

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 20 (1947)
Heft: VI

Artikel: Die radioaktive Umwandlung des Zn63
Autor: Huber, O. / Medicus, H. / Preiswerk, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111816>

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: 16.01.2026

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

Die radioaktive Umwandlung des Zn^{63}

von O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk und R. Steffen.

(17. IX. 1947.)

Zusammenfassung. Die radioaktive Umwandlung des 38,3 Minuten Zn^{63} wird untersucht. Neben der intensiven Vernichtungsstrahlung der Positronen werden drei schwächere Kern- γ -Linien von $(0,960 \pm 0,008)$ MeV, $(1,89 \pm 0,06)$ MeV und $(2,60 \pm 0,08)$ MeV nachgewiesen. Der Konversionskoeffizient der 0,960 MeV- γ -Linie wird zu $(1,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$ bestimmt, dem für Dipolstrahlung berechneten Wert entsprechend. Die relativen Intensitäten der γ -Linien werden zu

$$J(\gamma_{0,51 \text{ MeV}}) : J(\gamma_{0,96 \text{ MeV}}) : J(\gamma_{1,89 \text{ MeV}}) : J(\gamma_{2,60 \text{ MeV}}) = 100 : 4,5 : 2 : 0,2$$

ermittelt.

Das Positronenspektrum wird ausgemessen. Seine Analyse auf Grund der FERMI'schen Theorie des Betazerfalls führt zu einer Zerlegung des Spektrums in drei Partialspektren mit Fermi-Verteilung. Die oberen Grenzen dieser Partialspektren entsprechen Übergängen in den Grundzustand des Cu^{63} und in die beiden tiefsten Niveaux, deren Anregung die Analyse der γ -Strahlung zeigt.

Durch Nachweis der Kupfer-K-Strahlung wird gezeigt, dass ein Teil der Umwandlungen des Zn^{63} auch durch Einfangen eines Hüllenelektrons erfolgt.

Die Ergebnisse werden in einem Termschema zusammengefasst. Um die Absolutintensität von Zn^{63} -Präparaten einfach messen zu können, werden Vergleichsmessungen mit einem Radiumpräparat durchgeführt. (Vgl. Helv. Phys. Acta, **19**, 221, 1946.)

Es wird ferner eine sekundäre γ -Strahlung nachgewiesen, welche auftritt, wenn die Positronen des Zn^{63} in Blei absorbiert werden. Die Intensität dieser Strahlung ist grösser als die Intensität, die der äusseren Bremsung der Zn^{63} -Positronen in Blei entspricht; die Differenz wird der harten Annihilationsstrahlung zugeschrieben. (Vgl. Helv. Phys. Acta **19**, 418, 1946.)

I. Einleitung.

Die Untersuchungen über Betastrahler, die in den letzten Jahren mit verbesserter Messtechnik durchgeführt wurden, haben insofern eine Klarstellung gebracht, als bei einigen Betastrahlern wie C^{11} , In^{114} u. a., die Ausmessung der Spektren gute Übereinstimmung mit der nach der FERMI'schen Theorie berechneten Spektrenform ergab. Abweichungen von diesem Spektrentypus lassen sich bis jetzt auf zwei Umstände zurückführen. Einerseits kann das Spektrum zu einem verbotenen Übergang gehören; in der FERMI'schen Theorie treten dann die verschiedenen Kopplungsansätze in Erscheinung und wirken sich auch in der Spektrenform aus. Andererseits kommt die Überlagerung von Betaspektren, die zu Übergängen in verschiedene Niveaux des Folgekernes gehören, vor.

Es handelt sich dann darum, das komplexe Spektrum zu analysieren. Der Entscheid, ob ein einfaches oder komplexes Spektrum vorliegt, ist oft nicht einfach und ohne genaue Untersuchung des Umwandlungsschemas des Betastrahlers nicht eindeutig durchführbar. Die meisten der bisher bestimmten Matrixelemente der Betaübergänge erfahren bei Berücksichtigung der Übergänge in angeregte Niveaux des Folgekernes — bei Positronenstrahlern tritt der Einfang eines Hüllenelektrons als Konkurrenzprozess hinzu — zum Teil beträchtliche Korrekturen. Damit mag vielleicht zusammenhängen, dass bis jetzt kein befriedigendes Ordnungsprinzip für die Übergangswahrscheinlichkeiten der Betastrahler gefunden wurde.

In der vorliegenden Arbeit wird die Untersuchung der Umwandlung des radioaktiven Zinkisotops der Massenzahl 63 durchgeführt. Die Umwandlung dieses Kernes erweist sich als sehr komplex.

II. Bisherige Untersuchungen des Zn^{63} .

Das radioaktive Zinkisotop, welches sich unter Positronenemission mit einer Halbwertszeit von $(38,3 \pm 0,5)$ Minuten in Kupfer umwandelt, ist eindeutig dem Zinkisotop mit der Massenzahl 63 zugeordnet worden²⁾.

Die bei der $\text{Zn}^{63}\text{-Cu}^{63}$ -Umwandlung freiwerdende Energie ist von STRAIN¹⁾ aus der Maximalenergie der Positronen zu

$$\Delta E = E_{\max} + mc^2 = (2,30 \pm 0,15) \text{ MeV} + mc^2$$

bestimmt worden. Zum gleichen Ergebnis ist der Autor durch Messen des Schwellenwertes der (p, n) -Reaktion

$$Q = (m_N - m_H) c^2 + 2 mc^2 + E(e^+)_{\max} = (4,1 \pm 0,1) \text{ MeV}$$

geführt worden. Abweichend von diesem Resultat geben DELSASSO, RIDENOUR, SHERR, WHITE³⁾ für die Maximalenergie der Positronen 1,8 MeV und für den Schwellenwert 3,6 MeV an. Eine Ausmessung des Positronenspektrums hat TOWNSEND⁴⁾ durchgeführt. Seine Messung liefert für die obere Grenze den Wert $(2,320 \pm 0,005) \text{ MeV}$. Er vergleicht auch das gemessene Spektrum mit der nach der FERMI'schen Theorie zu erwartenden Verteilung und findet, dass sie stark davon abweicht. Der Autor vermutet, dass der Grund darin zu suchen sei, dass sich zwei Teilspektren überlagern, wovon das eine von der Umwandlung über ein angeregtes Kupferniveau von 1,5 MeV herrühren sollte.

III. Herstellung der Präparate.

Die für die vorliegende Arbeit benützten Zn^{63} -Präparate wurden durch Bestrahlung von Kupfer mit 7 MeV-Protonen im Cyclotron der E. T. H. hergestellt. Der Protonenstrom betrug meistens 30 μAmp . Es fanden Präparate bis zu einigen hundert Millicurie Anfangsaktivität Anwendung. Gleichzeitig mit diesem 38,3 Minuten-Zink entsteht das radioaktive Zn^{65} von 250 Tagen Halbwertszeit. Das Vorhandensein dieser langsam abklingenden Aktivität störte bei den Messungen nicht. Wo es erforderlich war, wurden die entsprechenden Korrekturen hinsichtlich der Strahlung der langen Periode vorgenommen.

Um Zinkpräparate mit möglichst wenig absorbierender Materie zu erhalten, war es für die meisten der ausgeführten Experimente nötig, das radioaktive Zink von der bestrahlten Kupfertarget chemisch abzutrennen. Die chemischen Abtrennungen wurden von E. JACOBI ausgeführt, dem wir an dieser Stelle bestens danken möchten. Die Oberfläche der Kupfertarget wird in Königswasser abgelöst, 1 mg Eisenchlorid als Trägersubstanz beigelegt, die Säure abgeraucht und der Rückstand mit 10%iger Schwefelsäure aufgenommen. Das Kupfer wird hierauf durch Einleiten von Schwefelwasserstoff als Sulfid abgeschieden. Das Filtrat, das die Zinkionen enthält, wird zuerst mit Ammoniak alkalisch gemacht, dann mit Essigsäure schwach angesäuert und nochmals mit Schwefelwasserstoff behandelt. Das Zink fällt als Sulfid mit dem schwarzen Eisensulfidniederschlag aus.

IV. Die γ -Strahlung des Zn^{63} .

A. Die 0,51 MeV-Vernichtungsstrahlung.

Die Absorptionskurve (s. u.) der γ -Strahlung zeigt, dass bei einer beidseits mit Aluminium bedeckten Quelle 93% der γ -Aktivität, die mit einem dickwandigen Zählrohr mit Bleikathode gemessen wird, von der 0,51 MeV-Vernichtungsstrahlung der Zn^{63} -Positronen herrühren. Da die absolute Intensität der Vernichtungsstrahlung zwei Quanten pro Positronenemission beträgt und die Sensibilität des Zählrohres bekannt ist⁶⁾, konnte die absolute Intensität der Präparate aus der von der Vernichtungsstrahlung herrührenden Aktivität bestimmt werden.

B. Die 2,6 MeV- und die 1,9 MeV-Kern- γ -Strahlung.

Um zunächst festzustellen, ob das Zn^{63} neben der intensiven Vernichtungsstrahlung der Positronen noch eine harte Kern- γ -

Strahlung emittiert, haben wir die Reichweite der von einem Zn^{63} -Präparat in einer Aluminiumplatte ausgelösten Comptonelektronen bestimmt. Die Messung wurde nach der bekannten von BOTHE angegebenen Methode durchgeführt. Die von der Strahlung ausgelösten Comptonelektronen werden durch zwei in Koinzidenz geschaltete Zählrohre, zwischen welche die Aluminiumabsorber gebracht werden, registriert. Zwischen der Reichweite der Sekundärelektronen und der Quantenenergie besteht nach CURRAN, DEE, PETRZILKA⁵⁾ eine lineare Beziehung. Die Eichgerade und die Form der Absorptionskurven war für unsere Anordnung mit γ -Strahlern bekannter Energie bestimmt worden. Die Absorptionskurve der

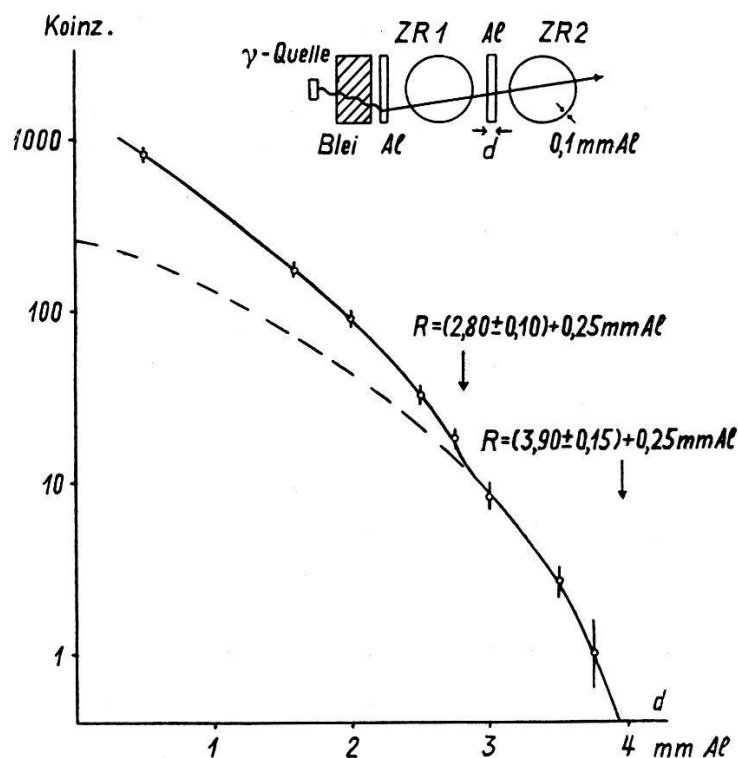


Fig. 1.

Reichweite der Sekundärelektronen der Zn^{63} - γ -Strahlung.

von der Zn^{63} - γ -Strahlung nach einer Filterung durch 6 cm Blei in Aluminium ausgelösten Sekundärelektronen ist in Fig. 1 eingezeichnet. Für die Reichweite ergibt sich ein Wert von $R = (4,15 \pm 0,15)$ mm Al, einer Quantenenergie von

$$\underline{h\nu = (2,6 \pm 0,1) \text{ MeV}}$$

entsprechend. Die Umwandlung des Zn^{63} ist also mit einer Kern- γ -Strahlung verbunden, deren härteste Komponente eine γ -Linie von 2,6 MeV ist. Die Form der Absorptionskurve der Sekundärelektronen entspricht aber keiner reinen 2,6 MeV- γ -Strahlung. Die

Analyse (siehe z. B.¹⁷⁾ zeigt, dass sich den Sekundärelektronen, herrührend von der 2,6 MeV- γ -Linie, diejenigen einer weiteren Komponente mit einer Reichweite von $(3,05 \pm 0,15)$ mm Al entsprechend einer Quantenenergie von

$$\underline{h\nu = (1,90 \pm 0,10) \text{ MeV}}$$

überlagern. Die Intensität dieser γ -Linie ist ungefähr achtmal grösser als die der energiereichsten 2,6 MeV- γ -Linie.

C. Die 0,960 MeV-Kern- γ -Strahlung.

Dass die Vernichtungsstrahlung, die 2,6 MeV und die 1,9 MeV- γ -Linien nicht die einzigen Komponenten der Zn^{63} - γ -Strahlung sein können, ergibt sich schon aus einem Vergleich der mit einem Blei- und einem Messingzählrohr registrierten Impulszahlen (siehe BRADT, GUGELOT, HUBER, MEDICUS, PREISWERK, SCHERRER⁶). Dieses Verhältnis wurde für die ungefilterte Zn^{63} - γ -Strahlung zu

$$Z_{\text{Mess}} : Z_{\text{Pb}} = 1 : (3,4 \pm 0,1)$$

bestimmt, entsprechend dem Überwiegen der 0,51 MeV-Annihilationsstrahlung. Der für die ungefilterte Strahlung gemessene Wert ist praktisch gleich dem Verhältnis der Sensibilitäten der beiden Zählrohre für Vernichtungsstrahlung. Hinter einem Filter von 5,5 cm Blei, bei dem die Vernichtungsstrahlung bereits auf rund den zehntausendsten Teil geschwächt ist, ergibt sich

$$Z_{\text{Mess}} : Z_{\text{Pb}} = 1 : 1,60.$$

Das Verhältnis der Sensibilitäten für eine 1,9 MeV- γ -Strahlung ist aber nach⁶) gleich 1 : 1,33. Der gemessene Wert 1 : 1,60 entspricht einer mittleren Energie der Zn^{63} - γ -Strahlung von 1,1 MeV.

a) Compton- und Photoelektronen.

Es muss also ausser der 2,6 MeV- und der 1,9 MeV- γ -Linie noch eine weitere energieärmere Linie in der Zn^{63} - γ -Strahlung enthalten sein. Zur weiteren Analyse der γ -Strahlung wurde in einem magnetischen Halbkreispektrographen ($\varrho = 10$ cm) das Spektrum der Sekundärelektronen ausgemessen (siehe Fig. 2). Die Compton- und Photoelektronen wurden in einem 2 mm dicken Messingplättchen ausgelöst, welches mit einer 0,06 mm dicken Goldfolie bedeckt war. Neben den Comptonelektronen (Maximalenergie 340 keV) und den in den K- und L-Schalen des Goldes ausgelösten Photoelektronen der 0,51 MeV-Vernichtungsstrahlung tritt bei den

$H\rho$ -Werten 4315 und 4550 Oersted·cm eine weitere Photoelektronengruppe auf. Sie entspricht einer γ -Linie mit einer Quantenenergie von

$$\underline{h\nu_I = (0,960 \pm 0,008) \text{ MeV.}}$$

Die noch energiereicheren Comptonelektronen mit maximalen $H\rho$ -Werten von 7000 und 9500 Oersted·cm rühren von den beiden energiereichsten Linien, deren Existenz bereits aus der Absorptionskurve der Sekundärelektronen gefolgert wurde, her. Die Spektrographenmessungen liefern übereinstimmend die genaueren Werte

$$\underline{h\nu_{II} = (1,89 \pm 0,06) \text{ MeV}}$$

und

$$\underline{h\nu_{III} = (2,60 \pm 0,08) \text{ MeV.}}$$

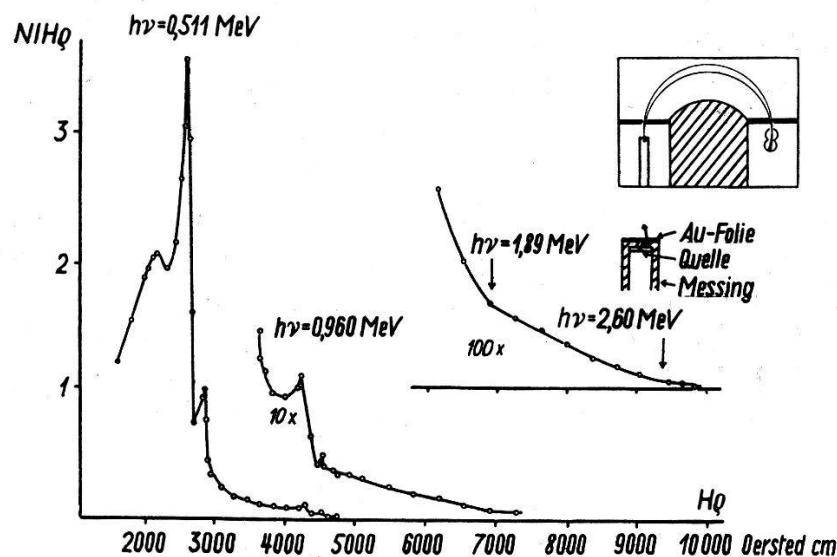


Fig. 2.

Compton- und Photoelektronen der Zn^{63} - γ -Strahlung.

b) Konversionselektronen.

Mit einem intensiven Zn^{63} -Präparat konnten im magnetischen Spektrographen Konversionselektronen der 0,960 MeV- γ -Linie beobachtet werden. Bekanntlich ist die Wahrscheinlichkeit der inneren Konversion harter γ -Linien bei Elementen niedriger Kernladungszahl nur sehr klein. Bei Verwendung genügend intensiver Präparate ist der Nachweis von Konversionslinien bei Positronenstrahlern im magnetischen Spektrographen trotzdem möglich, da ein Untergrund der Zerfallselektronen, wie er bei β -Strahlern störend in Erscheinung tritt, nicht vorhanden ist. Der durch die intensive γ -Strahlung bedingte Untergrund wird stark herabgesetzt,

wenn die Konversionselektronen mit Koinzidenzzählrohren nachgewiesen werden.

Die sehr schwache Konversionslinie des Zn^{63} (Figur 3) liegt bei einem $H\rho$ -Wert von

$$\underline{H\rho = 4560 \text{ Oersted cm.}}$$

Die Auflösung in eine K - und L -Linie, deren Energiedifferenz entsprechend der Differenz der Bindungsenergien der K - und L -Elektronen des Kupfers 8 keV beträgt, ist angedeutet. Für die Energie der Linie ergibt sich der Wert

$$\underline{h\nu_1 = (0,960 \pm 0,008) \text{ MeV.}}$$

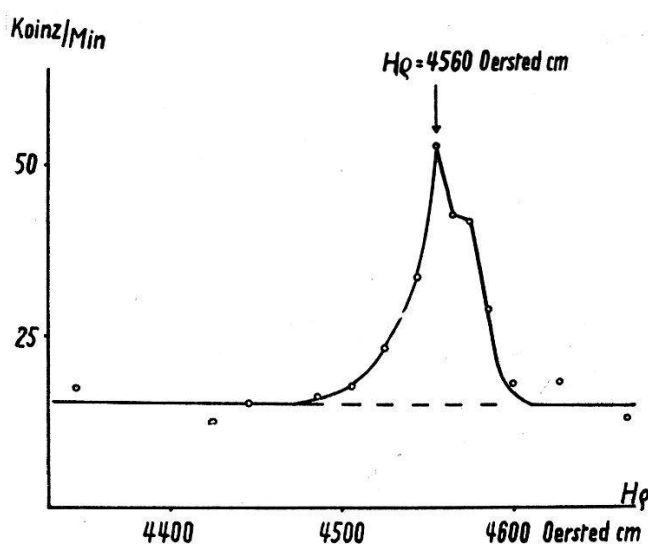


Fig. 3.

Konversionslinie der 0,960 MeV γ -Strahlung.

Mit dem gleichen Präparat, mit welchem die Konversionslinie gemessen worden war, wurde nachfolgend auch das Positronenspektrum ausgemessen. Durch Integration der beiden Spektren wurde das Verhältnis der Zahl der emittierten Konversionselektronen zur Anzahl der Positronen zu

$$\frac{N(e^-)}{N(\beta^+)} = 1,6 \cdot 10^{-5}$$

bestimmt. Wie wir im folgenden sehen werden, werden pro Positronenzerfall 0,09 Quanten der 0,960 MeV- γ -Strahlung emittiert. Der Konversionskoeffizient α , d. h. das Verhältnis der Zahl der Konversionselektronen zur Zahl der 0,96 MeV- γ -Quanten, bestimmt sich somit zu

$$\underline{\alpha_{0,96 \text{ MeV}} = (1,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}.$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch für Dipolstrahlung zu erwartenden. Der Koeffizient der Konversion in der K -Schale beträgt nach der Formel von DANCOFF und MORRISON⁷⁾ (gültig für $Z < \sim 30$ und hohe Energien) für Dipolstrahlung, $Z = 29$ und $h\nu = 0,96$ MeV $\alpha_K = 1,9 \cdot 10^{-4}$. Der Koeffizient der Konversion in der L -Schale ist nach HEBB und NELSON⁸⁾ rund ein Zehntel des Koeffizienten der K -Schale. Es ergibt sich also für den theoretischen Wert

$$\alpha_{K+L}^{\text{theor. Dip.}} = 2,1 \cdot 10^{-4}.$$

Der Wert für Quadrupolstrahlung beträgt dagegen

$$\alpha_K^{\text{theor. Quadrup}} = 3,9 \cdot 10^{-4}.$$

Es folgt daraus, dass die 0,96 MeV- γ -Linie eine Dipolstrahlung ist.

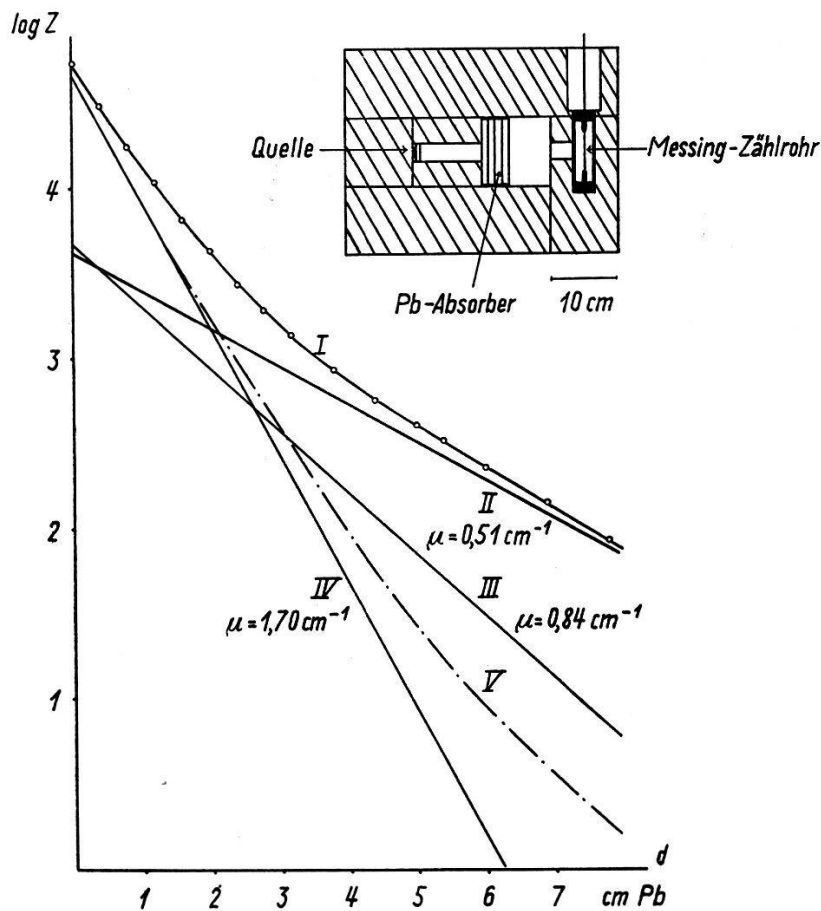


Fig. 4.

Absorption der γ -Strahlung des Zn^{63} .

(Detektor der γ -Strahlung: Zählrohr mit Messingkathode.)

D. Relative Intensitäten der Zn^{63} - γ -Linien.

Um die Intensität der aufgefundenen γ -Linien zu bestimmen, führten wir Absorptionsmessungen aus. Fig. 4 und Fig. 5 zeigen

zwei der aufgenommenen Absorptionskurven und die gewählte Messanordnung.

Die γ -Quelle mit dem Zinkpräparat befindet sich in einer Aluminiumdose, welche die Positronen absorbiert. Der Abstand vom Zählrohr beträgt 24 cm. Zählrohr und Quelle sind von Blei umgeben. Durch einen Kanal von 2,5 cm Durchmesser wird ein enges Strahlenbündel (Öffnungswinkel $2\varphi = 6^\circ$) ausgeblendet, in welches Bleiabsorber bis zu 8 cm Dicke zwischengeschaltet werden.

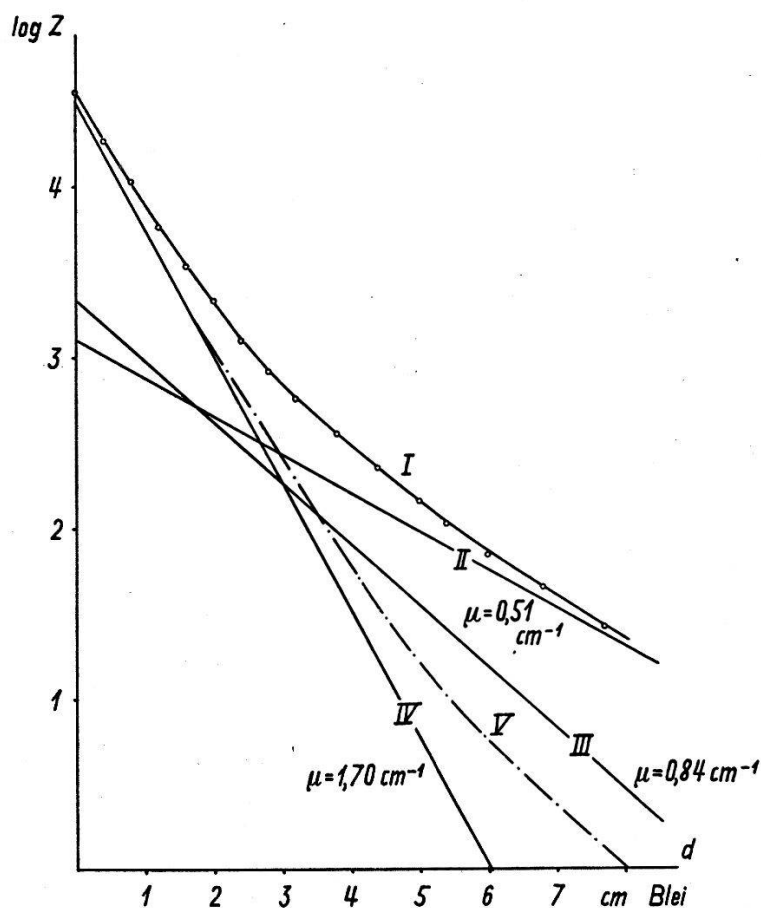


Fig. 5.

Absorption der γ -Strahlung des Zn^{63} .

(Detektor der γ -Strahlung: Zählrohr mit Bleikathode.)

Da die Energie der drei Komponenten der γ -Strahlung bekannt ist, wurden die gemessenen Absorptionskurven in drei Komponenten mit den Absorptionskoeffizienten

$$\mu_{\text{Pb}}^{0,51 \text{ MeV}} = 1,70 \text{ cm}^{-1}$$

$$\mu_{\text{Pb}}^{0,96 \text{ MeV}} = 0,84 \text{ cm}^{-1}$$

$$\mu_{\text{Pb}}^{1,89 \text{ MeV}} = 0,51 \text{ cm}^{-1}$$

zerlegt. Um zu prüfen, ob bei der verwendeten Anordnung noch in merklichem Masse Streustrahlung gemessen werde, wurde unter

gleichen Bedingungen die Absorption der Vernichtungsstrahlung gemessen. Wir verwendeten für diesen Versuch als γ -Quelle das radioaktive Kohlenstoffisotop C^{11} , das keine Kerngammastrahlung emittiert. Die Abweichung der gemessenen Absorptionskurve (siehe Fig. 4, Kurve V) von einem exponentiellen Verlauf mit dem theoretischen Absorptionskoeffizienten $\mu = 1,70 \text{ cm}^{-1}$ ist nur sehr gering. Die Absorptionskurve lässt einen härteren Anteil von 0,5% Intensität erscheinen; diese Abweichung vom exponentiellen Verlauf mit $\mu = 1,70 \text{ cm}^{-1}$ ist übrigens nur zum Teil durch die Streustrahlung vorgetäuscht, zum Teil ist sie der härteren Komponente der Bremsstrahlung zuzuschreiben. Bei der Zerlegung der Absorptionskurve der $Zn^{63}\text{-}\gamma$ -Strahlung wurde für die 0,51 MeV-Komponente diese experimentell bestimmte Kurve zugrunde gelegt.

Die Anordnung wurde ferner mit der γ -Strahlung des $Th (B + C + C'')$ geprüft. Diese Kontrolle ergab sowohl die richtigen Absorptionskoeffizienten wie die richtigen Intensitäten der intensivsten Komponenten der $Th (B + C + C'')$ γ -Strahlen⁶⁾.

Die Absorptionskurven der $Zn^{63}\text{-}\gamma$ -Strahlung wurden mit einem γ -Zählrohr, dessen Kathode aus Messing, sowie einem solchen, dessen Kathode aus Blei bestand, aufgenommen. Der Verlauf der beiden Absorptionskurven (Fig. 4 und 5, Kurven I) ist voneinander verschieden, da die Sensibilitätsverhältnisse der beiden Zählrohre für die drei γ -Strahlkomponenten verschieden sind. Demnach sind die relativen Stosszahlen der drei Komponenten, in welche die beiden Kurven zerlegt werden, stark ungleich. Nach Division der Stosszahlen durch die für die beiden Zählrohre bekannten Zählrohransprechwahrscheinlichkeiten⁶⁾ ergibt sich in beiden Fällen innerhalb der Fehlergrenzen für die relativen Intensitäten der drei Komponenten das gleiche Resultat, was für die Zuverlässigkeit der Zerlegung spricht. In der folgenden Tabelle sind die Messergebnisse zusammengestellt.

	0,51 MeV	0,96 MeV	1,89 MeV
<i>Messingzählrohr</i>			
Relative Stosszahlen . . .	Z 100	8,9	8,0
Zählrohrsensibilität. . . .	$\varepsilon \quad 2,2^0_{/00}$	$4,8^0_{/00}$	$11,0^0_{/00}$
Relative Zahl der emittierten Quanten	J 100	4,1	1,6
<i>Bleizählrohr</i>			
Relative Stosszahlen . . .	Z 100	5,8	3,1
Zählrohrsensibilität. . . .	$\varepsilon \quad 7,2^0_{/00}$	$8,5^0_{/00}$	$14,6^0_{/00}$
Relative Zahl der emittierten Quanten	J 100	4,9	1,5
	$\bar{J} \quad 100$	$(4,5 \pm 0,8)$	$(1,6 \pm 0,8)$

Die Intensität der schwachen 2,60 MeV- γ -Linie hatten wir aus der Intensität der Comptonelektronen auf ein Achtel der Intensität der 1,89 MeV- γ -Linie abgeschätzt. Ihr Beitrag zur Gesamtintensität der γ -Strahlung beträgt also nur 0,2% und brauchte deshalb bei der Zerlegung der Absorptionskurve nicht berücksichtigt zu werden.

V. Das Positronenspektrum des Zn^{63} .

Es war nun das Positronenspektrum des Zn^{63} auszumessen. Verwendet wurde ein magnetischer Halbkreispektrograph mit $\varrho = 10$ cm Bahnradius. Das gemessene Spektrum ist in Fig. 6 eingezeichnet. Aufgetragen sind die Einzelstosszahlen dividiert durch $H\varrho$ in Funktion von $H\varrho$. Die Dicke der Zaponlackfolie des Zählrohres betrug $0,3 \mu$, so dass sich eine Korrektur bezüglich der Absorption durch diese Schicht erübrigte. Das Präparat, in Form von Zinksulfid vorliegend, war mit nur sehr wenig Trägersubstanz gefällt und befand sich auf einem schmalen und dünnen Seidenpapierstreifen.

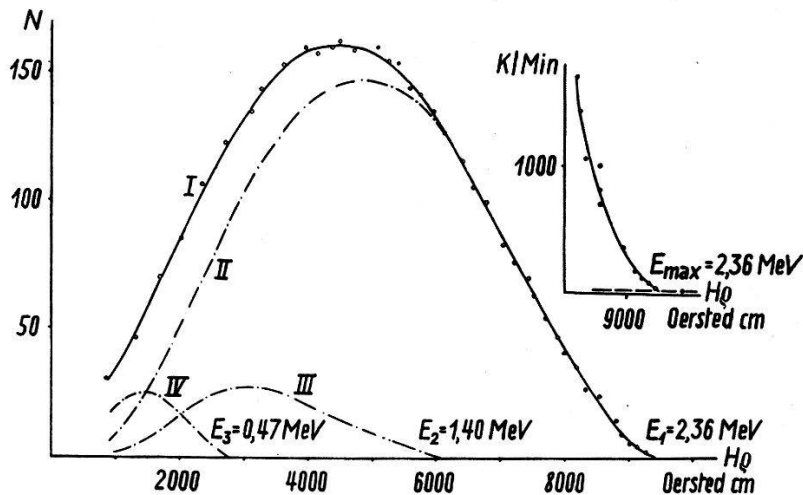


Fig. 6.

Positronenspektrum des Zn^{63} .

- I. Gesamtspektrum (gemessene Stosszahl durch $H\varrho$ dividiert).
 II. Teilspektrum 1 III. Teilspektrum 2 IV. Teilspektrum 3.

Für die Bestimmung der oberen Grenze wurden Koinzidenzen gezählt und hierfür ein Wert von

$$\underline{H\varrho_{\max} = 9420 \text{ Oersted} \cdot \text{cm}}$$

gefunden, dem eine Energie von

$$\underline{E(\beta^+)_{\max} = (2,36 \pm 0,04) \text{ MeV}}$$

entspricht.

Der Form des Spektrums sieht man nicht ohne weiteres an, ob es einfach oder komplex ist. Wie die Analyse nach FERMI zeigt, ist es sicher kein einheitliches FERMI-Spektrum. Die Gültigkeit der FERMI'schen Theorie für mittlere Kernladungszahlen und für erlaubte Übergänge scheint hinlänglich bewiesen. Bei der Zn^{63} -Umwandlung handelt es sich, wie aus dem Sargent-Diagramm ersichtlich ist, um einen erlaubten Übergang. (Das Matrixelement berechnet sich nach FERMI zu $M = 0,7$.) Der Analyse wurde die ausgezogene gemittelte spektrale Impulsverteilung der Fig. 6

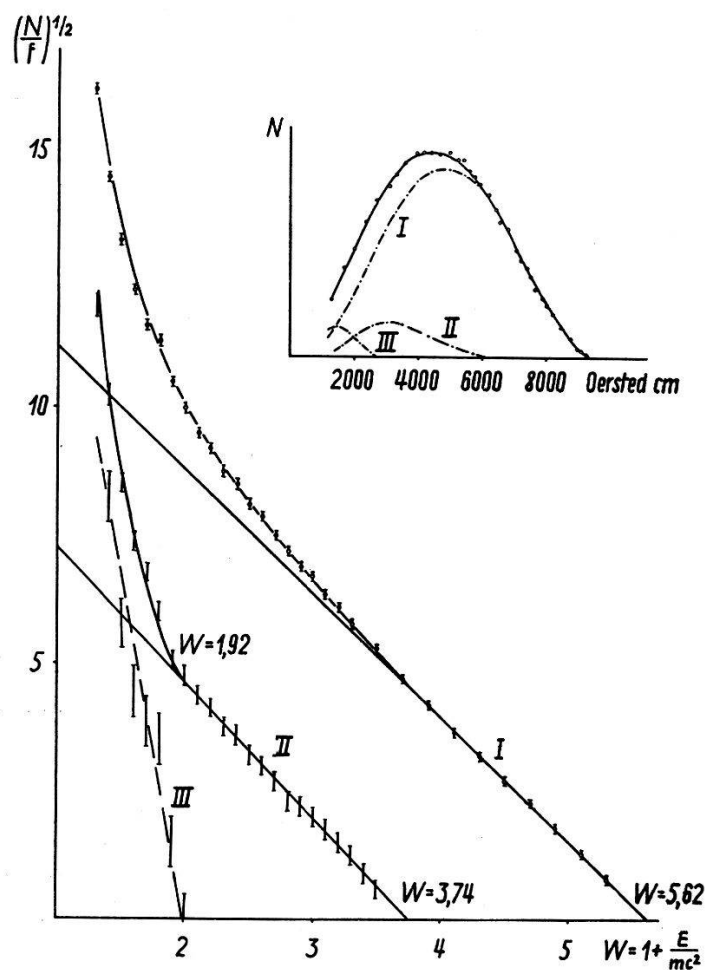


Fig. 7.

FERMI-Diagramm des Positronenspektrums des Zn^{63} .

zugrunde gelegt. Das FERMI-Diagramm (Fig. 7, Kurve I) verläuft für hohe Energiewerte geradlinig. Der extrapolierte Wert der oberen Grenze des Spektrums $W_{\max 1} = 1 + \frac{E_{\max}}{mc^2} = 5,62$ ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem direkt gemessenen Wert $W_1 = 5,62$, entsprechend $E_{\max 1} = 2,36$ MeV. Für Energiewerte, die kleiner als $W = 4$ sind, weicht die Kurve vom geradlinigen Verlauf ab. Eine Abweichung unterhalb $W_2 = 3,74$ ist zu erwarten, da die

γ -Linie von 0,96 MeV mit einem Teilspektrum der maximalen Energie

$$\underline{E_{\max 2} = (2,36 - 0,96) \text{ MeV} = 1,40 \text{ MeV}}$$

$W_2 = 3,74$, gekoppelt sein dürfte.

Zur Analyse des gemessenen Spektrums verfahren wir folgendermassen: Wir subtrahieren vom Gesamtspektrum das energiereichste Teilspektrum der Maximalenergie 2,36 MeV, für welches wir FERMI-Verteilung auch unterhalb $W = 4$ voraussetzen. Das FERMI-Diagramm des Differenzspektrums (Fig. 7, Kurve II) zeigt bei grösseren Energien wieder einen geradlinigen Verlauf. Die Stelle, wo diesmal eine Abweichung von einer Geraden eintritt, stimmt mit der Maximalenergie $W_3 = 1,92$ eines dritten Teilspektrums, das mit der 1,89 MeV- γ -Linie gekoppelt ist, überein. Es erscheint daher gerechtfertigt, auch für das zweite Teilspektrum der Maximalenergie $W_{\max 2} = 3,74$ FERMI-Verteilung vorauszusetzen.

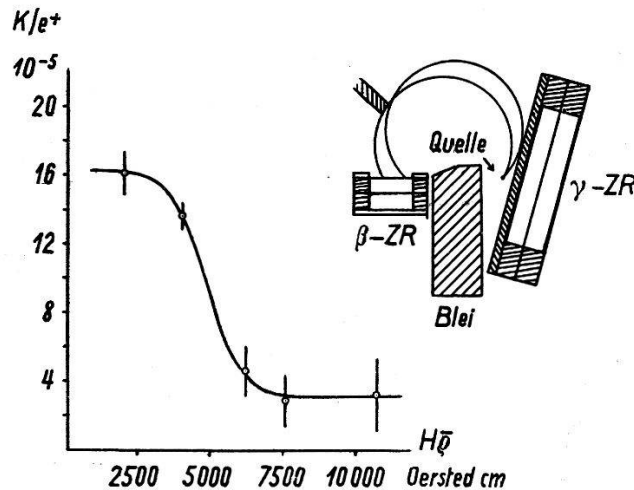


Fig. 8.

Koinzidenzen der Positronen mit Kern- γ -Strahlung.

In Übereinstimmung mit der Analyse der γ -Strahlung ist das Positronenspektrum des Zn^{63} als aus drei Teilspektren bestehend anzusehen, wovon das erste direkt in den Grundzustand des Cu^{63} , das zweite in das 0,96 MeV-Niveau und das dritte in das 1,89 MeV-Niveau führt.

Diese drei Partialspektren sind in Fig. 6 aufgetragen. Abgesehen davon, dass schon infolge der zweimaligen Differenzenbildung die Ungenauigkeit des Intensitätswerts des dritten weichsten Teilspektrums am grössten ist, wird überdies vorwiegend bei diesem infolge Rückstreuung und Energieverlust der Positronen im Präparat die Intensität überschätzt. Die relativen Intensitäten ergeben sich zu:

$$\underline{N(\beta_1^+) : N(\beta_2^+) : N(\beta_3^+) = 100 : 10 : 5.}$$

Auch Koinzidenzmessungen zur Untersuchung der zeitlichen Korrelation von Positronen und Kern- γ -Emission zeigen, dass ein geringer Bruchteil der Positronenemission zu angeregten Niveaux führt. Die Koinzidenzrate, d. h. die Zahl der β^+ - γ -Koinzidenzen pro gezähltes Positron wurde mit der magnetischen Halbkreispektrographen-Anordnung der Fig. 8 in Abhängigkeit der Positronenenergie bestimmt. Für H_0 -Werte, die grösseren Energien als der oberen Grenze des zweiten Teilspektrums entsprechen, hört die Koinzidenzfähigkeit der Positronen auf.

VI. K-Einfang des Zn^{63} .

Es ist zu erwarten, dass der Positronenstrahler Zn^{63} die Umwandlung in Cu^{63} auch durch Einfangen eines Elektrons der K -Schale vollziehen kann. Der K -Einfang äussert sich in der Emission der Kupfer-Röntgenstrahlung.

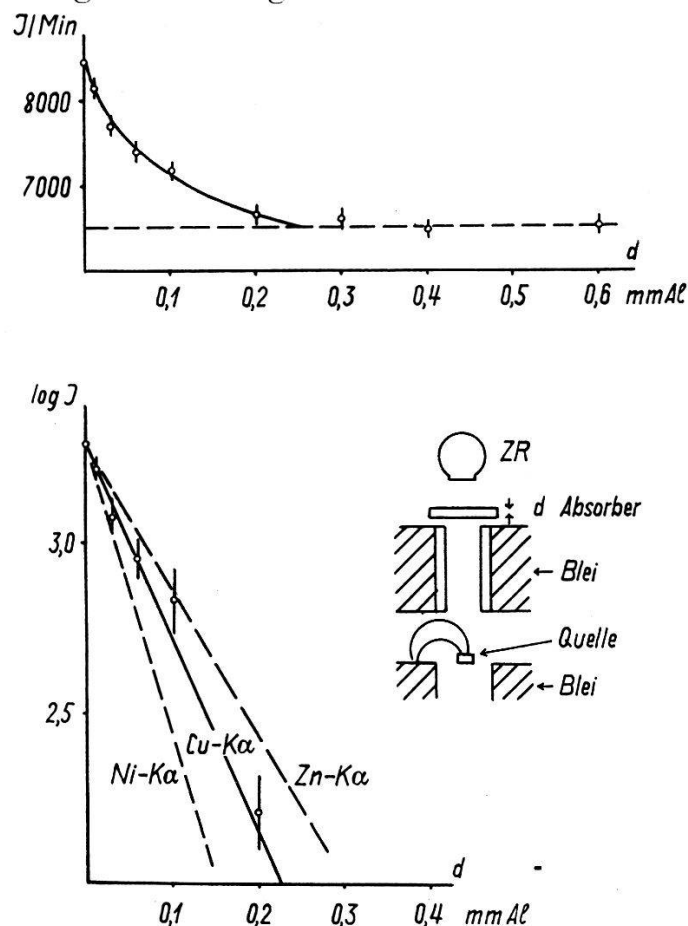


Fig. 9.

Absorption der Röntgenstrahlung des Zn^{63} . (Al-Absorber.)

Die Emission der Kupfer- K -Strahlung bei der Umwandlung des Zn^{63} konnte in der Tat nachgewiesen werden. Fig. 9 zeigt die Messanordnung. Die Positronen wurden durch ein Magnetfeld vom

Zählrohr weggelenkt, und es wurde verifiziert, dass bei der getroffenen Anordnung keine Elektronen vom Präparat, Absorber usw. ins Zählrohr gelangen konnten. Die Absorptionsmessung in Aluminium zeigt neben dem Untergrund der γ -Strahlung die Anwesenheit einer weichen Strahlung mit einem Absorptionskoeffizienten $\mu/\rho = 49,0 \text{ cm}^2/\text{g}$, welcher derjenige der Kupfer-K-Strahlung ist. Dass es sich wirklich um die Kupfer-K-Strahlung handelt, zeigt die Tatsache, dass dünne Folien von Kobalt ($0,0105 \text{ g/cm}^2$) die Röntgenstrahlen praktisch vollständig absorbieren, während Nickelfolien gleicher Dicke sehr viel durchlässiger sind (siehe

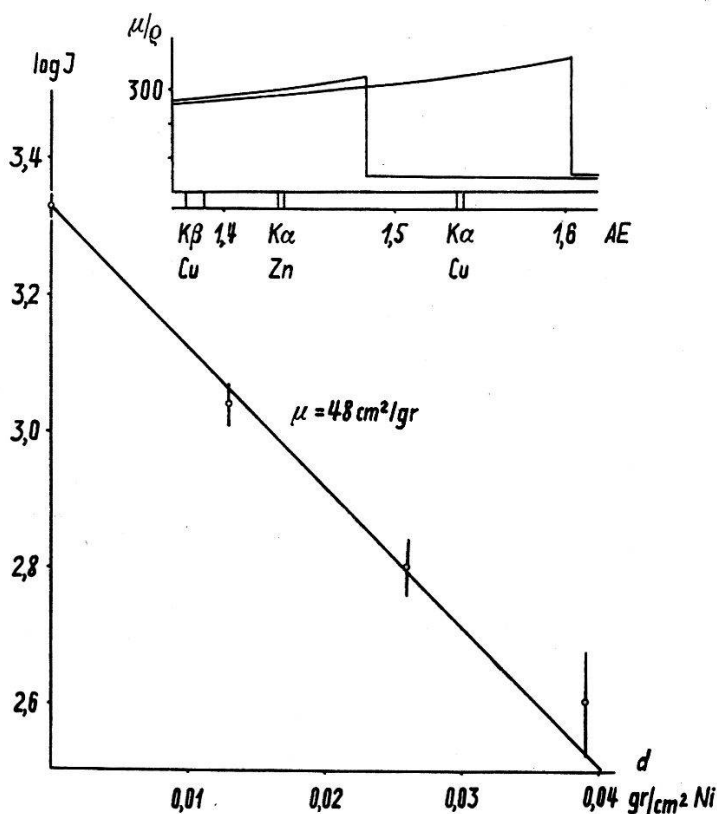


Fig. 10.

Absorption der Röntgenstrahlung des Zn^{63} . (Nickel-Absorber.)

Fig. 10). Die $K\alpha$ -Linien des Kupfers $K\alpha_1$, $\lambda = 1,5412 \text{ AE}$, $K\alpha_2$, $\lambda = 1,5374 \text{ AE}$ liegen zwischen den K -Absorptionskanten des Kobalts $\lambda = 1,6040 \text{ AE}$ und des Nickels $\lambda = 1,4839 \text{ AE}$.

Da keinerlei intensive Konversionslinien vorhanden sind, ist die Kupfer-K-Strahlung das Anzeichen einer Umwandlung des Zn^{63} durch K -Einfang in einem gewissen Bruchteil der Zerfallsprozesse.

Aus den relativen Intensitäten der Vernichtungsstrahlung und Röntgenstrahlung kann die relative Wahrscheinlichkeit des K -Einfangs grob zu 5—10% abgeschätzt werden.

Die Werte für die relativen Wahrscheinlichkeiten des K -Einfangs, die sich aus der FERMI'schen Theorie des Betazerfalls für erlaubte Übergänge berechnen lassen (MÖLLER⁹), sind:

Übergang	Rel. Wahrscheinlichkeit von K -Einfang und β^+ -Emission
1. $\text{Zn}^{63} - \text{Cu}^{63}$	$\lambda_1 = \left(\frac{W_K}{W_+} \right)_1 = 0,037$
2. $\text{Zn}^{63} - \text{Cu}^{63}$ (0,96 MeV)	$\lambda_2 = \left(\frac{W_K}{W_+} \right)_2 = 0,21$
3. $\text{Zn}^{63} - \text{Cu}^{63}$ (1,89 MeV)	$\lambda_3 = \left(\frac{W_K}{W_+} \right)_3 = 3,8$
4. $\text{Zn}^{63} - \text{Cu}^{63}$ (2,60 MeV)	$\lambda_4 = \left(\frac{W_K}{W_+} \right)_4 = \infty$

VII. Termschema.

Die Energiedifferenz der Grundzustände der beiden Kerne Zn^{63} und Cu^{63} ist gleich der Maximalenergie der Positronen $\Delta M = (2,36 \pm 0,04) \text{ MeV} + mc^2$ (Differenz der Atommassen $= \Delta M + mc^2 = 3,38 \text{ MeV}$).

Durch Positronenemission und K -Einfang werden zwei Niveaux bei $E_{\text{I}} = (0,960 \pm 0,008) \text{ MeV}$ und $E_{\text{II}} = (1,89 \pm 0,06) \text{ MeV}$ angeregt. Die Anregungswahrscheinlichkeiten können aus den Intensitätsverhältnissen der γ -Linien unter Zuhilfenahme der theoretischen Werte für $\lambda = \frac{W_K}{W_+}$ berechnet werden. Es wird dabei vorausgesetzt, dass der Übergang vom 1,89 MeV-Niveau aus stets in den Grundzustand geht und also vom Kern keine γ -Quanten in Kaskade emittiert werden. (γ - γ)-Koinzidenzmessungen zeigen in der Tat ausser der simultanen Emission der zwei Quanten der Vernichtungsstrahlung keine Anzeichen einer Emission von γ -Quanten in Kaskade durch den Atomkern.

Das dritte Niveau bei $E_{\text{III}} = (2,60 \pm 0,08) \text{ MeV}$ kann aus Energiegründen nur durch K -Einfang angeregt werden. Trotz dem Auftreten harter Sekundär- γ -Strahlung (siehe Abschnitt IX) scheint uns die 2,6 MeV-Komponente als Kern- γ -Linie gedeutet werden zu müssen.

Als Verhältnis der Intensitäten hatten wir gefunden

$$J(\gamma_{0,51 \text{ MeV}}) : J(\gamma_{0,96 \text{ MeV}}) : J(\gamma_{1,9 \text{ MeV}}) : J(\gamma_{2,6 \text{ MeV}}) = 100 : 4,5 : 2 : 0,2.$$

Da auf die Emission eines Positrons zwei 0,51 MeV-Vernichtungs-

quanten fallen, erhält man auf die Totalzahl der emittierten Positronen bezogen:

$$J(\beta_1^+ + \beta_2^+ + \beta_3^+) : J(\gamma_{0,96 \text{ MeV}}) : J(\gamma_{1,9 \text{ MeV}}) : J(\gamma_{2,6 \text{ MeV}}) = 100 : 9 : 4 : 0,5.$$

Mit $N(\gamma) = N(\beta^+) + N(K) = N(\beta^+) \cdot (1 + \lambda)$ ergeben sich

Übergang		Intensität pro zerfallenden Zn^{63} -Kern	
1. $\text{Zn}^{63} - \text{Cu}^{63}$	Grundzustand	$N(\beta_1^+)$	0,85
		$N(K_1)$	0,03
2. $\text{Zn}^{63} - \text{Cu}^{63}$	0,960 MeV-Niveau	$N(\beta_2^+)$	0,07
		$N(K_2)$	0,01
3. $\text{Zn}^{63} - \text{Cu}^{63}$	1,89 MeV-Niveau	$N(\beta_3^+)$	0,01
		$N(K_3)$	0,03
4. $\text{Zn}^{63} - \text{Cu}^{63}$	2,60 MeV-Niveau	$N(K_4)$	0,005

$$N(\beta_1^+) : N(\beta_2^+) : N(\beta_3^+) = 100 : 8 : 1.$$

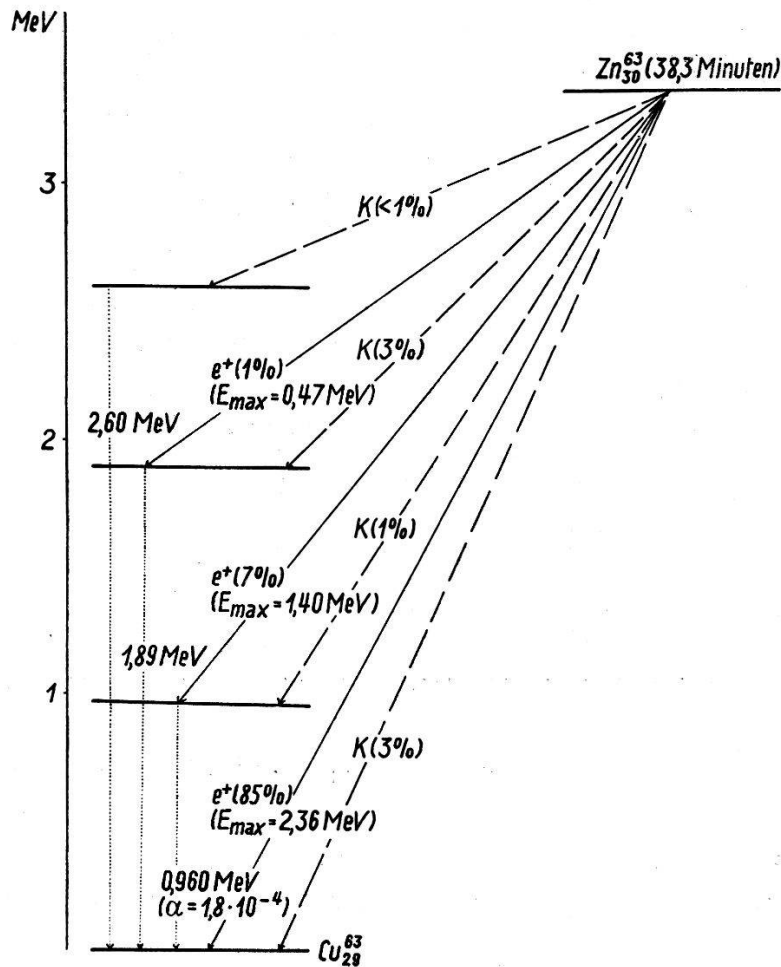


Fig. 11.
Termschema der $\text{Zn}^{63} - \text{Cu}^{63}$ -Umwandlung.

Die so aus den Intensitäten berechneten Anregungswahrscheinlichkeiten durch Positronenemission lassen sich vergleichen mit den aus der FERMI-Analyse des Positronenspektrums folgenden, für welche

$$N(\beta_1^+): N(\beta_2^+): N(\beta_3^+) = 100:10:5$$

gefunden worden war. Innerhalb der Fehlergrenzen sind die nach den beiden gänzlich verschiedenen Methoden bestimmten Wahrscheinlichkeiten der Positronenübergänge in den Grundzustand und in das 0,960 MeV-Niveau in Übereinstimmung. Dass die FERMI-Analyse des Spektrums für die Intensität des weichsten dritten Partialspektrums, und damit für die Anregungswahrscheinlichkeit des 1,89 MeV-Niveaus einen zu grossen Wert ergibt, war auf Grund des im Abschnitt V Gesagten zu erwarten.

VIII. Dosimetrie der Zn^{63} -Präparate.

Da das Umwandlungsschema des Radio-Zinks nun bekannt ist, kann auch die Absolutintensität von Zn^{63} -Präparaten bestimmt werden. Zweckmässig ist es, eine Absolutmessung der Intensität der γ -Strahlung vorzunehmen. Wird die γ -Intensität mit einem Messingzählrohr (Wandstärke 1 mm, Füllung 100 Tor Argon, 10 Tor Alkohol) gemessen, so bestimmt sich die absolute Präparatstärke aus der gemessenen Stosszahl Z (sec^{-1}) zu

$$S(\text{Zn}^{63}) = \frac{Z(\text{Zn}^{63})}{\alpha \sum_K \varepsilon_K N_K e^{-(\mu_{\text{Pb}} \cdot 1 + \mu_{\text{Cu}} \cdot 0,14)}} = \frac{Z(\text{Zn}^{63})}{\alpha \cdot 1,08 \cdot 10^{-3}}.$$

S = Anzahl der pro Sekunde zerfallenden Zn^{63} -Kerne

s = Intensität in Millicurie = $\frac{S}{3,72 \cdot 10^7}$

α = Raumwinkel

ε_K = Zählrohrsensibilität

μ_K = Absorptionskoeffizient.

Das Präparat ist dabei allseitig mit einem 1 cm dicken Bleiabsorber umgeben.

Für die Auswertung der Summe, die sich über die Beiträge der vier Komponenten der γ -Strahlung erstreckt, wurden die Intensitäten N_k , die im vorangehenden Abschnitt angegeben sind, und für die zugehörigen Zählrohrsensibilitäten die Werte nach⁶⁾ zugrunde gelegt.

Will man die Absolutintensität durch eine Vergleichsmessung mit einer Standard- γ -Strahlenquelle bestimmen, so hat man für diese

die entsprechende Summe der Intensitäten der einzelnen Komponenten zu ermitteln. So ist für eine Vergleichsquelle Ra ($B + C$) $\sum_K \varepsilon_K N_K e^{-(\mu_{\text{Pb}} \cdot 1 + \mu_{\text{Cu}}^{0,14})} = 3,9 \cdot 10^{-3}$ für 1 cm Bleifilterung. Für die Intensitäten N_k des Radiums sind die Werte von ELLIS und ASTON¹⁰⁾ (vgl. G. J. SIZOO, H. WILLEMSSEN¹¹⁾) eingesetzt worden.

Experimentell ergab sich für ein Radiumpräparat der Stärke 1,08 Millicurie die Stosszahl 130 pro Sekunde und daraus mit dem Raumwinkel $\alpha = 0,75 \cdot 10^{-3}$ $\Sigma = 4,3 \cdot 10^{-3}$. Eine bessere Übereinstimmung mit dem berechneten Wert ist in Anbetracht der Unsicherheit der N_k -Werte und der nicht vollkommenen Ausblendung des Strahlenbündels nicht zu erwarten.

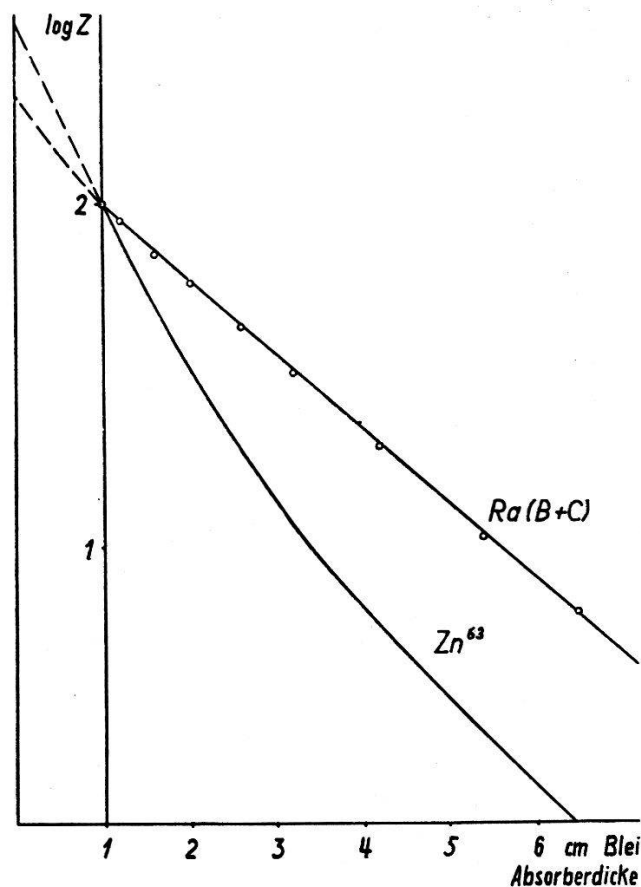


Fig. 12.

Absorption der γ -Strahlung von Zn^{63} und Radium in Blei. (Messingzählrohr.)

Durch Vergleich der Zählrohrstosszahlen der beiden γ -Quellen ergibt sich für die Zn^{63} -Präparatstärke

$$S(\text{Zn}^{63}) = \frac{Z(\text{Zn}^{63})}{Z(\text{Ra})} \cdot \frac{\Sigma(\text{Ra})}{\Sigma(\text{Zn}^{63})} = f(x) \frac{Z(\text{Zn}^{63})}{Z(\text{Ra})}.$$

Die Genauigkeit ist durch die angeführten Unsicherheitsfaktoren beschränkt und nicht höher als 20% zu bewerten. Der Vergleichs-

faktor $f(x)$ wurde für grössere Bleifilterdicken x aus den bei gleicher geometrischer Anordnung (siehe Fig. 4) experimentell bestimmten Absorptionskurven der Radium- und der Zn^{63} - γ -Strahlung (Fig. 12) ermittelt. Der Intensitätsvergleich liefert unter Berücksichtigung des Wertes $f(1 \text{ cm}) = 3,6$ die $f(x)$ -Werte bei grösserer Filterdicke (siehe Fig. 13).

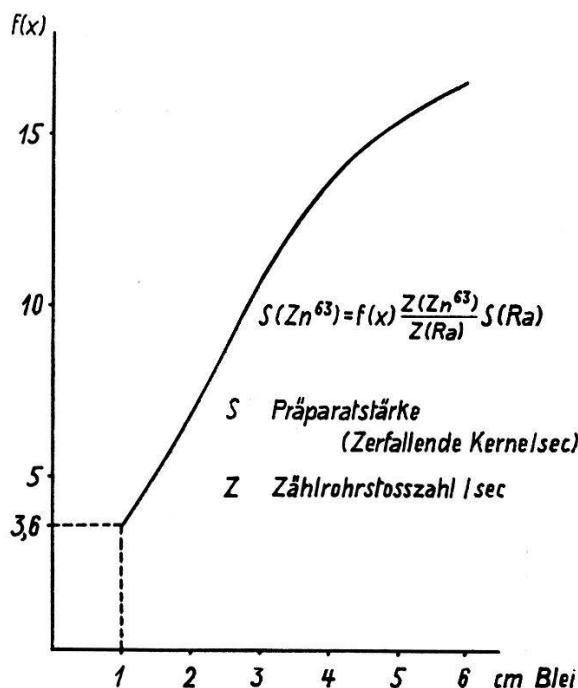


Fig. 13.

Vergleich der Zählrohrstosszahlen von Zn^{63} - und Radium-Präparaten.
(Messingzählrohre.)

IX. Sekundär- γ -Strahlung des Zn^{63} .

Bei der Zerlegung der Absorptionskurve der Zn^{63} - γ -Strahlung in die Komponenten der drei intensivsten γ -Linien hatten wir die Annahme gemacht, dass der gesamte Intensitätsanteil den Kern- γ -Linien zuzuschreiben sei. Wie die im folgenden beschriebenen Experimente zeigen, liegt der Intensitätsanteil energiereicher Sekundärstrahlung innerhalb der Fehlergrenzen, die durch die Zerlegung in Komponenten auftreten.

Für die Erzeugung von Sekundär γ -Strahlung neben den Comptonkomponenten fallen zwei Prozesse in Betracht. Erstens wird bei der „inneren“ und „äusseren“ Bremsung der Positronen im Coulombfeld des Zerfallkernes beziehungsweise im Absorber ein kontinuierliches γ -Spektrum emittiert. Zweitens lässt die DIRAC'sche Theorie des Elektrons erwarten, dass bei der Annihilation der Positronen ausser der 0,51 MeV γ -Strahlung eine schwächere, härtere γ -Strahlung mit kontinuierlicher Spektralverteilung auftritt. Diese

sollte bei der Annihilation bewegter, noch nicht abgebremster Positronen entstehen und zum Teil als Einquantenstrahlung mit der Energie grösser als $2mc^2$ — der gesamten Ruhmasse des Positron-Elektron-Paares zuzüglich der kinetischen Energie des Positrons — emittiert werden. Die Bremsstrahlung von β^- -Strahlern ist zuerst von ASTON¹²⁾ beim RaE nachgewiesen worden und auch bei anderen β^- -Strahlern von STAHEL und KIPFER¹³⁾, WU¹³⁾ u. a. untersucht worden. Die harte Annihilationsstrahlung ist dagegen direkt noch nicht beobachtet worden.

Bei Positronenstrahlern wird der Nachweis einer wenig intensiven Sekundärstrahlung durch den starken Untergrund der 0,51 MeV Annihilationsstrahlung erschwert. Es schien uns trotzdem möglich, zum mindesten den härteren Teil des Sekundärspektrums zu messen.

Absorptionsmessungen der Zn^{63} - γ -Strahlung in Blei ergaben keinen eindeutigen Unterschied der Absorptionskurven, wenn die Absorption der Positronen in Al, bzw. in Pb stattfand. Im letzteren Falle sollte die Sekundärstrahlung verstärkt auftreten. Dagegen konnte eine harte Sekundärstrahlung beim Zn^{63} durch Ausmessen der Comptonelektronen mit der BOTHE'schen Koinzidenzanordnung beobachtet werden. Die Messanordnung war die folgende: Das Zn^{63} -Präparat befindet sich in einer dünnen Zellophanhülle eingeschlossen in fest fixierter Lage zwischen den zwei Absorbern a (siehe Fig. 14). Diese bestehen aus 5 mm dicken Aluminiumplatten, auf denen einseitig 1,5 mm dicke Bleifolien aufgeschraubt sind. Die Absorber können gedreht werden, so dass die Annihilation der Positronen abwechselungsweise in Aluminium oder Blei stattfindet. Eine zusätzliche 3 cm dicke Bleiplatte schwächt die 0,51 MeV- γ -Strahlung um einen Faktor 200. Zuerst wurde mit dieser Anordnung die Absorption der Comptonelektronen gemessen. Die Aluminiumseiten der Absorber a waren dem Präparat zugekehrt. Kurve Ia der Fig. 14 zeigt die Zahl der Koinzidenzen in Funktion der Dicke d der zwischen die Zählrohre eingeschobenen Aluminiumabsorber. Die Kurve lässt sich zerlegen in die Anteile der Comptonelektronen der vier γ -Linien; 60% der bei $d = 0$ cm registrierten Koinzidenzen rühren von der 1,89 MeV γ -Linie her.

Nun wurde untersucht, ob sich ein Unterschied in der Koinzidenzzahl feststellen lässt; je nachdem die Annihilation der Positronen in Aluminium oder in Blei erfolgt. Mit den Aluminiumabsorbern $d = 0,5$ mm spricht die Messanordnung nur auf Comptonelektronen einer γ -Strahlung, die energiereicher als 0,8 MeV ist, mit $d = 0,8$ mm nur auf solche über 1 MeV an. Die Differenzmessungen ergaben eine

Erhöhung der Koinzidenzzahlen bei allen Al-Absorbern der Dicke $d = 0$ mm bis $d = 0,8$ mm um 5 bis 2,5%, wenn die Pb-Seiten der Absorber a dem Präparat zugewandt waren. (Fig. 14, Kurve IIa). Sie zeigen also eindeutig eine Sekundär- γ -Strahlung an.

Um zu entscheiden, ob der beobachtete Effekt der äusseren Bremsstrahlung oder der harten Annihilationsstrahlung zuzuschreiben ist, haben wir die beobachteten Differenzkurven mit den für

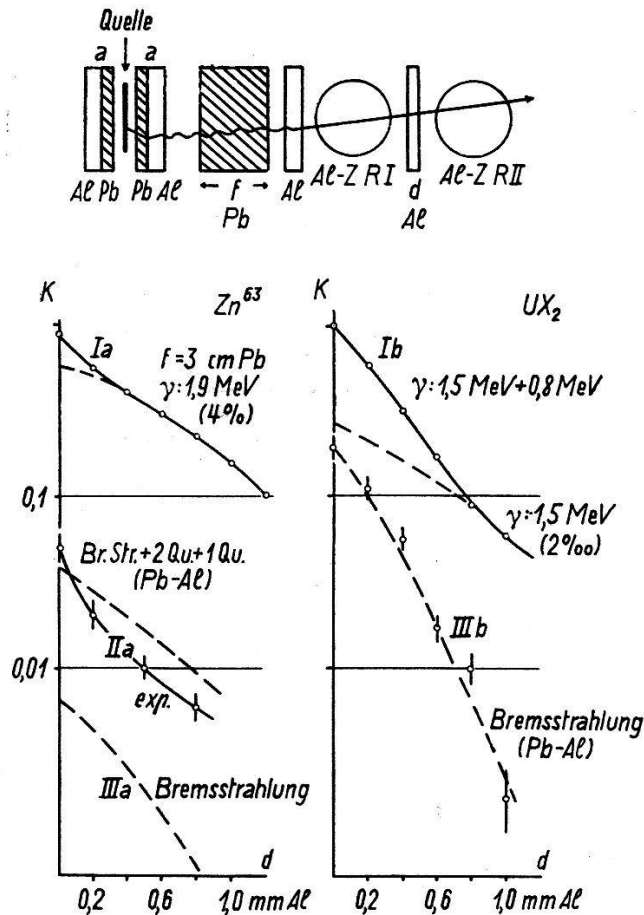


Fig. 14.

Absorption der Comptonelektronen der γ -Strahlung des Zn^{63} und UX_2 .

beide angeführten Prozesse berechneten verglichen. Die Intensität und spektrale Verteilung der Bremsstrahlung wurde nach den Formeln von HEITLER¹⁵⁾ berechnet unter Annahme einheitlicher Energieverluste der Positronen im Absorber. Pro Zn^{63} -Positronenzerfall sind 0,03 Bremsquanten mit Energien über 1 mc^2 zu erwarten (Fig. 15, Kurve IIa). Der Berechnung der Spektren der harten Ein- und Zweiquantenannihilationsstrahlung wurden die von BETHE¹⁶⁾ berechneten Wirkungsquerschnitte zugrunde gelegt.

Vergleichsweise wurde das Bremsspektrum auch für den β^- -Strahler UX_2 berechnet, dessen Maximalenergie und spektrale

Verteilung bei hohen Energien nur wenig verschieden sind von denjenigen des Positronenstrahlers Zn^{63} .

Aus den berechneten Sekundär- γ -Spektren lässt sich die Differenz der Absorptionskurven der Comptonelektronen bei Absorption der Positronen in Blei beziehungsweise in Aluminium ableiten, da der Verlauf der Absorptionskurve von Comptonelektronen für monochromatische γ -Strahlung verschiedener Energie aus Eichmessungen und auch die relative Sensibilität der Anordnung bekannt ist. (Siehe z. B. BLEULER und ZÜNTI¹⁷)).

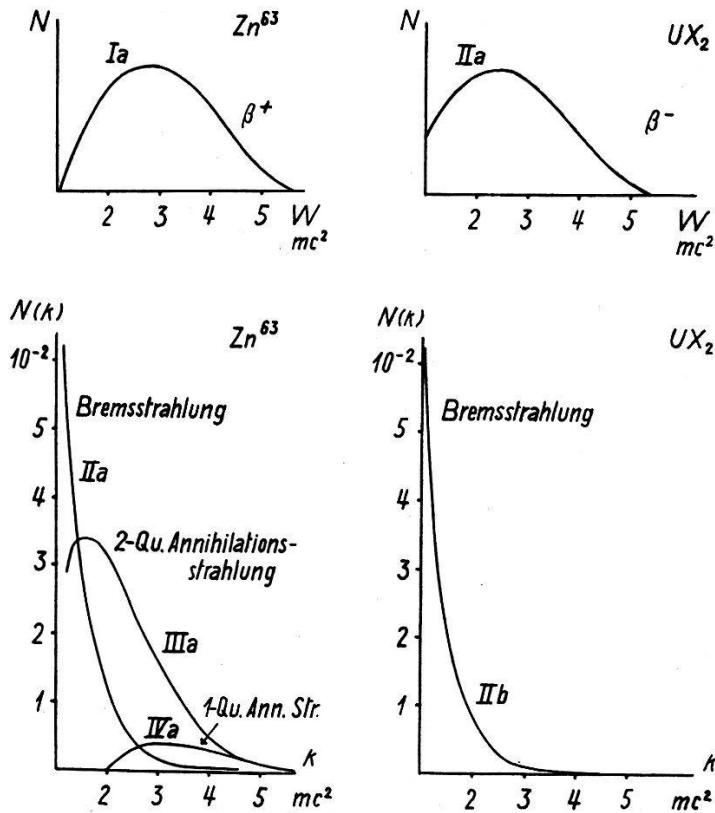


Fig. 15.

Sekundär- γ -Strahlung des Zn^{63} und UX_2 .

Im Falle des UX_2 stimmt der Verlauf der berechneten Absorptionskurve (Fig. 14, Kurve $IIIb$) gut mit dem gemessenen überein. Bei der Absorberdicke $d = 0$ mm wurde die berechnete Kurve an die gemessene angeschlossen, da der Raumwinkel der Anordnung unbekannt ist. Der selbe geometrische Faktor wurde benützt, um beim Zn^{63} die berechneten Differenzkurven an die bekannte Intensität der Kern- γ -Strahlung anzuschliessen. Wird bei der Zn^{63} - γ -Strahlung nur das Bremsspektrum berücksichtigt, so liegt die theoretische Kurve (Fig. 14, $IIIa$) wesentlich unter der experimentell bestimmten. Man erhält dagegen gute Übereinstimmung, wenn man die Spektren der harten Annihilationsstrahlungen mitberücksichtigt.

Mit einem lichtstarken Spektrographen sollte es möglich sein, die Sekundärelektronen der harten Annihilationsstrahlung direkt auszumessen und den Effekt quantitativer, als es hier geschehen ist, zu untersuchen.

Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER sprechen wir unseren besten Dank aus für sein Interesse an dieser Arbeit.

Zürich, Physikalisches Institut der E. T. H.

Literaturverzeichnis.

- ¹⁾ C. V. STRAIN, Phys. Rev. **54**, 1021 (1938).
 - ²⁾ L. A. DELSASSO, L. N. RIDENOUR, R. SHERR, M. G. WHITE, Phys. Rev. **55**, 113 (1939).
 - ³⁾ Siehe z. B. MATTAUCH, FLÜGGE, Kernphysikal. Tabellen, Springer 1942.
 - ⁴⁾ A. A. TOWNSEND, Proc. Roy. Soc. London A. **177**, 357 (1941).
 - ⁵⁾ S. C. CURRAN, P. J. DEE, V. PETRZILKA, Proc. Roy. Soc. **169**, 269 (1936).
 - ⁶⁾ H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER, Helv. Phys. Acta **19**, 77 (1946).
 - ⁷⁾ S. M. DANCOFF, P. MORRISON, Phys. Rev. **55**, 122 (1929).
 - ⁸⁾ M. H. HEBB, E. NELSON, Phys. Rev. **58**, 496 (1940).
 - ⁹⁾ C. MØLLER, Phys. ZS. d. Sowjetunion **11**, 9 (1937).
 - ¹⁰⁾ C. D. ELLIS, G. H. ASTON, Proc. Roy. Soc. London A **129**, 180 (1930).
 - ¹¹⁾ G. J. SIZOO, H. WILLEMSSEN, Physica **5**, 100 (1938).
 - ¹²⁾ G. H. ASTON, Proc. Camb. Phil. Soc. **23**, 935 (1927).
 - ¹³⁾ E. STAHEL, P. KIPFER, Helv. Phys. Acta **9**, 492 (1936).
 - ¹⁴⁾ C. H. WU, Phys. Rev. **59**, 481 (1941).
 - ¹⁵⁾ W. HEITLER, The Quantum Theory of Radiation, Oxford 1944, siehe S. 165, 170, 219.
 - ¹⁶⁾ H. A. BETHE, Proc. Roy. Soc. **150**, 129 (1935).
 - ¹⁷⁾ E. BLEULER, W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **19**, 375 (1946).
-