

Monoenergetische Positronen

Autor(en): **Leisi, H.J. / Brunner, J.H. / Perdrisat, C.F.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **34 (1961)**

Heft II

PDF erstellt am: **09.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113173>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Monoenergetische Positronen

von **H. J. Leisi, J. H. Brunner, C. F. Perdrisat** und **P. Scherrer**

Physikalisches Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule, Zürich

(15. VIII. 1960)

Summary. Experimental proof of a nuclear de-excitation process which is characterised by the emission of monoenergetic positrons is given. This process, predicted by SLIV, was observed following the electron capture decay of ^{206}Bi to the 3,403 MeV level of ^{206}Pb . From the measured intensity of the «K-positron line» the ratio of the nuclear life time to the life time of the vacancy in the electronic K-shell has been computed. Using data of atomic level widths we find for the total nuclear life time of the 3403 MeV state $\tau = 1,8 \times 10^{-15}$ s. The transition probabilities for gamma-rays emitted from this level are computed from the relative transition intensities and compared with some general predictions of the shell model.

I. Einleitung

Die Kernspektroskopie hat in den letzten Jahren eine grosse Zahl experimenteller Daten über Niveauspektren und Eigenschaften von Kernzuständen geliefert. Parallel dazu haben sich verschiedene Modellvorstellungen des Atomkerns gebildet, welche mit Hilfe dieses experimentellen Materials geprüft und fortwährend verfeinert wurden, so dass wir thute ein Bild der Atomkerne besitzen, das uns erlaubt, einen grossen Teil ihrer Eigenschaften zu verstehen.

Ein äusserst wichtiger Beitrag zu diesem Verständnis der Kerne stammt aus Resultaten von Untersuchungsmethoden, die auf der Wechselwirkung des Kerns mit dem elektromagnetischen Strahlungsfeld beruhen. Diese Prozesse, wie z.B. Gammaemission, Innere Konversion, Coulombanregung, sind nach der Quantenelektrodynamik im Prinzip in allen Einzelheiten berechenbar, vorausgesetzt allerdings, dass das Niveauspektrum der Kerne und insbesondere die Wellenfunktionen der Kernzustände bekannt sind. Umgekehrt gibt uns ein Vergleich der experimentellen Resultate mit den theoretischen Rechnungen der Elektrodynamik Einblick in die Kernstruktur. Es lassen sich charakteristische Kerngrössen wie Spin, Parität, elektrische und magnetische Momente sowie Übergangswahrscheinlichkeiten bestimmen und mit den entsprechenden Werten, welche die Kernmodelle voraussagen, vergleichen.

Die «Monoenergetische Positronbildung», wie sie von SLIV¹⁾ vorausgesagt und berechnet wurde, ist ein neuer elektromagnetischer Kernprozess. Wie die Innere Konversion und die Innere Paarbildung konkurrenziert sie die Gammaemission. Das Verhältnis von Übergangsintensität des Prozesses und Intensität der Gammastrahlung ist – wie bei den erwähnten Prozessen – eine Funktion der Zerfallsenergie, der Kernladungszahl und der Multipolordnung des Übergangs. Im Gegensatz zur Inneren Konversion und Inneren Paarbildung hängt dieses Verhältnis bei der Monoenergetischen Positronbildung zusätzlich von der Lebensdauer des Kerns im Ausgangszustand ab. Bei bekanntem Zerfallsschema kann diese Lebensdauer aus der gemessenen Intensität der Positronen bestimmt werden. Die Monoenergetische Positronbildung hat eine Bedeutung als Methode zur Bestimmung von Kernlebensdauern im Bereich von $\tau \sim 10^{-14} - 10^{-17}$ sec.

In der vorliegenden Arbeit haben wir uns in erster Linie die Aufgabe gestellt, die Monoenergetische Positronbildung experimentell nachzuweisen. Es liegen zwar Messungen über Monoenergetische Positronen von RaC' vor²⁰⁾. Diese Resultate scheinen jedoch kritisiert worden zu sein²¹⁾. Sie sind in den neueren Veröffentlichungen von SLIV¹⁾ nicht mehr erwähnt.

Im anschliessenden zweiten Teil erläutern wir den Prozess und geben Ausdrücke für die Intensität der Positronlinien. Messmethode und Apparat werden im dritten Teil beschrieben. Die Positronenmessungen des ²⁰⁶Bi-Zerfalls, speziell die *K*-Linienmessung und die aus ihr folgenden Gamma-Übergangswahrscheinlichkeiten, sind in einem vierten Abschnitt enthalten.

Im fünften Teil, welcher der Diskussion der Resultate gewidmet ist, vergleichen wir kurz die Messungen mit der Theorie der Monoenergetischen Positronbildung. Die gemessenen Gamma-Matrixelemente werden mit den Einteilchen-Übergangswahrscheinlichkeiten verglichen und auf Grund der Vorstellungen der Schalenmodelltheorie von ²⁰⁶Pb diskutiert. In einem Anhang geben wir schliesslich, gestützt auf Literaturdaten, eine Zusammenstellung über Werte von Atomniveaubreiten mittelschwerer und schwerer Atome. Sie dienen als Bezugsgrössen zur Bestimmung der Kernniveaubreiten.

II. Monoenergetische Positronbildung als Konkurrenzprozess zur inneren Paarbildung

A. Zur Theorie des Prozesses

Wir erläutern die Monoenergetische Positronbildung an Hand eines einfachen Kernzerfalls. Der Zustand *i* (Energie E_i) eines Kerns werde – vom Nachbarkern ausgehend – durch *K*-Einfang angeregt. Der Kern zer-

falle durch Gammaemission oder ihre Konkurrenzprozesse in einen Endzustand f (Energie E_f), wobei die Zerfallsenergie $W = E_i - E_f$ grösser als die doppelte Ruheenergie des Elektrons sein soll.

Im Anfangszustand des interessierenden Prozesses befindet sich der Kern im Zustand i , und seine K -Schale besitzt, als Folge des K -Einfangs, einen freien Elektronenplatz. Das System Kern-Elektronenhülle tritt in Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld. Es bildet sich ein (virtueller) Zwischenzustand, in welchem das elektromagnetische Feld angeregt ist und der Kern vom Zustand i in den Zustand f übergegangen ist. Das Strahlungsfeld materialisiert sich in ein Elektron-Positron-Paar, dessen Elektron den freien Platz in der K -Schale einnimmt. Das Positron wird vom Kern emittiert, indem es die restliche Zerfallsenergie aufnimmt. Es handelt sich um einen elektromagnetischen Prozess, der formal analog beschrieben werden kann wie die Innere Paarbildung oder die Innere Konversion: Durch Absorption der elektromagnetischen Feldenergie des Zwischenzustandes wird ein Elektron von einem Energiezustand in einen andern gehoben, in unserem Fall von einem Zustand negativer Energie in einen solchen positiver Energie. Das entstandene Loch unter den vollbesetzten Elektronenzuständen negativer Energie repräsentiert das Positron. Der Unterschied zwischen Monoenergetischer Positronbildung und Innerer Paarbildung beispielsweise besteht lediglich darin, dass der Endzustand des Elektrons im ersten Fall der gebundene Zustand eines K -Elektrons ist, während im Fall der Inneren Paarbildung das Elektron einen freien Zustand einnimmt (siehe Fig. 1).

Die kinetische Energie des Positrons beträgt:

$$E_K = W - 2 m c^2 + B_K, \quad (1)$$

wobei B_K der Betrag der Bindungsenergie des K -Elektrons ist. Die Energie des Positrons ist also um die Z -Bindungsenergie grösser als die Maximalenergie der inneren Paarpositronen desselben Übergangs. Der Prozess ist energetisch dann möglich, wenn $W > 2 m c^2 - B_K$.

Monoenergetische Positronbildung ist ausser in der K -Schale auch in anderen Elektronenschalen möglich. Die Positronen, deren Paarpartner in der X -Schale eingefangen wurden, werden wir mit « X -Positronen» (K -Positronen, L_1 -Positronen usw.) bezeichnen.

B. Intensität der Positronenlinien

Unter der Voraussetzung, dass das Loch in der Elektronenhülle beliebig lange lebt, lässt sich die Übergangswahrscheinlichkeit für Monoenergetische Positronbildung als Funktion eines Kernmatrixelementes, der Zerfallsenergie W , der Ordnungszahl Z sowie der Multipolordnung des Über-

gangs berechnen. Das Kernmatrixelement ist identisch mit dem Matrixelement des entsprechenden Gammaübergangs, so dass sich, analog zur Inneren Paarbildung oder Inneren Konversion, ein «Koeffizient der Monoenergetischen Positronbildung» definieren lässt, der in guter Näherung kernstrukturabhängig ist:

$$\alpha_{e^+}^X = \frac{T_{e^+}^X}{T_\gamma} \quad (2)$$

(Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten für Monoenergetische Positronbildung und Gammaemission).

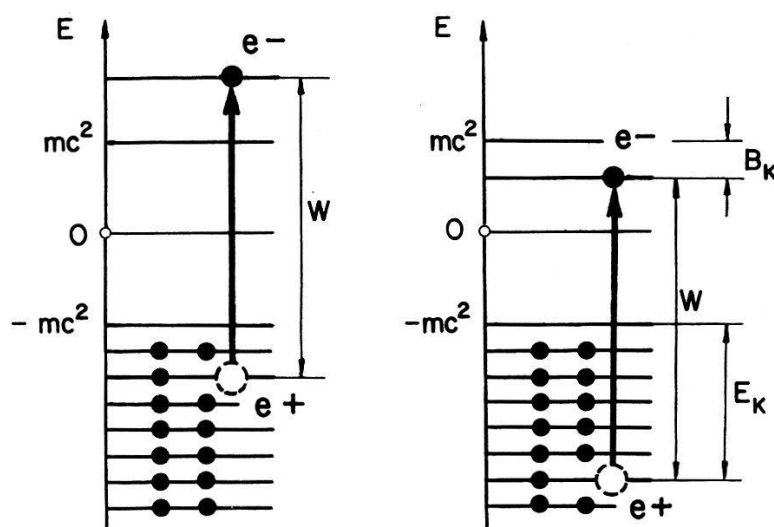


Fig. 1

Innere Paarbildung (links) und Monoenergetische Positronbildung (rechts)

SLIV¹⁾ gibt explizite Ausdrücke für $\alpha_{e^+}^K$ im Fall der elektrischen Dipol- und Quadrupolstrahlung sowie der magnetischen Dipolstrahlung an. Es sind Resultate einer relativistischen Rechnung für einen punktförmigen Kern, unter Vernachlässigung von «Screening-Effekten». Er diskutiert die Monoenergetische Positronbildung auch im Falle eines Monopolübergangs. Die Resultate sind teilweise graphisch dargestellt (siehe z. B. Fig.2).

Bis jetzt haben wir angenommen, dass ein Loch in der Elektronenhülle, das z. B. durch K -Einfang entstanden ist, während des ganzen Zerfallsprozesses bestehen bleibt. In Wirklichkeit aber wird ein solches Loch in sehr kurzer Zeit (Größenordnung 10^{-17} sec bei schweren Atomen) durch ein Elektron einer äusseren Schale aufgefüllt (Röntgenemission, Auger-effekt). Nur dann, wenn die Lebensdauer τ des Kernzustandes i sehr viel kleiner ist als die Lebensdauer τ_K des K -Lochzustandes, ist die Zahl der pro Gammaquant emittierten K -Positronen gleich dem vorher definierten

Koeffizienten α_{e+}^K . Im folgenden wollen wir für ein allgemeines Zerfallschema die Zahl der emittierten monoenergetischen Positronen berechnen. Wir beschränken uns zunächst auf K -Positronen, wobei wir nicht mehr voraussetzen, dass das K -Loch durch K -Einfang erzeugt wird; es kann auch durch eine dem Zustand i vorangehende Innere K -Konversion entstanden sein. Ferner soll der Kern aus dem Zustand i , ausser in den Zustand f , noch in andere Niveaus zerfallen können.

Wir verwenden folgende Bezeichnungen:

- Z Anzahl Zerfälle pro Zeiteinheit in den Zustand i .
 P_K Wahrscheinlichkeit dafür, dass der Zustand i durch einen Prozess angeregt wird, der ein Loch in der K -Schale erzeugt (K -Einfang oder K -Konversion).
 τ Totale Lebensdauer des Kernzustandes i .
 τ_K Lebensdauer des K -Lochzustandes der Atomhülle.
 T_{e+}^K Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit zwischen den Zuständen i und f für Monoenergetische Positronbildung in der K -Schale bei permanent vorhandenem K -Loch.
 T_γ Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit zwischen den Zuständen i und f für Gammaemission.
 T_{tot} Totale Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit zwischen den Zuständen i und f .
 N_{e+}^K Pro Zeiteinheit emittierte Zahl von K -Positronen des Übergangs $i \rightarrow f$.
 N_γ Pro Zeiteinheit emittierte Zahl von Gammaquanten des Übergangs $i \rightarrow f$.

Die Zahl der pro Zeiteinheit emittierten K -Positronen ergibt sich zu: $N_{e+}^K = Z \cdot P_K \cdot P \cdot T_{e+}^K / T_{\text{tot}}$, wobei P die Wahrscheinlichkeit dafür ist, dass ein Kern im Zustand i mit einem Loch in der K -Schale zerfällt, ohne dass das K -Niveau durch ein Hüllenelektron wieder besetzt wurde. Sie hängt von τ und τ_K ab, und zwar in folgender Weise: $P = \tau_K / (\tau + \tau_K)$. Ferner gilt: $N_\gamma = Z T_\gamma / T_{\text{tot}}$. Zusammen mit der Beziehung (2) erhalten wir für die pro Gammaquant emittierte Zahl der K -Positronen des Übergangs $i \rightarrow f$:

$$\frac{N_{e+}^K}{N_\gamma} = P_K \cdot \alpha_{e+}^K \frac{\tau_K}{\tau + \tau_K} \quad (3)$$

Wir unterscheiden zwei Grenzfälle:

$$\text{a) } \tau \ll \tau_K: \quad \frac{N_{e+}^K}{N_\gamma} \cong P_K \cdot \alpha_{e+}^K \quad (3a)$$

Die Zahl der K -Positronen ist unabhängig von τ und τ_K und nimmt einen maximalen Wert an.

$$\text{b) } \tau \gg \tau_K: \quad \frac{N_{e+}^K}{N_\gamma} \cong P_K \cdot \alpha_{e+}^K \cdot \frac{\tau_K}{\tau}. \quad (3b)$$

Die pro Gammaquant emittierte Zahl der K -Positronen ist proportional zum Verhältnis der Lebensdauer des K -Lochs und der Kernlebensdauer des Ausgangszustandes.

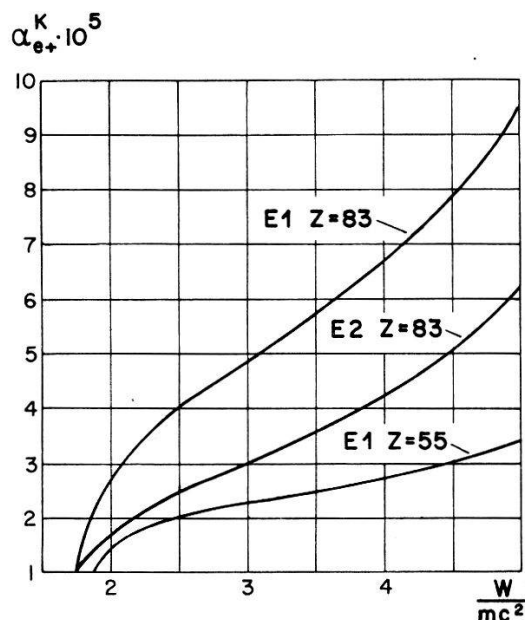


Fig. 2

Koeffizienten der Monoenergetischen Positronbildung nach SLIV¹⁾
(Für weitere Daten siehe SLIV¹⁾)

Die Formel (3) lässt sich auch auf die L -Positronenbildung anwenden. Es ist aber zu beachten, dass L -Positronen nicht nur als Folge eines L -Einfangs oder einer vorangehenden L -Konversion entstehen können. Die Folgeprozesse eines K -Einfangs oder einer K -Konversion erzeugen Löcher in der L -Schale, die eine zusätzliche Möglichkeit zur L -Positronbildung geben. Wir beschränken uns hier auf den praktisch interessanten Fall einer gegenüber den Lebensdauern der K - und L -Lochzustände grossen Kernlebensdauer. Zur Veranschaulichung betrachten wir die Verhältnisse, wie sie beim Elektroneneinfang eines schweren Kerns vorliegen. Die L_{II} - und L_{III} -Einfangswahrscheinlichkeit vernachlässigen wir gegenüber der L_I -Einfangswahrscheinlichkeit.

Die Auger-Übergangswahrscheinlichkeit eines in der K -Schale ionisierten Atoms ist klein gegenüber der Röntgenemissionswahrscheinlichkeit. Die weitaus intensivsten Röntgenübergänge sind elektrische Dipolübergänge. Es genügt deshalb, als Folgeprozesse einer Ionisation in der K -Schale die Röntgenübergänge von p -Elektronen (L_{II} - und L_{III} -Schale)

zu betrachten. Die Erzeugung von L_I -Lochzuständen als Folge des K -Einfangs kann somit vernachlässigt werden. Unter diesen Voraussetzungen berechnet sich die Zahl der pro Gammaquant emittierten L -Positronen zu:

$$\frac{N_{e^+}^L}{N_\gamma} = P_{L_I} \cdot \alpha_{e^+}^{L_I} \frac{\tau_{L_I}}{\tau} + P_K \left(f_{KL_{II}} \cdot \alpha_{e^+}^{L_{II}} \frac{\tau_{L_{II}}}{\tau} + f_{KL_{III}} \cdot \alpha_{e^+}^{L_{III}} \frac{\tau_{L_{III}}}{\tau} \right). \quad (4)$$

Dabei bedeuten:

- P_X Wahrscheinlichkeit dafür, dass der Ausgangszustand durch X -Einfang angeregt wird.
- f_{KL_i} Wahrscheinlichkeit dafür, dass der Besetzungsprozess des K -Loches ein Loch in der L_i -Schale erzeugt.
- τ_{L_i} Lebensdauer des Lochzustandes der L_i -Schale.

Der erste Term in Formel (4) rührt vom L -Einfang her, der zweite Term berücksichtigt die L -Positronen, die als Folge eines K -Einfanges emittiert werden.

C. Methode zur Lebensdauerermessung von Kernzuständen

Falls $\tau \gtrsim \tau_K$ hängt die Intensität monoenergetischer K -Positronen vom Koeffizienten $\alpha_{e^+}^K$, der von SLIV berechnet wurde, von der K -Einfangswahrscheinlichkeit P_K , die sich aus einem bekannten Zerfallsschema bestimmen lässt, sowie von τ_K und τ ab (vergleiche Formel (3)). τ_K ist mittels der Heisenbergschen Unschärferelation mit der Übergangswahrscheinlichkeit der Folgeprozesse des in der K -Schale ionisierten Atoms verknüpft. Diese Prozesse sind K -Röntgenemission und Augereffekt. Werte von τ_K sind beispielsweise aus Linienbreitenmessungen von Röntgenstrahlen bekannt, so dass sich mit Hilfe der Formel (3) bzw. (3b) aus der experimentell zu bestimmenden K -Positronenintensität die Lebensdauer τ des Kernzustandes berechnen lässt.

Die Methode beruht auf dem Vergleich der Niveaubreite des Kernzustandes mit Atomniveaubreite. Experimentelle Werte über Atomniveaubreiten lassen sich einerseits aus Linienbreitenmessungen von Emissionsröntgenlinien und andererseits aus einer Analyse der Breiten der Absorptionskanten gewinnen. Die Breite der Absorptionskante liefert direkt die Breite des entsprechenden Ionisationszustandes. Die Linienbreite der Emissionslinie ist gleich der Summe der Niveaubreiten von Anfangs- und Endzustand.

Eine andere Methode, speziell zur Bestimmung von K -Niveaubreiten geeignet, umgeht die Schwierigkeiten der röntgenspektroskopischen

Linienbreitenmessung. Sie basiert auf berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten für Röntgenemission, aus welchen die Strahlungsbreite des K -Niveaus bestimmt wird. Mit Hilfe von gemessenen K -Fluoreszenzausbeuten berechnet man daraus die totale K -Niveaubreite.

In einem Anhang ist eine vollständige Zusammenstellung sowohl der röntgenspektroskopischen Daten als auch der Resultate der soeben erläuterten Methode gegeben (K - und L -Niveaubreiten für $Z > 40$. Ergebnis für K -Niveaubreiten siehe Fig. 3).

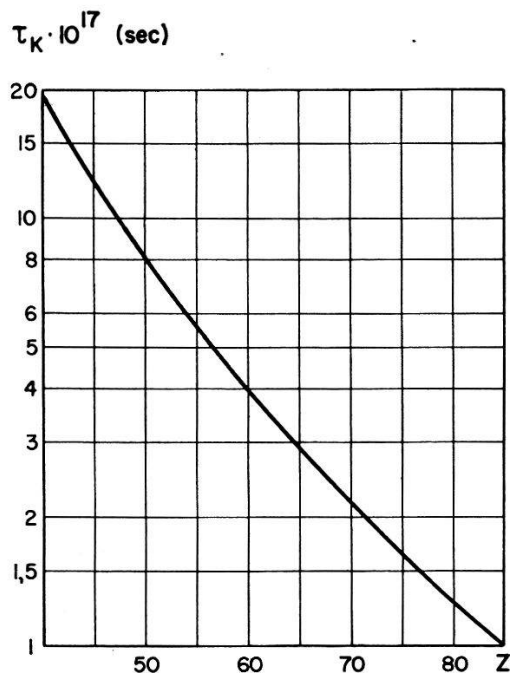


Fig. 3

Lebensdauern der K -Lochzustände (nach Formel (9), Anhang)

III. Apparatur zur Messung schwacher Positronenintensitäten

A. Messmethode

Die Koeffizienten der Positronbildung $\alpha_{e^+}^K$ stellen eine obere Grenze für die Zahl der pro Gammaquant emittierten K -Positronen dar ($\tau < \tau_K$). Im allgemeinen wird man mit Kernlebensdauern zu tun haben, die viel grösser sind als τ_K , so dass die Positronenintensität um mehrere Zehnerpotenzen kleiner sein kann.

Es stellt sich das Problem, Monoenergetische Positronen nachzuweisen, deren Intensität vielleicht $10^{-5} - 10^{-9}$ mal kleiner ist als die Gammaintensität derselben Quelle. Die Quelle emittiert ferner eine mit der Gammaintensität vergleichbare Zahl von Elektronen (Konversionselektronen, eventuell auch Elektronen eines Betazerfalls) sowie Positronen, die eine

ca. 10^{-4} mal kleinere Intensität haben (Innere Paarpositronen und eventuell Positronen eines Betazerfalls).

Als ersten Energieanalysator der Positronen verwenden wir ein Linsenspektrometer mit möglichst vollkommener Elektron-Positron-Trennung. Die Impulse eines Kristalldetektors werden mit Hilfe eines 20-Kanal-Impulsanalysators nach ihrer Höhe sortiert. Die Impulse, welche den durch das Magnetfeld des Spektrometers ausgewählten Positronen entsprechen, können durch diese zweite Energieanalyse von Untergrundstößen teilweise getrennt werden.

Wir können die Untergrundstöße, die zu erwarten sind, nach ihrem Ursprung folgendermassen charakterisieren:

- a) Untergrund ohne Quelle: thermischer Untergrund des Photomultipliers, kosmische Strahlung usw.
- b) Sekundärelektronen der Gammastrahlung, erzeugt in der umliegenden Materie oder im Kristall selber (vor allem Compton- und Photoelektronen).
- c) Direkt von der Quelle emittierte Positronen im Energiebereich der Monoenergetischen Positronen (eventuell innere Paarpositronen und Positronen eines Betazerfalls).

Falls die Totalzahl der von der Quelle emittierten Positronen viel kleiner ist als die Zahl der emittierten Gammaquanten, lassen sich die Untergrundstöße der Sorte a) und b) nach einer einfachen Methode direkt messen. Ein Plexiglasabsorber, dessen Dicke so gewählt ist, dass er die zu messenden Positronen vollständig absorbiert, wird unmittelbar vor die Quelle gebracht (siehe Fig. 4), so dass die im Spektrometer fokussierten Positronen gestoppt werden. Der Absorber ist von aussen beweglich, so dass für jeden Magnetstrom eine Messung mit und ohne Absorber gemacht werden kann. Ohne Absorber registriert man die von der Quelle emittierten Positronen einer gewissen Energie sowie Untergrundstöße der Art a) und b). Mit Absorber misst man den Untergrund a) unverändert und im wesentlichen auch denselben Untergrund b), denn die Verschiebung des Absorbers ändert die Gammaverteilung im Quellraum des Spektrometers, die für die Erzeugung von Sekundärelektronen verantwortlich ist, nur wenig. Da sich der Absorber in der unmittelbaren Nähe der Quelle befindet, können die im Plexiglas erzeugten Compton- und Photoelektronen zufolge der Elektron-Positron-Trennung den Detektor nicht erreichen. Nur Positronen der Äusseren Paarbildung, erzeugt an der Oberfläche des Absorbers, können zur Messung mit Absorber einen Beitrag liefern. Wegen der kleinen Kernladungszahl des Absorbermaterials ist die Intensität dieser Positronen in der Regel klein gegenüber der Positronenintensität der Quelle. (Im Fall einer El -Strahlung von 1,7 MeV,

$Z = 82$, ergibt eine grobe Abschätzung, dass die Zahl der aus dem Plexiglas austretenden Paarpositronen ca. 400 mal kleiner ist als die Zahl der Positronen der Inneren Paarbildung, welche die Quelle emittiert). Wir registrieren also mit Plexiglasabsorber direkt die Untergrundstöße der Sorte a) und b). Die Subtraktion des so erhaltenen Spektrums des Impulsanalysators vom Spektrum der Messung ohne Absorber liefert das Impulsspektrum der von der Quelle emittierten Positronen allein. Dieses «Differenzspektrum» zeigt im wesentlichen eine Linie, deren Breite durch die Auflösung des Kristalls gegeben ist. Die Summe der Stöße im Gebiet dieser Linie tragen wir als Funktion des Magnetstromes auf und erhalten auf diese Weise das Positronenspektrum, wie es die Quelle emittiert.

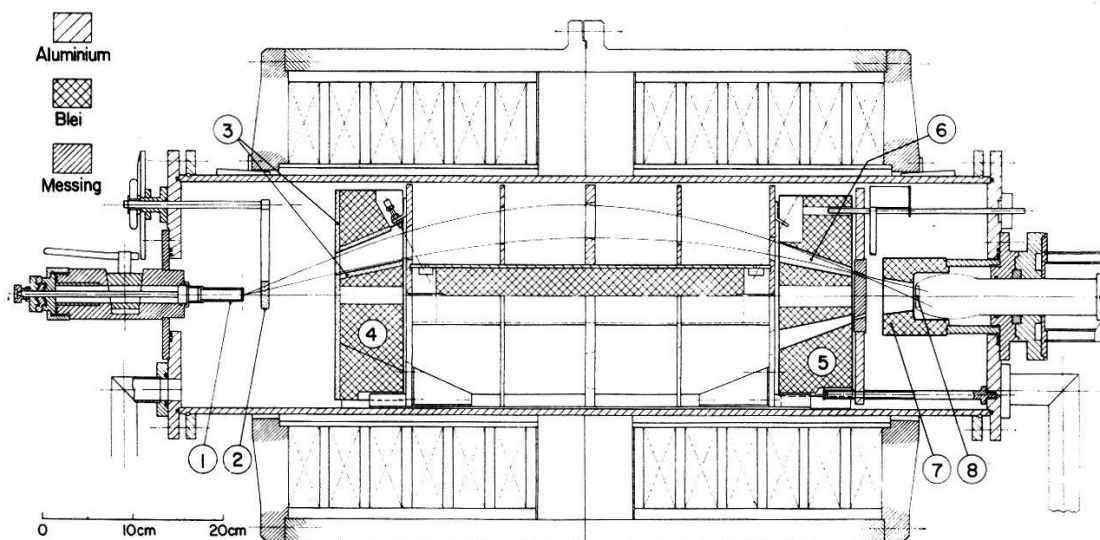


Fig. 4

Linsenspektrometer

1. Quellhalter (Plexiglas); 2. Plexiglasabsorber, beweglich; 3. Plexiglasauskleidung;
4. Bleiabschirmung I; 5. Bleiabschirmung II; 6. Helikoidalblenden (Messing);
7. Detektorabschirmung; 8. Anthracenkristall.

Die beschriebene Methode zur Messung von Positronen ist dann anwendbar, wenn die Positronenintensität der Quelle mindestens eine Größenordnung kleiner ist als ihre Gammaintensität. Falls die beiden Intensitäten vergleichbar sind, wird die Untergrundmessung mit Absorber zufolge der Annihilationsstrahlung der im Absorber gestoppten Positronen verfälscht.

B. Das Positron-Spektrometer

Am Linsenspektrometer⁴⁰⁾ wurden einige wichtige Änderungen vorgenommen (siehe Fig. 4).

Elektron-Positron-Trennung. Da die Quelle sehr viel mehr Elektronen als Positronen emittiert, muss die Güte ihrer Trennung höchsten Anforderungen genügen. Aus zwei Gründen haben wir verzichtet, die Elektron-Positron-Trennung durch Helikoidalblenden der üblichen Art zu realisieren. Die von Helikoidalblenden aufgefangenen Elektronen werden teilweise gestreut und haben die Möglichkeit, doch in den Detektor zu gelangen. Zudem sind Helikoidalblenden in der Regel einer starken Gammastrahlung ausgesetzt, die Sekundärelektronen auslöst und auf diese Weise den Untergrund erhöht. Wir trennen Elektronen und Positronen mit Hilfe der beiden Bleiabschirmungen I und II (siehe Fig. 4), wobei wir einen Raumwinkelverlust des Spektrometers von 58% in Kauf nehmen. Die Bleiabschirmungen lassen nur eine azimutale Öffnung von 152° für die Teilchenbahnen frei. Die Öffnungen der beiden Abschirmungen sind derart gegeneinander verschoben, dass Positronen, welche die erste Öffnung passieren, ebenfalls die Öffnung der zweiten Bleiabschirmung ungehindert durchfliegen können, während die Elektronen an der Abschirmung II gestoppt werden. (Diese Elektronen haben eine geringe Wahrscheinlichkeit, durch die enge Öffnung der Abschirmung II in den Detektor gestreut zu werden.) Die exakte Bestimmung der Winkelposition der beiden Abschirmungen erfolgte auf Grund von berechneten Drehwinkeln der Teilchen, gestützt auf Magnetfeldmessungen. Die Öffnungen in den Abschirmungen wurden so gewählt, dass die Elektron-Positron-Trennung auch für einen Drehwinkel, der gegenüber dem berechneten um 12° abweicht, gewährleistet bleibt. Später durchgeführte experimentelle Bestimmungen des Drehwinkels mittels Filmaufnahmen stimmten mit dem berechneten Wert auf 1° überein.

Sekundärelektronen. Die zweite Funktion der Bleiabschirmung I ist die Abschirmung des Spektrometers gegen die direkte Gammastrahlung der Quelle. Testmessungen mit einer Co^{60} -Quelle zeigen, dass der Sekundärelektronenuntergrund durch diese Abschirmung mindestens um einen Faktor 5 verkleinert wird. In der Öffnung der Bleiabschirmung II, die ihrerseits den Detektor gegen Compton-Gammastrahlen und Sekundärelektronen schützt, befinden sich drei Helikoidalblenden. Die Aufgabe dieser Blenden besteht darin, Sekundärelektronen zu stoppen, die nicht dieselbe Richtung haben wie die fokussierten Positronen. In dieser Position sind die Blenden gut gegen direkte Gammastrahlung abgeschirmt; an ihrer Oberfläche ausgelöste Sekundärelektronen geben einen unbedeutenden Beitrag zum Untergrund. Die Quellelektronen erreichen die Blenden nicht direkt, so dass kaum mit Streuungen in den Detektor gerechnet werden muss.

Die Helikoidalblenden sind so dimensioniert, dass auch ohne Bleiabschirmung I eine Elektron-Positron-Trennung gewährleistet wäre.

Streuielektronen. Um die Streuung von Quellelektronen minimal zu halten, wurde die ganze Öffnung der Bleiabschirmung I sowie ihre quellseitige Fläche mit Plexiglas bekleidet. Eine geerdete Aquadacschicht an der Oberfläche vermeidet Aufladungseffekte.

Detektor. Ein 2,5 mm dicker Anthracenkristall ist durch einen 16 cm langen Plexiglaslichtleiter mit einem Photomultiplier vom Typ EMI 6260 verbunden. Der Kristall ist mit einer 5 μ dicken Aluminiumfolie zugedeckt.

Auflösung und Raumwinkel. Die Auflösung des Linsenspektrometers beträgt 1,5%, sein Raumwinkel 0,55% (Raumwinkel ohne Elektron-Positron-Trennung: 1,48%).

Testmessungen. Die Wirkung der Abschirmungen und Blenden auf den Untergrund wurde mit einer ^{60}Co -Quelle von ca. 2 mc untersucht. Ohne Quelle registrieren wir 1,7 Untergrundstösse pro min. (Untergrundstösse der Art a)). Der Sekundärelektronenuntergrund der Co-Quelle für Positronen zwischen 300 keV und 700 keV beträgt 2 – 10 Stösse/min (Untergrund der Art b)). (Die angeführten Stosszahlen sind totale Stosszahlen des Differenzspektrums im Gebiet der Linienbreite).

Zur Prüfung der Messmethode wurde eine starke ^{152}Eu -Quelle (ca. 8 mc) in einem Energiegebiet gemessen, in welchem keine Quellpositronen zu erwarten sind (zwischen 750 keV und 950 keV). Die «Positronenintensität» betrug hier weniger als 0,6 Stösse/min.

IV. Das Positronenspektrum von ^{206}Bi

A. Zur Wahl des ^{206}Bi -Zerfalls

Zum Nachweis der Monoenergetischen Positronbildung wählten wir den Elektroneneinfang von ^{206}Bi , der in das 3,403-MeV-Niveau von ^{206}Pb führt. Dieses Niveau emittiert eine intensive El-Strahlung von 1,72 MeV (siehe Fig. 5).

Die Gründe dieser Wahl sind die folgenden:

- 1) Das Ausgangsniveau von 3,403 MeV zerfällt unter Emission einer elektrischen Dipolstrahlung (siehe Abschnitt C). Die Einteilchen-Abschätzung liefert für solche Übergänge die kleinsten Lebensdauern. Ferner sind die Koeffizienten der Monoenergetischen Positronbildung für El-Übergänge am grössten (siehe Fig. 2).
- 2) Der 1,72-MeV-Übergang hat die grösste Energie aller bekannten Gammastrahlen des Zerfalls. Infolgedessen sind im Energiegebiet der Positronenlinien des 1,72-MeV-Übergangs keine inneren Paarpositronen zu erwarten, die einen Untergrund erzeugen könnten.

- 3) Zu Beginn unserer Untersuchungen war kein Positronenspektrum eines Betazerfalls bekannt, so dass im Gebiet der Positronenlinien ein kleiner Positronenuntergrund zu erwarten war.

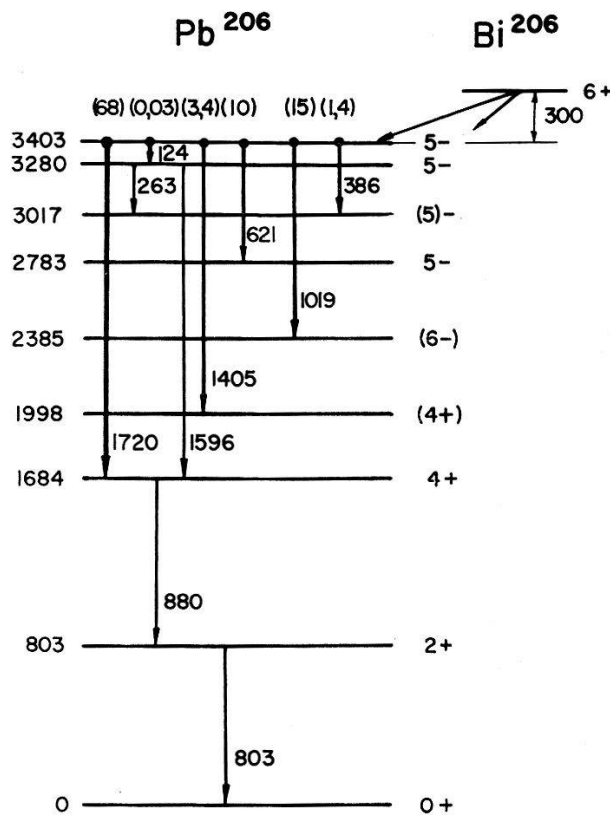


Fig. 5

Partielles Zerfallsschema von ^{206}Bi nach ALBURGER und PRYCE²⁾. Energien in keV; Gammaintensitäten in Klammern (nach Tab. 3).

B. Quellenherstellung

Natürliches, spektroskopisch reines Blei liessen wir im Cyclotron der Universität Birmingham mit Deuteronen bestrahlen. Die ^{206}Bi -Aktivität entsteht nach der Reaktion $^{206}\text{Pb}(d, 2n)^{206}\text{Bi}$. Eine Störaktivität, die durch Deuteronbestrahlung von Blei gebildet werden kann, ist ^{205}Bi . In diesem Zerfall ist ein Positronenspektrum von 925 keV Grenzenergie bekannt⁴⁾. ^{205}Bi kann durch die beiden Reaktionen $^{206}\text{Pb}(d, 3n)^{205}\text{Bi}$ und $^{204}\text{Pb}(d, n)^{205}\text{Bi}$ entstehen. Der Schwellenwert der $(d, 3n)$ -Reaktion liegt etwa bei 14 MeV^{5,4)}. Um das Verhältnis von ^{206}Bi - und ^{205}Bi -Aktivität möglichst gross zu haben, wählten wir eine Bestrahlungsenergie von ca. 15 MeV.

Die Oberfläche der in einen wassergekühlten Kupferblock eingeschmolzenen Bleitarget wurde schichtweise abgekratzt. Die chemische Bi-Pb-Trennung erfolgte in vier Stufen:

- 1) Die Bleispäne wurden in Salpetersäure aufgelöst. Man benützt die Tatsache, dass die Bi-Salze bei $p_H > 1$ kolloidale Komplexe bilden. Die unwägbar kleine Menge wird in Anwesenheit von Eisen mit Ammoniak ausgefällt. Als Puffer dient Hexamethylentetramin. Pb, Spuren von Cu (Material des Kühlblocks) und Zn ($ZnCl_2$ wurde als thermischer Kontakt zwischen Pb und Cu benützt) bleiben in Lösung.
- 2) Die Fällung wird in Salzsäure gelöst und das Eisen durch mehrmalige Extraktion mit Isopropylaether quantitativ entfernt³⁸⁾.
- 3) Die Papierchromatographie³⁹⁾ ermöglicht, das Bi von verbleibenden Pb-Resten zu trennen.
- 4) Die Aktivität wird durch Elektrolyse aus salzsaurer Lösung auf eine Goldfolie abgeschieden.

Die Goldfolie (Dicke: $2,6 \text{ mg/cm}^2$) besitzt eine Glimmerunterlagfolie von 3 mg/cm^2 . Als Träger dient ein Plexiglasring von 15 mm Durchmesser. Die kreisförmige Quelle (Durchmesser 2 mm) hatte eine Schichtdicke von ca. $3,5 \text{ mg/cm}^2$ und eine Intensität von ca. 3 mc zu Beginn der Messungen.

C. Messung und Resultate

K-Positronlinie. Das Positronenspektrum wurde zunächst zweimal im Gebiet der *K*-Positronlinie, zwischen 4,275 und 4,000 Amp, gemessen, und zwar in Richtung abnehmender Stromwerte. Jeder Punkt des Spektrums wurde mehrere Male hintereinander gemessen. Die totale Messzeit pro Punkt betrug ca. 9 Stunden. Die Zeitdifferenzen zwischen den Messungen aufeinanderfolgender Punkte liegen durchwegs im Intervall zwischen 8 und 13 Stunden. Als Kontrolle registrierten wir vor und nach den Messungen im *K*-Liniengebiet das obere Ende des inneren Paarspektrums des 1,72-MeV-Übergangs.

Ein typisches Bild des Spektrums im Impulsanalysator vermittelt Figur 6. (Das positive Differenzspektrum in den unteren Kanälen dürfte teils von Positronen, die am Kristall rückgestreut werden, teils von solchen, die ihn durchdringen, herrühren.)

Die Wahl der Kanäle zur Bestimmung der Positronenintensität aus dem Differenzspektrum wurde nach zwei verschiedenen Kriterien getroffen. Die schwarzen Punkte (Fig. 7) sind Summenwerte über diejenigen 5 Kanäle, welche die grösste Summe ergeben. Die weissen Punkte entsprechen der Summe aus den 6 Kanälen Nr. 8 bis Nr. 13 und liegen erwartungsgemäss systematisch etwas höher. Die Unterschiede sind von der Grössenordnung der statistischen Fehler.

Nach den beiden Messungen im Gebiet der *K*-Linie verfolgten wir das Abklingen des kontinuierlichen Positronenspektrums in der Umgebung

der K -Linie weitere drei Halbwertszeiten. Aus einer früheren Halbwertszeitmessung war uns bekannt, dass das zeitliche Abklingen der Aktivität als Überlagerung eines kontinuierlichen Spektrums mit der Halbwertszeit von ^{206}Bi und eines solchen mit der Halbwertszeit von ^{205}Bi interpretiert werden kann. Ein Positronenspektrum von 925 keV ist im ^{205}Bi -Zerfall bekannt⁴⁾. Charakteristische Konversionslinien des ^{205}Bi -Zerfalls haben wir nachgewiesen. Um die K -Linienmessung für die Halbwertszeit korrigieren zu können, zerlegen wir das Spektrum nach den beiden Halbwertszeiten 6,27 Tage (^{206}Bi) und 15,3 Tage (^{205}Bi ⁶⁾). In der Umgebung der K -Positronlinie wurden die beiden Kontinua durch Geraden approximiert und vom gemessenen Spektrum subtrahiert. (siehe rechte Hälfte von Figur 8).

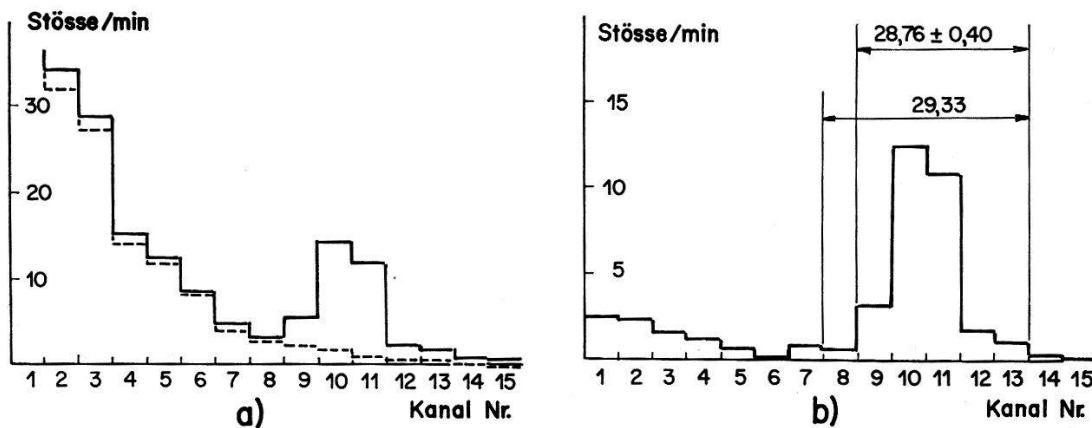


Fig. 6

- Spektren im 20-Kanal-Impulsanalysator (1. K -Linienmessung, $J = 4,150$ Amp)
- a) Ausgezogene Linie: ohne Plexiglasabsorber; unterbrochene Linie: mit Plexiglasabsorber.
- b) Differenzspektrum.

Die in Figur 8 eingezeichnete Linie hat die Form der mit derselben Quelle gemessenen Konversionslinie des 803-keV-Übergangs. Vier freie Parameter, nämlich Position und Grösse des Intensitätsmaximums der Linie sowie Neigung und Achsenabschnitt einer den kontinuierlichen Untergrund approximierenden Geraden wurden nach der Methode der kleinsten quadratischen Abweichungen bestimmt. (Die direkten Messungen des Kontinuums waren zu ungenau, als dass man aus ihnen den kontinuierlichen Untergrund mit einer der Linienmessung vergleichbaren Genauigkeit hätte bestimmen können.)

Ein χ^2 -Test, basierend auf den berechneten statistischen Fehlern der Messpunkte, lieferte Werte von $\chi^2/(N-n)$, die grösser als 1 sind (siehe Tabelle 1). Ausser dem statistischen Fehler ist mit einem zusätzlichen Fehler zu rechnen, der davon herrührt, dass die Verteilung der Impulse bezüglich der zur Auszählung benützten Kanäle nicht genau dieselbe ist für die

verschiedenen Messpunkte. Die Grössenordnung dieses Fehlers schätzen wir aus den Unterschieden der nach zwei verschiedenen Methoden ausgewerteten Punkte (siehe Fig. 7) kleiner oder gleich dem statistischen Fehler. Bei Berücksichtigung beider Fehler zeigt der χ^2 -Test eine Konsistenz der Messung. Um beiden Fehlern Rechnung zu tragen, wurden die statistischen Fehler mit $[\chi^2/(N-n)]^{1/2}$ multipliziert, das heisst mit 1,2 für die erste Messung, resp. 1,6 für die zweite Messung (siehe Tabelle).

Tabelle 1
Intensitätsmaximum und Position der K -Positronlinie

	a) $N_{e^+}^K$ (Stösse/min)	c) $\Delta N_{e^+}^K$ (Stösse/min)	J_{\max} (Amp)	c) ΔJ_{\max} (Amp)	b) $\frac{\chi^2}{N-n}$
Messung 1	1,75	0,31	4,151	0,006	1,5
Messung 2	1,60	0,48	4,177	0,009	2,5
Mittelwert	1,71	0,26 (15%)			

Erläuterungen zu Tabelle 1:

- Intensitätsmaximum, bezogen auf einen Zeitpunkt mit Quellstärke 1,5 mc.
- χ^2 -Text, basierend auf den statistischen Fehlern der Messpunkte (nach ¹²), p. 10).
- Mit $[\chi^2/(N-n)]^{1/2}$ multiplizierte Fehler des χ^2 -Tests («RMS-error»).

Die Energie der gemessenen K -Positronlinie lässt sich mit der Grenzenergie des inneren Paarspektrums des 1,72-MeV-Übergangs vergleichen. Die im Energiegebiet $E > 700$ keV gemessenen kontinuierlichen Positronenspektren (das bekannte Betaspektrum von ²⁰⁵Bi und ein kontinuierliches Positronenspektrum von ²⁰⁶Bi) wurden gegen kleine Energien hin extrapoliert und vom gemessenen Positronenspektrum in diesem Gebiet subtrahiert. (Die Form des Positronenspektrums von ²⁰⁵Bi wurde der Arbeit von SCHMORAK *et al.*⁴) entnommen; eine Ausgleichsrechnung lieferte die Proportionalitätskonstante.) Das Restspektrum (Fig. 8, linke Hälfte) stellt das innere Paarspektrum des 1,72-MeV-Übergangs dar. Die Zerfallsenergie ist auf 1 keV genau gemessen worden²), so dass sowohl die Grenzenergie des inneren Paarspektrums als auch die Energie der K -Positronlinie (Gleichung (1)) exakt bekannt sind. Der Impuls der Positronen ist in guter Näherung proportional dem Spektrometerstrom, so dass die Position der K -Linie eine Impuls- bzw. Energieeichung der Positronenmessung liefert. Daraus resultiert ein Stromwert für die obere Grenze des inneren Paarspektrums, der mit der Messung des Paarspektrums verglichen werden kann. Die theoretische Energieverteilung der

Paarpositronen ist schlecht bekannt, so dass die obere Grenze schwer zu bestimmen ist. Wir definieren die obere Grenze des Paarspektrums etwas willkürlich als Schnittpunkt der Wendetangente im obersten Bereich des gemessenen Spektrums mit der Abszisse. Als Folge der Hysteresiseffekte streut dieser Wert; die maximale Abweichung vom Mittelwert aus vier verschiedenen Messungen beträgt $2,5\%$. Dieser Mittelwert liegt 2% tiefer als der aus der Position der *K*-Linie (Mittelwert der Messungen 1 und 2) errechnete Strom für die obere Grenze des Paarspektrums.

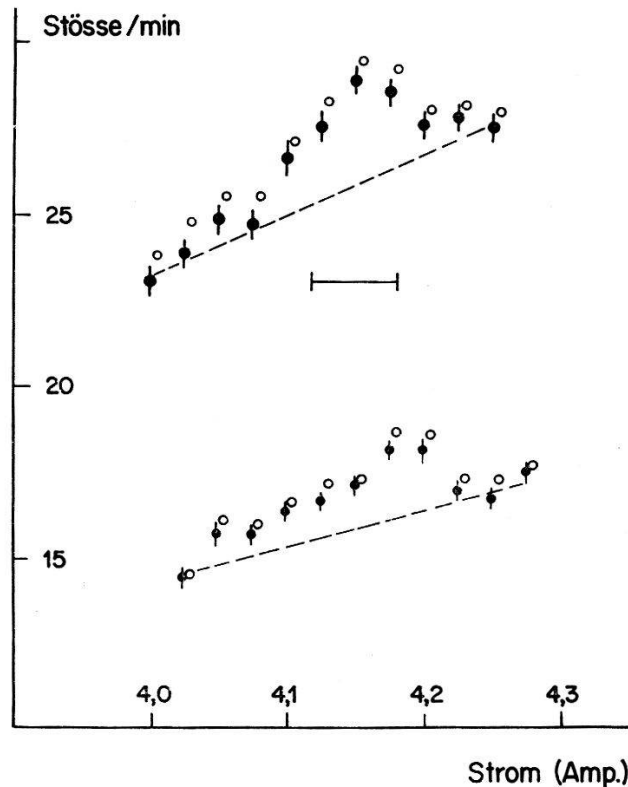


Fig. 7

Positronenspektrum, ohne Halbwertszeitkorrektur

Die apparative Linienbreite (Halbwertsbreite) ist durch die horizontale Strecke angedeutet. Die schwarzen Punkte sind aus 5 Kanälen des Differenzspektrums, die weissen aus deren 6 gewonnen (siehe Text). Die statistischen Fehler sind eingetragen.

Die *L*-Positronlinie des 1,72 MeV-Übergangs wurde nicht beobachtet. Ihre Intensität ist kleiner als 2,6 Stöße/min (bezogen auf eine Quellstärke von 1,5 mc).

Die Positronenintensitäten aller Messungen wurden in der Weise bestimmt, dass die Stöße in denjenigen 5 Kanälen addiert wurden, welche die maximale Summe ergaben. Für Energien oberhalb 700 keV muss für die Durchlässigkeit des 2,5 mm dicken Anthracenkristalls korrigiert werden, denn die den Kristall durchdringenden Positronen werden durch die Auswertung nicht erfasst. Diese Teilchen verlieren weniger Energie im

Kristall; die entsprechenden Impulse werden in tieferliegenden Kanälen des Impulsanalysators registriert. Die energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors wurde mit Hilfe des erlaubten Betaspektrums von ^{114}In ⁷⁾ aus der Abweichung der registrierten Stosszahl gegenüber dem statistischen «Shape» bestimmt. Die Korrektur ist für die ganze Messung von der Grössenordnung der statistischen Fehler oder kleiner.

Lebensdauer des 3,403 MeV-Niveaus. Als Intensitätsbezugslinie der K -Positronmessung haben wir die energetisch benachbarte K -Konversionslinie des 803-keV-Übergangs mit grösserer Genauigkeit sowie die K -Konversionslinie des 1720-keV-Übergangs auf 7% genau gemessen. Zur Lebensdauerbestimmung nach Gleichung (3) benötigt man das Intensitätsverhältnis von K -Positronen und Gammaquanten von 1,72 MeV. Zur Bestimmung von $N_{e^+}^K/N_\gamma$ stehen die folgenden Beziehungen zur Verfügung:

$$\frac{N_{e^+}^K}{N_\gamma} = \frac{N_{e^+}^K}{N_{K[1720]}} \cdot \alpha_K[1720], \quad (6a)^*$$

$$\frac{N_{e^+}^K}{N_\gamma} = \frac{N_{e^+}^K}{N_{K[803]}} \cdot \frac{N_{K[803]}}{N_{K[1720]}} \cdot \alpha_K[1720] \quad (6b)^*$$

und
$$\frac{N_{e^+}^K}{N_\gamma} = \frac{N_{e^+}^K}{N_{K[803]}} \cdot \frac{N_\gamma[803]}{N_\gamma[1720]} \cdot \alpha_K[803]. \quad (6c)$$

Die K -Konversionskoeffizientenmessung des 1720-keV-Übergangs fordert eine reine El-Strahlung ^{14,11)}. Die Messfehler lassen eine M2-Beimischung von höchstens 2% zu ¹¹⁾. Auch der gemessene innere Paarbildungskoeffizient ¹⁵⁾ ist nur mit einem El-Übergang verträglich. Eine Spin- und Paritätszuordnung von $2+$ für den ersten angeregten Zustand von ^{206}Pb fordert eine reine E2-Strahlung für den 803-keV-Übergang. Diese Zuordnung stimmt überein: mit der Systematik der ersten angeregten Zustände von gerade-gerade-Kernen ¹⁷⁾, mit der Alpha-Gamma-Richtungskorrelationsmessung an ^{210}Po ¹⁸⁾, mit der K -Konversionskoeffizientenmessung ¹¹⁾ sowie mit den Resultaten der Schalenmodelltheorie von ^{206}Pb ^{2,16,13)}. Die K -Konversionskoeffizienten in den Gleichungen (6) sind somit Koeffizienten reiner Multipole und als solche exakt bekannt. Sie wurden den Tabellen von SLIV und BAND ⁹⁾ entnommen. Neuere Werte für $N_{K[803]}/$

*) Diese Beziehungen sind nur dann richtig, wenn die Lebensdauer τ des 3,403 MeV-Zustandes gross ist gegenüber der Lebensdauer des K -Lochzustandes τ_K . Falls $\tau \lesssim \tau_K$, ist der berechnete Konversionskoeffizient $\alpha_K[1720] > N_{K[1720]}/N_\gamma[1720]$, weil die K -Schale nicht voll besetzt ist; die Übergangswahrscheinlichkeit für K -Konversion ist kleiner als im Normalfall einer vollbesetzten K -Schale.

$N_K[1720]$ und $N_\gamma[803]/N_\gamma[1720]$ entnahmen wir der Arbeit von STOCKENDAL und HULTBERG¹¹). Die geschätzten Fehler der beiden Größen sind 6% bzw. 14%¹⁰).

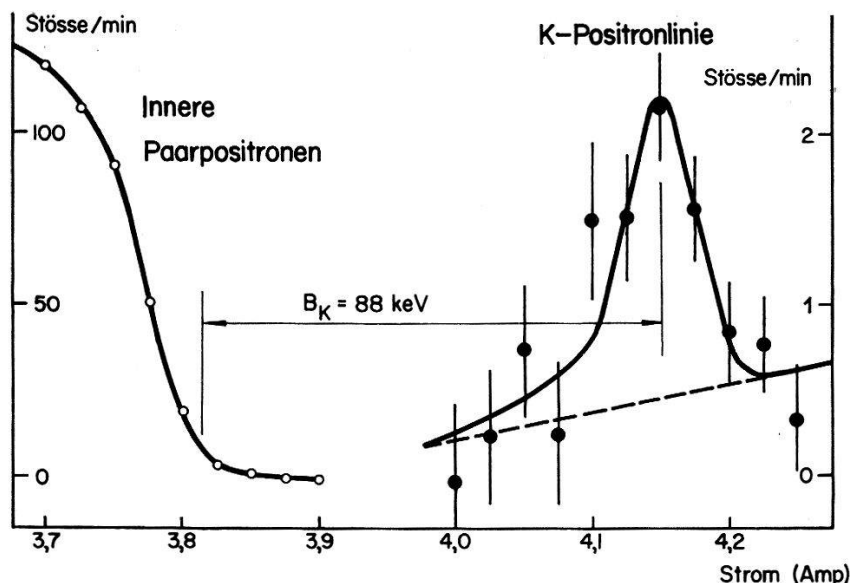


Fig. 8

Positronenspektrum, halbwertszeitkorrigiert, 1. Messung

Kontinuierliche Betaspektren von ^{206}Bi und ^{205}Bi sind subtrahiert (Totalintensität der kontinuierlichen Spektren im Liniengebiet: ca. 20 Stöße/min). Die eingezeichneten Fehler sind mit $[\chi^2/(N-n)]^{1/2}$ multiplizierte statistische Fehler.

Tabelle 2

Anzahl emittierter K-Positronen pro Gammaquant

Gleichung	$F \cdot 10^7$	$N_{e^+}^K/N_\gamma$
(6a)	$1,42 \pm 0,10$	
(6b)	$1,36 \pm 0,08$	
(6c)	$1,25 \pm 0,18$	
Mittelwert	$1,37 \pm 0,06$	$2,34 \cdot 10^{-7} \pm 16\%$

Erläuterungen zu Tabelle 2: Die absoluten Fehler von Summen wurden durch quadratische Addition der Fehler der Summanden, die relativen Fehler von Produkten durch quadratische Addition der Fehler der Faktoren bestimmt.

Die Gleichungen (6a), (6b), (6c) sind von der Form $N_{e^+}^K/N_\gamma = N_{e^+}^K \cdot F$, wobei F aus jeder der drei Gleichungen durch unabhängige Messgrößen ausgedrückt werden kann. (Die Fehler von $N_K[803]$, $\alpha_K[1720]$ und $\alpha_K[803]$ sind vernachlässigbar.) Den besten Wert für $N_{e^+}^K/N_\gamma$ erhalten wir dadurch,

dass wir zuerst aus jeder Gleichung F und seinen Fehler bestimmen, daraus den Mittelwert (unter Berücksichtigung verschiedener Gewichte) bilden und diesen mit N_{e+}^K multiplizieren. Die Resultate sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Zur Bestimmung der Lebensdauer τ des 3,403-MeV-Zustandes (Gleichung (3)) benötigen wir noch die K -Einfangswahrscheinlichkeit P_K . Eine Systematik der Grenzenergien des Betazerfalls liefert eine Energiedifferenz zwischen den Grundzuständen von ^{206}Bi und ^{206}Pb von 3,7 MeV⁸). Somit ist die Zerfallsenergie des K -Einfangs ca. 300 keV. Damit und aus dem Charakter des Elektroneneinfangs (einfach verbotener Übergang mit $\Delta I = 1^{8,36}$) lässt sich P_K bestimmen¹²). Man findet $P_K = 0,72^*$).

Der Koeffizient der Monoenergetischen Positronbildung ergibt sich aus den Resultaten von SLIV in graphischer Form¹) zu $\alpha_{e+}^K = 5,2 \cdot 10^{-5}$.

Mit diesen Werten und dem Resultat von Tabelle 2 finden wir, dass $N_{e+}^K/N_\gamma \ll P_K \cdot \alpha_{e+}^K$. Das bedeutet $\tau \gg \tau_K$ (Gleichung (3)). Zur Bestimmung der Kernlebensdauer können wir also Gleichung (3b) benützen. Mit $\tau_K = 1,15 \times 10^{-17}$ sec (Fig. 2) erhalten wir für die Lebensdauer des 3,404 MeV-Niveaus:

$$\tau = 1,8 \times 10^{-15} \text{ sec}, \quad (7)$$

mit einem Fehler von 17%. In diesem Fehler sind nicht eingeschlossen: der Fehler in P_K , der von der Unsicherheit der Energiedifferenz zwischen dem Grundzustand von ^{206}Bi und dem 3,403 MeV-Niveau im ^{206}Pb herührt, der Fehler in τ_K (siehe dazu Anhang) sowie der Fehler von α_{e+}^K (die Rechnung vernachlässigt «Screening-Effekte» der Atomelektronen und Einflüsse des endlichen Kernvolumens).

Gamma-Übergangswahrscheinlichkeiten. Nach dem Zerfallsschema von ALBURGER und PRYCE²) kann der 3,403 MeV-Zustand von ^{206}Pb durch Gammaübergänge in 6 verschiedene Endzustände zerfallen (siehe Fig. 5). Mit Hilfe der entsprechenden relativen Übergangsintensitäten lassen sich aus der gemessenen Lebensdauer τ die einzelnen Gamma-Übergangswahrscheinlichkeiten bestimmen. Die Übergangsintensitäten der Inneren Konversion gehen in die Auswertung ein. Da die relativen Gammaintensitäten experimentell nicht vollständig bekannt sind, gehen wir von den gemessenen relativen K -Konversionsintensitäten aus, versuchen die Multipolordnung der Übergänge zu ermitteln und bestimmen mit Hilfe der theoretischen K -Konversionskoeffizienten die Gammaintensitäten. Dabei setzen wir die Einordnung der Übergänge in ein Zerfallsschema, wie es von ALBURGER und PRYCE vorgeschlagen wurde, als richtig voraus.

*) In einer früheren Arbeit³) wurde P_K unter Vernachlässigung der Elektroneneinfänge aus höheren Schalen als der L -Schale bestimmt.

Zur Bestimmung der Multipolordnung stehen zwei Wege offen. Einerseits lassen sich aus gemessenen Konversionskoeffizienten direkte, vom Zerfallsschema unabhängige Informationen gewinnen. Andererseits gibt die Schalenmodelltheorie von ^{206}Pb die Möglichkeit, Spin- und Paritätszuordnungen gewisser Niveaus des Zerfallsschemas vorzunehmen. Zusammen mit den Auswahlregeln der Gammastrahlung gewinnen wir weitere Informationen über den Multipolcharakter der Strahlung. Schliesslich geben Gamma-Richtungskorrelationsmessungen die Möglichkeit, gewisse Spinwerte bei bekanntem Zerfallsschema direkt zu messen.

Der 1720-keV-Übergang hat reinen El-Charakter (Begründung siehe unter Lebensdaueremessung des 3,403-MeV-Niveaus). Zur Bestimmung der übrigen Multipolordnungen müssen Spin- und Paritätszuordnungen der Schalenmodelltheorie von ^{206}Pb herangezogen werden^{2,16,13}). Alle Niveaus in Figur 5, mit Ausnahme der beiden höchsten, lassen sich als «Zwei-Neutronen-Lochzustände» deuten, das heisst als Zustände mit 82 Protonen in abgeschlossener Schale und zwei Löchern innerhalb der abgeschlossenen Neutronenschale mit 126 Plätzen. Die Spin- und Paritätswerte dieser Niveaus entnehmen wir der Zuordnung von TRUE und FORD¹³).

LINQUIST³⁷) verifizierte durch Gamma-Richtungskorrelationsmessungen die ursprünglich von ALBURGER und PRYCE vorgeschlagenen Spinwerte der beiden höchsten Niveaus (Fig. 5) sowie der Niveaus bei 1684 und 2783 keV. Die *K*-Konversionskoeffizientenmessung des 880-keV-Übergangs¹¹) fordert positive Parität für das 1684-keV-Niveau. Aus dem El-Charakter des 1720-keV-Übergangs folgt negative Parität für das 3403-keV-Niveau. Die *K*-Konversionskoeffizientenmessung des 1596-keV-Übergangs¹⁴) fordert ebenfalls eine negative Parität des 3280-keV-Zustandes. Die negative Parität des 3017-keV-Niveaus ist durch die *K*-Konversionsmessung des 263-keV-Übergangs¹⁴) sichergestellt. Die Spinzuordnungen in Fig. 5, die nicht durch direkte Messungen bestätigt sind, wurden in Klammern gesetzt.

Die Auswahlregeln schränken die Multipolzuordnungen der drei Übergänge von 1405 keV, 386 keV und 124 keV, für die keine *K*-Konversionsmessung vorliegt, ein (siehe Tabelle 3). Nach der *K*-Konversionskoeffizientenmessung von STOCKENDAL und HULTBERG¹¹) ist die E2-Beimischung des 1019-keV-Übergangs $\delta^2 < 2,4$. Der *K*-Konversionskoeffizient des 621-keV-Übergangs scheint nach NOVAKOV *et al.*¹⁴) etwas grösser zu sein als der theoretische Wert eines reinen M1-Übergangs. Falls diese Abweichung reell ist, müsste man auf eine Monopolbeimischung schliessen. Eine definitive Multipolzuordnung dieses Übergangs scheint nach den vorliegenden Messungen nicht möglich zu sein.

V. Diskussion der Resultate

A. Zur Theorie der Monoenergetischen Positronbildung

Eine direkte experimentelle Prüfung der Theorie der Monoenergetischen Positronbildung wird durch die Beobachtung mehrerer Positronlinien desselben Kernübergangs möglich. Aus der gemessenen Intensität der K -Linie z.B. lässt sich mit Hilfe von $\alpha_{e^+}^K$ die Kernlebensdauer τ bestimmen. Damit ist nach Formel (4) die Intensität der L -Linie festgelegt. Im Fall des 1,72-MeV-El-Übergangs im ^{206}Pb können wir eine obere Grenze für die Intensität der L -Linien angeben (siehe Abschnitt IV). Gleichung (4) liefert uns folgende Beziehung zwischen den $\alpha_{e^+}^{L_i}$:

$$\alpha_{e^+}^{L_I} + 2,9 \cdot \alpha_{e^+}^{L_{II}} + 4,5 \cdot \alpha_{e^+}^{L_{III}} \leq 5,4 \cdot 10^{-5} \approx \alpha_{e^+}^K. \quad (8)$$

Dazu wurden folgende Werte benützt:

τ : Wert nach (7); τ_{L_I} , $\tau_{L_{II}}$, $\tau_{L_{III}}$: aus Figur 9;

P_{L_I} , P_K , $f_{KL_{II}}$, $f_{KL_{III}}$ nach WAPSTRA *et al.*¹²⁾;

$N_{e^+}^L/N_\gamma = N_{e^+}^L \cdot F$; F nach Tabelle 2.

Die theoretischen Werte der Koeffizienten der Positronbildung in der L -Schale sind nicht bekannt, so dass die Beziehung (8) nicht ausgewertet werden kann. (SLIV¹) schätzt den Koeffizienten $\alpha_{e^+}^{L_I}$ drei bis sechs mal kleiner als $\alpha_{e^+}^K$.

B. Gamma-Übergangswahrscheinlichkeiten

Elektrische Dipolübergänge. Die Verlangsamung der El-Übergänge (s. Tabelle 3) gegenüber der «Weisskopf-Abschätzung» ist auf Grund des Schalenmodells qualitativ verständlich.

ALBURGER und PRYCE²⁾ schlagen folgende Konfiguration für den Grundzustand von ^{206}Bi vor: Proton: $h_{9/2}$; Neutronen: $(p_{1/2})^{-2} (f_{5/2})^{-1}$. Daraus schliessen sie auf Spin und Parität $6+$, in Übereinstimmung mit dem nachträglich gemessenen Spinwert²²⁾. Unter der Annahme, dass man den kleinen $\log ft$ -Wert⁸⁾ des einfach verbotenen Elektroneneinfangs in das 3,403-MeV-Niveau durch einen «Einteilchenübergang» erklären muss, lassen sich die möglichen Konfigurationen des 3,403-MeV-Zustandes angeben^{2,13)}. Aus der Schalenmodelltheorie von ^{206}Pb ^{2,16,13)} kennt man andererseits die Konfigurationen aller Zustände, die durch Gammaemission vom 3,403-MeV-Niveau aus erreichbar sind (mit Ausnahme des 3,280-MeV-Niveaus). Aus den möglichen Konfigurationen ist ersichtlich,

dass – speziell für die beiden E1-Übergänge – mehrere Teilchen am Übergang beteiligt sein müssen. Mehrteilchenübergänge aber sind nach der einfachsten Form des Schalenmodells, unter der Annahme vollständig freier Teilchen, verboten.

Tabelle 3
Übergangswahrscheinlichkeiten der vom 3,403-MeV-Zustand emittierten Gammastrahlen

E (keV)	Multipolcharakter	a) I (%)	b) $T_{\text{exp.}}$ (sec ⁻¹)	c) $T_{\text{S.P.}}/T_{\text{exp.}}$
1720	E1	68,0	$0,37 \cdot 10^{15}$	49
1405	E1	3,4	$1,9 \cdot 10^{13}$	530
1019	M1(+E2)	15,3	$(0,4 \dots 0,84) \cdot 10^{14}$	$2/3 \dots 1/3$
621	M1(+E2+E0)	10,4	$\leq 5,7 \cdot 10^{13}$	$\geq 1/8$
386	M1(+E2+E0)	1,4	$[0,79 \cdot 10^{13}]$	$[1/4]$
124	M1(+E2+E0)	0,033	$[1,8 \cdot 10^{11}]$	$[1/3]$

Erläuterungen zur Tabelle 3:

- Gammaintensitäten in % der totalen Zerfallsintensität des 3,403-MeV-Niveaus nach Tabelle V von TRUE und FORD¹³). Reine E1- bzw. M1-Multipolordnungen der Übergänge sind dabei vorausgesetzt. (Relative K -Konversionsintensitäten nach ²); theoretische K -Konversionskoeffizienten nach ⁹); Korrektur für Konversion höherer Schalen. Eine neuere Nachmessung einiger K -Konversionsintensitäten¹¹) ergibt Abweichungen von den Werten nach ²) von null bis höchstens 20%.)
- Experimentelle Gamma-Übergangswahrscheinlichkeiten. Die beiden Werte für den 1019-keV-Übergang entsprechen den beiden Grenzfällen: Reiner M1-Übergang bzw. E2-Beimischung von $\delta^2 = 2,4$. Die drei letzten Übergänge wurden als reine magnetische Dipole vorausgesetzt.
- Hinderungsfaktor: Verhältnis zwischen Einteilchen-Übergangswahrscheinlichkeit für Protonen $T_{\text{S.P.}}$ (WEISSKOPF-Abschätzung) und gemessener Übergangswahrscheinlichkeit ($T_{\text{S.P.}}$ nach WAPSTRA *et al.*¹²)).

Magnetische Dipolübergänge. Die M1-Übergangswahrscheinlichkeiten scheinen von der Grössenordnung der Einteilchenwerte oder sogar grösser zu sein (siehe Tabelle 3). Auch diese Übergänge müssten Mehrteilchenübergänge sein und deshalb in der Näherung freier Teilchen verboten. Zur Abklärung dieses aussergewöhnlichen Verhaltens sind weitere Daten über den ²⁰⁶Bi-Zerfall erforderlich. Insbesondere wären direkte Koinzidenzmessungen wünschenswert, um die Einordnung der relativ schwachen Übergänge in das Zerfallsschema von ALBURGER und PRYCE²) überprüfen zu können. Zudem fehlen die definitiven Multipolzuordnungen der meisten Übergänge.

VI. Anhang: Atomniveaubreiten

Röntgenspektroskopische Daten

Die bekannten L -Niveaubreiten im Gebiet $Z \geq 40$ stammen teils aus Messungen von Absorptionskanten, teils aus Absorptionsmessungen, kombiniert mit Linienbreitenmessungen von Emissionslinien (siehe Figur 9).

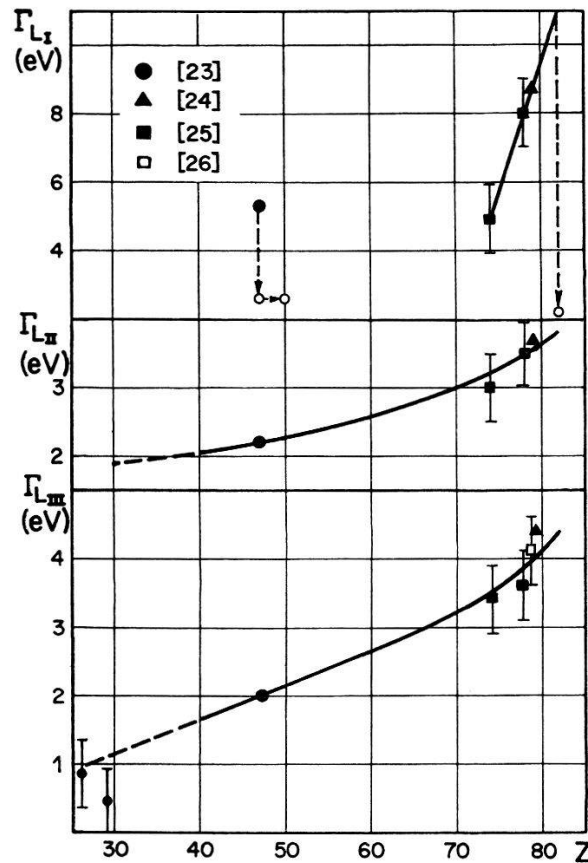


Fig. 9

L -Niveaubreiten

Die beiden Messpunkte bei $Z = 26$ und 29 sind aus KL -Absorptionsmessungen²⁶⁾ und Breiten von K_{α_1} -Linien²⁷⁾ bestimmt. Von den Autoren angegebene Fehler sind eingetragen. (Weisse runde Punkte siehe Text.)

Zur Interpolation der relativ spärlichen experimentellen Daten muss man die Prozesse kennen, die für die Niveaubreiten verantwortlich sind, und insbesondere deren relative Häufigkeit. Im betrachteten Gebiet von Z sind die L -Niveaubreiten wesentlich durch den Augereffekt bedingt. Wir unterscheiden gewöhnliche Augerübergänge und sog. Coster-Kronig-Übergänge. Die letzteren sind Augerübergänge vom Typ $X_i X_k Y$, wo Y eine Schale ausserhalb der X -Schale bedeutet. (Die Indizes i, k bezeichnen Unterschalen.) Die Übergangswahrscheinlichkeit für gewöhnlichen

Augereffekt ist praktisch unabhängig von Z , während Coster-Kronig-Übergänge eine komplizierte Z -Abhängigkeit aufweisen, die dadurch bedingt ist, dass solche Übergänge in gewissen Gebieten von Z energetisch nicht möglich sind (siehe z. B. BURHOP²⁸). Die Strahlungsübergangswahrscheinlichkeit (Röntgenemission) ist approximativ proportional Z^4 .

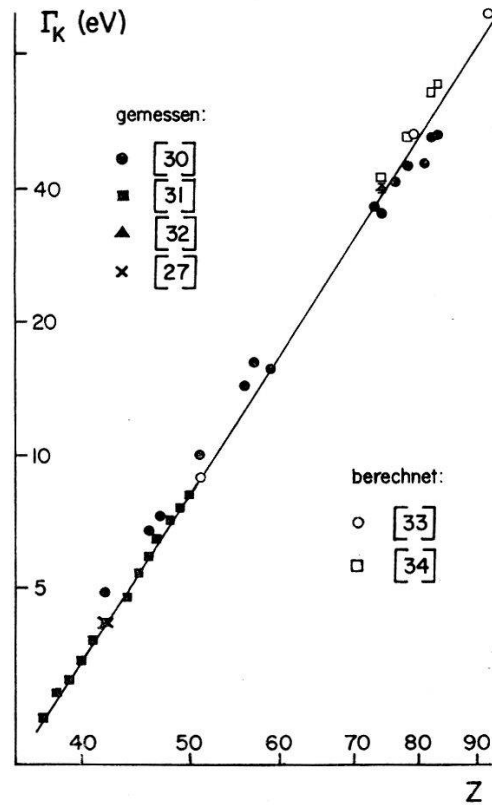


Fig. 10
K-Niveaubreiten

Die L_I -Niveaubreite ist durch Coster-Kronig-Übergänge merklich beeinflusst. Der $L_I L_{III} M_{IV,V}$ -Übergang, der für $Z < 50$ und $Z > 73$ energetisch möglich ist, wurde eindeutig nachgewiesen²⁸). Ferner sind für $Z < 70$ $L_I L_{II} N$ -Übergänge möglich. Die gemessene Niveaubreite für Ag (5,3 eV) fällt ziemlich genau in das Gebiet der maximalen Intensität des $L_I L_{III} M_{IV,V}$ -Übergangs. BURHOP²⁸) (p. 83) schätzt den Coster-Kronig-Anteil der totalen L_I -Breite für Ag auf ca. 50%. Daraus extrapolieren wir eine totale L_I -Breite für $Z \approx 50$ von ca. 2,7 eV (Strahlungsbreite klein gegen Augerbreite). Für $Z > 73$ erwartet man zufolge desselben Coster-Kronig-Übergangs wieder einen Anstieg der L_I -Breite, was durch die Messpunkte (Fig. 9) direkt bestätigt wird. Eine Extrapolation liefert für $Z = 82$ eine Niveaubreite von ca. 11 eV, deren Coster-Kronig-Anteil nach WAPSTRA *et al.*¹²) (p. 86) ca. 80% beträgt. Die partielle Niveaubreite, herrührend von gewöhnlichem Augereffekt und Röntgenemission, wird

also für Pb ca. 2 eV betragen. Auf Grund dieser Abschätzungen und der Messpunkte von Figur 9 erwarten wir eine L_I -Niveaubreite im Gebiet $50 < Z < 73$, die zwischen den Werten 2,5 und 5,5 eV liegen dürfte.

Die L_{II} -Niveaubreite im Gebiet $30 < Z < 90$ ist durch gewöhnlichen Augereffekt und Röntgenemission gegeben, denn Coster-Kronig-Übergänge sind hier nicht möglich²⁸⁾ (p. 74). Wir erwarten deshalb eine mit Z monoton ansteigende Niveaubreite (Fig. 9).

Die Folgeprozesse eines in der L_{III} -Schale ionisierten Atoms sind gewöhnlicher Augereffekt und Röntgenemission. Die L_{III} -Niveaubreite wächst somit im ganzen Bereich mit zunehmendem Z monoton an.

Informationen über die K -Niveaubreite entnehmen wir den Linienbreitenmessungen von Röntgenemissionslinien. Falls mehrere Messungen vorliegen, sind nur diejenigen berücksichtigt, welche die kleinste Linienbreite liefern. Die Resultate wurden unter Annahme einer Dispersionskurve für die apparative Linienbreite korrigiert (siehe dazu^{29,27)}). Zur Bestimmung der K -Breite aus K_{α_1} - und K_{α_2} -Linienbreiten wurden L_{III} - und L_{II} -Niveaubreiten aus Figur 9 subtrahiert. Die K_{β_1} -, K_{β_3} - und K_{β_2} -Linienbreitenmessungen von INGELSTAM³⁰⁾ wurden mit Hilfe von extrapolierten $M_{II,III}$ - und $N_{II,III}$ -Niveaubreiten, gestützt auf Messwerte bei $Z = 47$ ²³⁾ und $Z = 79$ ²⁴⁾, ausgewertet (siehe Fig. 10).

K-Niveaubreiten aus berechneten Röntgenemissionswahrscheinlichkeiten

Relativistische Rechnungen von Röntgenübergangswahrscheinlichkeiten wurden von MASSEY und BURHOP³³⁾ und von LASKAR³⁴⁾ publiziert. Den Rechnungen liegen Wasserstoff-Wellenfunktionen zugrunde. «Screening»-Effekte sind approximativ berücksichtigt, indem Z durch eine effektive Kernladung ersetzt wurde (Regel von SLATER). Mit Hilfe der gemessenen relativen Intensitäten der K -Röntgenlinien nach BECKMANN³⁵⁾ (siehe auch¹²⁾) bestimmen wir die totale Strahlungsbreite aus den berechneten K_{α_1} - und K_{α_2} -Breiten (Werte aus Tabelle von³⁴⁾). Die K -Niveaubreiten (siehe Fig. 10) wurden aus diesen Strahlungsbreiten und den gemessenen K -Fluoreszenzausbeuten¹²⁾ berechnet.

Innerhalb der Streuung der (gemessenen und berechneten) Punkte von Figur 10 lässt sich Γ_K durch folgenden Ausdruck darstellen (Gerade in Fig. 10):

$$\Gamma_K(\text{eV}) = 1,73 \cdot Z^{3,93} \cdot 10^{-6}, \quad (9)$$

gültig für $Z > 40$.

Diskussion

Im Gebiet der schweren Kerne zeigen gemessene und berechnete K -Niveaubreiten Abweichungen von ca. 20% (siehe Fig. 10). Beide Resultate sind mit Unsicherheiten behaftet, die schwer zu erfassen sind. Bei

Linienbreitenmessungen bereitet die Trennung der apparativen Verbreiterung von der gemessenen Breite Schwierigkeiten²⁷⁾. Zudem sind die Niveaubreiten der Endzustände der Röntgenemission häufig schlecht bekannt.

Die der rechnerischen Methode zugrundeliegenden Übergangswahrscheinlichkeiten sind sicher nicht exakt. Die verwendete Näherung ist offenbar zu grob, um z. B. das Intensitätsverhältnis der K_{α_1} - und K_{α_2} -Linie richtig wiederzugeben³⁵⁾. Genaue Werte der K -Niveaubreite liessen sich aus einer exakten Berechnung der Röntgenemissionswahrscheinlichkeit gewinnen.

Die Autoren sind Herrn F. STUBER für die Ausarbeitung des chemischen Trennverfahrens und die Durchführung der Trennungen und Herrn P.D. Dr. P. JORDAN für wertvolle Ratschläge dazu zu Dank verpflichtet.

Mrs. G. A. CHACKETT und Dr. P. REASBECK von der Cyclotrongruppe der Universität Birmingham möchten wir für die Durchführung der Deuteronenbestrahlungen bestens danken.

VII. Literaturverzeichnis

- 1) L. A. SLIV, J. Exptl. Theoret. Phys. U.S.S.R. 25, 7 (1953); L. A. SLIV, J. phys. radium 16, 589 (1955).
- 2) D. E. ALBURGER and M. H. L. PRYCE, Phys. Rev. 95, 1482 (1954).
- 3) J. H. BRUNNER, H. J. LEISI, C. F. PERDRISAT und P. SCHERRER, Phys. Rev. Letters 2, 207 (1959).
- 4) M. SCHMORAK, R. STOCKENDAL, J. A. McDONELL, I. BERGSTRÖM and T. R. GERHOLM, Nuclear Phys. 2, 193 (1956/57).
- 5) J. R. HUIZENGA, Helv. Phys. Acta 27, 410 (1955).
- 6) A. R. FRITSCH and J. M. HOLLANDER, J. Inorg. Nuclear Chem. 6, 165 (1958).
- 7) J. L. LAWSON, J. M. CORK, Phys. Rev. 57, 982 (1940).
- 8) Nuclear Data Sheets, National Research Council 58-6-60.
- 9) L. A. SLIV und I. M. BAND, Tabelle der Koeffizienten der Inneren Konversion, Akademie der Wissenschaften der U.S.S.R., Moskau-Leningrad (1956).
- 10) R. STOCKENDAL, private Mitteilung.
- 11) R. STOCKENDAL and S. HULTBERG, Arkiv Fysik 15, 33 (1959).
- 12) A. H. WAPSTRA, G. J. NIJGH and R. VAN LIESHOUT, Nuclear Spectroscopy Tables, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1959).
- 13) W. W. TRUE and K. W. FORD, Phys. Rev. 109, 1675 (1958).
- 14) T. NOVAKOV, S. HULTBERG and B. ANDERSSON, Arkiv Fysik 13, 117 (1958).
- 15) J. H. BRUNNER, H. J. LEISI und C. F. PERDRISAT (unveröffentlicht).
- 16) M. J. KEARSLEY, Phys. Rev. 106, 389 (1957); M. J. KEARSLEY, Nuclear Phys. 4, 157 (1957).
- 17) M. GOLDHABER and A. W. SUNYAR, Phys. Rev. 83, 906 (1951).
- 18) S. DE BENEDETTI and G. H. MINTON, Phys. Rev. 85, 944 (1952).
- 19) E. L. CHURCH and J. WENESER, Phys. Rev. 103, 1035 (1956).

- 20) G. D. LATYSHEV, V. V. GEI, A. A. BASHILOV, I. F. BARCHUK, Doklady Akad. Nauk S.S.S.R. *63*, 511 (1948).
- 21) B. S. DZELEPOV, private Mitteilung.
- 22) L. L. MARINO, W. B. EWBank, W. A. NIERENBERG, H. A. SHUGART and H. B. SILSBEE, Bull. Amer. Phys. Soc. *2*, No. 8, 383 K4.
- 23) L. G. PARRATT, Phys. Rev. *54*, 99 (1938).
- 24) F. K. RICHTMYER, S. W. BARNES and E. RAMBERG, Phys. Rev. *46*, 843 (1934).
- 25) J. A. BEARDEN and T. M. SNYDER, Phys. Rev. *59*, 162 (1941).
- 26) W. W. BEEMAN and H. FRIEDMAN, Phys. Rev. *56*, 392 (1939).
- 27) G. BROGREN, Arkiv Fysik *8*, 391 (1954).
- 28) E. H. S. BURHOP, The Auger Effect and other Radiationless Transitions, Cambridge at the University Press (1952).
- 29) A. HOYT, Phys. Rev. *40*, 477 (1932).
- 30) E. INGELSTAM, Acta Reg. Soc. Sci. upsal. *10*, Nr. 5 (1936).
- 31) B. G. GOKHALE, Annales de phys. *7*, 852 (1952).
- 32) F. K. RICHTMYER and S. W. BARNES, Phys. Rev. *46*, 352 (1934).
- 33) H. S. W. MASSEY and E. H. S. BURHOP, Proc. Camb. Phil. Soc. *32*, 461 (1936).
- 34) W. LASKAR, J. phys. radium *16*, 644 (1955).
- 35) O. BECKMANN, Arkiv Fysik *9*, 495 (1955).
- 36) S. WAHLBORN, Nuclear Phys. *3*, 644 (1957).
- 37) T. LINDQVIST, Arkiv Fysik *12*, 495 (1957).
- 38) H. M. IRVING, Quarterly Reviews *5*, 200 (1951).
- 39) D. L. CLEGG, Anal. Chem. *5*, 191 (1951).
- 40) W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta *21*, 179 (1948).