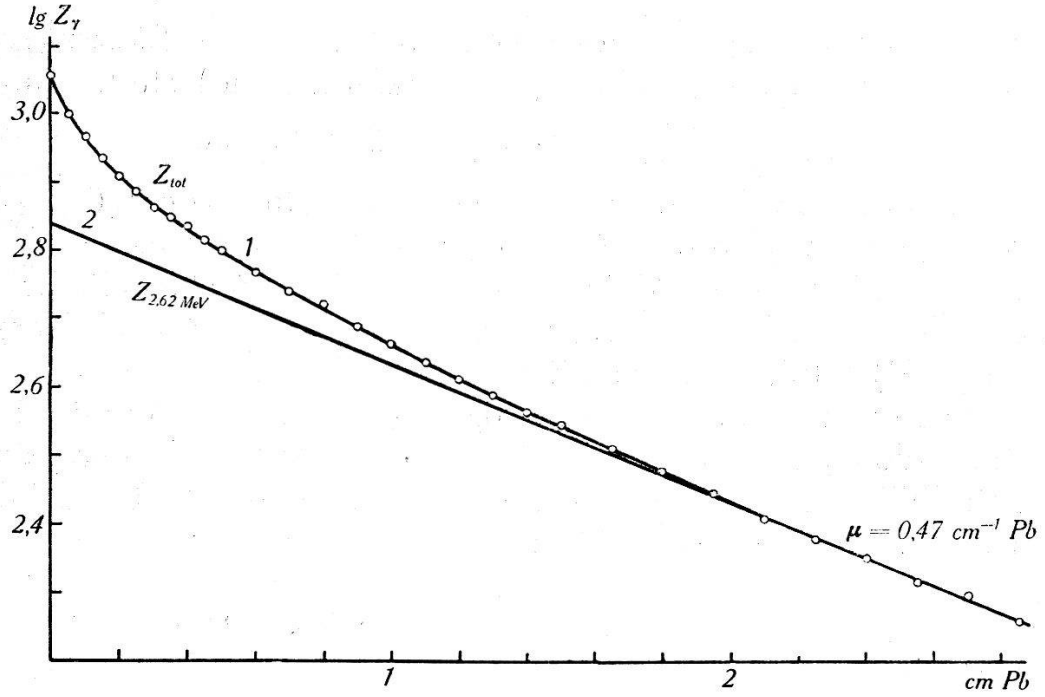

Fig. 6a.

Absorption der γ-Strahlung des Th (B+C+C″) *in Blei.*
Messung mit Bleizählrohr.
1: gemessene Stosszahl Z_{tot} 2: Abs.-Kurve der 2,62 MeV-γ-Strahlung des ThC″.

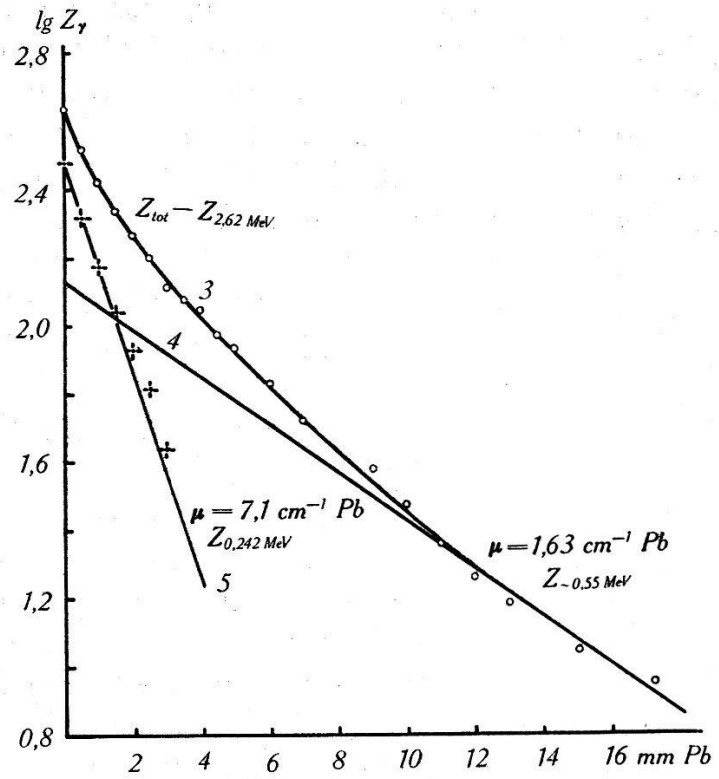

Fig. 6b.

3: Abs.-Kurve nach Abzug des Beitrags der 2,62 MeV-Komponente.
4: Beitrag der 0,507 MeV- u. der 0,580 MeV-Komponenten der ThC″-γ-Strahlung.
5: Restintensität: Abs.-Kurve der 0,242 MeV-γ-Strahlung des ThB.

$$Z^0_{2,62\ \mathrm{MeV}} : Z^0_{0,55\ \mathrm{MeV}} : Z^0_{0,242\ \mathrm{MeV}} = 100:25:90.$$

(Fig. 6). Für ein Bleizählrohr verhalten sich die Stosszahlen, extrapoliert auf Absorberdicke (inkl. Zählrohrwand) Null, wie

$$Z_{2,62\,\mathrm{MeV}} : Z_{0,55\,\mathrm{MeV}} : Z_{0,24\,\mathrm{MeV}} = 100 : 25 : 90 .$$

Pro Zerfall des ThC″ wird praktisch genau ein Quant der 2,62 MeV-Linie ausgesandt, also 0,35 Quanten pro Zerfall des ThB. Die absolute Intensität der 0,242 MeV-Linie des ThB ist ebenfalls praktisch gleich Eins, ihre Konversionswahrscheinlichkeit nach Flammersfeld[15]) 28%. Die Intensität der 0,275 MeV-Linie des ThC″ beträgt nach Arnoult[1]) nur ca. 0,03 Quanten pro Zerfall ThB.

Mit diesen Daten berechnet sich das Verhältnis der Zählrohrsensibilitäten für die 0,24 MeV-Strahlung des ThB und die 2,62 MeV-Strahlung des ThC″ zu

$$\varepsilon^{\mathrm{Pb}}_{0,242\,\mathrm{MeV}} : \varepsilon^{\mathrm{Pb}}_{2,62\,\mathrm{MeV}} = \frac{0,35}{(0,72+0,03)} \cdot 0,90_2 = 0,42$$

und damit

$$\varepsilon^{\mathrm{Pb}}_{0,242\,\mathrm{MeV}} = 0,42 \cdot 1,94 \cdot 10^{-2} = 8,2 \cdot 10^{-3}$$

in Übereinstimmung mit dem für die 0,247 MeV-Komponente des In^{112} bestimmten Wert.

6. In Fig. 3 sind neben den so bestimmten Sensibilitätswerten noch Messpunkte für die 1,8 MeV-γ-Strahlung des Al^{28} und die 2,2 MeV-γ-Strahlung des Mn^{56} eingetragen. Die Relativwerte der Sensibilitäten für diese Quantenenergien, bezogen auf den Wert der Sensibilität für die 2,62 MeV-ThC″-Strahlung, sind einer Arbeit von Dunworth[17]) entnommen; die entsprechenden Punkte in Fig. 3 sind unter Verwendung des von uns für die 2,62 MeV-Strahlung bestimmten Sensibilitätswerts eingezeichnet.

Die empirische Kurve der Fig. 1, welche die Sensibilität eines Messingzählrohrs in Funktion der Quantenenergie im Intervall 0,17 MeV bis 2,6 MeV wiedergibt, stimmt bis zu einer Energie von etwa 1 MeV mit der bei 0,51 MeV angeschlossenen v. Droste-schen Kurve überein, steigt dann aber mit wachsender Energie rascher an, wie es zu erwarten war. In Fig. 3 ist diese empirische Sensibilitätskurve nochmals eingezeichnet, zusammen mit den nach Fig. 2 berechneten Sensibilitätskurven für Blei- und Aluminiumzählrohre. Die von Yukawa und Sakata[18]) für ein Aluminiumzählrohr berechnete Sensibilitätskurve stimmt oberhalb 0,5 MeV mit unserer entsprechenden Kurve der Fig. 3 sehr gut überein*). Auch die von Bleuler und Zünti[14]) für einzelne Energie-

*) Um numerische Übereinstimmung zu erhalten, ist der konstante Faktor δ, der bei der Rechnung von Yukawa und Sakata unbestimmt bleibt, mit $\delta_{Al} = 0,61$ anzunehmen.

werte (0,5 MeV, 1,5 MeV und 2,62 MeV) genau berechneten Sensibilitäten sind in sehr befriedigender Übereinstimmung mit den Werten der Fig. 3.

Die Kenntnis des Verhältnisses $\frac{\varepsilon_{Pb}}{\varepsilon_{Mess}}$ als Funktion der Quantenenergie hat sich bei vielen Untersuchungen als sehr nützlich erwiesen. So kann etwa der Vergleich der mit einem Bleizählrohr und einem Messingzählrohr registrierten Stosszahlen, welcher ja auch dann noch leicht auszuführen ist, wenn nur sehr schwache Intensitäten zur Verfügung stehen, zur ersten Orientierung über eine noch unbekannte γ-Strahlung dienen.

Nehmen wir als Beispiel die bisher noch kaum untersuchte *γ-Strahlung des 38,3 min-Zn^{63}*, von dem wir durch Bestrahlung von Cu mit 7 MeV Protonen im Cyclotron durch die Reaktion

$$Cu^{63}\,(p,n)\,Zn^{63}$$

Aktivitäten bis zu 100 m Curie herstellen konnten. Die intensivste Komponente der Zn^{63}-γ-Strahlung ist offensichtlich die 0,51 MeV-Vernichtungsstrahlung der bei der radioaktiven Umwandlung ausgesandten Positronen. Messungen der Reichweite der Sekundärelektronen nach der bekannten Methode von Bothe zeigten, dass überdies noch eine harte Kern-γ-Strahlung von 1,9 MeV Quantenenergie vorhanden ist. Der Vergleich der Stosszahlen von Blei- und Messingzählrohren gleicher Dimension ergab für die ungefilterte γ-Strahlung des Zn^{63} den Wert $\frac{\varepsilon_{Pb}}{\varepsilon_{Mess}} = 3{,}3$, entsprechend dem Überwiegen der 0,51 MeV-Vernichtungsstrahlung; für die durch 6,0 cm Pb gefilterte γ-Strahlung ergab sich $\frac{\varepsilon_{Pb}}{\varepsilon_{Mess}} = 1{,}6$, was nach Fig. 2 einer Quantenenergie von 1,1 MeV entspricht. Demnach war also noch das Vorhandensein einer dritten Komponente von etwa 1 MeV zu erwarten. In der Tat konnte mit dem magnetischen Spektrographen die schwache K-Konversionslinie einer 0,96 MeV-γ-Strahlung nachgewiesen werden. Die Analyse der mit Bleifiltern bestimmten Absorptionskurve der Zn^{63}-γ-Strahlung (Positronen in Blei absorbiert) zeigt ebenfalls das Vorhandensein dieser drei Komponenten, wobei sich die mit einem *Messingzählrohr* gemessenen Stosszahlen, extrapoliert auf Absorberdicke Null, wie

$$Z_{0,51} : Z_{0,96} : Z_{1,9} = 100 : 8{,}9 : 8{,}0 \text{ (Messingzählrohr)},$$

die mit einem *Bleizählrohr* gemessenen Stosszahlen sich wie

$$Z_{0,51} : Z_{0,96} : Z_{1,9} = 100 : 5{,}8 : 3{,}2 \text{ (Bleizählrohr)}$$

verhalten. Um aus diesen Werten die *wahren Intensitäten* der drei γ-Linien des Zn^{63} zu bestimmen, müssen wir auf Fig. 3 zurückgreifen, denn erst die Quotienten aus Stosszahl und Zählrohrsensibilität ergeben die wahren relativen Intensitäten. Die mit Messingzählrohr und die mit Bleizählrohr bestimmten relativen Stosszahlen, untereinander stark verschieden, ergeben nach Division durch die entsprechenden Zählrohrsensibilitäten innerhalb der Messgenauigkeit die gleichen Intensitätswerte

$$N_{0,51} : N_{0,96} : N_{1,9} = 100 : 4{,}4 : 1{,}5 .$$

Da (bei Vernachlässigung des seltenen K-Einfangs, der mit der Positronenemission des Zn^{63} konkurriert) die absolute Intensität der Vernichtungsstrahlung zwei Quanten pro Zerfall beträgt,

$$N_{0,51\,\mathrm{MeV}} = 2{,}0 \text{ Quanten/Zerfall},$$

so sind die absoluten Intensitäten der beiden vom angeregten Cu^{63} emittierten Linien demnach

$$N_{0,96\,\mathrm{MeV}} = 0{,}09 \text{ Quanten/Zerfall}$$
$$N_{1,9\,\mathrm{MeV}} = 0{,}03 \quad ,,$$

Über die Untersuchung der radioaktiven Umwandlung des Zn^{63} wird später ausführlicher berichtet werden. Die obigen Angaben mögen als Beispiel für die Verwendung der Daten der Figuren 2 und 3 dienen.

Physikalisches Institut der E. T. H. Zürich.

Literatur.

1) F. Norling, Arkiv för Math. och Fysik **27**, 1941.
2) H. Bradt, Helv. Phys. Acta **17**, 59, 1944.
3) G. J. Sizoo und D. J. Coumou, Physica **3**, 921, 1936.
4) G. v. Droste, Zs. für Physik **100**, 529, 1936.
5) W. Gentner, Journ. de phys. **6**, 274, 1935.
6) J. Read, Proc. Roy. Soc. **152**, 402, 1935.
7) W. Bothe, Handbuch der Physik XXII_2, S. 36 und S. 43.
8) H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **18**, 256, 1945.
9) J. L. Lawson und J. M. Cork, Phys. Rev. **57**, 982, 1940.
10) H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **18**, 259, 1945.
11) H. Bradt und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **18**, 405, 1945.
12) M. Deutsch, A. Roberts und L. G. Elliot, Phys. Rev. **61**, 389, 1942.
13) C. T. Hibdon, M. L. Pool und J. D. Kurbatov, Phys. Rev. **57**, 289, 1945.
14) E. Bleuler und W. Zünti, Helv. Phys. Acta (1946).
15) A. Flammersfeld, Zs. für Physik **114**, 227, 1939.
16) R. Arnoult, Ann. de phys. **12**, 241, 1939.
17) J. V. Dunworth, Rev. Sci. Instr. **11**, 167, 1940.
18) H. Yukawa und S. Sakata, Sci. Pap. Inst. Chem. Phys. Res. Tokyo **31**, 187, 1937.