Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 19 (1946)
Heft: VI-VII

Artikel: Die Paaremission des ThC''
Autor: Bradt, H. / Halter, J. / Heine, H.G.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111711

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: 06.08.2025

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

Die Paaremission des ThC″

von **H. Bradt*), J. Halter, H. G. Heine**)** und **P. Scherrer.**

(18. Juni 1946.)

Zusammenfassung. Die Untersuchung der Paaremission des ThC″, über die im folgenden berichtet wird, stellt eine Fortsetzung früherer Arbeiten über die Emission positiver Teilchen durch β^--Strahler dar. Die Problemstellung ist in einem früher erschienenen zusammenfassenden Bericht (BRADT, HEINE und SCHERRER[1])) dargelegt. Verschiedene Untersuchungen hatten gezeigt, daß eine so häufige Emission von Positronen durch die β^--Strahler UX_2, P^{32} und RaE, wie sie die Wilsonkammer-Aufnahmen zeigen, auf keine andere Art nachzuweisen ist (BRADT[2]), HEINE[3])). Einzig Koinzidenzmessungen mit ThC″ schienen die Ergebnisse der Wilsonkammer-Untersuchungen, welche auch bei ThC″ für eine verhältnismässig sehr grosse Wahrscheinlichkeit der Paaremission sprachen, zu stützen.

Wir haben nun die Untersuchung der e^+-Emission des ThC″ nach verschiedenen voneinander unabhängigen Methoden erneut vorgenommen, nämlich

1) mit dem *magnetischen Halbkreisspektrographen* (vgl. ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW[4])),
2) mittels *Koinzidenzmessungen* unter Verwendung von zwei, bzw. drei in Koinzidenz geschalteten Zählrohren,
3) mit einer *Wilsonkammer*, deren Expansion durch Koinzidenzen zweier in die Kammer eingebauter Zählrohre gesteuert wird.

Die Resultate dieser Messungen zeigen, dass auch bei ThC″ wie bei UX_2 die fragliche e^+-Emission wohl bei Wilsonkammer-Aufnahmen, nicht aber mit andern Methoden gefunden wird. Namentlich ist uns nunmehr eine befriedigende Deutung der von BENEDETTI[5]) und uns mit ThC″ ausgeführten Koinzidenzmessungen gelungen. Ferner wird nachgewiesen, dass die in der Wilsonkammer sichtbaren positiven Spuren nicht von Teilchen herrühren, die in einem Mehrfach-Emissionsprozess, z. B. als Partner von Paaren, ausgesendet werden. Dagegen werden bei den Wilsonkammer-Aufnahmen erneut positive Spuren in ähnlichem Ausmass wie früher festgestellt, so dass die Frage, ob eine „anomal" häufige Emission von positiven Teilchen durch β^--Strahler vorhanden ist, noch immer nicht endgültig beantwortet werden kann.

I. Messung des Th(C + C″)-Positronenspektrums mit dem magnetischen β-Spektrographen.

Die direkteste Methode zur Bestimmung sowohl der totalen Intensität als auch der Energieverteilung der beim β-Zerfall des Th(C+C″)emittierten Positronen ist die Ausmessung des Th(C+C″)-Positronenspektrums mit dem magnetischen Halbkreisspektrographen. Elektronen und Positronen werden im magnetischen Feld

*) Jetzt Purdue University, Lafayette, Indiana, U.S.A.
**) Jetzt Department of Physics Memorial Hospital, New York, U.S.A.

*

getrennt und die Positronen eines bestimmten Energieintervalls auf den Spalt eines zwei in Koinzidenz geschaltete Zählrohre enthaltenden Kästchens fokussiert. Da die Intensität des Th(C+C″)-Positronenspektrums ausserordentlich viel kleiner ist als diejenige des Elektronenspektrums, ist es, zur äussersten Herabsetzung des Untergrunds, von grossem Vorteil, für die Registrierung der Positronen anstelle eines einzigen Zählrohrs ein Koinzidenzzählrohrpaar zu verwenden (Alichanow, Alichanian und Kosodaew[4])). Ein im Spektrographen angebrachtes Blendensystem fängt die an den Wänden gestreuten Elektronen ab. Bei einem Bahnradius von $\varrho = 10{,}0$ cm konnte zwischen Quelle und Zählrohrpaar eine 15 cm starke Bleischicht angebracht werden, womit der durch die intensive harte γ-Strahlung des Th(C+C″) bewirkte Koinzidenzuntergrund

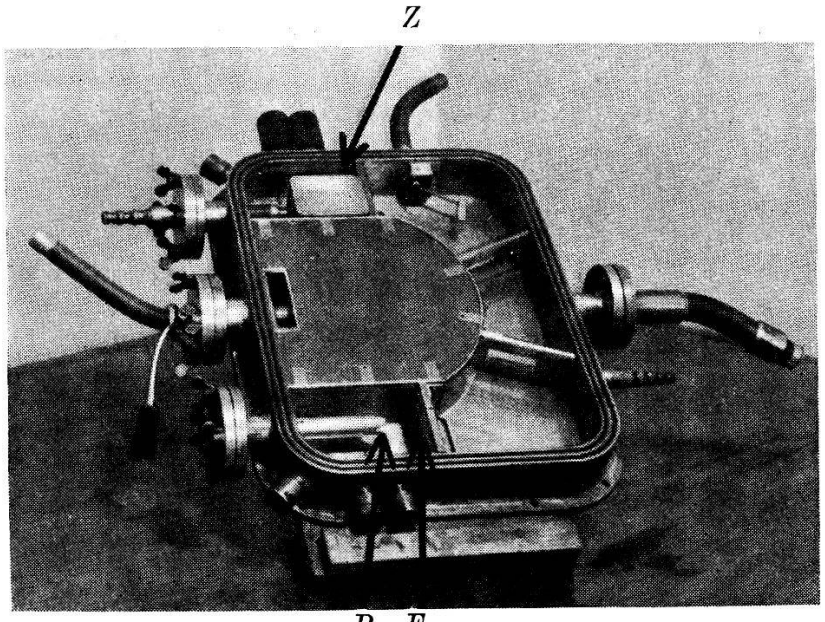


Fig. 1.
Magnetischer Halbkreisspektrograph.
P: Sitz des Präparats
F_1: Erste Blende (auswechselbar)
Z: Zählrohrkästchen mit Koinzidenzzählrohren.

genügend herabgesetzt wurde. Ein früher beschriebener Spektrograph (Bradt, Heine und Scherrer[6])) wurde zu diesem Zweck entsprechend abgeändert (Fig. 1). Die für die Messungen verwendeten Th(B+C+C″)-Präparate einer Intensität von ca. 10 m Curie wurden jeweils auf der äussersten Kante einer Metallfolie als aktiver Niederschlag gesammelt.

Das Th(C+C″)-Positronenspektrum ist mit dem magnetischen Halbkreisspektrographen von Alichanow, Alichanian und Kosodaew[4]) ausgemessen worden. Die Positronen wurden von ihnen durch ein Paar in Koinzidenz geschalteter Zählrohre nachgewiesen,

die vom übrigen Spektrographen durch eine Nitrozellulosefolie von 3 μ Dicke getrennt sind. In Bestätigung des von JAEGER und HULME[7]) berechneten theoretischen Werts wurde von ALICHANOW und Mitarbeitern die gesamte Positronenintensität zu

$$N^+ \approx 2 \cdot 10^{-4}\, e^+/\text{Zerfall ThB}$$

bestimmt. Das Positronenspektrum zeigt bei 1,6 MeV einen scharfen Abfall, wie es für das Spektrum der von der Paarkonversion der 2,62 MeV-ThC″-Linie herrührenden Positronen zu erwarten ist. In Richtung abnehmender Energie erstrecken sich die Messungen bis 0,3 MeV. Unterhalb etwa 0,5 MeV scheint die Intensität des Spektrums gegen den Nullpunkt zu abzufallen.

Durch unsere Messungen sollte in erster Linie dieser letztere Punkt nachgeprüft werden, da nach den angeführten Wilsonkammeruntersuchungen (CHADWICK, BLACKETT und OCCHIALINI[8]), HEINE[3])) etwa unterhalb 0,5 MeV ein rapider Anstieg des e^+-Spektrums gegen kleinere Energiewerte hin zu erwarten war.

Um auch noch bei sehr kleinen Energien das unverfälschte Spektrum zu messen, wird das die Koinzidenzzählrohre enthaltende Kästchen mit einer Zaponlackfolie abgeschlossen, deren Dicke nur 0,3 μ beträgt. Diese extrem dünne Zählrohr-Abschlussfolie ermöglicht es, das Elektronenspektrum bis zu Energien von 15 keV hinunter zu registrieren. Die geringfügige Korrektur, welche infolge Streuung der Elektronen in der Eintrittsfolie für die kleinsten Energiewerte an der Zahl der gemessenen Koinzidenzen anzubringen ist, wurde durch Ausmessung der weichen β-Linien des Th(B+C+C″) — der A-Linie bei 24,7 keV, der F-Linie bei 147,7 keV usw. — und Vergleich der Messwerte mit den Resultaten von FLAMMERSFELD[9]) bestimmt.

Das Auflösungsvermögen des β-Spektrographen $\frac{\Delta H\varrho}{H\varrho}$ wurde bei einem Zählrohrspalt von 1 mm Breite und einer Spaltbreite der ersten Blende F_1 von 5 mm, wie sie bei den Messungen mit der 0,3 μ Zaponlackfolie verwendet wurden, aus der Halbwertsbreite der ThC-A-Linie und der ThB-F-Linie zu 0,7% bestimmt. Zur Vergrösserung der registrierten Positronenintensität wurde für die Messungen im Energiebereich oberhalb 0,4 MeV ein etwas breiterer Zählrohrspalt (und auch eine entsprechend grössere Spaltbreite der ersten Blende) verwendet, der mit einer 4 μ Cellophanfolie abgeschlossen war.

Die Bestimmung der Wahrscheinlichkeit der Positronenemission des Th(C+C″) erfordert neben der Ausmessung des Positronenspektrums auch diejenige des Elektronenspektrums. Das Spektrum

der Th(B+C+C″)-Elektronen wurde mehrere Halbwertszeiten später als das Spektrum der Positronen ausgemessen, als die Intensität der Quelle soweit abgeklungen war, dass die Elektronenzahl mit einem Scale of 32 registriert werden konnte. Die Energieverteilung des kontinuierlichen Elektronenspektrums ergibt sich in Übereinstimmung mit den Messungen von FLAMMERSFELD[9]*).

Die verschiedenen Präparate, mit denen wiederholt das Positronenspektrum ausgemessen wurde, wurden in einer Standardanordnung durch Messung ihrer γ-Intensität miteinander verglichen. Diese Messungen erlaubten auch eine absolute Intensitäts-

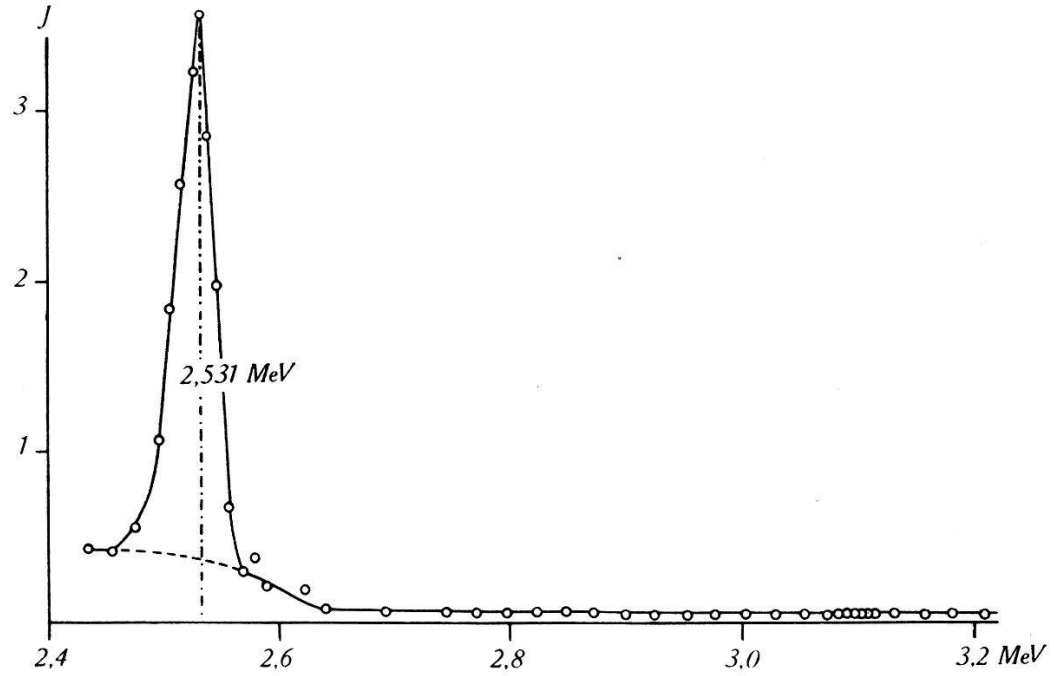


Fig. 2.
X-Linie des ThC″.
Intensität der X-Linie: $2{,}2 \cdot 10^{-3}$ Elektronen/Zerfall ThC″. (Der Untergrund sind Compton-Elektronen.) Eine Konversionslinie der sehr schwachen 3,2 MeV-ThC″-γ-Strahlung ist nicht angedeutet.

bestimmung der Quellen, da die Ansprechwahrscheinlichkeit des verwendeten Zählrohrs für die γ-Linien der Th(B+C+C″)-γ-Strahlung durch (β, γ)-Koinzidenzmessungen bestimmt worden war (BRADT, GUGELOT, HUBER, MEDICUS, PREISWERK und SCHERRER[10])).

Unmittelbar nach der Ausmessung des Positronenspektrums wurde stets zur Kontrolle der Intensitätsbestimmung die Konversionslinie der 2,62 MeV-γ-Strahlung des ThC″ (X-Linie) aus-

*) Bei Messungen unter Verwendung der breiten Spalte und der 4 μ Cellophan-Zählrohr-Abschlussfolie fällt die Stosszahl bei Energien unterhalb von 40 keV rasch auf Null ab; mit der 0,3 μ Abschlussfolie findet ein Abschneiden erst unterhalb von 15 keV statt.

gemessen (Fig. 2). Die mit einem Achtfach-Untersetzer registrierte Koinzidenzzahl am Ort des Intensitätsmaximums der X-Linie war von der Grössenordnung 5000 Koinzidenzen pro Minute. In Übereinstimmung mit den Messungen von ARNOULT[11]) und FLAMMERSFELD[9]) wurde die Konversionswahrscheinlichkeit der 2,62 MeV-γ-Strahlung des ThC″ zu 0,22% bestimmt. Fig. 2 zeigt überdies noch Messpunkte im Energiebereich 2,6—3,2 MeV. Von einer Konversionslinie der sehr schwachen 3,2 MeV-ThC″-γ-Strahlung*), die

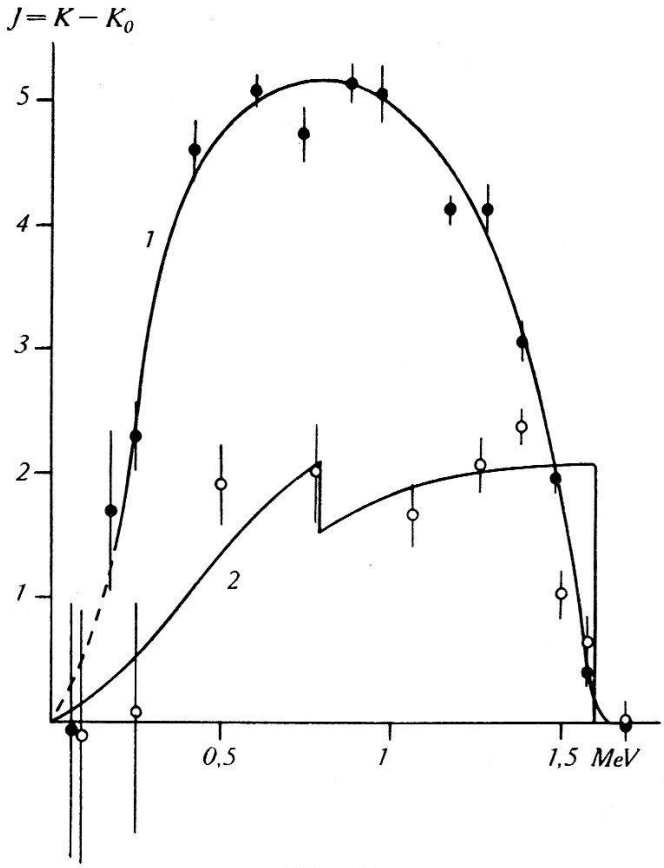


Fig. 3.
Th(C+C″)-Positronenspektrum.

Kurve 1: (volle Kreise) Messpunkte mit Th(B+C+C″)-Präparat auf 0,1 mm Pt.
Kurve 2: Theoretisches Spektrum der durch Paarkonversion erzeugten Positronen nach JAEGER und HULME (Ordinaten um 15% überhöht).
Leere Kreise: Messpunkte mit Präparat auf 5 μ Al.

beim direkten Übergang des am intensivsten angeregten ThD-Niveaus in den Grundzustand emittiert wird, konnte keine Andeutung beobachtet werden.

Das Resultat der Messungen des Th(B+C+C″)-Positronenspektrums ist in Fig. 3 eingetragen. *Kurve 1* zeigt das Positronenspektrum des auf einem Platinblech von 0,1 mm Dicke gesammelten

*) $I_\gamma = 0{,}03$ Quanten/Zerfall ThC″ nach ITOH und WATASE.[12])

aktiven Thoriumniederschlages (volle Kreise). Die Anzahl der registrierten Koinzidenzen im Maximum betrug nach Abzug des durch Einschwenken einer Blende bestimmten Nulleffekts ca. 40 Koinzidenzen pro Minute. Die Gesamtintensität dieses Spektrums, zu dem die vom Th(C+C″) selbst emittierten Positronen 40% und die im Platin erzeugten Positronen 60% beitragen, beträgt

$$N^{+}_{\text{Pt-Träger}} = 5{,}7 \cdot 10^{-4}\ e^{+}/\text{Zerfall ThB}\ .$$

Kurve 2 zeigt das nach JAEGER und HULME[7]) theoretisch berechnete Spektrum der durch die Paarkonversion der harten Th(C+C″)-γ-Strahlung von den Th(C+C″)-Atomen selbst emittierten Positronen. 90% der Intensität dieses Spektrums rühren von der Paarkonversion der 2,62 MeV-Quadrupollinie her, welche beim Übergang ThC″—ThD emittiert wird. Die beim Übergang ThC—ThC′ emittierte 1,802 MeV Dipollinie (ELLIS[13]), ITOH und WATASE[12])), deren Intensität nach CURRAN, DEE und STROTHERS[14]) ca. 15% der Intensität der 2,62 MeV-Linie beträgt, trägt nach JAEGER und HULME ca. 10% zur gesamten Positronenintensität bei. Die theoretische Gesamtintensität des aus der Paarkonversion dieser beiden γ-Linien resultierenden Positronenspektrums ergibt sich zu

$$N^{+}_{\substack{\text{Paarkonv}\\ \text{theor}}} = 2{,}0 \cdot 10^{-4}\ e^{+}/\text{Zerfall ThB}\ .$$

Die Messpunkte des mit 5 μ Aluminium als Trägerfolie gemessenen Th(C+C″)-Positronenspektrums, welche in Fig. 3 als leere Kreise eingezeichnet sind, gruppieren sich um die berechnete Kurve, wenn die Ordinaten der theoretischen Kurve um ca. 15% vergrössert werden, was bei der gezeichneten Kurve 2 getan wurde. Als experimenteller Wert für die Paarkonversion der Th(C+C″)-γ-Strahlung ergibt sich somit

$$N^{+}_{\substack{\text{Paarkonv}\\ \text{experim}}} = 2{,}3 \cdot 10^{-4}\ e^{+}/\text{Zerfall ThB}\ .$$

Das gemessene Positronenspektrum des Th(C+C″) ist also sowohl der Gesamtintensität als auch der Energieverteilung nach in sehr guter Übereinstimmung mit dem berechneten Spektrum der aus der Paarkonversion der beiden intensivsten harten γ-Linien herrührenden Positronen. (Die Ungenauigkeit des experimentellen wie auch des theoretischen Wertes ist von der Grössenordnung 10%.)

Die Intensität des Spektrums der vom Th(C+C″) selbst emittierten wie auch diejenige des Spektrums der im Platin erzeugten

Positronen fällt unterhalb von ca. 0,3 MeV rasch gegen Null ab. Im besondern wurde durch wiederholte Messungen verifiziert, dass auch bei sehr kleinen Energien im Bereich von 15—80 keV kein Wiederanstieg der Intensität des Positronenspektrums stattfindet.

Das Ergebnis unserer Messung ist in befriedigender Übereinstimmung mit den Resultaten von ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW[4]). (In dieser Arbeit wird die statistische Schwankung der Messwerte nicht angegeben.) Bei der Interpretation des gemessenen Positronenspektrums berücksichtigen die genannten Autoren die 1,802 MeV-Linie des ThC nicht. Die Differenz zwischen dem beobachteten Spektrum und dem allein der Paarkonversion der 2,62 MeV-Linie zuzuordnenden Spektrum schreiben sie einer Paarkonversion der kinetischen Energie der Zerfallselektronen zu. Obwohl die Intensität der 1,8 MeV-Linie klein ist gegenüber derjenigen der 2,62 MeV-Linie, kann, wie Fig. 3 zeigt, ihr Beitrag im weichen Teil des Positronenspektrums nicht vernachlässigt werden. Bei Berücksichtigung der statistischen Schwankung der Messwerte geben unserer Ansicht nach auch die Werte von ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW keinen systematischen Hinweis auf eine über die Paarkonversion der beiden γ-Linien hinausgehende zusätzliche Positronenemission, im Einklang mit der theoretischen Voraussage, dass die Wahrscheinlichkeit der Paarkonversion der kinetischen Energie schneller Elektronen klein ist verglichen mit derjenigen der Paarkonversion von γ-Strahlen gleicher Energie. Dies zeigte auch schon der Nachweis des Fehlens einer merklichen Positronenemission beim β-Strahler UX_2 (BRADT[2]), HEINE[3])) ($N^+_{UX_2} = 3 \cdot 10^{-4}\, e^+$/Zerfall).

Nach Fig. 3 ist die Anzahl der durch Paarerzeugung in der 0,1 mm Platinträgerfolie entstandenen Positronen 1,5mal grösser als die Anzahl der vom Th(C+C″) selbst emittierten Positronen. Die Dicke der Platinträgerfolie ist kleiner als die Reichweite der energiereichsten Positronen, sodass für eine dicke Folie ($d \geqslant R_{max}$) der entsprechende Wert noch grösser sein muss. Nach ALICHANOW und Mitarbeitern ist die Anzahl der Positronen, emittiert von einer mit einer dicken Bleifolie umgebenen Th(B+B+C″)-Quelle (äussere Paarerzeugung in Blei) viermal grösser als die Anzahl der von der unbedeckten Quelle emittierten Positronen (Paarkonversion):

$$\left(\frac{N^+_{Pb}}{N^+_{Konv}}\right)_{Th(C+C'')} = 4{,}0\,.$$

Für RaC ist nach diesen Autoren das entsprechende Verhältnis wesentlich kleiner, nämlich

$$\left(\frac{N^+_{Pb}}{N^+_{Konv}}\right)_{RaC} = 0{,}9\,.$$

Dieser Unterschied wurde von ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW als weiterer Hinweis dafür betrachtet, dass nur ein Teil der vom Th(C+C″) und vom RaC emittierten Positronen in der Paarkonversion der härtesten γ-Linien seinen Ursprung hat.

Wir haben das Verhältnis

$$\left(\frac{N^+_{Pb}}{N^+_{Konv}}\right)_{Th(C+C'')} : \left(\frac{N^+_{Pb}}{N^+_{Konv}}\right)_{RaC}$$

nach JAEGER und HULME[7]) und nach BETHE und HEITLER[15]) berechnet unter der Voraussetzung, dass *alle* direkt emittierten Positronen durch Paarkonversion der γ-Linien entstanden sind. Das Verhältnis $N^+_{Pb}/N^+_{Konv.}$ muss für Th(C + C″) grösser sein als für RaC aus den zwei folgenden Gründen:

1) Die 2,62 MeV-Linie des ThC″ ist eine Quadrupollinie, während nach ITOH und WATASE[12]) die intensiven harten RaC-Linien Dipollinien sind. Für Quadrupolstrahlung ist nach JAEGER und HULME[7]) die Wahrscheinlichkeit der Paarkonversion nur etwa halb so gross wie für Dipolstrahlung.

2) Da die Maximalenergie ($h\nu - 2\,mc^2$) des RaC-Positronenspektrums bedeutend kleiner ist als die Maximalenergie des ThC″-Positronenspektrums, ist bei gleicher Zahl im Blei erzeugter Positronen die Zahl der aus der Bleifolie austretenden Positronen für Th(C+C″) grösser als für RaC. Die Zahl der aus der Bleifolie austretenden Positronen berechnet sich zu:

$$N^+_{Pb} = n_0 \int_0^{E_{max}} \sigma\,(h\nu, E)\,dE \int_0^{R(E)} D\,(E, x)\,dx\,,$$

wobei $\sigma\,(E)$ den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Positrons der Energie E durch ein Quant der Energie $h\nu$ (ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW), $D\,(E,x)$ die Durchlässigkeit einer Schichtdicke x für Positronen der Energie E (BLEULER und ZÜNTI[16])) bedeutet. Die relativen Intensitäten der härtesten RaC-Linien wurden der Arbeit von ITOH und WATASE entnommen. Die Berechnung ergibt:

$$\left(\frac{N^+_{Pb}}{N^+_{Konv}}\right)_{Th(C+C'')} : \left(\frac{N^+_{Pb}}{N^+_{Konv}}\right)_{RaC} = 4{,}7\,,$$

in völliger Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert von ALICHANOW, ALICHANIAN und KOSODAEW

$$\left(\frac{N^+_{Pb}}{N^+_{Konv}}\right)_{Th(C+C'')} : \left(\frac{N^+_{Pb}}{N^+_{Konv}}\right)_{RaC} = 4{,}5\,.$$

Dieser Wert bestätigt also durchaus die Erwartung der Theorie der Paarkonversion und enthält keinen Hinweis auf eine über die durch Paarkonversion der γ-Linien verursachte Positronenemission hinausgehende Emission von positiven Teilchen durch Th(B+C+C″) oder RaC.

II. Untersuchung der simultanen Emission von Teilchen beim β-Zerfall des ThC″ mit Hilfe von Zählrohr-Koinzidenzmessungen.

Eine andere Methode, die ebenfalls zum Nachweis der Emission von Paaren dienen kann, ist die Registrierung der simultanen Emission von Teilchen durch Zählrohr-Koinzidenzmessungen. Werden bei Verwendung einer Koinzidenzanordnung nur solche Zerfallsprozesse registriert, bei denen das Zerfallselektron in ein Zählrohr und ein gleichzeitig emittiertes Teilchen in ein anderes Zählrohr gelangt, so können die verhältnismässig seltenen Zerfallsprozesse, bei denen jeweils mehr als ein Teilchen emittiert wird, ausgesiebt werden.

Der *β-Zerfall des ThC″* führt bekanntlich stets in ein angeregtes Niveau des ThD-Kerns, von dem aus der Übergang in den Grundzustand normalerweise durch Emission von zwei γ-Quanten (OPPENHEIMER[17])) erfolgt. Diejenigen Zerfallsprozesse, bei denen eines der γ-Quanten in der Elektronenhülle konvertiert ist, können so z. B. durch Zählrohr-Koinzidenzmessungen ausgesiebt werden, da sie zu Elektronenkoinzidenzen, und nicht nur, wie alle andern Zerfallsprozesse auch, zu (β,γ)-Koinzidenzen Anlass geben.

Koinzidenzmessungen mit ThC″ sind, unter Verwendung von zwei Elektronen-Zählrohren, von BENEDETTI[5]) ausgeführt worden. Die Häufigkeit der Elektronenkoinzidenzen ist verhältnismässig gross, und BENEDETTI ist geneigt, anzunehmen, dass der überwiegende Teil dieser Koinzidenzen durch die *Paarkonversion der 2,62 MeV-γ-Strahlung* verursacht ist. Nach dieser Annahme müsste die Wahrscheinlichkeit der Paarkonversion der 2,62 MeV-Linie aber rund 50mal grösser sein als der durch Ausmessung des Th(C+C″)-Positronenspektrums experimentell bestimmte Wert (Teil I).

Ausgehend von Benedettis Koinzidenzmessungen wurde von uns eine ähnliche Untersuchung durchgeführt, deren experimentelles Resultat mit demjenigen von Benedetti in guter Übereinstimmung ist. Die Diskussion, welche im nächsten Paragraphen im Anschluss an die Darstellung unserer Versuche durchgeführt wird, zeigt hingegen, dass sowohl die relative Häufigkeit der ThC''-Elektronenkoinzidenzen, wie auch deren Abnahme bei Einschalten von Absorbern durch die *Konversion der ThC''-γ-Linien in der Elektronenhülle* vollständig erklärt werden kann.

Bei der Emission eines Paares verlassen nicht nur zwei, sondern drei Teilchen — die beiden Partner des Paares und das Zerfallselektron — gleichzeitig das sich umwandelnde Atom. Sind die zu einer Paaremission führenden Zerfallsprozesse wesentlich seltener als die mit der Aussendung eines Konversionselektrons verbundenen Zerfallsprozesse, so werden sie bei Zweifachkoinzidenzmessungen von letzteren verdeckt. Eine bessere Aussiebung von Paaremissionsprozessen kann versucht werden durch Messungen von Koinzidenzen dreier Elektronenzählrohre (Fig. 5). Solche Dreifachkoinzidenzmessungen wurden deshalb von uns auch ausgeführt; ihre Ergebnisse werden in § 2 diskutiert.

§ 1. *Messung von Zweifachkoinzidenzen mit ThC'' und Th(B+C+C'').*

Zweifachkoinzidenzen wurden mit der in Fig. 4 eingezeichneten Anordnung registriert. Die dabei verwendeten Aluminiumzählrohre (Durchmesser 2,4 cm, freie Drahtlänge 5,5 cm, Gasfüllung: 100 mm Hg Argon plus 10 mm Hg Alkohol) sind bis auf eine Wandstärke von 0,1 mm abgedreht. Die ThB-Zerfalls- und Konversionselektronen werden in der Zählrohrwand praktisch vollständig absorbiert, während die energiereicheren ThC- und ThC''-Elektronen grösstenteils ins Zählrohr gelangen. ThC''-Quellen wurden nach der Rückstossmethode isoliert und ihre Reinheit (ca. 99,9%) durch Messung der Abklingkurve kontrolliert; Trägerfolie für das ThC'', wie auch für den aktiven Th(B+C+C'')-Niederschlag, war ein zu einem schmalen Zylinder zusammengebogener Aluminiumstreifen von 5 μ Dicke.

Die *Koinzidenzrate*, d. h. das Verhältnis der Zahl der pro sec registrierten Koinzidenzen K'' zur Zahl der pro sec registrierten Einzelstösse Z, ist für reines ThC'' ungewöhnlich gross; bei einem von Quelle und Zählrohr aufgespannten Raumwinkel $\alpha = \frac{\Omega}{4\pi} = 0{,}081$

und einer Zählrohrwandstärke $d = 0{,}102$ mm*) ergibt sie sich zu

$$R_{\mathrm{ThC''}} = \left(\frac{K''}{Z}\right)_{\mathrm{ThC''}} = (1{,}05 \pm 0{,}05) \cdot 10^{-2}\,.$$

Koinzidenzen und Einzelstösse fallen beide mit der Halbwertszeit des ThC″ von 3,2 min ab (Fig. 5).

1) Die grosse Häufigkeit des Auftretens von Elektronenkoinzidenzen ist für den β-Strahler ThC″ charakteristisch. Mit einer Th(B+C+C″)-Quelle ergibt die Messung der Koinzidenzrate in der gleichen Anordnung den dreimal kleinern Wert

$$R_{\mathrm{Th\,(B+C+C'')}} = (0{,}37 \pm 0{,}02) \cdot 10^{-2}\,.$$

Das Verhältnis der Koinzidenzraten $R_{\mathrm{Th\,(B+C+C'')}}/R_{\mathrm{ThC''}} = 0{,}35 \pm 0{,}03$ ist innerhalb der Messgenauigkeit gleich dem Verzweigungsverhältnis ThC″:Th(C+C″) (35%), d. h. gleich dem Verhältnis der Zahl der ThC″-Elektronen zur Zahl der Th(C+C″)-Elektronen im radioaktiven Gleichgewicht.

Da die ThB-Elektronen nicht mehr in die Zählrohre gelangen, ist somit für eine im radioaktiven Gleichgewicht befindliche Th(B+C+C″)-Quelle das Verhältnis der Zahl der vom ThC″ zur Zahl der vom Th(C+C″) verursachten Koinzidenzen

$$\frac{K''_{\mathrm{ThC''}}}{K''_{\mathrm{Th\,(C+C'')}}} = 1{,}0 \pm 0{,}1\,.$$

Die bei der verwendeten Anordnung mit einer Th(B+C+C″)-Quelle registrierten Koinzidenzen werden also praktisch *nur* von dem im Gleichgewicht vorhandenen ThC″ verursacht. Folglich sind die ThC″-Koinzidenzen nicht etwa *Sekundäreffekten* (Auslösung von Sekundärelektronen in der Unterlage usw.) zuzuschreiben, denn sonst müsste, da das ThC-Elektronenspektrum sogar noch etwas energiereicher ist als das Spektrum der ThC″-Zerfallselektronen ($E_{\mathrm{max}}^{\mathrm{ThC''}} = 1{,}8$ MeV, $E_{\mathrm{max}}^{\mathrm{ThC}} = 2{,}25$ MeV), die Th(B + C + C″)-Koinzidenzrate mindestens ebenso gross sein wie die ThC″-Koinzidenzrate, was keineswegs der Fall ist.

2) Der Anteil der *(β, γ)-Koinzidenzen* an der Zahl der beobachteten ThC″-Koinzidenzen kann leicht bestimmt werden. Zu diesem Zweck wird in der Anordnung der Fig. 4 über das eine der beiden Zählrohre ein Al-Zylinder von 2 mm Wandstärke geschoben, der die β-Strahlen praktisch vollständig, die γ-Strahlung jedoch nur unbeträchtlich absorbiert. Pro Messreihe wurden mit reinem ThC″

*) Bestimmt durch Vergleich der Absorption von β-Strahlen durch ein Zählrohr mit der Absorption durch zylindrisch zusammengebogene Al-Folien.

während drei Minuten auf diese Weise allein die (β, γ)-Koinzidenzen registriert; danach mit unbedeckten Zählrohren Elektronen- plus (β,γ)-Koinzidenzen. Berücksichtigt man, dass die Zahl der (β,γ)-Koinzidenzen, registriert mit unbedeckten Zählrohren, genau doppelt so gross ist wie die bei Umhüllung eines Zählrohrs mit dem

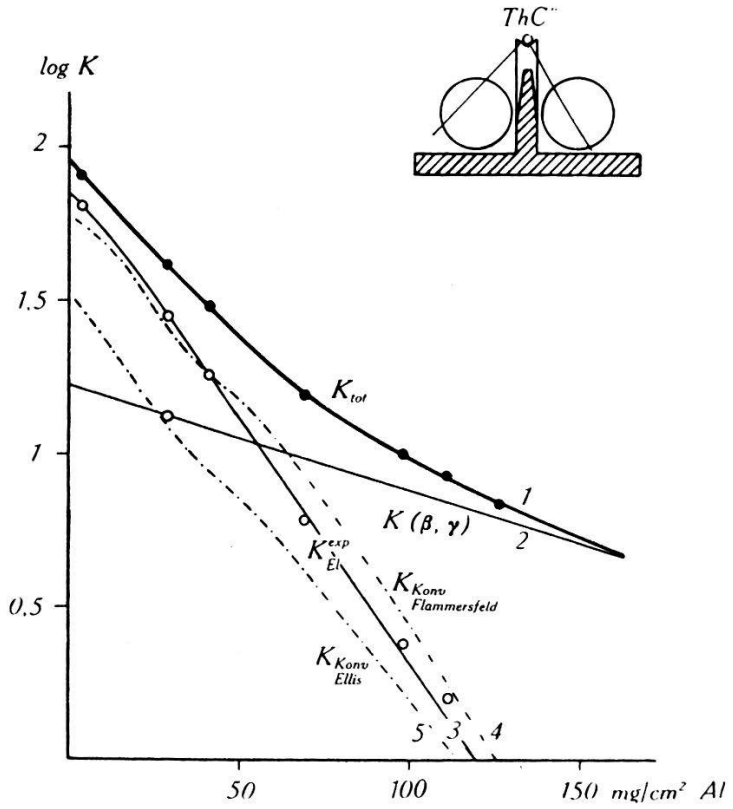


Fig. 4.

Absorptionsmessung der ThC''-Zweifachkoinzidenzen.

(Als Abszisse ist die Dicke des Al-Absorbers aufgetragen, der jedes der beiden Zählrohre umhüllt.)

Kurve 1: Messpunkte (volle Kreise).

Kurve 2: (β, γ)-Koinzidenzen.

Kurve 3: Differenz der Kurven 1 und 2: Registrierte Koinzidenzen minus (β,γ)-Koinzidenzen.

Kurve 4: Durch Konversionselektronen verursachte $(\beta, e_{\mathrm{Konv}})$-Koinzidenzen, berechnet mit den Intensitätswerten der Konversionslinien von FLAMMERSFELD.

Kurve 5: Durch Konversionselektronen verursachte $(\beta, e_{\mathrm{Konv}})$-Koinzidenzen, berechnet mit den Intensitätswerten der Konversionslinien von ELLIS.

Al-Zylinder gemessene Zahl der (β,γ)-Koinzidenzen, so ergibt sich als Resultat einer grössern Anzahl von Messreihen der Anteil der (β,γ)-Koinzidenzen an der Gesamtzahl zu

$$\frac{R_{(\beta,\gamma)}}{R_{\mathrm{total}}} = 0{,}33 \pm 0{,}05 \text{ für ThC}'', \text{ d. h. } R_{(\beta,\gamma)}^{\mathrm{ThC}''} = 0{,}34 \cdot 10^{-2}\,.$$

Dieses experimentelle Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem berechneten Wert der ThC''(β,γ)-Koinzidenzrate

$$R_{(\beta,\gamma)}^{\mathrm{ThC''}} = 2\,\alpha\,(\varepsilon_{2{,}62\,\mathrm{MeV}} + \varepsilon_{0{,}55\,\mathrm{MeV}}) = 0{,}30\cdot 10^{-2}\,.$$

Rund ein Drittel der mit den 0,102 mm Al-Zählrohren registrierten ThC''-Koinzidenzen sind also (β,γ)-Koinzidenzen.

3) Zur weitern Untersuchung der Ursache der ThC''-Koinzidenzen wurden Absorptionsmessungen ausgeführt; Koinzidenzen mit einem ThC''-Präparat werden nacheinander registriert, wenn zuerst beide, dann eines und schliesslich keines der beiden Zählrohre mit Al-Absorbern bedeckt sind. Das Ergebnis einer grossen Anzahl solcher Messungen ist in Fig. 4 dargestellt; die dick ausgezogene Kurve 1 (volle Kreise) stellt die Gesamtzahl der registrierten Koinzidenzen dar, die dünn ausgezogene Kurve 3 (leere Kreise) ergibt sich nach Abzug der (β,γ)-Koinzidenzen (Kurve 2), welch letztere bei beidseitiger Bedeckung der Zählrohre genau wie die ThC''-β-Strahlen absorbiert werden. Die Werte für die Absorberdicke 12 μ Al wurden bestimmt unter Verwendung von zwei Zählrohren, deren siebartig durchlöcherte Wand mit einer 12 μ Al-Folie abgeschlossen ist*).

Eine Messung mit einem Goldabsorber von 52 mg/cm^2 zeigte, dass dieser die Koinzidenzhäufigkeit gleich stark herabsetzt wie ein Al-Absorber von 80 mg/cm^2; dies entspricht der Relation von Fournier für die Absorption von *Elektronen* in verschiedenen Materialien.

Die Extrapolation auf Absorberdicke (inklusive Zählrohrwand) Null ergibt nach Fig. 4 für die Rate der *Elektronenkoinzidenzen*

$$R\,(0)_{\mathrm{El}}^{\mathrm{ThC''}} = [R_{\mathrm{total}} - R_{(\beta,\gamma)}]_{d=0} = 1{,}4\cdot 10^{-2}\,.$$

4) Wie oben dargelegt wurde, gibt die *Konversion der γ-Linien in der Elektronenhülle* (Internal Conversion) Anlass zu Elektronenkoinzidenzen; die relative Häufigkeit und die Absorbierbarkeit dieser Koinzidenzen ist nun zu berechnen.

Das Th(B+C+C'')-β-Spektrum weist eine Reihe intensiver Linien auf, die dem Übergang ThC''—ThD zugeordnet sind. Die Intensität dieser Linien, d. h. die Zahl der Konversionselektronen pro Zerfall, sind unter andern von Ellis[13]) auf Grund photographi-

*) Der wirksame Raumwinkel dieser 12 μ Al-Zählrohre für Elektronen beträgt nur 63% der sonst verwendeten 102 μ Al-Zählrohre; die mit ihnen gemessenen Elektronen-Koinzidenzraten werden durch Division durch 0,63 auf den Raumwinkel der 102 μ Zählrohre reduziert.

scher Messungen, von FLAMMERSFELD[9]) durch Zählrohrmessungen bestimmt worden. Ihre Resultate sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Tabelle 1.

Konversion der ThC″-γ-Linien in der Elektronenhülle nach Ellis und Flammersfeld.

Bez.	$h\nu$ (keV)	Schale	Elektron.-Energie (keV)	Intensität Elektronen/Zerfall ThC″ ELLIS	FLAMMERSF.	$R = K''/Z$ nach FLAMMERSFELD
G	G: 275,3	K	188,7	0,0157	0,0263	$0{,}43 \cdot 10^{-2}$
Jb	G: 275,3	L_I	260,9	0,0040	0,0040	$0{,}06_5$
Jb_1	G: 275,3	L_{III}	263,6			
L	L: 507,3	K	422,0	0,0084	0,0217	0,35
M	$L+M$	L_I+K	494,2	0,0084	0,0169	0,27
N	M: 580,3	L_I	566,7	0,0015	0,0034	$0{,}05_5$
X	X: 2620	K	2531	0,0018	0,0022	$0{,}03_5$
				0,040	0,075	$1{,}2 \cdot 10^{-2}$

Mit den Intensitätswerten von FLAMMERSFELD ist also die durch die Konversion der γ-Strahlung in der Elektronenhülle verursachte Koinzidenzhäufigkeit

$$R_{\text{Konv.}}^{\text{ThC}''} = 1{,}2 \cdot 10^{-2}$$

von der Grösse der experimentell bestimmten Häufigkeit der Elektronenkoinzidenzen $R_{\text{El}} = 1{,}4 \cdot 10^{-2}$.

Die Absorptionskurve der Konversionselektronen wurde für jede einzelne der angeführten Elektronenlinien nach BLEULER und ZÜNTI[16]) berechnet, wobei die geometrische Anordnung (zylindrische Absorber, welche die Zählrohre umhüllen) berücksichtigt wurde. Auf Grund dieser Absorptionskurven und der Absorptionskurve der β-Strahlen wird die Absorption der durch die Konversion der γ-Linien in der Elektronenhülle verursachten Elektronenkoinzidenzen berechnet. Das Ergebnis ist in Fig. 4 eingetragen. Die berechnete Kurve stimmt bei Verwendung der FLAMMERSFELDschen Intensitätswerte mit der experimentell bestimmten praktisch überein.

Die relativ grosse Häufigkeit der ThC″-Elektronenkoinzidenzen ist also durch die grosse Zahl der vom ThC″ ausgesandten Konversionselektronen zu erklären. Die Zweifachkoinzidenzmessungen geben keinen Hinweis auf eine darüber hinausgehende simultane Emission von geladenen Teilchen durch ThC″.

§ 2. *Messung von Dreifachkoinzidenzen mit ThC''.*

Da nach dem vorangehenden Paragraphen die Wahrscheinlichkeit der Paaremission von Teilchen beim β-Zerfall des ThC''-Kerns jedenfalls nicht gross genug ist, um zur Elektronen-Zweifachkoinzidenzrate einen merklichen Beitrag zu liefern, wurde versucht,

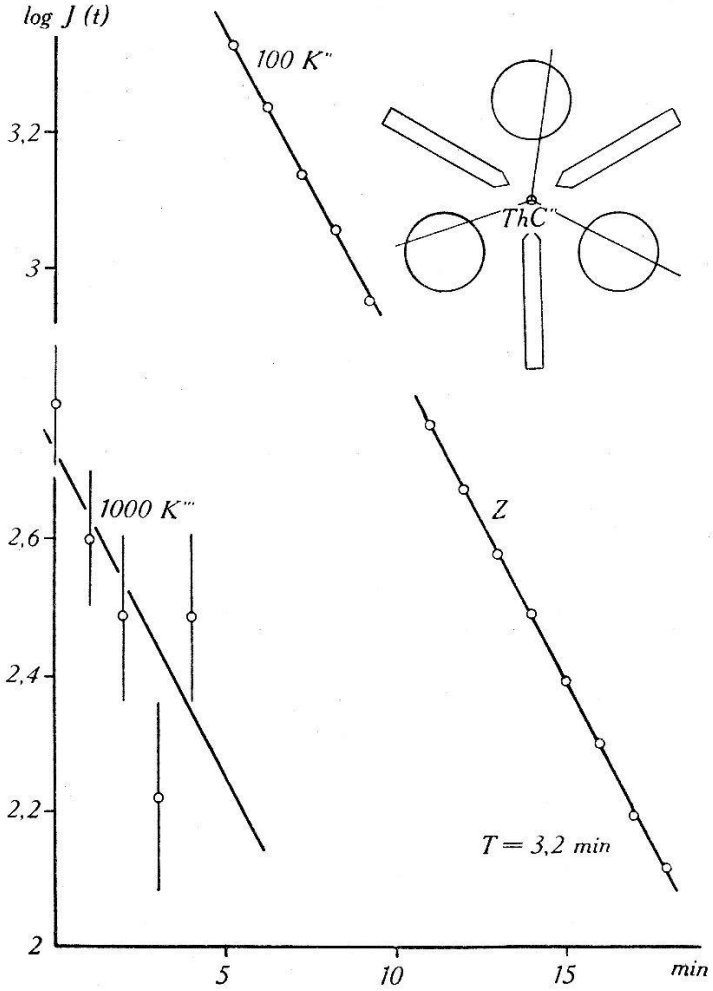


Fig. 5.
Zeitlicher Abfall der ThC''-Koinzidenzen.
$\left(\text{(Zählrohr-Wandstärke 102 } \mu \text{ Al, } \alpha = \frac{\Omega}{4\pi} = 0{,}081\right)$
Z: Einzelstösse
K'': Zweifachkoinzidenzen
K''': Dreifachkoinzidenzen
$Z:K'':K''' = 10000:105:0{,}83.$

die Methode der Koinzidenzmessung als Mittel zur Aussiebung von Paaremissionsprozessen empfindlicher zu gestalten. Es wurden nunmehr Dreifachkoinzidenzen dreier bezüglich der ThC''-Quelle symmetrisch angeordneter Zählrohre (Fig. 5) registriert. Damit sind zur Konkurrenz nur noch solche Prozesse zugelassen, bei denen

neben dem Zerfallselektron *zwei weitere Teilchen* (resp. Quanten) gleichzeitig das sich umwandelnde Atom verlassen.

Wie bei den Zweifachkoinzidenz-Messungen beträgt der von der Quelle und einem Zählrohr aufgespannte Raumwinkel für die 102 μ-Al-Zählrohre $\alpha = 0{,}081$, für die 12 μ-Al-Zählrohre $\alpha = 0{,}051$. Zum Koinzidenzverstärker (Auflösungsvermögen $\tau = 1{,}5 \cdot 10^{-7}$ sec) wird ein dritter Zweig hinzugeschaltet. Mit jedem ThC''-Präparat werden zuerst während 5 Minuten Dreifachkoinzidenzen registriert, darauf während 5 Minuten Zweifachkoinzidenzen und schliesslich während 9 Minuten Einzelstösse. Fig. 5 zeigt den zeitlichen Abfall sowie das Verhältnis der Intensitäten der Koinzidenzen und der Einzelstösse bei Verwendung der 102 μ-Al-Zählrohre. Die folgende Tabelle 2 enthält die Resultate der mit den 102 μ-Al- und den 12 μ-Al-Zählrohren ausgeführten Messungen.

Tabelle 2.

Messung von ThC''-Dreifachkoinzidenzen.

Gesamtzahl der registrierten Koinzidenzen und Einzelstösse	102 μ Al-Z.R. $\alpha = 0{,}081$	12 μ Al-Z.R. $\alpha = 0{,}051$
Dreifachkoinzidenzen reg. von $t = 0$ bis $t = 5'$	34 ± 6	27 ± 5
Zweifachkoinzidenzen reg. von $t = 5'15''$ bis $t = 10'15''$	1373 ± 37	654 ± 26
Einzelstösse reg. von $t = 11'$ bis $t = 20'$	48,700	16,500
Daraus berechnet durch Extrapolation auf $t = 0$:		
Dreifachkoinzidenzrate $\frac{K'''}{Z}$	$0{,}83 \cdot 10^{-4}$	$1{,}93 \cdot 10^{-4}$
Zweifachkoinzidenzrate $\frac{K''}{Z}$	$1{,}05 \cdot 10^{-2}$	$1{,}48 \cdot 10^{-2}$

Die mittleren Impulshäufigkeiten, extrapoliert auf $t = 0$, betrugen z. B. bei den Messungen der zweiten Kolonne: $K''' = 4{,}4$ Dreifachkoinzidenzen/min und $Z = 23000$ Einzelstösse/min. Der vollständig unbedeutende Anteil der zufälligen Koinzidenzen und des Höhenstrahlungs-Nulleffekts ist selbstverständlich jeweils subtrahiert.

Wie das in Tabelle 2 dargestellte Ergebnis der Messungen zeigt, treten simultane Entladungen der drei Zählrohre also mit beträchtlicher Häufigkeit auf. Fig. 5 zeigt, dass diese Dreifachkoinzidenzen

innerhalb der Messgenauigkeit mit der 3,2 min-Periode des ThC″ abfallen.

Wird die ThC″-Quelle durch eine in ein 50 μ-Glasröhrchen eingeschlossene UX_2-Quelle (max. Energie 2,3 MeV) ersetzt, die in den Zählrohren die gleiche Einzelstosszahl (15000—30000/min) bewirkt, so werden mit den 102 μ-Zählrohren, abgesehen vom Höhenstrahlungs-Nulleffekt von einer Dreifachkoinzidenz pro Stunde, keinerlei weitere Dreifachkoinzidenzen registriert. Solche Kontrollmessungen wurden sowohl vor als auch nach jeder mit

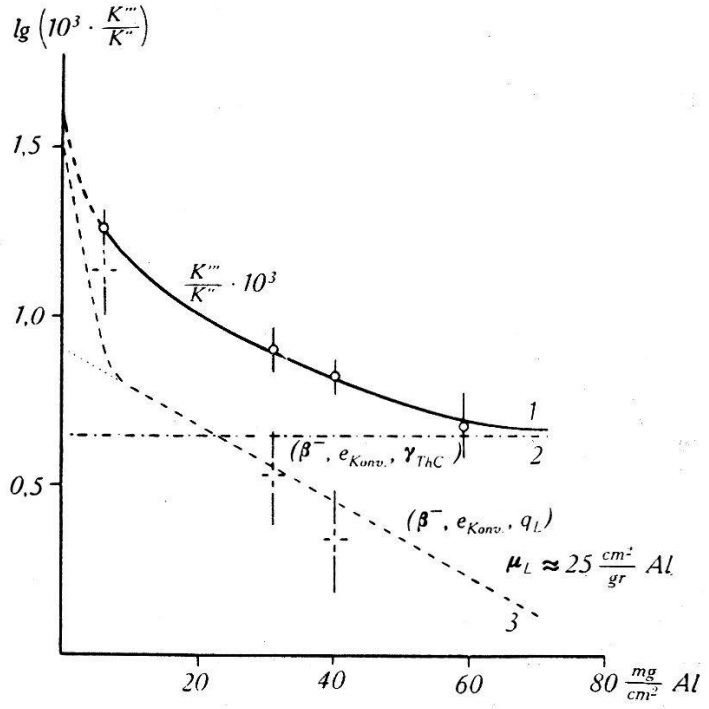


Fig. 6.
Absorptionsmessung der ThC″-Dreifachkoinzidenzen.

Kurve 1: Messpunkte
Kurve 2: (β^-, e_{Konv}, γ)-Dreifachkoinzidenzen (β^-: Zerfallselektron, e_{Konv}: Konversionselektron, γ: 2,62 MeV-γ-Quant)
Kurve 3: (β^-, e_{Konv}, q_L)- und (β^-, e_{Konv}, e_{Auger})-Dreifachkoinzidenzen (q_L: Röntgenquant, e_{Auger}: Augerelektron).

ThC″ ausgeführten Messung vorgenommen. Sie zeigen, dass die vom ThC″ verursachten Dreifachkoinzidenzen keine zufälligen Koinzidenzen sind und dass sie auch nicht durch reflektierte und gestreute Elektronen oder durch von Elektronen bewirkte Sekundäreffekte verursacht werden.

Zur Ermittlung der Ursache der Dreifachkoinzidenzen wurden *Absorptionsmessungen* ausgeführt, deren Ergebnis in Fig. 6 dargestellt ist. Die als Abszisse aufgetragene Absorberdicke d (Kurve 1) ist die Dicke des Al-Zylinders (inklusive Zählrohrwand), mit

der jedes der drei Zählrohre bedeckt ist. Als Ordinate ist das Verhältnis der Zahl der Dreifachkoinzidenzen zur Zahl der Zweifachkoinzidenzen, K'''/K'', aufgetragen.

Im vorangehenden Paragraphen wurde gezeigt, dass die Konversion der ThC''-γ-Linien in der Elektronenhülle die Elektronen-Zweifachkoinzidenzen erklärt. Es ist nun zu untersuchen, inwiefern die Internal Conversion auch als Ursache der Dreifachkoinzidenzen angesehen werden kann.

1) Eine Dreifachkoinzidenz wird ausgelöst, wenn das ThC''-Zerfallselektron in einem, ein Konversionselektron der Linien G, L, M oder N in einem andern und das gleichzeitig emittierte 2,62 MeV-Quant im dritten Zählrohr registriert wird. Das Verhältnis der Zahl der so ausgelösten Dreifachkoinzidenzen zur Zahl der Zweifachkoinzidenzen beträgt

$$\left(\frac{K'''}{K''}\right)_{\mathrm{ThC''}} = 3\,\alpha\,\varepsilon_{2,62\,\mathrm{MeV}} = 0{,}4_5 \cdot 10^{-2}\,.$$

Dieser Wert ist praktisch unabhängig von der Absorberdicke. In Fig. 6 ist dieser Beitrag (Kurve 2) vom gemessenen Verhältnis $(K'''/K'')_{\mathrm{tot}}$ (Kurve 1) abgezogen worden: die Differenz ist durch die eingetragenen Kreuze dargestellt.

2) Wird durch den Prozess der Internal Conversion ein Elektron aus der Hülle herausgeworfen, so wird die Lücke unter Emission von Röntgenstrahlen wieder aufgefüllt. Dreifachkoinzidenzen werden also auch dann ausgelöst, wenn das ThC''-Zerfallselektron in einem, das Konversionselektron in einem zweiten und ein Röntgenquant im dritten Zählrohr registriert wird.

a) Die *K-Strahlung* liefert direkt nur einen vernachlässigbar kleinen Beitrag zur Dreifachkoinzidenzrate, da die Sensibilität der Aluminium-Zählrohre für die K-Strahlung des Pb (ThD) nur einige Promille beträgt. Für Absorberdicken von nur wenigen mg/cm² Al ist aber der Beitrag der infolge Konversion der K-Strahlung im eigenen Atom emittierten *Augerelektronen* zur Dreifachkoinzidenzrate (statt des K-Quants wird ein Augerelektron im dritten Zählrohr registriert) nicht zu vernachlässigen. Mit einer Fluoreszenzausbeute, d. h. einem Intensitätsverhältnis von Augerelektronen und K-Quanten von ca. 0,1, ist für Absorberdicke Null $(K'''/K'')_{\mathrm{Auger}} \approx 2{,}5 \cdot 10^{-2}$. Die Abnahme von $(K'''/K'')_{\mathrm{Auger}}$ mit zunehmender Absorberdicke ist durch die Absorption der K-Augerelektronen bestimmt; der Verlauf der Absorptionskurve dieser Elektronen, deren Energie ca. 70 keV beträgt, ist praktisch gleich dem Verlauf der Absorptionskurve der K- und L-Konversions-

elektronen der 93,5 keV-Strahlung des $Ag^{*107,\,109}$, welche experimentell bestimmt wurde. Damit erhalten wir den Beitrag des Augereffekts zur relativen Anzahl der Dreifachkoinzidenzen K'''/K'', der in Fig. 6 eingezeichnet ist (steiler Anstieg der Kurve 3 bei kleinen Absorberdicken).

b) Gleichzeitig mit fast allen Konversionselektronen wird aber auch ein Quant der *L-Röntgenstrahlung* emittiert. Die Sensibilität der Zählrohre für die L-Strahlung des Pb ($\lambda \approx 1{,}2$ Å) ist nun, im Gegensatz zur Sensibilität für die K-Strahlung, verhältnismässig gross, da für diese weiche Strahlung die Wahrscheinlichkeit der Auslösung eines Elektrons aus der Aluminiumkathode zwar ebenfalls nur wenige Promille beträgt, die Absorption im Argon aber beträchtlich ist. Die Sensibilität des Zählrohrs für die L-Strahlung ist von der Grössenordnung $\varepsilon^{\text{Argon}} = \mu_L \cdot d_{\text{eff}} = 3\,\%$. Die relative Anzahl der Dreifachkoinzidenzen, an deren Zustandekommen die L-Strahlung beteiligt ist, ergibt sich damit zu

$$(K'''/K'')_{\text{L-Str}} = 3\,\alpha\,\varepsilon_L = 0{,}9 \cdot 10^{-2}\,.$$

Die Abnahme des Verhältnisses K'''/K'' mit wachsender Absorberdicke ist im wesentlichen durch die Absorption der L-Strahlung in den Al-Absorbern bestimmt, d. h. durch den Faktor $e^{-\mu_L \cdot d_{\text{Al}}}$. Wir haben in Fig. 6 den berechneten Beitrag der L-Strahlung zur relativen Anzahl der Dreifachkoinzidenzen $(K'''/K'')_{\text{L-Str}}$ als Kurve 3 gestrichelt eingezeichnet (bei den kleinsten Energien punktiert). Fig. 6 zeigt, dass zwar keiner der diskutierten Effekte *allein*, wohl aber diese Effekte in ihrer *Gesamtheit* die beobachteten Dreifachkoinzidenzen erklären, und zwar sowohl ihre absolute Häufigkeit als auch deren Variation bei Einschalten von Absorbern zwischen Quelle und Zählrohre.

Ebensowenig wie die Zweifachkoinzidenzmessungen enthalten also die Dreifachkoinzidenzmessungen einen Hinweis auf eine „anomal" häufige Emission von Paaren durch den ThC″-Kern*).

---

*) In einer ersten kurzen Mitteilung des Resultates der Experimente der vorliegenden Arbeit (Bradt, Halter, Heine und Scherrer[18])) wurde auf eine Paaremission des ThC″ mit einer Häufigkeit von $1{,}8 \cdot 10^{-2}$ Paaren/Zerfall ThC″ geschlossen. Diese irrtümliche Deutung wurde durch eine ungenügende Berücksichtigung der verhältnismässig grossen Ansprechwahrscheinlichkeit der verwendeten argongefüllten Zählrohre für die Pb-L-Strahlung verursacht. Ausserdem wurde übersehen, dass die an den Zählrohrwänden reflektierten Elektronen (s. Teil III) für das Zustandekommen der leicht diffusen Spuren auf den durch Koinzidenzen gesteuerten Wilsonkammeraufnahmen verantwortlich zu machen sind.

§ 3. *Messung der Dreifachkoinzidenzen mit UX- und RaE-Präparaten.*

Dreifachkoinzidenzmessungen mit *UX-Quellen* (UX+Cerfluorid in ein 50 μ-Glasröhrchen eingeschmolzen) wurden, wie schon erwähnt, als Kontrollversuche, bei Verwendung der 102 μ-Al-Zählrohre mit negativem Ergebnis, ausgeführt. Während mit ThC″ auf 10^6 Einzelstösse 83 Dreifachkoinzidenzen registriert wurden (vgl. Tabelle 2), ist mit UX_2 die Häufigkeit von Dreifachkoinzidenzen zum mindesten etwa 50mal kleiner. Dagegen wurden bei Verwendung der dünnwandigeren 12 μ-Al-Zählrohre auch mit UX-Quellen (verwendet wurde hiezu ein gerade noch sichtbares Körnchen des UX-Präparats, mit Zaponlack auf eine 2 μ-Glimmerfolie geklebt) Dreifachkoinzidenzen registriert: auf 10^6 Einzelstösse entfallen $(8{,}2 \pm 1{,}3)$ Dreifachkoinzidenzen. Mit ThC″ ist bei Verwendung der gleichen Zählrohre der entsprechende Wert 193 Dreifachkoinzidenzen.

Diese Resultate sind auf Grund der oben durchgeführten Diskussion der Ursachen der ThC″-Dreifachkoinzidenzen ohne weiteres verständlich. UX_2 emittiert *Konversionselektronen* einer 800 keV-γ-Strahlung (Bradt, Heine und Scherrer[6])). Ihre Anzahl beträgt nur $0{,}55 \cdot 10^{-2}$ Konversionselektronen/Zerfall, während die totale Anzahl der vom ThC″ emittierten Konversionselektronen nach Flammersfeld $7{,}5 \cdot 10^{-2}$ Konversionselektronen/Zerfall beträgt. Die relative Häufigkeit der Dreifachkoinzidenzen, ausgelöst durch Zerfallselektron, Konversionselektron und L-Quant oder K-Augerelektron, sollte also für UX_2 ungefähr 15mal geringer sein als für ThC″. Die beobachtete Häufigkeit der UX_2-Dreifachkoinzidenzen ist bei Verwendung der 12 μ-Al-Zählrohre tatsächlich 18mal geringer als die Häufigkeit der durch Zerfallselektron, Konversionselektron und L-Quant bzw. K-Augerelektron ausgelösten ThC″-Dreifachkoinzidenzen (drei Viertel der Gesamtzahl).

Da UX_2 keine γ-Quanten in Kaskade emittiert, muss bei Zwischenschalten von Absorbern zwischen Quelle und Zählrohre die Häufigkeit der Dreifachkoinzidenzen rasch auf Null absinken, da die Abhängigkeit der Dreifachkoinzidenz-Häufigkeit im wesentlichen durch die Absorption der weichsten Komponente, d. h. durch diejenige der K-Augerelektronen und der L-Strahlung bestimmt ist. Die Umhüllung der UX-Quelle mit einer 15 μ-Al-Folie verringerte in der Tat den Wert der Dreifachkoinzidenzrate schon merklich, und mit den 102 μ-Al-Zählrohren und einer in einer

50 μ-Glaskapillare eingeschlossenen UX-Quelle waren keine Dreifachkoinzidenzen mehr nachweisbar.

Wir führten noch Dreifachkoinzidenzmessungen mit RaE aus, das bekanntlich keine Kern-γ-Strahlung emittiert und dessen Elektronenspektrum deshalb auch von Konversionselektronen vollständig frei ist. Mit RaE wurden nun in der Tat — ausser den durch Höhenstrahlschauer ausgelösten — auch bei Verwendung der dünnwandigen 12 μ-Zählrohre keinerlei Dreifachkoinzidenzen mehr registriert. (Daher konnten bei den Untersuchungen mit UX_2 RaE-Quellen für Kontrollmessungen verwendet werden.) Die relative Häufigkeit der Dreifachkoinzidenzen $(K'''/Z)_{RaE}$ muss auf Grund des eindeutig negativen Resultats jedenfalls kleiner als 10^{-6} sein.

III. Untersuchung der Paaremission des Th(B + C + C″) mit Hilfe einer durch Zählrohrkoinzidenzen gesteuerten Wilsonkammer.

Die Versuche, die in diesem dritten Teil beschrieben werden sollen, stellen eine Fortsetzung früherer Wilsonkammer-Untersuchungen dar, die auf eine gegenüber der Theorie viel zu grosse Wahrscheinlichkeit der Emission positiv geladener Teilchen durch β-Strahler schliessen liessen (Heine[3])). Zur Entscheidung, ob diese positiven Teilchen als Partner von Paaren auftreten, wurde die Anordnung speziell dem *Nachweis von Paaren* angepasst, indem die Expansion der Wilsonkammer, in deren Zentrum das RdTh-Präparat angebracht ist, durch *Koinzidenzen zweier in die Kammer eingebauter Zählrohre* gesteuert wird.

§ 1. *Apparatur.*

Die folgende Fig. 7 gibt ein Bild der den neuen Anforderungen angepassten Wilsonkammer, deren technische Einzelheiten nur so weit kurz beschrieben werden sollen, als diese gegenüber der früher beschriebenen Wilsonkammer (Heine[3])) abgeändert wurden.

Der Kammerzylinder, der vorher aus einem Glasring bestand, wurde durch einen mit zwei Ansätzen versehenen Messingring ersetzt. Als *Zählrohre* werden zwei mit Argon-Alkohol gefüllte Messingrohre von 1 mm Wandstärke und 20 mm Innendurchmesser verwendet, welche mit einer Bunadichtung in die beiden Ansätze am Wilsonkammerring luftdicht eingesetzt sind. Die Fenster der beiden Zählrohre sind mit einer 25 μ-Aluminiumfolie bedeckt und kommen ganz in den beleuchteten Raum der Kammer zu liegen.

Der *Raumwinkel*, aufgespannt von einer im Zentrum der Wilsonkammer befindlichen punktförmigen radioaktiven Quelle und der für β-Strahlen durchlässigen Fläche eines Zählrohrs, beträgt

$$\alpha = \frac{\Omega}{4\pi} = 0{,}0065 \pm 0{,}0004 .$$

Zur Anbringung des *Präparats* wurde in die Mitte des Glasdeckels der Wilsonkammer ein Loch von 0,8 mm Durchmesser gebohrt, in das eine nach dem Wilsonkammerinnern abgeschlossene Glaskapillare von 25 μ Wandstärke luftdicht eingekittet wurde. Das bei den Messungen verwendete RdTh-Präparat befindet sich in einer zweiten Glaskapillare von 15 μ Wandstärke, welche von aussen in die erste Kapillare hineingeschoben und wieder

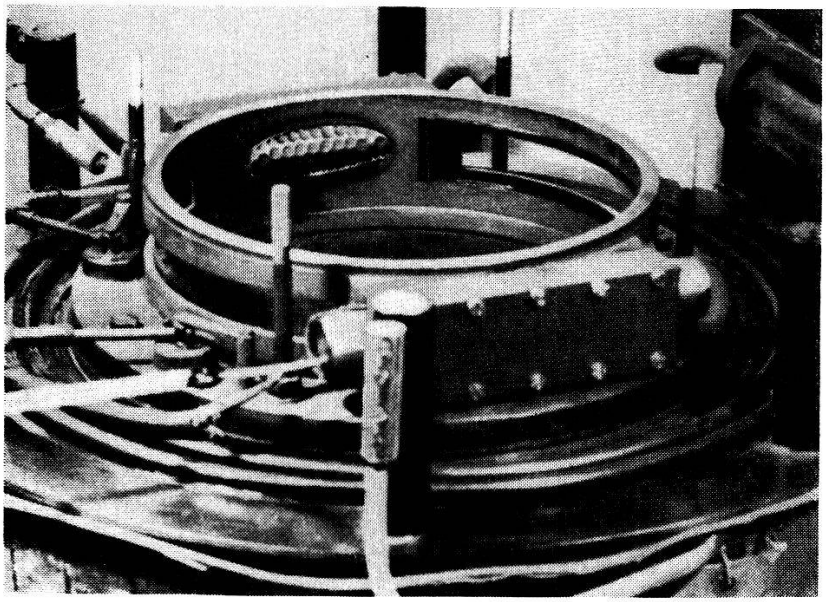


Fig. 7.
Wilsonkammer geöffnet, mit eingebauten Zählrohren.

leicht entfernt werden kann. Eine Präparathalterung mit einer Wandstärke von weniger als 40 μ Glas würde noch einen Teil der vom Präparat ausgesandten ThC′-α-Teilchen in die Kammer gelangen lassen.

Die Abänderung des *Expansionsmechanismus* zwecks Erreichung einer möglichst rasch nach der Koinzidenz erfolgenden Expansion geschah dadurch, dass das früher von einem Topfmagneten gesteuerte Expansionsventil, dessen Trägheit bei den Serienaufnahmen nicht störend wirkte, durch eine leicht gebaute Aluminiumklappe der von Street und Stevenson[19]) angegebenen Bauart ersetzt wurde. Der Topfmagnet dient jetzt nur noch zum Schliessen des bei der Expansion frei fallenden Verschlusses.

Als *Koinzidenzverstärker* dient ein nach den Angaben von BRADT und SCHERRER[20]) gebautes Gerät mit einem Auflösungsvermögen $\tau < 10^{-6}$ sec. Ein einfaches Umschalten gestattet es, die Schwingungsdauer des als Zählstufe verwendeten Multivibrators zu verlängern und den Verstärkerausgang gleichzeitig über eine Kapazität mit der Schaltautomatik zu verbinden. Die Verlängerung der Ansprechdauer des Multivibrators ist nicht zur Auslösung der Expansion selbst, sondern zur Einschaltung eines Relais notwendig, welches den weitern Ablauf des Schaltvorgangs einleitet.

Die früher verwendete *Wilsonkammer-Automatik*, welche für die Belichtung, die Zwischenexpansion und den Filmvorschub sorgt, konnte im wesentlichen beibehalten werden. Der Haltemagnet für die Expansionsklappe wird vom Anodenstrom einer zusätzlichen Elektronenröhre gespeist, deren Gitter mit dem Ausgang des Koinzidenzverstärkers verbunden ist. Bei einer Zählrohrkoinzidenz wird dieses Gitter so stark negativ, dass dadurch die Expansion unmittelbar ausgelöst wird. Die Zeit, die zwischen einer Koinzidenz und dem Ende der Expansion vergeht, wurde zu $\sim 0{,}01$ sec bestimmt. Die Aufnahmen der durch Höhenstrahlen ausgelösten Koinzidenzen zeigen, dass diese Zeit für die vorliegenden Untersuchungen nicht zu lang ist. Die Schaltautomatik setzt die Wilsonkammer 40 sec nach erfolgter Expansion wieder in Bereitschaft; während dieser Zeit kann die Kammer durch eine Koinzidenz nicht ausgelöst werden.

Für das *Magnetfeld* ist jetzt ein Strom von 1 Amp. pro 11 Örsted erforderlich, der von einer als Generator verwendeten Schweissgruppe*), welche eine Dauerbelastung bis zu 30 Amp. gestattet, geliefert wird. Es ist dafür gesorgt, dass die Temperatur der Wilsonkammer konstant bleibt, wodurch ihr gleichmässiges Arbeiten während längerer Zeit gewährleistet wird.

§ 2. *Wilsonkammeraufnahmen.*

Bei den Wilsonkammeraufnahmen soll die Zahl der vom Th(B+C+C″)-Präparat verursachten Koinzidenzen möglichst gross sein gegenüber dem von der Höhenstrahlung bewirkten Untergrund. Anderseits muss die auf den Aufnahmen vorhandene Spurenzahl die einzelnen Bahnen noch deutlich voneinander getrennt erkennen lassen. Die Bahnen von Teilchen, welche die Koinzidenz ausgelöst

*) Der Firma *Brown Boveri & Co.*, Baden, sei an dieser Stelle für die Überlassung der Schweissgruppe der beste Dank ausgesprochen.

haben, unterscheiden sich durch ihren leicht „diffusen" Charakter von den übrigen Spuren und sind zudem nur in der Richtung Quelle—Zählrohr zu erwarten. Das RdTh-Präparat konnte deshalb etwa doppelt so stark als in frühern Arbeiten gewählt werden, wo pro Aufnahme nur 5—6 für die Ausmessung verwertbare Elektronenbahnen vorhanden waren. *Der Höhenstrahlungs-Nulleffekt,* $K_0 = (4{,}1 \pm 0{,}3)$ Höhenstrahlungs-Koinzidenzen/h, ist damit immer noch von der gleichen Grössenordnung wie der zu erwartende vom Präparat verursachte Effekt.

Um die Empfindlichkeit der neuen Wilsonkammeranordnung zu prüfen und um die Art der Aufnahmen, die durch Höhenstrahlkoinzidenzen ausgelöst werden, näher kennenzulernen, wurden

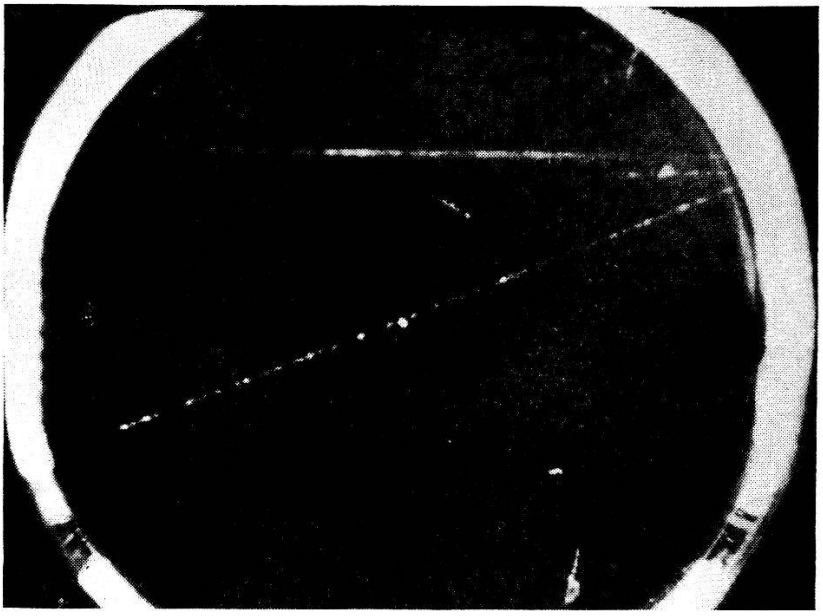


Fig. 8.

Höhenstrahlteilchen, eine Koinzidenz auslösend.

Beim linken Zählrohr zeichnen sich die mit der Aluminiumfolie bedeckten Löcher deutlich ab. Die Spur ist so scharf, wie man es noch für die Bahn eines Teilchens erwarten kann, das die Wilsonkammer *vor* der Expansion durchlaufen hat. Die längs der Bahn gebildeten Ionen sind bereits etwas diffundiert, so dass solche Spuren infolge ihres diffusen Charakters deutlich als „alte Spuren" markiert sind.

zunächst ohne Anbringung eines Präparats 87 Aufnahmen gemacht. Auf 35% dieser Aufnahmen sind keine Bahnen — auch keine Bruchstücke von Bahnen — zu erkennen, während die auf allen Aufnahmen vorhandene gleichmässige Verteilung von feinen Tröpfchen anzeigt, dass die Kammer richtig expandiert hat. Auf 45% der Bilder ist je eine quer durch die Wilsonkammer gehende Elektronenbahn sichtbar (Fig. 8). (Wenn sich ein RdTh-Präparat der später verwendeten Intensität in der Kammer befände, würden

diese Bahnen neben den Zerfallselektronen noch deutlich als die Spuren von koinzidenzauslösenden Höhenstrahlen zu erkennen sein.) Die restlichen 20% der Aufnahmen sind Bilder, auf denen Schauer sichtbar sind, von denen rund die Hälfte die Wilsonkammer vertikal durchdringt. Letztere wären auf den Aufnahmen mit Präparat nicht mehr als Schauer identifizierbar.

Mit einem *RdTh-Präparat,* welches in den Zählrohren im Mittel $Z-Z_0 = 82$ Einzelstösse pro Minute und bei einem Magnetfeld von 220 Örsted $K-K_0 = 3{,}8$ Koinzidenzen pro Stunde auslöst, wurden in insgesamt 71 Stunden auf 15 Filmen 375 gut auswertbare Stereoaufnahmen gemacht. Die relative Häufigkeit der verschiedenen möglichen Ursachen der Koinzidenzauslösung bei der verwendeten Anordnung wird in § 3 auf Grund besonderer Messungen näher diskutiert werden. Das Resultat der Auswertung der 375 Aufnahmen ist im folgenden zusammengestellt.

Ursache der Expansion	Anzahl Bilder
I. *Höhenstrahlung, Reflexion von Elektronen an der Kammerwand.*	
Höhenstrahl-Schauer (darunter 6 grosse Schauer mit mehr als 10 Teilchen)	24
Nicht die Quelle passierende Einzelspuren durch beide Zählrohre	161
II. *Nicht deutlich erkennbar.*	
(β,γ)-Koinzidenzen, vertikale Höhenstrahl-Schauer, Konversionselektron plus gleichzeitig ausgesandtes Zerfallselektron	179
III. *Leicht diffuse, d. h. „alte" Spuren in Richtung eines der Zählrohre sichtbar, die als Spuren positiver Teilchen angesehen werden könnten* (Fig. 9a)	11
Totalzahl der ausgewerteten Aufnahmen	375

Auf den Aufnahmen sind ausserdem sieben „zufällige" positive Spuren zu beobachten, die nicht verbreitert erscheinen (Fig. 9b); diese Teilchen können die Kammer also nicht vor erfolgter Expansion durchlaufen haben. Im Gegensatz zu den alten positiven Spuren, die alle in Richtung der Zählrohre gehen, besteht für diese „frischen" Spuren keinerlei Vorzugsrichtung. Ihre relative Häufigkeit ist vergleichbar mit derjenigen, welche früher bei den Aufnahmeserien mit periodischer Expansion beobachtet wurde.

Zur Unterdrückung der durch Streuung und Reflexion von Elektronen verursachten Expansionen wurde das Präparat in der

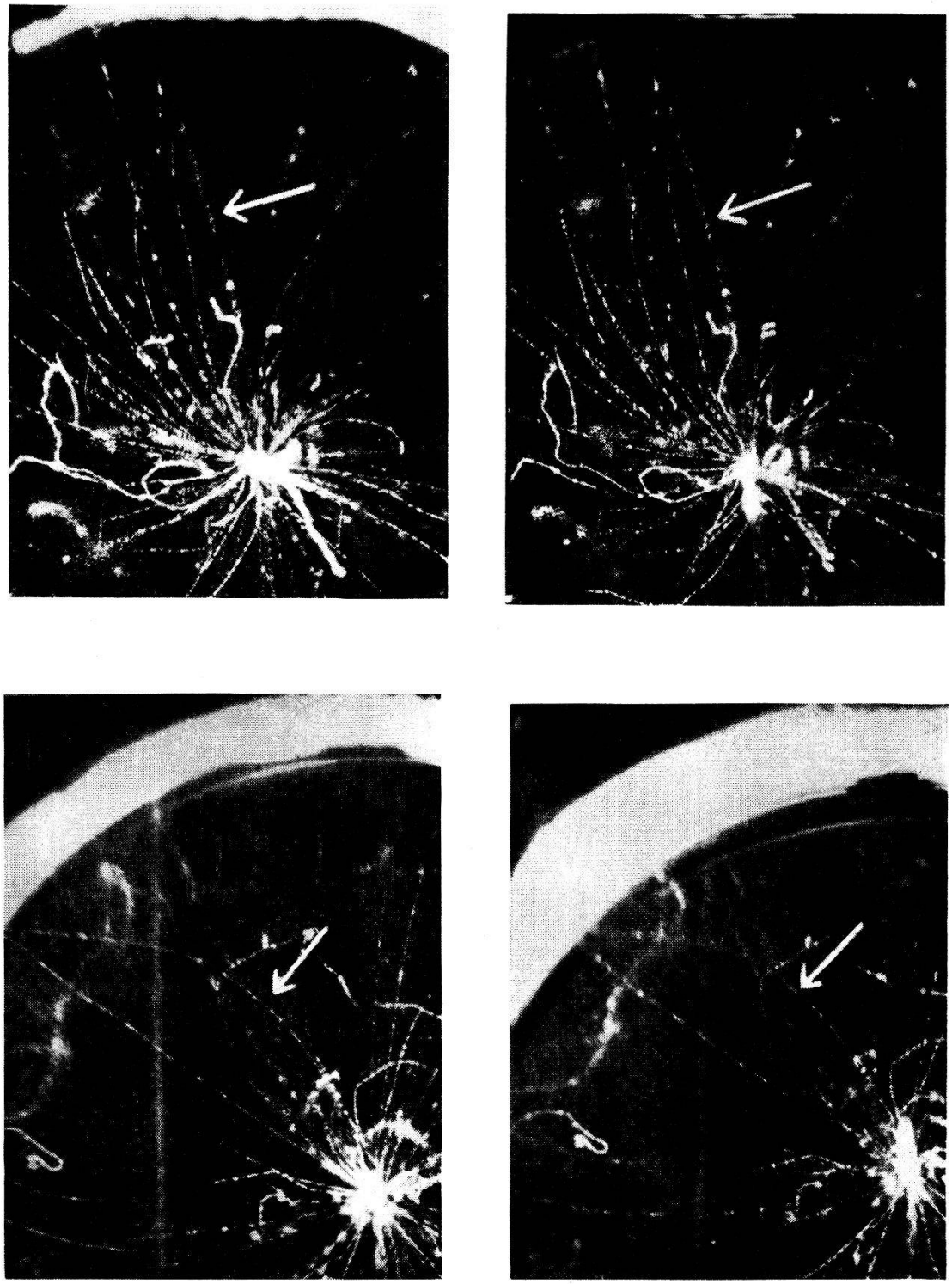


Fig. 9.

a) *Leicht diffundierte „positive" Spur eines koinzidenzauslösenden Teilchens.*

b) *Neue „zufällige" positive Spur.*

Mitte einer mit einer genügend grossen Öffnung versehenen 3 mm dicken *Aluminiumwand* befestigt. Diese halbiert die Kammer parallel zu den Zählrohren so, dass keine Elektronen mehr von einer Kammerhälfte in die jenseits der Wand liegende gelangen können. Auf 120 Bildern, die in dieser Anordnung bei einer totalen Aufnahmedauer von 32 Stunden gemacht wurden, ist ausser vier „neuen" keine positive Spur zu beobachten.

§ 3. *Relative Häufigkeit der verschiedenen Ursachen der Expansionsauslösung.*

Zur Bestimmung der relativen Häufigkeit der verschiedenen Ursachen der Expansionsauslösung wurden die im folgenden beschriebenen reinen Zählrohrmessungen mit einer gegenüber dem für die Aufnahmen verwendeten Präparat 25mal intensiveren RdTh-Quelle ausgeführt.

a) *Reflexion von Elektronen und Auslösung von Sekundärelektronen an den Wänden der Wilsonkammer:* Durch Messung der *Einzelstosszahl* — bei offener und durch den Glasdeckel geschlossener Wilsonkammer — wurde die relative Anzahl der am Kammerdeckel reflektierten Elektronen zu annähernd 6% bestimmt. Von den Seitenwänden und vom Boden der Wilsonkammer werden je etwa gleich viel Elektronen reflektiert.

Mit der oben erwähnten Aluminiumwand quer durch die Kammer ergibt sich — bei Messungen ohne Magnetfeld — als Wert der Rate der vom Präparat ausgelösten *Koinzidenzen*

$$R_{\mathrm{Th(B+C+C'')}} = (4{,}5 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-4}\,.$$

Die Koinzidenzrate mit der frei in der Wilsonkammermitte befindlichen Quelle ist mehr als doppelt so gross:

$$R_{\mathrm{total}} = (11{,}8 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-4}\,.$$

Rund 60% aller vom RdTh-Präparat verursachten Koinzidenzen werden also durch Sekundärelektronen ausgelöst. (Die im *Präparatträger* ausgelösten schnellen Sekundärelektronen können bei der verwendeten Zählrohranordnung nicht direkt zu Koinzidenzen Anlass geben, weil ihre Bahnen nahezu senkrecht zu denen der stossenden Elektronen verlaufen.)

b) *(β,γ)-Koinzidenzen:* Eines der beiden Zählrohre wird mit einem 4 mm-Aluminium-Absorber bedeckt, so dass keine β-Strahlen

mehr in dieses Zählrohr gelangen können. Diese Messung ergibt für die mit unbedecktem Zählrohr auftretende (β,γ)-Koinzidenzrate

$$R_{(\beta,\gamma)} = (2{,}6 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-4} .$$

c) *Konversionselektronen der Th(B+C+C″)-γ-Linien:* Die relative Anzahl der durch die Konversion der Th(B+C+C″)-γ-Linien verursachten Koinzidenzen (s. Teil II, § 1) berechnet sich für unsere Wilsonkammeranordnung unter Berücksichtigung der Absorption in der Glaskapillare, dem Gas in der Kammer und der Zählrohrwand zu

$$R_{\text{Konv}} = \left(\frac{K_{\text{Konv}}}{Z_{\text{Th(B+C+C'')}}}\right)_{100\,\mu\,\text{Al}} = 0{,}9 \cdot 10^{-4} .$$

Es ergibt sich also die folgende Zusammenstellung:

Art der Auslösung	Koinzidenzrate $R = \frac{K''}{Z_{\text{Th(B+C+C'')}}}$
Koinzidenzen verursacht durch Streu- und Sekundärelektronen	$(7{,}3 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-4}$
(β,γ)-Koinzidenzen	$(2{,}6 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-4}$
Koinzidenzen verursacht durch Internal Conversion	$(0{,}9 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-4}$
Totale Koinzidenzrate	
$R_{\text{total berechnet}}$	$(10{,}8 \pm 0{,}7) \cdot 10^{-4}$
$R_{\text{total experimentell}}$	$(11{,}8 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-4}$

Die Summe der (β,γ)-Koinzidenzen, der durch Streu- und Sekundärelektronen und der durch Konversionselektronen verursachten Koinzidenzen stimmt also mit der gemessenen Koinzidenzrate praktisch überein.

d) *Einfluss des Magnetfeldes:* Untersuchen wir noch den Einfluss des Magnetfeldes auf die Koinzidenzrate. Fig. 10 stellt die gemessenen Einzelstosszahlen und Koinzidenzraten in Funktion des Magnetfeldes für beide Präparatanordnungen dar. Die Abnahme der ohne Trennwand gemessenen Koinzidenzen (Kurve 3) mit wachsendem Magnetfeld ist bedingt durch die Abnahme der durch reflektierte Elektronen ausgelösten Koinzidenzen. Bei der Messung mit der Trennwand (Kurve 4) bleibt die Koinzidenzrate bis ca. 220 Örsted konstant, weil diejenigen Elektronen, welche durch ein Magnetfeld $\leqslant 220$ Örsted an der Erreichung des Zählrohrs verhindert werden, so wenig Energie ($\leqslant 160$ keV) besitzen, dass sie infolge der Absorption auch bei $H = 0$ nicht in das Innere des Zählrohrs gelangen.

Ein Magnetfeld von $H = 220$ Örsted, reduziert also einzig die Rate der durch gestreute und reflektierte Elektronen ausgelösten Koinzidenzen, und zwar von $R = 7{,}3 \cdot 10^{-4}$ für $H = 0$ auf $R = 5{,}3 \cdot 10^{-4}$ für $H = 220$ Örsted.

§ 4. *Diskussion der positiven Spuren.*

Wie aus der in § 2 enthaltenen Zusammenstellung hervorgeht, sind unter den 375 ausgewerteten Aufnahmen auf 11 Aufnahmen „positive" Spuren leicht diffusen Charakters sichtbar (vgl. das in Fig. 9a reproduzierte Beispiel), die als Bahnen von der Quelle emittierter, eines der Zählrohre durchsetzender Teilchen *erscheinen*. Das Fehlen solcher positiver Spuren auf den Aufnahmen mit Trennwand legt die Vermutung nahe, dass diese Spuren durch an einem

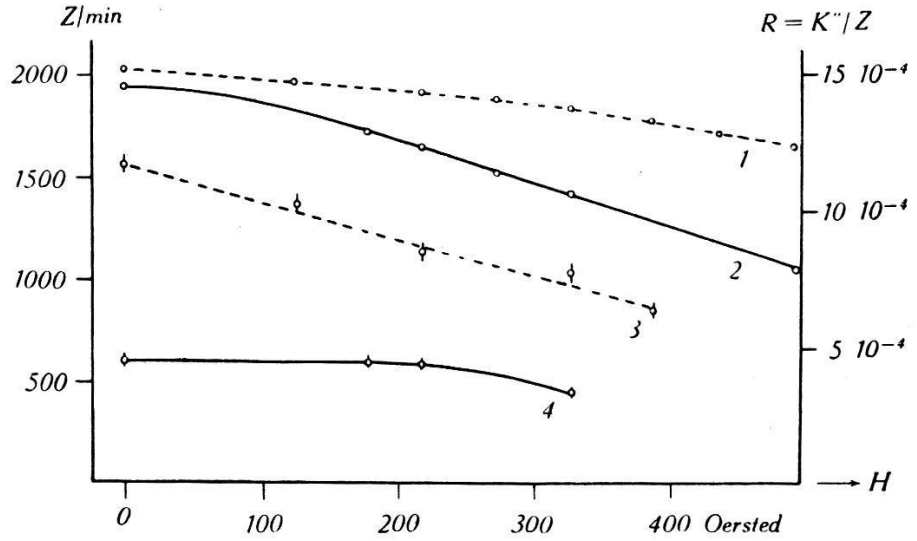


Fig. 10.
Einzelstösse und Koinzidenzraten des Th (B + C + C″)-Präparates in Funktion von H.
Kurve 1: Einzelstösse mit freier Quelle
Kurve 2: Einzelstösse mit Quelle in der Trennwand
Kurve 3: Koinzidenzrate mit freier Quelle
Kurve 4: Koinzidenzrate mit Quelle in der Trennwand.

Zählrohr *reflektierte Elektronen*, die die Quelle durchqueren oder nahe an der Quelle vorbeigehen, verursacht werden.

Eine Abschätzung, in welchem Mass die reflektierten Elektronen und die Höhenstrahlen positive Spuren vortäuschen können, bietet die „Methode der fiktiven Quellen". Da die durch beide Zählrohre gehenden Einzelspuren nicht isotrop über die Kammer verteilt sind, hat es keinen Sinn, eine fiktive Quelle irgendwo in der Wilsonkammer anzunehmen, sondern es sind diejenigen quer durch die Kammer verlaufenden Spuren koinzidenzauslösender

Teilchen auszuzählen, welche zwei Kreise von je der Grösse des Präparatflecks passieren, deren Mittelpunkte parallel zu den Zählrohren um den Präparatfleck-Durchmesser (auf den Aufnahmen durch Reflexion des Lichtes an der Quelle auf 4 mm verbreitert) aus der Kammermitte verschoben sind. Durch die beiden so definierten fiktiven Quellen verlaufen total 17 Spuren koinzidenzauslösender Teilchen mit deutlich feststellbarer Krümmung. Innerhalb der Statistik stimmt diese Zahl mit der zu erwartenden doppelten Anzahl der von der Quelle ausgehenden positiven Spuren überein. Die ausgesprochene Vermutunng, die positiven Spuren würden von reflektierten Elektronen vorgetäuscht, wird also bestätigt.

Falls dieser Schluss richtig ist, muss bei der Mehrzahl der aus der Quelle kommenden positiven Spuren eine negative Spur in der

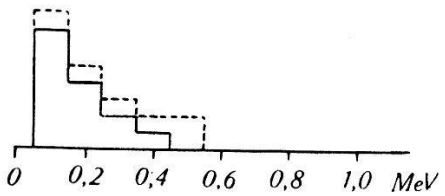
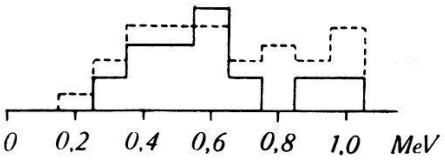


Fig. 11.

a) *Ausgezogen: Spektrum der 7 „zufälligen" positiven Spuren*
Gestrichelt: Spektrum von 10 positiven Spuren nach Heine.



b) *Ausgezogen: Spektrum der 11 „alten" positiven Spuren durch die Quelle*
Gestrichelt: Spektrum der 17 Spuren durch zwei fiktive Quellen neben dem Sitz des Präparats.

direkten Fortsetzung nach hinten festzustellen sein. Dies ist auch tatsächlich bei acht der elf Bahnen der Fall. Die restlichen drei Spuren können dadurch erklärt werden, dass die Teilchen die Quelle selbst durchsetzen und dabei eine so starke Streuung erleiden, dass man die beiden Teile der Spur nicht mehr als die Bahn *eines* Teilchens erkennt.

Eine weitere Bestätigung der Annahme, dass die alten positiven Spuren vorgetäuscht sind, ergibt das *Energiespektrum*. Die aus den gemessenen Bahnkrümmungen berechneten Energien der *zufälligen*,

nicht in Koinzidenz auftretenden positiven Teilchen sind in Fig. 11a ausgezogen gezeichnet. Wie aus der Figur zu erkennen ist, sind sie in guter Übereinstimmung mit der gestrichelt gezeichneten, früher gefundenen Energieverteilung. Das Spektrum der „*alten*" positiven Spuren (Fig. 11b, ausgezogen) hingegen ist bedeutend energiereicher; es liegt im gleichen Energiebereich wie das gestrichelt miteingezeichnete Spektrum der 17 Teilchen, welche die beiden fiktiven Quellen durchsetzen. Dies ist nicht anders zu erwarten, da diese alten positiven Spuren ja gar nicht reell sind. Es ist auch leicht einzusehen, dass bei der vorliegenden geometrischen Anordnung nur Teilchen mit hoher Energie von einem Zählrohr zum andern gelangen und dabei die Quelle passieren können, während die stark gekrümmten Bahnen der energieärmern Teilchen näher am Rand verlaufen.

Alle diese Beobachtungen zeigen, dass die positiven Spuren, welche man den koinzidenzauslösenden Teilchen zuordnen muss, *nicht von positiven Teilchen, die vom Präparat emittiert werden,* herrühren; d. h. *von ThC″ werden keine positiven Teilchen in einem Mehrfachemissionsprozess ausgesendet.* Jedoch wird das Vorhandensein zufälliger, d. h. nicht mit der Koinzidenzauslösung zusammenhängender positiver Spuren in der Wilsonkammer wiederum festgestellt und kann nicht erklärt werden. In diesem Zusammenhang sei auch auf eine neuere Untersuchnung der Emission positiver Teilchen durch P^{32} von Smith und Groetzinger[21]) hingewiesen.

Literaturverzeichnis.

1) H. Bradt, H. G. Heine und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **16**, 491 (1943).
2) H. Bradt, Helv. Phys. Acta **17**, 59 (1944).
3) H. G. Heine, Helv. Phys. Acta **17**, 273 (1944).
4) A. I. Alichanow, A. I. Alichanian und M. S. Kosodaew, Journ. de physique **7**, 163 (1936).
5) S. Benedetti, Journ. de physique **1**, 265 (1940).
6) H. Bradt, H. G. Heine und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **16**, 455 (1943).
7) J. C. Jaeger und H. R. Hulme, Proc. Roy. Soc. **148**, 708 (1935).
8) J. Chadwick, P. M. S. Blackett und G. P. S. Occhialini, Proc. Roy. Soc. **144**, 235 (1934).
9) A. Flammersfeld, Zts. f. Phys. **114**, 227 (1939).
10) H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **19**, 77 (1946).
11) R. Arnoult, Annales de physique **12**, 241 (1939).
12) J. Itoh und Y. Watase, Proc. Phys.-Math. Soc. of Japan **23**, 142 (1941).

[13]) C. D. Ellis, Proc. Roy. Soc. **138**, 318 (1932).
[14]) S. C. Curran, P. I. Dee und J. E. Strothers, Proc. Roy. Soc. **174**, 546 (1940).
[15]) W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Oxford 1936.
[16]) E. Bleuler und W. Zünti, Helv. Phys. Acta **19**, 375 (1946).
[17]) J. R. Oppenheimer, Proc. of Cambr. Phil. Soc. **32**, 328 (1936).
[18]) H. Bradt, J. Halter, H. G. Heine und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **18**, 457 (1945).
[19]) J. C. Street und E. C. Stevenson, Rev. Sc. Inst. **7**, 347 (1936).
[20]) H. Bradt und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **16**, 251 (1943.)
[21]) L. Smith und G. Groetzinger, Phys. Rev. **70**, 96 (1946).