Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 24 (1951)
Heft: II

Artikel: Zerfall der Quecksilber-Isomere Hg^ 197
Autor: Huber, O. / Humbel, H. / Schneider, H.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112210

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: 13.12.2025

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

Zerfall der Quecksilber-Isomere Hg^{197}

von

O. Huber, F. Humbel, H. Schneider, A. de Shalit*) und W. Zünti, ETH., Zürich.

(29. XII. 1950.)

Summary. The radiation from $Hg^{197}_{23\,h}$ and $Hg^{197}_{65\,h}$ has been investigated and it is shown that a genetic relation exists between these two states. From results of coincidence measurements (using G. M.-counters) between the conversion electrons, together with the results of the lens spectrometer, the conversion coefficients of the γ-transition in Hg^{197} have been determined. By another coincidence technique (described below) within the lens spectrometer the γ-transitions from the excited Au^{197} levels were studied. It is shown that the isomer Au ^{197*} (7,4 sec) decays by the emission of three γ-rays in cascade; the conversion coefficients of these γ-rays are evaluated. A decay scheme for $Hg^{197}_{23\,h+65\,h}$ is proposed.

Einleitung.

Über den Zerfall von Hg^{197} sind von verschiedenen Autoren[1]) Messungen gemacht worden, ebenso über die Anregungsniveaus des daraus resultierenden stabilen Au^{197}-Kerns. Die Schwierigkeiten bei diesen Messungen bestehen darin, dass die emittierten Konversionselektronen nur kleine Energie haben und deshalb dünne Präparate erforderlich sind. Ausserdem ist es bei γ—γ- oder β–γ-Koinzidenz-Messungen fast unmöglich, die verschiedenen γ-Komponenten durch Absorption zu trennen. Die vorliegenden Ergebnisse sind daher hauptsächlich das Resultat von Spektrometer-Messungen in Verbindung mit einer Koinzidenz-Anordnung im Spektrometer.

Nach früheren Messungen[2]) schien das Hg^{197} in zwei isomeren Zuständen $Hg^{197}_{23\,h}$ und $Hg^{197}_{65\,h}$ zu existieren, die unabhängig voneinander durch K-Einfang in Au^{197} zerfallen. Beim Zerfall des $Hg^{197}_{23\,h}$ führen ca. 97% der Übergänge über eine stark konvertierte γ-Kaskade von $E_{\gamma_1} = 164$ keV und $E_{\gamma_2} = 133$ keV. Von dieser kennt man die Lebensdauer des Zwischenzustandes[3]) ($7 \cdot 10^{-9}$ sec) und die Winkelkorrelation der aufeinanderfolgenden Konversionselektronen[4]). Die restlichen 3% der Hg^{197}-Kerne zerfallen durch K-Einfang in ein metastabiles Niveau Au^{197*} von 7,4 sec. Halbwertszeit, das

*) From The Hebrew University, Jerusalem.

von WIEDENBECK[5]) durch Anregung des einzigen stabilen Goldisotops mit Röntgenstrahlen gefunden worden war.

Die jetzigen Messungen zeigen hingegen, dass die beiden Hg-Isomere nicht unabhängig voneinander zerfallen, sondern dass der überwiegende Teil des $Hg^{197}_{23\,h}$ über die Kaskade γ_1 und γ_2 in das $Hg^{197}_{65\,h}$ übergeht. Wir bestimmten die Konversionskoeffizienten und deren Verhältnisse $N_K : N_L : N_M$. Soweit diese mit den genauen Rechnungen von ROSE, GOERTZEL, SPINRAD, HARR und STRONG[6]) verglichen werden können, ist die daraus bestimmte Multipolordnung der γ-Strahlen in Übereinstimmung mit den gemessenen Lebensdauern der angeregten Zustände. Im weitern zeigen die Messungen eindeutig, dass der isomere Zustand des Au^{197*} in Kaskade zerfällt. Daneben wurden im Elektronenspektrum einige weitere Linien gefunden und zugeordnet, zum Teil als Augerelektronen.

Herstellung der Präparate.

Die Präparate wurden im Cyclotron hergestellt durch Bestrahlen von Gold mit 6,8 MeV-Protonen. Durch p-n-Prozess entsteht als einziges radioaktives Isotop Hg^{197}. Die Coulomb-Abstossung ist für $Z = 79$ schon so gross, dass nur relativ schwache Präparate erhalten werden konnten, selbst nach einer Bestrahlungsdauer von 10 h. So war es z. B. nie möglich, Compton- oder Photo-Elektronen im Spektrometer genau auszumessen. Nach der Bestrahlung wird die oberste Schicht der Au-Target abgeschabt und daraus das Hg im Hochvakuum auf eine 0,1 mg cm^{-2} dicke Al-Unterlage aufgedampft[4])[7])*). Damit das Hg auf der Al-Unterlage besser haftet, wird gleichzeitig mit dem Hg inaktives Gold aufgedampft, also eine Doppelstrahlmethode angewandt. Nachher kann die Schicht (Al + inaktives Gold + Hg^{197}) bequem vom NaCl-Kristall, der als Träger dient, gelöst werden. Der Kochsalzkristall wird dazu einfach in Wasser aufgelöst; das Präparat schwimmt auf der Wasseroberfläche und wird auf ein dünnes Formvarhäutchen übertragen. Die Präparat-Schicht samt Unterlage wiegt 0,2—0,3 mg cm^{-2}.

Spektrometermessungen.

Im verwendeten Linsenspektrometer[8]) haben die gemessenen Konversionslinien eine Breite von 2—5%, je nach der Grösse der verwendeten Präparate. Normalerweise wurde als Zählrohrfenster 1,3 mg cm^{-2} Glimmer gewählt ($E > 50$ keV) während für kleinere Energien ein Formvarfenster von ca. 0,2 mg cm^{-2} verwendet wurde.

---

*) Für die Herstellung der Präparate möchten wir Herrn Dr. H. FRAUENFELDER bestens danken.

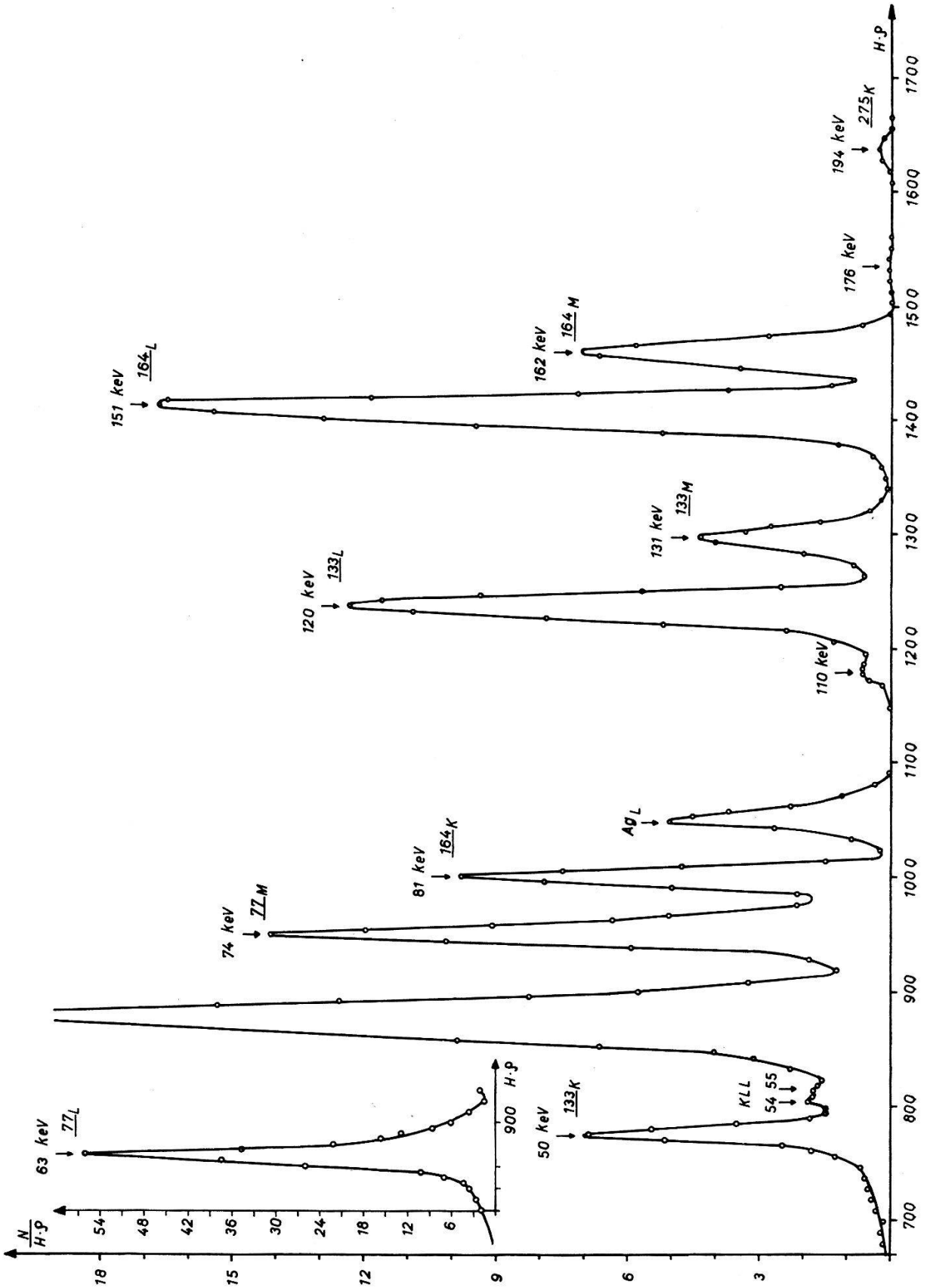

Fig. 1.

Spektrum der Konversions-Elektronen von Hg^{197}. Zählrohrfenster 1,30 mg cm^{-2} Glimmer, Quelle plus Unterlage 0,25 mg cm^{-2}. Die Linien bei 110 keV und 176 keV sind die K- und L-Konversionslinien eines γ-Strahles von 191 keV.

Das β-Spektrum wurde im ganzen Bereich von 6 keV bis 400 keV untersucht. Die Resultate von 6—40 keV tragen eher qualitativen Charakter, da die Absorption in der Zählrohrfolie für diese Energien nur schätzungsweise bekannt ist. Immerhin kann deutlich die Gruppe der LMM- und der LMN-Augerelektronen erkannt werden. Allerdings kann nicht angegeben werden, welche Niveaus in den verschiedenen Schalen daran beteiligt sind. Sicher ist erwiesen, dass Hg^{197} kein kontinuierliches Spektrum, noch Elektronenlinien im

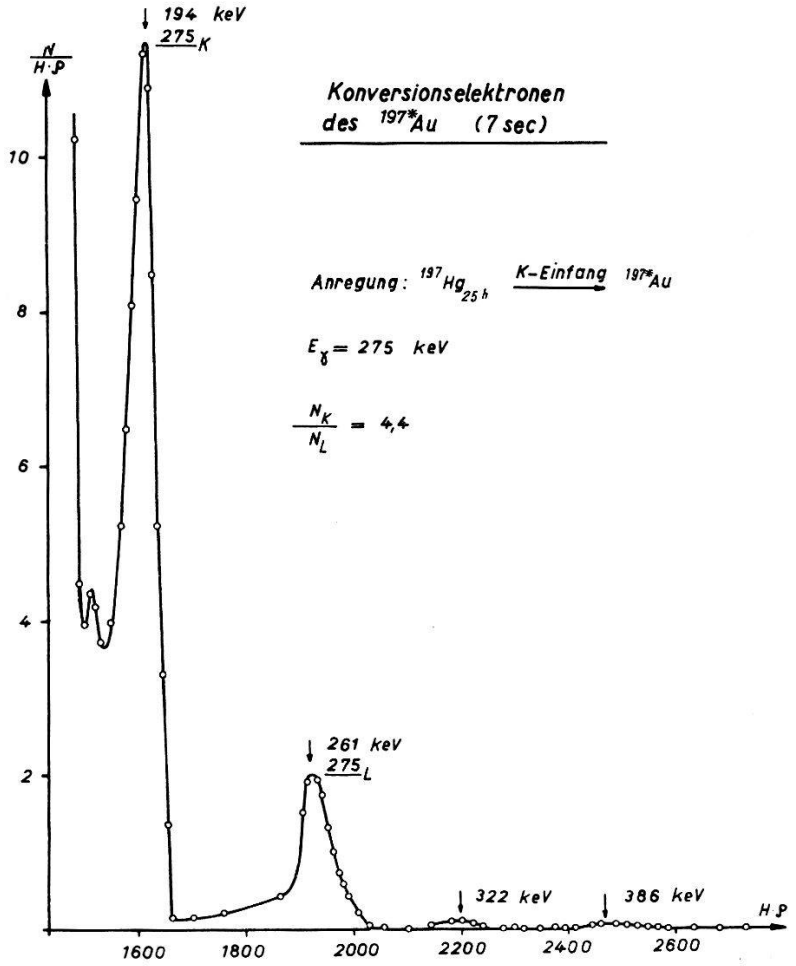

Fig. 2.

Bereich von 11—40 keV aussendet. Das Elektronenspektrum höherer Energien ist in Fig. 1 und Fig. 2 dargestellt. Die Interpretation der Linien geht aus Tabelle I hervor. Bei der Angabe der relativen Fläche der einzelnen Linien ist die Absorption in der Zählrohrfolie berücksichtigt. Die Messungen der Durchlässigkeit für das verwendete Zählrohrfenster werden später beschrieben. Wir haben die zeitliche Abnahme der Elektronenlinien des Hg^{197} gemessen, der Verlauf für die 133_{L+M}- 164_{L+M}- und 275_K-Linien ist in Fig. 3 dargestellt.

Tabelle I.

Interpretation des Konversionselektronenspektrums von Fig. 1 und 2.

Energie in keV	Halbwertszeit	Rel. Fläche zur Zeit $t = 0$	Interpretation	Konvert. in
50	23 h	17,1	133_K	Hg
54, 55	65 h wahrsch.	—	KLL-Auger	Au
63	23 h + 65 h	174,7	77_L	Au
74	23 h + 65 h	47,5	77_M	Au
81	23 h	24,8	164_K	Hg
89	6,7 h	Verunreinigung	L-Konv. von Cd^{107}	Ag
110	23 h + 65 h	—	191_K	Au
120	23 h	41	133_L	Hg
131	23 h	14,2	133_M	Hg
151	23 h	55,3	164_L	Hg
162	23 h	21,5	164_M	Hg
176	n. messb.	—	191_L	Au
194	23 h	0,8	275_K	Au
261	23 h	0,18	275_L	Au
322	ev. K- und L-Konversion			
386	einer γ-Linie von 402 keV.			

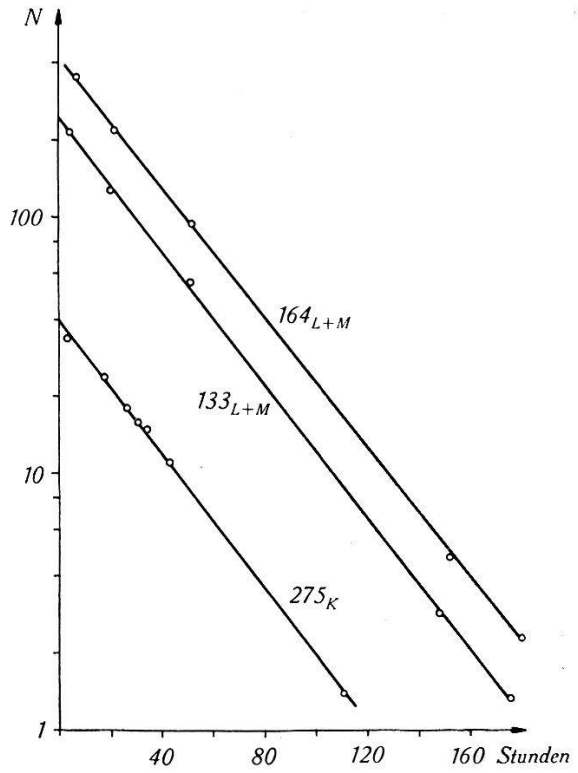

Fig. 3.
Zeitliche Abnahme ($T_{1/2} = 23$ h) der 133_{L+M}-, 164_{L+M}- und der 275_K-Elektronenlinien des Hg^{197}.

Nach diesen Messungen wurde das Spektrometer nochmals geeicht, indem die bekannten Konversionslinien von Au^{198} und J^{131} ausgemessen wurden. Die Genauigkeit der in Tabelle I angegebenen Energie-Werte beträgt $\pm$ 0,5 keV. Die Auswertung zeigt nun, dass die γ-Quanten von 164 keV und 133 keV nicht dem Au, sondern dem Hg zugeordnet werden müssen. Wenn man nämlich die K—L-, die K—M- und die L—M-Differenzen der einzelnen Konversionslinien bildet, ergibt sich eindeutig, dass die 164 keV und die 133 keV γ-Strahlen in einem Hg- und nicht wie bisher angenommen, in einem Au-Atom konvertiert sind[9]).

Tabelle II zeigt die K—L- und die K—M-Differenzen in keV von Au und Hg, wie sie aus Röntgenstrahlmessungen[10]) bekannt sind.

Tabelle II.

K–L- und K–M-Differenzen in keV von Au und Hg.

Atom	K–L_{I}	K–L_{II}	K–L_{III}	K–M_{I}	K–M_{II}	K–M_{III}	K–M_{IV}	K–M_{V}
Au	66,39	67,01	68,83	77,41	77,71	78,00	78,42	78,50
Hg	68,23	68,85	70,78	—	—	80,20	80,65	80,74

In der Tabelle III sind die entsprechenden Messwerte aus verschiedenen Messungen eingetragen.

Tabelle III.

Gemessene K–L-, K–M- und L–M-Differenzen der einzelnen Elektronenlinien von Fig. 1 und 2.

Energie des γ-Strahles in keV	K–L	K–M	L–M
77	—	—	11,2 $\pm$ 0,2
133	70,1 $\pm$ 1,1	80,7 $\pm$ 0,4	10,6 $\pm$ 1,3
164	70,5 $\pm$ 0,3	81,2 $\pm$ 0,9	10,7 $\pm$ 0,8
191	66	—	—
275	67	—	—

Wenn man diese beiden Tabellen vergleicht, ergibt sich mit Bestimmtheit, dass die 133 keV und 164 keV γ-Strahlen Übergängen in einem Hg-Kern zuzuordnen sind. Es lässt sich sogar die Vermutung aussprechen, dass die Anteile des L_{II}- und L_{III}-Niveau an der Konversion grösser sind, als derjenige des L_{I}-Niveau. Leider fehlen aber theoretische Rechnungen bei diesem Z vollständig und auch die Messungen sind nicht ausreichend, um die Mischungsverhältnisse der einzelnen Subschalen zu bestimmen. Der Kern, in dem der

77 keV γ-Übergang stattfindet, kann aus der L—M-Differenz der Konversionselektronen nicht bestimmt werden, da man dazu genau wissen müsste, welche Subschalen an der Konversion beteiligt sind. Immerhin zeigen $(K-e^-)$- und $(K-\gamma)$-Koinzidenzen an $Hg^{197}_{65\,h}$, dass der Übergang wahrscheinlich im Folgeprodukt stattfindet, in diesem Falle also im Au. Die γ-Strahlen von 191 keV und 275 keV sind eindeutig im Au konvertiert.

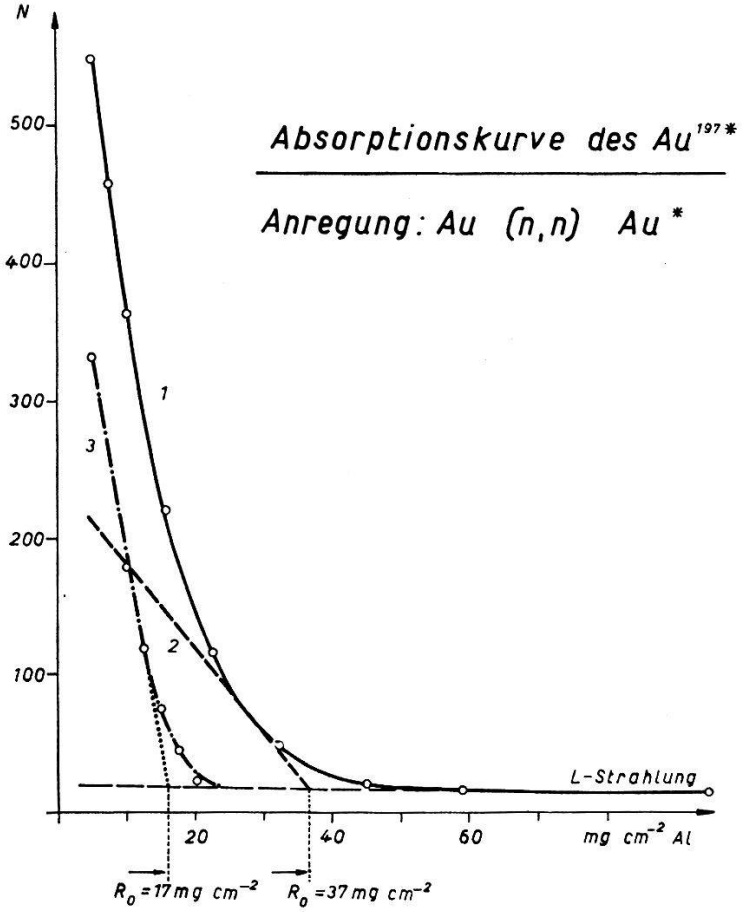

Fig. 4.

Absorptionskurve der Elektronen des Au^{197*} (7,4 sec) .Anregung: Au (n,n) Au*. Präparatdicke 2 mg cm^{-2}. Zählrohrfenster 1,5 mg cm^{-2}. Abstand Quelle–Zählrohr 2 cm. Messung in Luft. Die gemessene Kurve 1 kann in die beiden Anteile 2 und 3 zerlegt werden.

Isomerer Übergang

Der 275 keV γ-Übergang rührt her von einem isomeren Zustand von 7,4 sec HWZ des Au^{197}, der durch K-Einfang von $Hg^{197}_{23\,h}$ gebildet wird. Es ist ja gelungen, dieses Isomer aus der Muttersubstanz $Hg^{197}_{23\,h}$ abzutrennen[11]). Die $K-L$-Differenz stimmt mit der Konversion in Au überein. Es ist sehr wahrscheinlich, dass dieser angeregte Zustand identisch ist mit dem Gold-Isomer Au^{197*}

(ebenfalls 7,4 sec), das durch direkte Anregung von Gold mit Röntgenstrahlen oder durch (n, n)-Prozess erzeugt werden kann. Am Gold-Isomer, das durch letzteren Prozess erzeugt worden war, haben wir folgende Messungen ausgeführt: HWZ 7,4 sec in Übereinstimmung mit WIEDENBECK[5]). Die Absorptionskurve der Elektronen (Präparatdicke 2 mg cm^{-2}) ist dargestellt in Fig. 4. Daraus ist ersichtlich, dass der isomere Zustand mehr als eine Elektronenlinie emittiert, also wahrscheinlich in Kaskade zerfällt. Wir haben daher in einer streuarmen $\beta - \beta$-Koinzidenzanordnung dieses Isomer gemessen und 20mal mehr Koinzidenzen pro Einzelstösse als mit RaE registriert.

Die Absorptionskurve von Fig. 4 kann in zwei Anteile zerlegt werden. Aus den extrapolierten Reichweiten R_0 ergeben sich die

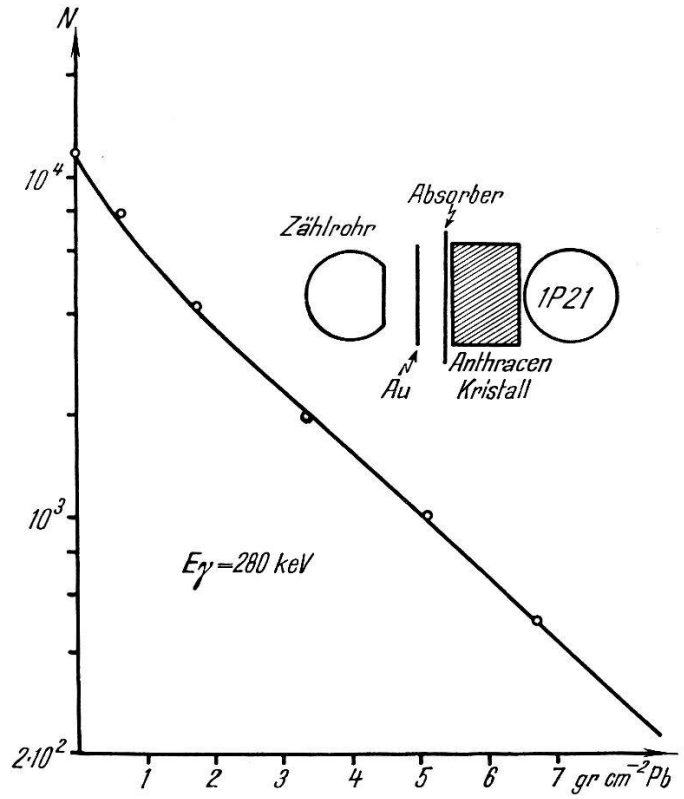

Fig. 5.

zugehörigen Elektronenenergien von ca. 110 keV und 200 keV, was γ-Energien von 190 keV und 280 keV entspricht. Ausserdem haben wir mit einem Anthracen-Scintillationszähler die γ-Absorptionskurve des Isomers gemessen (Fig. 5), indem ein β-Zählrohr als Monitor verwendet wurde. Der Absorptionskoeffizient entspricht einer γ-Energie von 280 keV. Der γ-Strahl von 190 keV hatte im Szintillationszähler eine kleinere Ansprechwahrscheinlichkeit und ist vermutlich stark konvertiert, so dass davon nichts beobachtet

werden konnte. Damit ist gezeigt, dass Halbwertszeit, Elektronen und γ-Energie dieses isomeren Zustandes übereinstimmen mit dem metastabilen Niveau von Au^{197*}, das von $Hg^{197}_{23\,h}$ angeregt wird. Später wird bewiesen, dass dieses sicher in Kaskade zerfällt. Folglich führen beide Anregungsarten zum selben isomeren Zustand von Au^{197*} (7,4 sec).

Genetischer Zusammenhang des $Hg^{197}_{23\,h}$ und des $Hg^{197}_{65\,h}$.

Da die beiden γ-Strahlen von 133 keV und 164 keV in Hg konvertiert sind, liegt die Vermutung nahe, dass der $Hg^{197}_{23\,h}$-Zustand in den Grundzustand $Hg^{197}_{65\,h}$ übergeht. Dies muss durch genaue Halbwertszeit-Messung der 77_{L+M}-Linie im Spektrum der Fig. 1 entschieden

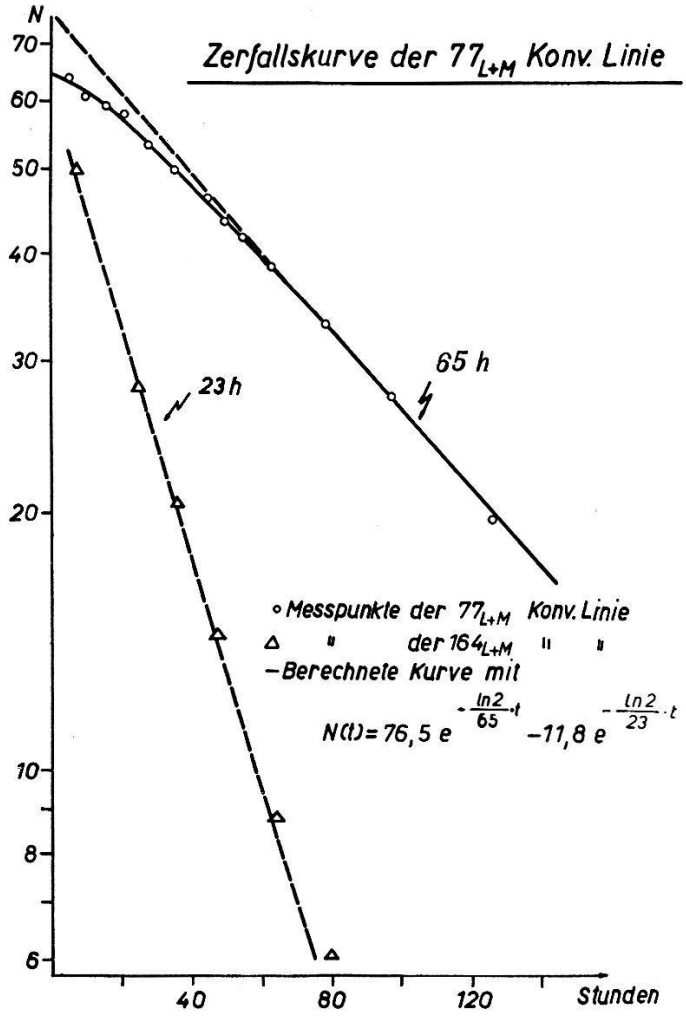

Fig. 6.

werden können. Am besten verfolgt man dazu den zeitlichen Abfall eines zweckmässig definierten oberen Teiles der Fläche dieser Linie. Unsicherheiten in der Form am Fuss der Linie spielen somit keine Rolle. Bei der Ausmessung der Fläche der $(L + M)$-Linie des

77 keV γ-Strahles muss die K-Konversionslinie von Ag, welche in diese Fläche hineinfällt, abgezogen werden[12]). (α_K^{Ag}: $\alpha_L^{Ag} = 0{,}92$). In Fig. 6 ist in einem log- Masstab die 77_{L+M}-Konversionslinie als $N(t)$ eingetragen. Die zur Ausschaltung systematischer Messfehler gleichzeitig gemessene 164_{L+M}-Linie ist ebenfalls eingezeichnet. Während die 164_{L+M}-Linie mit reiner 23h-Periode abklingt, kann aus dem Verlauf der 77_{L+M}-Linie auf einen genetischen Zusammenhang der 23h- mit der 65h-Periode geschlossen werden. Die Abklingkurve kann dargestellt werden durch den Ausdruck

$$N(t) = A \cdot \exp.\left(-\frac{\ln 2}{65} \cdot t\right) - B \cdot \exp.\left(-\frac{\ln 2}{23} \cdot t\right).$$

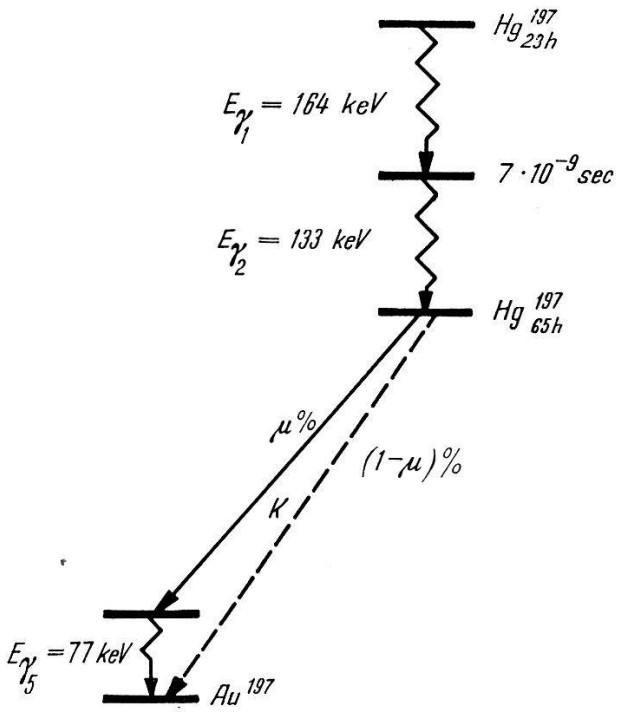

Fig. 7.
Zerfallsschema des Hg^{197}. (Unter Vernachlässigung von intensitätsschwächeren γ-Übergängen, die später diskutiert werden.)

Eine genaue Bestimmung von A und B erhält man, wenn man $N(t) \cdot \exp.\frac{\ln 2}{23} \cdot t$ als Funktion von $\exp.\left\{-(\ln 2)\left(\frac{1}{65} - \frac{1}{23}\right) \cdot t\right\}$ aufträgt. Aus der Neigung der entstehenden Geraden ergibt sich $A = 76{,}5$ und daraus folgt $B = 11{,}8$.

Das Zerfallsschema der Quecksilberisomere nimmt deshalb die in Fig. 7 skizzierte Gestalt an, abgesehen vom K-Einfang des Hg^{197}_{23h}, Sei für $t = 0$ N_a^0 und N_b^0 die Zahl der vorhandenen Hg^{197}_{23h}- bzw. Hg^{197}_{65h}-Kerne. N_a^0 und N_b^0 hängen ab von der Bestrahlungsdauer und den Wirkungsquerschnitten für die Bildung dieser Zustände. Die Zahl

der zerfallenden Atome des Zustandes b pro Zeiteinheit sei Z_b. Es ergibt sich:

$$N(t) = Z_b = N_b \cdot \frac{1}{\tau_b} = N_b^0 \left\{ \left(\frac{1}{\tau_b} + \frac{\beta}{\tau_b - \tau_a} \right) e^{-\frac{t}{\tau_b}} - \frac{\beta}{\tau_b - \tau_a} e^{-\frac{t}{\tau_a}} \right\}$$

$$\text{mit } \beta = \frac{N_a^0}{N_b^0}, \quad \tau_a = \frac{23\text{ h}}{\ln 2} = 33{,}2\text{ h} \text{ und } \tau_b = \frac{65\text{ h}}{\ln 2} = 95{,}2\text{ h}.$$

Diese pro Zeiteinheit zerfallenden $Hg^{197}_{65\,h}$-Zustände müssen mit der Abklingkurve $N(t)$ der 77_{L+M}-Konversionselektronen verglichen werden. Dabei spielen der Raumwinkel des Spektrometers, die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählanordnung und das Verzweigungsverhältnis μ keine Rolle. Man erhält aus der Kurve $N(t)$ für $t = 0$

$$\frac{\dfrac{\beta}{\tau_b - \tau_a}}{\dfrac{1}{\tau_b} + \dfrac{\beta}{(\tau_b - \tau_a)}} = \frac{B}{A} = \frac{11{,}8}{76{,}5} = 0{,}154$$

und daraus die Unbekannte β zu

$$\beta = \frac{N_a^0}{N_b^0} = 0{,}118.$$

Will man nun allerdings dieses Resultat mit direkten Messungen vergleichen, dann muss man die absoluten Konversionskoeffizienten der verschiedenen γ-Übergänge und auch μ kennen. Aus $(\beta - \beta)$-Messungen am $Hg^{197}_{23\,h}$ und $(K-\gamma)$- und $(K-e^-)$-Koinzidenzen am $Hg^{197}_{65\,h}$, die wir später diskutieren werden, ergeben sich die absoluten Konversionskoeffizienten $\varkappa = N_e/N$ zu:

$$Hg^{197}_{23\,h}: \; \gamma_1 = 164\text{ keV} \quad {}_{164}\varkappa = \varkappa_K + \varkappa_L + \varkappa_M = 0{,}95 \pm 0{,}05$$
$$\varkappa_K = 0{,}23 \quad \varkappa_L = 0{,}52 \quad \varkappa_M = 0{,}20$$
$$\gamma_2 = 133\text{ keV} \quad {}_{133}\varkappa = \varkappa_K + \varkappa_L + \varkappa_M = 0{,}68 \pm 0{,}05$$
$$\varkappa_K = 0{,}16 \quad \varkappa_L = 0{,}39 \quad \varkappa_M = 0{,}13.$$

Der Konversionskoeffizient für γ_5 wurde gemessen zu:

$$Hg^{197}_{65\,h}: \gamma_5 = 77\text{ keV}; \; {}_{77}\varkappa = \varkappa_L + \varkappa_M = 0{,}76 \pm 0{,}1; \; \varkappa_L = 0{,}58; \; \varkappa_M = 0{,}18.$$

Bedeutet $\overline{Z}$ die Totalzahl der im Spektrometer gemessenen Konver-

sionselektronen eines γ-Überganges für $t = 0$ und bezeichnen wir mit Γ den Quotienten von $\bar{Z}_{\gamma_5} : \bar{Z}_{\gamma_1}$, dann ist

$$\Gamma = \frac{{}_{77}\bar{Z}}{{}_{164}\bar{Z}} = \frac{\mu \cdot {}_{77}Z_b \cdot {}_{77}\varkappa}{{}_{161}Z_a \cdot {}_{164}\varkappa} = \frac{\mu \cdot {}_{77}\varkappa \cdot \tau_a}{\beta \cdot {}_{164}\varkappa \cdot \tau_b}.$$

Folglich:

$$\mu \cdot {}_{77}\varkappa = \Gamma \cdot \beta \cdot \frac{\tau_b}{\tau_a} \cdot {}_{164}\varkappa = 0{,}69.$$

Durch Bestimmen des Verhältnisses der K- zur γ-Strahlung des $Hg^{197}_{65\,h}$ findet man eine zweite Beziehung zwischen $\varkappa$ und μ. Dazu misst man am besten die Absorptionskurve der γ-Strahlen in Wolfram. Wenn man dieses Resultat mit $\mu \cdot {}_{77}\varkappa = 0{,}69$ kombiniert, so ergibt sich $\mu \sim 1$, d. h. also ${}_{77}\varkappa = 0{,}69$. Der K-Einfang von $Hg^{197}_{65\,h}$ findet also höchstens zu einigen % in den Grundzustand des Au^{197} statt, entsprechend der Genauigkeit der Messungen. Der aus den Spektrometermessungen hergeleitete Konversionskoeffizient ${}_{77}\varkappa = 0{,}69$ stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem früher aus Zählrohr-Koinzidenzmessungen erhaltenen Wert ${}_{77}\varkappa = 0{,}76 \pm 0{,}1$ überein. Daraus kann der Schluss gezogen werden, dass bis auf einige % das gesamte $Hg^{197}_{23\,h}$ in das $Hg^{197}_{65\,h}$ übergeht.

Bestimmung der Konversions-Koeffizienten von γ_1 und γ_2.

Die Bestimmung der Konversionskoeffizienten der γ-Kaskade $E_{\gamma_1} = 164$ keV und $E_{\gamma_2} = 133$ keV erfordert äusserste Sorgfalt. Man kann nur $(e^- - e^-)$-Koinzidenzen zuverlässig messen, da bei den wenigen $(\gamma - \gamma)$- oder $(\gamma - e^-)$-Koinzidenzen die K-Strahlung zu stark stört. Bei $(e^- - e^-)$-Messungen liegt die Hauptschwierigkeit in der genauen Kenntnis der absoluten Absorption der Elektronen im Präparat und der Zählrohrfolie. Wir haben deshalb die Absorptionskurve der gesamten Elektronenstrahlung des Hg^{197} im Vakuum gemessen. In Fig. 8a ist die mit Glimmer aufgenommene Kurve des $Hg^{197}_{23\,h+65\,h}$ aufgetragen, während in Fig. 8b die Absorptionskurve in die beiden Anteile der zwei Hg-Isomere $Hg^{197}_{23\,h}$ und $Hg^{197}_{65\,h}$ zerlegt ist. Aus den Spektrometermessungen ist ersichtlich, dass die $Hg^{197}_{65\,h}$-Elektronen eine mittlere Energie von ca. 66 keV besitzen, während die Elektronengruppen des $Hg^{197}_{23\,h}$ schon grössere Energieunterschiede aufweisen. Berücksichtigt man im wesentlichen die 133_L- und die 164_L-Linie, so entspricht das einer mittleren Elektronenenergie von ca. 140 keV. Diesen Energiewerten entsprechen die in Fig. 8b extrapolierten Reichweiten R_0, welche gut mit den Messungen von VARDER und SCHÖNLAND[13]) u. a. übereinstimmen,

obwohl unsere geometrischen Verhältnisse andere sind. Die Daten unserer Anordnung im Vakuum waren:

Präparat: 6 mm Durchmesser, Schichtdicke 0,2 mg cm^{-2}. Abstand Präparat Zählrohrfenster 30 mm. Absorber 2 mm vor dem Fenster. Zählrohrfenster 0,8 mg cm^{-2} Glimmer von 10 mm Durchmesser.

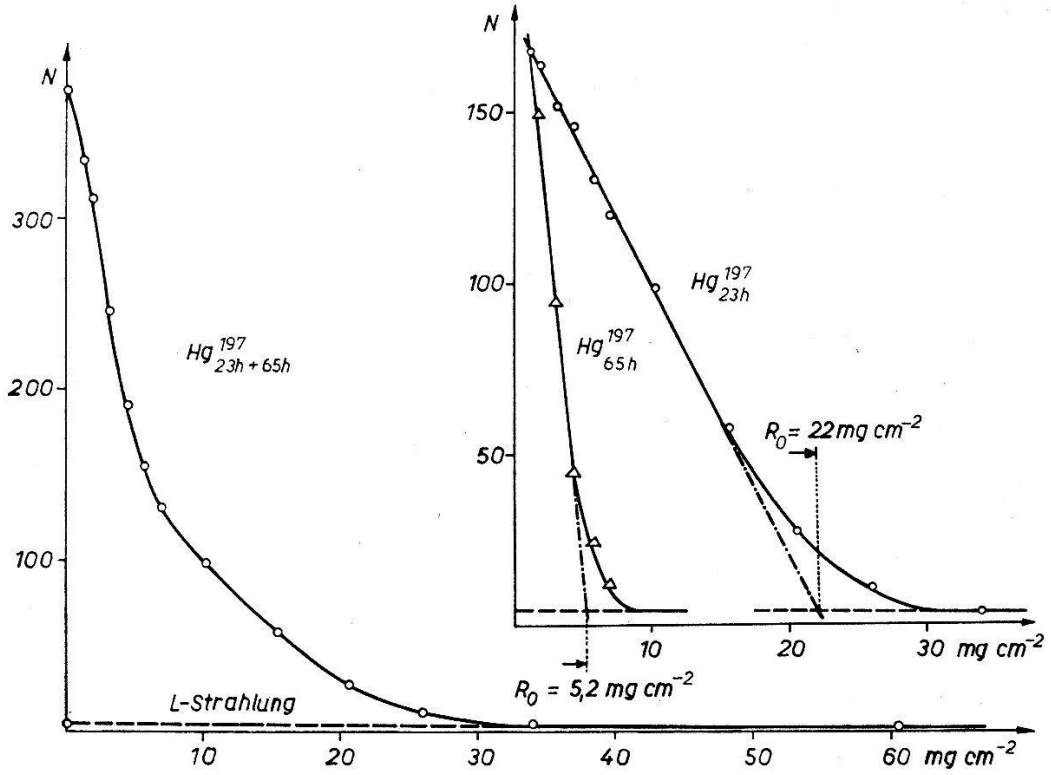

Fig. 8a. Fig. 8b.

Absorptionskurve der im Vakuum gemessenen Elektronenstrahlung des Hg^{197}

Wenn man die Absorption der Elektronen kennt, kann man nun durch $(e^- e^- -)$-Koinzidenzen im Vakuum die Konversionskoeffizienten bestimmen. Der Quotient der Konversionskoeffizienten ergibt sich aus den Spektrometermessungen. Diese Koinzidenzmessungen sind in einer allgemeineren Arbeit über Richtungskorrelationsmessungen von Walter, Huber und Zünti[14]) enthalten. Die Hg^{197}_{23h} γ-Kaskade weist eine starke Richtungsanisotropie der L-Konversionselektronen auf. Mittelt man die gemessenen Koinzidenzen über den gesamten Winkelbereich, so kann der Konversionskoeffizient bestimmt werden. Zur Vereinfachung der Messungen hatte das verwendete Zählrohr ein Glimmerfenster von 7 mg cm^{-2} Damit werden die K-Elektronen der 25h-Periode und die Hg^{197}_{65h}-Elektronen abgeschnitten. Der Anteil der K- und L-Strahlung kann mit einem Kohle-Absorber leicht ermittelt werden. Es sei: N die Zahl der pro sec zerfallenden Hg^{197}_{23h}-Kerne; ω, $\varepsilon_{Z.R.}$ und f Raum-

winkel, Ansprechwahrscheinlichkeit und Durchlässigkeit der Zählrohre für Elektronen; η Koinzidenz-Wirkungsgrad der Anordnung; K, Z die gemessenen Koinzidenzen und Einzelstösse und

$$\varrho = \frac{{}_{164}\varkappa_{L+M}}{{}_{133}\varkappa_{L+M}}$$

dann ergibt sich

$$K = 2 \cdot N \cdot {}_{133}\varkappa_{L+M} \cdot \omega_1 \cdot \varepsilon \cdot f \cdot {}_{164}\varkappa_{L+M} \cdot \omega_2 \cdot \varepsilon \cdot f \cdot \eta \,.$$

$$Z_1 = N\left({}_{133}\varkappa_{L+M} + {}_{164}\varkappa_{L+M}\right) \cdot \omega_1 \cdot \varepsilon \cdot f \,.$$

Und daraus

$${}_{164}\varkappa_{L+M} = \frac{K}{2\,Z_1} \cdot \frac{1+\varrho}{\omega_2 \cdot f \cdot \varepsilon \cdot \eta} \,.$$

Wenn man die aus der oben erwähnten Arbeit erhaltenen Messwerte hier einsetzt, so findet man die eingangs erwähnten Konversionskoeffizienten. Dabei war der Raumwinkel bei den Messungen $\omega_1 \sim \omega_2 = {}^1/_{200}$ und $\varepsilon \cdot \eta$ wurde bei der verwendeten Anordnung ($\tau = 2{,}5 \cdot 10^{-7}$ sec) zu $\varepsilon \cdot \eta = 0{,}81$ gemessen.

Apparatur zur Messung von $\beta - \beta$-Koinzidenzen.

Wir haben nun weiter das Hg^{197} auf $\beta - \beta$-Koinzidenzen näher untersucht, speziell, um auch festzustellen, ob der 7,4 sec Au^{197*}-Zustand in Kaskade zerfällt. Dazu wurde das magnetische Linsenspektrometer so umgebaut, dass man damit $\beta - \beta$-Koinzidenzen messen kann. In Fig. 9 ist die Anordnung prinzipiell dargestellt,

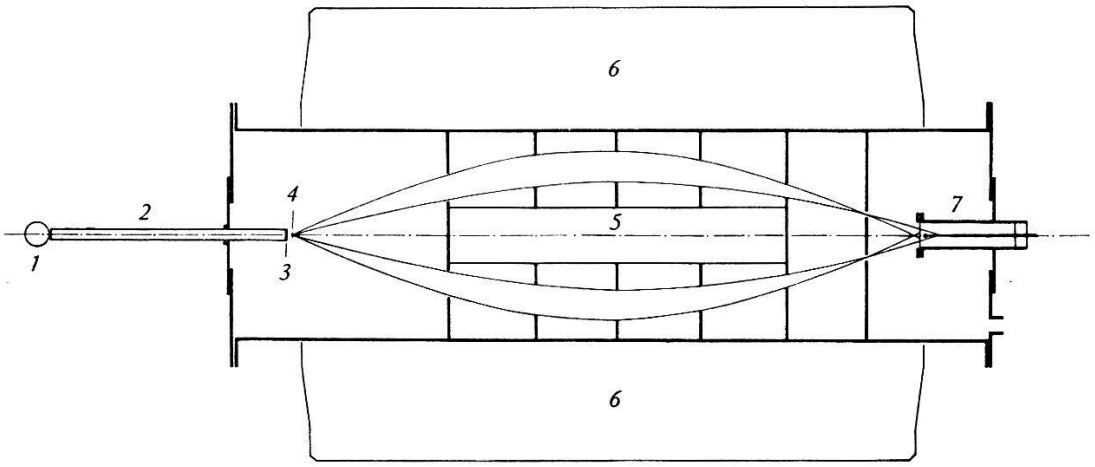

Fig. 9.
Anordnung für $\beta - \beta$-Koinzidenzen.
1 Photomultiplier (1 P 21). 2 Lichtleiter. 3 Anthracen-Kristall.
4 Quelle. 5 Bleizylinder. 6 Magnetwicklung. 7 Zählrohr.

nähere Angaben werden in einer ausführlichen Arbeit in den H.P.A. erscheinen. In einem Abstand von 6,2 mm zum Spektrographenpräparat wurde ein Anthracenkristall montiert. (Durchmesser 12 mm, Dicke 1,5 mm). Damit der Multiplier ausserhalb des Magnetfeldes des Spektrographen arbeiten kann, wurden die Lichtimpulse über einen Lucit-Lichtleiter von 24 cm Länge der 1P21 zugeführt. Auf diese Weise können Koinzidenzen des Scintillationszählers und des Z. R. des Spektrometers registriert werden. Diese Anordnung hat sich als sehr empfindlich erwiesen, um $\beta - \beta$-Koinzidenzen zu registrieren. In Fig. 10 ist beispielsweise ein Zerfallschema angenommen, das auf $\beta - \beta$-Koinzidenzen untersucht

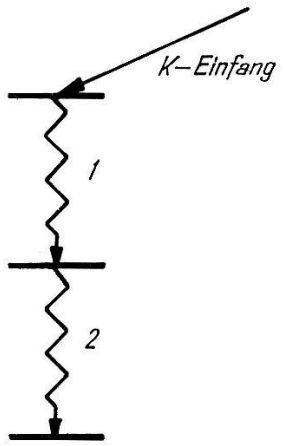

Fig. 10.
Hypothetisches Zerfallsschema.

werden soll, wobei die Lebensdauer des mittleren Niveaus vernachlässigbar klein sei. Wenn wir im Z. R. eine Konversionslinie von 1 messen, so registrieren wir $\beta - \beta$-Koinzidenzen zwischen dieser Linie und den Konversionselektronen des Überganges 2, die im Scintillationszähler mitgemessen werden. Bei den folgenden Betrachtungen soll der Untergrund, herrührend durch γ-Strahlen, der mit Kohleabsorber ermittelt werden kann, bereits abgezogen sein. Es bedeute:

N Zahl der Zerfälle pro Zeiteinheit.

Z Zahl der pro Zeiteinheit registrierten Stösse im Maximum einer Konversionslinie.

Z_{Sc} Stosszahl des Scintillationszählers pro Zeiteinheit.

ω_{Sp} Raumwinkel des Spektrometers (geometrisch).

ω_{Sc} Raumwinkel des Scintillationszählers.

$f(E)$ Durchlässigkeit des Z. R.-Fensters für Elektronen der Energie E.

$\varepsilon(E)$ bezw. $\varepsilon(H\varrho)$ Ansprechwahrscheinlichkeit des Scintillationszählers für Elektronen der Energie E.

$\varepsilon_{Z.R.}$ Empfindlichkeit des Z. R. für Elektronen (gemessen zu 92%).

$\varkappa$ Konversionskoeffizienten der γ-Übergänge $\varkappa = N_e/N$.

${}_1K_K$ Registrierte Koinzidenzen, wenn das Maximum der K-Linie des Überganges 1 im Z.R. gemessen wird, analog für die andern Linien.

η Koinzidenz-Wirkungsgrad der Anordnung.

Es wird die Stosszahl im Scintillationszähler:

$$Z_{Sc} = N \cdot \omega_{Sc}({}_1\varkappa_K \cdot {}_1\varepsilon_K + {}_1\varkappa_L \cdot {}_1\varepsilon_L + \cdots {}_2\varkappa_K \cdot {}_2\varepsilon_K + \cdots)$$

und diejenige im Z. R.:

$${}_1Z_K = N \cdot {}_1\varkappa_K \cdot \varepsilon_{ZR} \cdot \omega_{Sp} \cdot {}_1f_K$$

entsprechend für das Maximum der K-Linie des Überganges 2

$${}_2Z_K = N \cdot {}_2\varkappa_K \cdot \varepsilon_{ZR} \cdot \omega_{Sp} \cdot {}_2f_K \,.$$

Die sogenannte Spektrometer-Selektionskurve

$$F\left(\frac{p}{p_0}\right) = F\left\{\frac{(H\varrho)}{(H\varrho)_0}\right\}$$

die in ${}_1Z_K$ usw. als Faktor auftreten würde, hat im Maximum jeder Linie den konstanten Wert 1, d. h. die dort gemessene Stosszahl ist genau prop. der Anzahl der Konversionselektronen eines γ-Überganges. Für die Anzahl der Koinzidenzen findet man, z. B. wenn das Maximum der K-Linie des Überganges 1 im Z.R. gemessen wird.

$$\begin{aligned} {}_1K_K &= N \cdot {}_1\varkappa_K \cdot \omega_{Sp} \cdot \omega_{Sc} \cdot \eta \cdot \varepsilon_{ZR} \cdot {}_1f_K({}_2\varkappa_K \cdot {}_2\varepsilon_K + {}_2\varkappa_L \cdot {}_2\varepsilon_L + {}_2\varkappa_M \cdot {}_2\varepsilon_M) \\ &= {}_1\varkappa_K \cdot \omega_{Sc} \cdot \eta \cdot {}_1f_K \left\{ {}_2Z_K \frac{{}_2\varepsilon_K}{{}_2f_K} + {}_2Z_L \cdot \frac{{}_2\varepsilon_L}{{}_2f_L} + {}_2Z_M \cdot \frac{{}_2\varepsilon_M}{{}_2f_M} \right\}. \qquad \text{I} \end{aligned}$$

Für die Auswertung ist es sehr bequem die Grösse

$$Z^* = Z \cdot \frac{\varepsilon(H\varrho)}{f(H\varrho)}$$

zu bilden. Man hat folglich die Messwerte mit der Empfindlichkeit des Kristalls $\varepsilon(H\varrho)$ zu multiplizieren und durch die Durchlässigkeit $f(H\varrho)$ des Z. R. zu dividieren. Wenn man andererseits die gemessenen Koinzidenzen ebenfalls durch $f(H\varrho)$ dividiert, also den Ausdruck bildet:

$${}_1K_K^* = \frac{{}_1K_K}{{}_1f_K} = \frac{K(H\varrho)}{f(H\varrho)}$$

dann wird obige Gleichung

$$\underline{{}_1K_K^* = {}_1\varkappa_K \cdot \omega_{Sc} \cdot \eta \left\{ {}_2Z_K^* + {}_2Z_L^* + {}_2Z_M^* \right\}.} \qquad \text{II}$$

Das heisst, man kann durch Messen der Koinzidenzen und der Einzelstösse des eingangs betrachteten Zerfallsschemas die Kon-

versionskoeffizienten der beiden γ-Übergänge ermitteln. Voraussetzung dafür ist die Kenntnis des Raumwinkels ω_{Sc} des Scintillationszählers, dessen Empfindlichkeit $\varepsilon(H\varrho)$, die Durchlässigkeit $f(H\varrho)$ des Z. R.-Fensters und der Koinzidenz-Wirkungsgrad η der Anordnung. Bildet man den Quotienten

$$\frac{{}_1K_K}{{}_1Z_K} = \omega_{Sc} \cdot \eta \left({}_2\varkappa_K \, {}_2\varepsilon_K + {}_2\varkappa_L \, {}_2\varepsilon_L + {}_2\varkappa_M \cdot {}_2\varepsilon_M\right) = \omega_{Sc} \cdot \eta \cdot \sum_{i=K,L,M} {}_2\varkappa_i \cdot {}_2\varepsilon_i \qquad \text{III}$$

so ergibt das Experiment die Produktsumme

$$\sum_{i=K,L,M} \varkappa_i \, \varepsilon_i$$

des Partners. Aus der Messung des Einzelstoss-Spektrums erhält man unmittelbar das Verhältnis der Konversionskoeffizienten, nämlich

$$\varkappa_K : \varkappa_L : \varkappa_M = \frac{Z_K}{f_K} : \frac{Z_L}{f_L} : \frac{Z_M}{f_M}.$$

Wenn man dieses Ergebnis mit Gleichung III kombiniert, so ergeben sich sofort die absoluten Konversionskoeffizienten des Partners. Insbesondere muss auch der Ausdruck

$$\frac{{}_1K_K}{{}_1Z} \leqslant \omega_{Sc} \cdot \eta \cdot \varepsilon_{\max} \qquad \text{IIIa}$$

sein, wenn der Übergang 1 nur in Kaskade mit einem Übergang 2 ist. In den meisten Fällen wird man nicht die Maxima der einzelnen Konversionslinien zur Auswertung benützen, wie in den vorangehenden Gleichungen vorausgesetzt, sondern der grösseren Genauigkeit wegen, deren Flächen. Entsprechend der Theorie des Linsenspektrometers dividiert man alle Messwerte durch $H\varrho$ und integriert über die Linien. Die Gleichung (II) gilt dann unverändert auch für die Flächen:

$$\int {}_1K_K^* \frac{d(H\varrho)}{H\varrho} = {}_1\varkappa_K \cdot \omega_{Sc} \cdot \eta \left\{ \sum_{i=K,L,M} \int {}_2Z_i^* \cdot \frac{d(H\varrho)}{H\varrho} \right\}$$

$$= {}_1\varkappa_K \cdot \omega_{Sc} \cdot \eta \int {}_2Z^* \cdot \frac{d(H\varrho)}{H\varrho} \qquad \text{IV}$$

wobei durch Weglassen des Indexes i angedeutet werden soll, dass die Integration über sämtliche Konversionslinien des Überganges 2 erfolgt. Wenn man ebenfalls alle Konversionslinien des Überganges 1

für die Auswertung ausnützen will und sich erinnert, dass ${}_1\varkappa = {}_1\varkappa_K + {}_1\varkappa_L + {}_1\varkappa_M$, so ergibt sich abschliessend

$$\int {}_1K^* \cdot \frac{d(H\varrho)}{H\varrho} = {}_1\varkappa \cdot \omega_{Sc} \cdot \eta \cdot \int {}_2Z^* \cdot \frac{d(H\varrho)}{H\varrho} . \qquad \text{V}$$

Diese Gleichung lässt sich leicht verallgemeinern auf Koinzidenzen von Konversionslinien bei komplizierteren Zerfallsschemata, ebenso auf die Anwesenheit eines Elektronen-Spektrums. Man sieht daraus, dass diese Koinzidenzanordnung ein überaus wertvolles Hilfsmittel ist, um Koinzidenzen von Elektronen bestimmter Energie zu registrieren und daraus Rückschlüsse auf die Konversion zu ziehen.

Messungen der Grössen, die notwendig sind, um Gleichungen I—V auszuwerten.

A. Bestimmung der Durchlässigkeit $f(H\varrho)$ des Z. R.-Fensters für Elektronen mit Energien $E > 50$ keV.

Verwendet man im Z. R. ein Formvarfenster von $\sim 0{,}2$ mg cm^{-2}, so ist für die oben erwähnten Elektronenenergien die Durchlässigkeit $f(H\varrho) = 1$. Mit diesem Z. R. haben wir im Spektrometer die

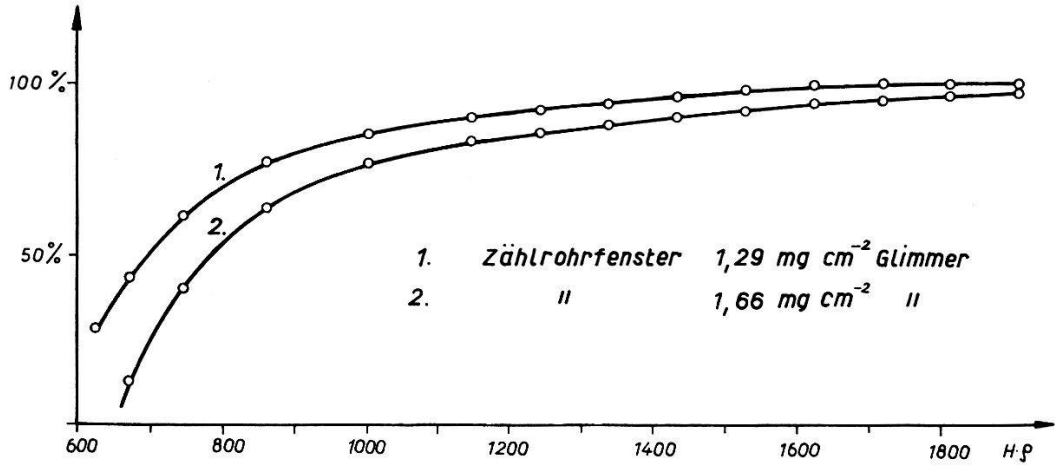

Fig. 11.

Kurve der Durchlässigkeit für Elektronen, gemessen für 2 verschieden dicke Glimmerfenster.

Stosszahl eines Co^{60}-Präparates bei verschiedenen Elektronenenergien ausgemessen. Die Durchlässigkeit für ein dickeres Z. R.-Fenster wurde durch Vergleich mit diesen Werten ermittelt. Die Kurve der Durchlässigkeit für 2 verschieden dicke Glimmerfenster zeigt Fig. 11.

B. Bestimmung der Empfindlichkeit $\varepsilon(H\varrho)$ des Scintillationszählers für Elektronen[15]) *($E > 50$ keV).*

Obwohl diese Empfindlichkeitskurve nur für unsere Apparatur Gültigkeit besitzt, ist die zu dieser Bestimmung angewandte Methode sehr einfach, und daher von allgemeinerem Interesse. Da wir uns hier nur für Elektronen mit Energien $E > 50$ keV interessierten, haben wir auf Kühlung des Multipliers verzichtet und arbeiten bei 14° Celsius und 860 Volt. Inzwischen ist von RAMLER und FREEDMAN [16]) gezeigt worden, dass man gute Ansprechwahrscheinlichkeit für kleine Elektronenenergien erhält, wenn man den Multiplier kühlt und bei etwas höheren Spannungen arbeitet. Auch bei unseren Betriebsbedingungen sind die Ansprechwahrscheinlichkeiten für $E > 50$ keV gut, wobei es sehr praktisch ist, nur mit Wasserkühlung zu arbeiten. Die Methode zur Bestimmung von $\varepsilon(H\varrho)$ ist ganz ähnlich, wie bei der Messung von $f(H\varrho)$. Die ganze Scintillationsanordnung kann nämlich an Stelle des Z. R. in das Spektrometer eingeschoben werden. Auf diese Weise konnten wir

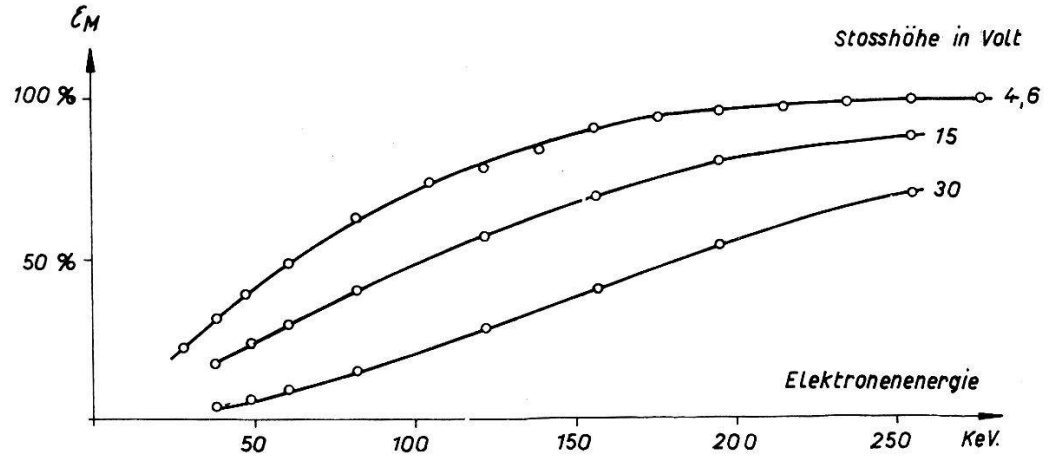

Fig. 12.
Ansprechwahrscheinlichkeit eines Anthracen-Scintillationszählers für Elektronen.

wieder mit Co^{60} Vergleichsmessungen anstellen zwischen den Stosszahlen des Formvar-Fensterzählrohrs und dem Scintillationszähler für verschiedene Elektronenenergien. Entsprechende Blenden sorgten in beiden Fällen für identische Geometrie. Beim Vergleich der beiden Stosszahlen ist die Ansprechwahrscheinlichkeit des Z. R. von $\varepsilon_{Z.R.} = 92\,\%$ in Rechnung zu setzen. Die erhaltenen Empfindlichkeitskurven für 3 verschiedene Stosshöhe (Diskriminator)-Einstellungen sind in Fig. 12 dargestellt. Dabei betrug der Nulleffekt bei den Stosshöhe-Einstellungen: 4,6 V, 15 V und 30 V resp. 800/min., 300/min. und 30/min. Wir haben denselben Kristall (1 mm Dicke) für alle in dieser Arbeit beschriebenen Messungen benützt und nach 4 Monaten hatte sich dessen Empfindlichkeit $\varepsilon(H\varrho)$ nicht verändert.

C. Bestimmung des Koinzidenz-Wirkungsgrades η der β—β-Anordnung.

Der Koinzidenz-Wirkungsgrad η der Anordnung hängt im wesentlichen von der Verzögerungszeit des Z. R. ab. Er kann hier nicht so einfach, wie bei Zählrohren sonst üblich, mit einer Durchstrahlmethode bestimmt werden. Wir haben deshalb einfach wahre Koinzidenzen als Funktion des Auflösungsvermögens gemessen. Wenn für schlechte Auflösungsvermögen $\eta = 1$ angenommen werden kann, so ergibt sich bei dem verwendeten Auflösungsvermögen $\tau = 2{,}3 \cdot 10^{-7}$ sec der Koinzidenz-Wirkungsgrad der Anordnung zu $\eta = 0{,}95$.

D. Bestimmung des Raumwinkels ω_{Sc} des Scintillationszählers.

Die mit der Koinzidenzanordnung verwendeten Präparate hatten einen Durchmesser von 6 mm, der Kristall einen solchen von 12 mm. Bei einem Abstand von 6,2 mm zwischen Präparat und Kristall errechnet sich ein Raumwinkel $\omega_{Sc} = \Omega_{Sc}/4\pi = 14\%$. Wenn andererseits 2 Konversionslinien von einer Kaskade herrühren, deren Konversionskoeffizienten bekannt sind, kann man Gleichung V auch dazu benützen, um den Raumwinkel des Scintillationszählers zu bestimmen. Eine solche Messung ergab für $\omega_{Sc} = 12{,}5\%$ in Übereinstimmung mit obigem Wert.

Koinzidenzmessungen an Hg^{197} im Spektrometer.

Mit der oben beschriebenen Apparatur haben wir nun das Hg^{197} eingehend untersucht im Bereich von 40 keV bis 300 keV. Das Einzelstoss-Spektrum sowie die gemessenen Koinzidenzen sind in Fig. 13 dargestellt. Alle Messwerte sind durch $H\varrho$ dividiert und mit den entsprechenden HWZ auf $t = 0$ korrigiert. Wie zu ersehen ist, wurden bei jeder Linie Koinzidenzen gemessen und wir haben besonders sorgfältig geprüft, dass es sich um wahre Koinzidenzen handelt. Koinzidenzen gestreuter Elektronen sind ausgeschlossen, da sie nicht Anlass zu Linien geben können. Eine besondere Art von Störkoinzidenzen möchten wir erwähnen: Die bei Z. R.-Entladungen auftretenden Lichtquanten konnten durch mehrfache Reflexion am Blendensystem des Spektrometers in den Multiplier gelangen und täuschten so eine konstante Koinzidenzrate von 0,13% vor. Daraufhin haben wir den Anthracenkristall mit einer 0,2 mg cm^{-2} Ag-Folie abgedeckt, welche gleichzeitig als Lichtreflektor für die Scintillationsimpulse wirkt. Die störenden Koinzidenzen konnten damit auf 0,01% herabgedrückt werden.

A. Koinzidenzen der γ-Kaskade $E_{\gamma_1} = 164$ keV und $E_{\gamma_2} = 133$ keV des Hg^{197}_{23h}.

Diese γ-Kaskade, von der aus Z. R.-Messungen vieles bekannt ist[9]), kann dazu dienen, unsere Koinzidenzanordnung auf ihre Brauchbarkeit zu prüfen. Es liess sich dabei erstmals mit Bestimmtheit beweisen, dass die mit 133_K, 133_L und 133_M, und die mit 164_K, 164_L und 164_M bezeichneten Konversionslinien wirklich die K-, L-

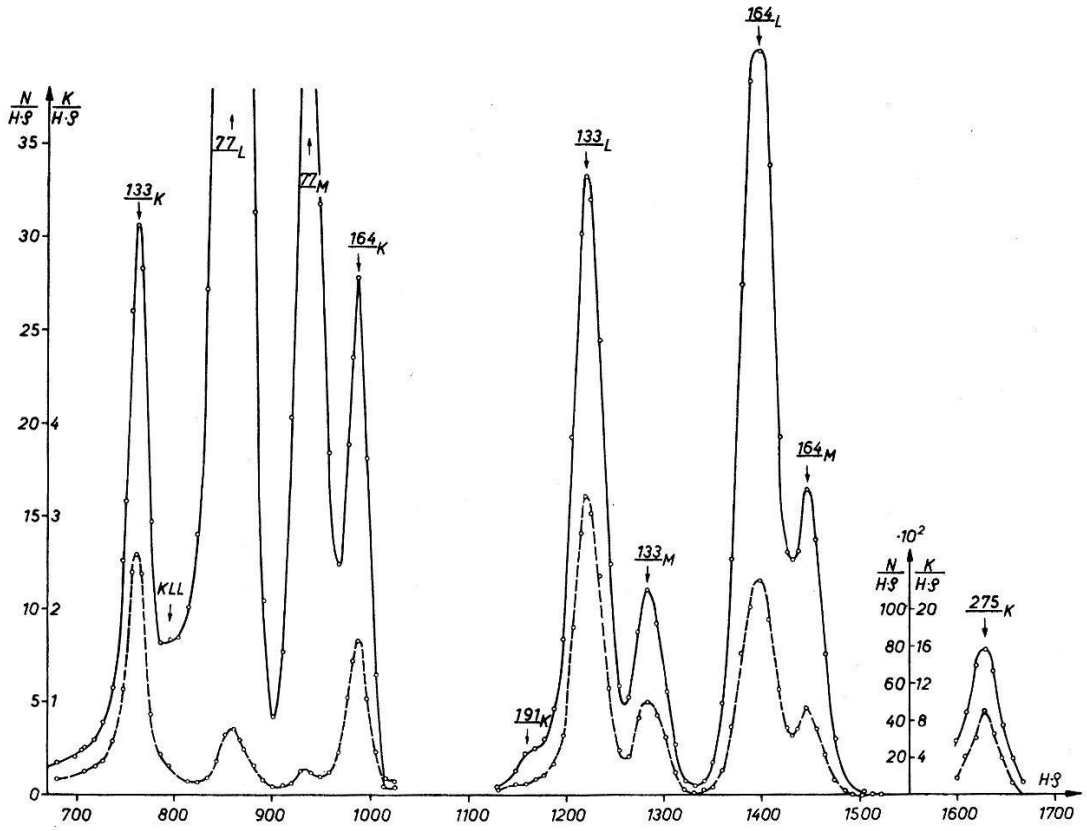

Fig. 13.
Einzelstoss-Spektrum und gemessene $\beta-\beta$-Koinzidenzen von Hg^{197}.
— Einzelstösse - - - Koinzidenzen.

und M-Konversionen zweier γ-Strahlen sind, die von einem Kaskadenzerfall herrühren, d. h. also dass obige Interpretation der Linien richtig ist. Bildet man nämlich nach Gleichung III das Verhältnis

$$\frac{{}_{133}K_K}{{}_{133}Z_K} = \omega_{Se} \cdot \eta \sum_{i=K,L,M} {}_{164}\varkappa_i \cdot {}_{164}\varepsilon_i ,$$

so muss dieses Verhältnis sowohl für die K-, L-, als auch für die M-Konversionslinie eines γ-Überganges konstant sein. Wir konnten dies auf $\pm 2\%$ genau bestätigen. Mit Z. R.-Messungen sind solche Bestätigungen unmöglich.

Bei dieser γ-Kaskade registriert man eine besonders hohe Koinzidenzrate, entsprechend den grossen Konversionskoeffizienten der Übergänge. Wenn man die Koinzidenzmessungen der Fig. 13 nach der Gleichung V auswertet, so ergibt sich:

$$\frac{\int {}_{164}K^* \cdot \frac{d(H\varrho)}{H\varrho}}{\int {}_{133}Z^* \cdot \frac{d(H\varrho)}{H\varrho}} = {}_{164}\varkappa \cdot \omega_{Sc} \cdot \eta = 0{,}112 \quad \text{und}$$

$$\frac{\int {}_{133}K^* \cdot \frac{d(H\varrho)}{H\varrho}}{\int {}_{164}Z^* \cdot \frac{d(H\varrho)}{H\varrho}} = {}_{133}\varkappa \cdot \omega_{Sc} \cdot \eta = 0{,}093\,.$$

Daraus ergibt sich durch Division sofort:

$$\varrho = \frac{{}_{133}\varkappa}{{}_{164}\varkappa} = 0{,}82 \pm 0{,}08\,.$$

Wenn man dieses Resultat mit den Spektrometer-Einzelstossmessungen vergleicht, die ja das Verhältnis $\varrho = 0{,}75$ direkt liefern, so findet man Übereinstimmung. Wenn man andererseits ${}_{164}\varkappa = 0{,}95$ aus den Zählrohrmessungen übernimmt, so kann aus obigen Werten $\omega_{Sc} = 13{,}5\,\%$ ermittelt werden, in guter Übereinstimmung mit dem früher rechnerisch bestimmten Wert von 14%.

B. Koinzidenzen des Hg^{197}_{65h}.

Lässt man das Hg^{197}_{23h} vollständig abklingen, so bleiben im Spektrometer neben den Augerlinien nur noch 4 messbare Linien übrig, nämlich 77_L, 77_M, 191_K und 191_L, welche mit 65h abfallen. Erst dann kann man die 191_L-Linie zuverlässig messen, da sie vorher in den Fuss der 133_L-Linie fällt. Aus Einzelstossmessungen findet man ${}_{191}\varkappa_K : {}_{191}\varkappa_L = 6{,}7:1$. Die Messung ergibt Koinzidenzen bei allen 4 Konversionslinien und es zeigt sich, dass die beiden γ-Übergänge $\gamma_4 = 191$ keV und $\gamma_5 = 77$ keV in Kaskade sind, wie in Fig. 14 eingezeichnet ist.

Es ist klar, dass die 77_{L+M}-Konversionslinien in Koinzidenz mit den *KLL*-Augerelektronen des *K*-Einfanges sein müssen. Diesen Anteil kann man leicht durch einen Glimmerabsorber von 6,4 mg cm^{-2} vor dem Scintillationszähler ermitteln. Mit diesem Absorber, der alle *KLL*-Augerelektronen absorbiert, werden die Koinzidenzen bei der 77_{L+M}-Linie um ca. 25% reduziert; der Rest ist der 191_{K+L}-Linie zuzuschreiben. Aus Koinzidenzmessungen der 77_L-Linie mit

Glimmerabsorber, und den gemessenen Einzelstössen der 191_{K+L}-Linie erhält man unmittelbar nach Gleichung V den Konversionskoeffizienten ${}_{77}\varkappa = 0{,}7$. (Dabei muss die Ansprechwahrscheinlichkeit des Scintillationszählers mit Glimmerabsorber gemessen werden.) Dieser Wert stimmt gut mit dem früher aus Z. R.-Messungen bestimmten ${}_{77}\varkappa = 0{,}76 \pm 0{,}1$ überein und ist eine Bestätigung dafür, dass die beiden γ-Linien von 77 keV und 191 keV in Kaskade sind. λ und μ in Fig. 14 können erst ermittelt werden, wenn der Konversionskoeffizient von γ_4 bekannt ist.

Beides soll im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

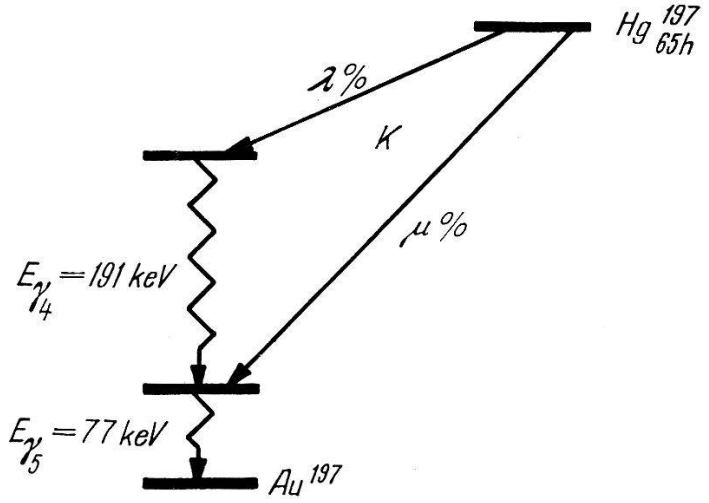

Fig. 14.

Zerfallsschema des $Hg^{197}_{65\,h}$.

C. Koinzidenzen des Au^{197*}.

Anregung: $Hg^{197}_{23\,h} \rightarrow Au^{197*}$ (7,4 sec).

Bei den folgenden Messungen handelt es sich nur um ca. 3% der Übergänge des $Hg^{197}_{23\,h}$. Es ist daher ausgeschlossen, auf Grund von Zählrohr-Koinzidenz-Messungen Aussagen zu machen, da eventuell vorhandene Koinzidenzen durch die in *A* beschriebene γ-Kaskade vollständig verdeckt sind. Aus Fig. 13 ersieht man aber mit Bestimmtheit, dass der isomere Zustand in Kaskade zerfällt. Wenn man für die 275_K-Linie das Verhältnis von Koinzidenzen und Einzelstössen bildet, so ergibt sich der Wert ${}_{275}K_K/{}_{275}Z_K = 0{,}10$. Vergleicht man dieses Ergebnis mit Gleichung IIIa, so sieht man, dass der isomere Zustand mit mehr als einem Partner in Kaskade zerfallen muss. Zur Bestimmung der Partner wurden eine Reihe von Messungen gemacht, deren Resultate im Zerfallsschema des Hg^{197} (Fig. 15) enthalten sind.

a) Qualitative Resultate.

Es zeigt sich, dass der isomere Zustand in Kaskade mit den γ-Strahlen γ_4 und γ_5 zerfällt. (Fig. 14). Diese γ-Strahlen müssen also einen kleinen Anteil einer 23h-Periode aufweisen. Wenn die 191_K-Linie im Spektrometer-Zählrohr gemessen wird, zeigen Koinzidenz-Messungen folgendes: Wie in B besprochen, ist diese Linie in Kaskade mit der 77_{L+M}-Linie (65 h). Eliminiert man diesen Anteil durch einen Absorber von 6,4 mg cm^{-2}, so registriert man noch Koinzidenzen, die einer härteren Elektronenlinie zuzuordnen sind, wahrscheinlich der 275_{K+L}-Linie des isomeren Überganges. Ebenso gehen diese Koinzidenzen mit einer HWZ von $\sim$ 20 h.

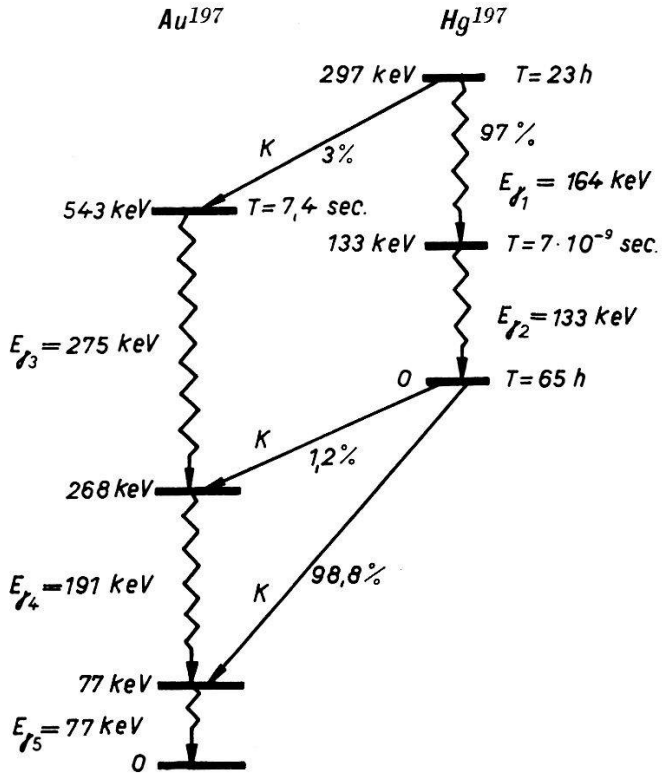

Fig. 15.
Zerfallsschema von Hg^{197}.

b) Quantitative Resultate.

Aus Koinzidenz- und Einzelstoss-Messungen (Glimmer-Absorber 6,4 mg cm^{-2}) der 275_K-Linie des isomeren Überganges lässt sich gemäss Gleichung III eine Aussage über die Konversion der 191 keV γ-Linie machen. Die Koinzidenzen mit der 77_{L+M}-Linie sind durch den Absorber eliminiert. Man findet daher

$$\frac{{}_{275}K_K}{{}_{275}Z_K} = \omega_{Sc} \cdot \eta \cdot {}_{191}\varkappa \cdot {}_{191}\bar{\varepsilon} \quad \text{mit} \quad {}_{191}\bar{\varepsilon} = {}_{191}\varepsilon_K \cdot \frac{{}_{191}\varkappa_K}{{}_{191}\varkappa} + {}_{191}\varepsilon_L \cdot \frac{{}_{191}\varkappa_L}{{}_{191}\varkappa}.$$

Misst man die Koinzidenzen (Glimmerabsorber) bei der 77_L-Linie und die Einzelstösse ${}_{191}Z_{K+L}$, so kann man nach Gleichung I die Grösse $\eta \cdot \omega_{Sc} \cdot {}_{77}\varkappa_L \cdot {}_{191}\bar{\varepsilon}$ bestimmen. Mit dem oberen Ausdruck kombiniert, lässt sich daraus ${}_{191}\varkappa \sim 0{,}7$ errechnen. Da wir nun die Konversionskoeffizienten der beiden γ-Strahlen γ_4 und γ_5 (Fig. 14) kennen, ist es möglich, den Wert des Verzweigungsverhältnisses $\lambda/\mu \sim 1{,}2\%$ anzugeben.

Der Konversionskoeffizient des isomeren Überganges konnte nur ungenau bestimmt werden, ebenso der Anteil ν des $Hg^{197}_{23\,h}$, der durch K-Einfang in dieses Isomer zerfällt. Das Produkt ${}_{275}\varkappa_K \cdot \nu = 8 \cdot 10^{-3}$ lässt sich aus den Elektronen-Spektren von Fig. 1 und Fig. 2 direkt ermitteln. Den Wert von ν erhält man durch Messen des Verhältnisses $\nu : \lambda$. Man misst dazu den 23h-Anteil der 191_L-Linie, ähnlich wie früher bei der 77_{L+M}-Linie. Wegen der kleinen Intensität der 191_L-Linie hat dieser Wert $\nu : \lambda \sim 2$ eher qualitativen Charkater. Mit dem so bestimmten Wert von $\nu \sim 2{,}4\%$ findet man für die Konversion des isomeren Überganges ${}_{275}\varkappa_K \sim 0{,}3$.

In der folgenden Tabelle sind die Konversionskoeffizienten der einzelnen γ-Linien des Hg^{197} zusammengestellt und in Fig. 15 sind die Ergebnisse dieser Arbeit im Zerfallsschema der beiden Quecksilber-Isomere Hg^{197} zusammengefasst.

Tabelle IV.

Konversions-Koeffizienten der γ-Linien des Hg^{197}.

γ-Energie in keV	Kern	$\varkappa = \frac{N_\varrho}{N}$	$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}$	α_K	α_L	α_M
164	Hg^{197}	$0{,}95 \pm 0{,}05$	19	4,6	10,4	4
133	Hg^{197}	$0{,}68 \pm 0{,}05$	2,1	0,5	1,2	0,4
77	Au^{197}	$0{,}76 \pm 0{,}1$	3,2	—	2,5	0,7
191	Au^{197}	$\sim 0{,}7$	~ 2	$\sim 1{,}7$	$\sim 0{,}3$	—
275	Au^{197}	$\sim 0{,}4$	$\sim 0{,}6$	$\sim 0{,}5$	$\sim 0{,}1$	—

In einer folgenden Arbeit wird das Zerfallsschema von Hg^{197} diskutiert. Aus der Kenntnis der Konv.-Koeff. der γ-Übergänge und der Lebensdauern der einzelnen Niveaus, verbunden mit der Fermi-Theorie des Elektronen-Einfanges, kann auf die Spin-Zuordnung der Niveaus geschlossen werden. Diese Zuordnung wird speziell mit den Voraussagen des Schalenmodelles verglichen.

Bibliographie.

[1]) C. S. Wu and G. Friedländer, Phys. Rev. **60**, 747 (1941); H. Frauenfelder, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk, P. Scherrer and R. Steffen, Phys. Rev. **73**, 1270 (1948); Helmholtz, Phys. Rev. **61**, 204 (1942); Valley, Phys. Rev. **60**, 167 (1941); R. Sherr and K. T. Bainbridge, Phys. Rev. **59**, 937 (1941); K. T. Bainbridge and H. H. Anderson, Phys. Rev. **60**, 473 (1941).

[2]) G. Friedländer and C. S. Wu, Phys. Rev. **63**, 227 (1943); O. Huber, R. Steffen und F. Humbel, H.P.A. **21**, 192 (1948).

[3]) F. K. McGowan, Phys. Rev. **77**, 138 (1950); M. Deutsch and W. E. Wright, Phys. Rev. **77**, 139 (1950).

[4]) H. Frauenfelder, M. Walter and W. Zünti, Phys. Rev. **77**, 557 (1950).

[5]) M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **68**, 1 (1945).

[6]) Rose, Goertzel, Spinrad, Harr and Strong (privately circulated report).

[7]) H. Frauenfelder, O. Huber, P. Preiswerk und R. Steffen, H.P.A. **21**, 197 (1948).

[8]) W. Zünti, H.P.A. **21**, 179 (1948).

[9]) H. Frauenfelder, O. Huber, A. de Shalit and W. Zünti, Phys. Rev. **79**, 1029 (1950).

[10]) Compton and Allison, X-Rays in Theory and Experiment (MacMillan and Co., London 1935), p. 792.

[11]) H. Frauenfelder, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk, P. Scherrer und R. Steffen, H.P.A. **20**, 238 (1947).

[12]) H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk, P. Scherrer und R. Steffen, H.P.A. **20**, 153 (1947).

[13]) The Science and Engineering of Nuclear Power (Addison-Wesley Press, Inc., Cambridge Mass. 1947) fig. 1—24.

[14]) M. Walter, O. Huber, W. Zünti, H.P.A. **23**, 697 (1950).

[15]) O. Huber, F. Humbel, H. Schneider und W. Zünti, H.P.A. **23**, 855 (1950).

[16]) W. J. Ramler and M. S. Freedman, Rev. of Sc. Inst. **21**, 784, 922 (1950).