

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 31 (1958)
Heft: IV

Artikel: Kernspektroskopische Untersuchungen der radioaktiven Isotope Hg - Au¹⁹⁵ und Hg - Au¹⁹³
Autor: Brunner, J. / Halter, J. / Scherrer, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112912>

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: 23.02.2026

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

Kernspektroskopische Untersuchungen der radioaktiven Isotope Hg – Au¹⁹⁵ und Hg – Au¹⁹³

von J. Brunner, J. Halter und P. Scherrer, ETH., Zürich

(7. III. 1958)

Summary. The decays of Hg¹⁹⁵ and Hg¹⁹³ have been investigated using β - and γ -spectroscopy and coincidence techniques. The resulting level schemes of Au¹⁹⁵ and Au¹⁹³ are compared with the predictions of the nuclear models (shell model and collective model). For most levels spin and parity are determined and proton configurations are derived from considerations based on the shell model. The level schemes of Au¹⁹⁷, Au¹⁹⁵ and Au¹⁹³ show remarkable analogies up to energies of $\sim 1,5$ MeV.

I. Einleitung

In den letzten Jahren hat sich in der Kernspektroskopie eine grosse Menge von Tatsachenmaterial angehäuft. Es wurde denn auch versucht, dieses Material nach geeigneten Gesichtspunkten zu ordnen. Insbesondere liefern die zahlreichen experimentellen Resultate eine Möglichkeit, die Grundgedanken, die zu den verschiedenen Kernmodellen führen, auf ihre Richtigkeit zu prüfen. Als allgemeine Leitidee haben fast alle Kernmodelle die Anschauung gemeinsam, dass sich die Nukleonen in einem mittleren Potential bewegen.

Das älteste und einfachste Kernmodell ist das Schalenmodell nach M. G. MAYER¹) und HAXEL, JENSEN, SUESS²). Das Schalenmodell setzt voraus, dass das mittlere Potential zeitunabhängig und kugelsymmetrisch ist. Unter Verwendung einer geeigneten Spin-Bahn-Kopplung war es möglich, die Spins und magnetischen Momente der Grundzustände der Kerne mit wenigen Ausnahmen vorauszusagen. Das Modell versagt aber im allgemeinen zur Erklärung der Eigenschaften der angeregten Zustände und der Übergangswahrscheinlichkeiten.

Besonders die Tatsache, dass die Übergangswahrscheinlichkeiten der E2 fast immer grösser sind als sie für Einteilchenübergänge berechnet werden, haben zu den Ideen des Kollektivmodells von BOHR und MOTELSON³) geführt. Hier fällt nun die Beschränkung, dass das mittlere Potential zeitunabhängig und kugelsymmetrisch sein muss, dahin. Im allgemeinen erwartet man für ein zeitunabhängiges mittleres Potential $V(r)$ Einteilchenzustände, während bei einem Potential $V(r,t)$ Schwin-

gungen um eine Gleichgewichtslage und speziell bei deformierten Kernen Rotationen auftreten können.

Abgeschlossene Schalen ergeben besonders stabile und kugelsymmetrische Kerne. Teilchen ausserhalb abgeschlossener Schalen erzeugen eine Tendenz zur Deformation der Kerne. Sowohl runde wie deformierte Kerne haben typische Spektren. Charakteristisch für runde Kerne sind die Spektren der $g-g$ -Kerne mit der Spinfole $0^+ - 2^+ - 2^+$ oder 4^+ mit annähernd gleichen Niveauabständen, während die deformierten Kerne typische Rotationsspektren mit Niveauabständen proportional $I(I + 1)$ besitzen.

Die Gesamtheit der Kerne lässt sich in verschiedene Regionen aufteilen. Berücksichtigt man nur Kerne mit $A > 28$, so zeigen die Kerne mit $A < 150$ und $A \sim 208$ Tendenz zu kugelsymmetrischem Potential. Andererseits haben Kerne mit $150 < A < 190$ und $A > 222$ Tendenz zu Deformation. Im letzteren Bereich erwartet man den nunmehr zu einem deformierten Potential gehörenden Einteilchenzuständen überlagerte Rotationsspektren und eventuell Vibrationsspektren. Die zusätzlichen Freiheitsgrade üben hier ihren Einfluss auf die Übergangswahrscheinlichkeiten aus.

Die Au-Kerne liegen in einem Zwischengebiet. Nach den Spektren gehören sie zu den runden Kernen. Sie grenzen aber nahe an das Gebiet, in dem Deformationen auftreten. Sie verdienen deshalb ein gewisses Interesse. Man kann bei der Interpretation ihrer Zerfallsschemata Antwort auf folgende Fragen erwarten:

- a) Wie weit liefert das Schalenmodell eine Erklärung für die auftretenden Niveaus?
- b) Inwiefern machen sich kollektive Bewegungen (Rotationen usw.) bemerkbar?

Über das Zwischengebiet, in dem die Au-Kerne liegen, sind bisher wenige ausführliche Arbeiten erschienen. Die von ANDERSSON *et al.* untersuchten Tl-Isotope⁶⁾ gehören noch in den Bereich, in dem das Schalenmodell gute Resultate liefert. Die Ergebnisse von SAWN und HILL über Os- und Ir-Isotope⁴⁾ und von EWAN³²⁾ über Pt¹⁹³ werden nicht diskutiert im Hinblick auf Kernmodelle. Wir selbst haben bereits einige Arbeiten über Hg- und Au-Isotope veröffentlicht^{7) 8) 9) 10) 11)}.

Die vorliegende Arbeit ist dem Abschluss dieser Untersuchungen gewidmet. Es werden zunächst die experimentellen Methoden beschrieben und anschliessend die Resultate aus den kernspektroskopischen Untersuchungen an den Zerfällen Hg¹⁹⁵ – Au¹⁹⁵ und Hg¹⁹³ – Au¹⁹³ zusammengestellt. Abschliessend wird diskutiert, inwiefern es möglich ist, durch eine von PRYCE für Pb²⁰⁵ benützte Erweiterung der Vorstellungen des

Schalenmodells¹³⁾ oder durch das Kollektivmodell von BOHR und MOTELSON die Zerfallsschemata von Au¹⁹⁵ und Au¹⁹³ zu interpretieren.

Evidenzen für eine Interpretation im Sinne des Schalenmodells sind das Auftreten der erwarteten Isomere, die Form der Spektren und die Spins der Grundzustände. Aus den Versuchen mit Coulomb-Anregung von Au¹⁹⁷³⁾ ergibt sich aber besonders aus den dabei gemessenen Übergangswahrscheinlichkeiten, die viel grösser sind als für Einteilchenübergänge und mit den von ALDER und WINTHER⁵⁾ nach dem Kollektivmodell berechneten Werten gut übereinstimmen, eine deutliche Evidenz für kollektive Schwingungen.

Es ist bisher noch nicht gelungen, eine die beiden Gesichtspunkte vereinigende Theorie zu formulieren, aus der zum Beispiel sämtliche Eigenschaften der in den Au-Isotopen gefundenen Niveaus erklärt werden könnten.

II. Experimentelle Methoden und Apparate

1. Allgemeines

Die im Laufe der Untersuchungen angewandten Methoden umfassen β -Spektroskopie mit Linsenspektrometer, Halbkreisspektrographen und doppelfokussierenden Spektrometern, γ -Spektroskopie mit Szintillationszählern und einem 20-Kanal-Impulsanalysator oder mit dem grossen Impulsspektrographen von D. MAEDER¹⁴⁾, $\beta - \beta$ - und $\beta - \gamma$ -Koinzidenzmessungen am Linsenspektrometer in Verbindung mit dem 20-Kanal-Impulsanalysator. Wesentliche Ergebnisse lieferten uns Messungen, die wir während eines Aufenthaltes in Schweden als Gäste des Nobel-institutes ausführen durften. Es standen uns dabei insbesondere das doppelfokussierende Spektrometer des Nobelinstitutes in Stockholm¹⁵⁾¹⁶⁾, das doppelfokussierende Spektrometer von E. ARBMAN am Gustaf-Werner-Institut in Uppsala¹⁷⁾ und das Koinzidenzspektrometer von T. GERHOLM am Physikalischen Institut der Universität Uppsala¹⁸⁾ zur Verfügung. Die verwendeten Apparaturen sollen im folgenden teilweise kurz beschrieben werden. Für die in Schweden benützten Apparaturen verweisen wir auf die erwähnten Publikationen.

2. Quellenherstellung

Die Bestrahlungen von reinem Au¹⁹⁷ zur Gewinnung der Radioaktivitäten wurden für die Messungen an der ETH im Synchro-Cyclotron in Harwell, für die Messungen in Schweden im Synchro-Cyclotron des Gustaf-Werner-Institutes in Uppsala ausgeführt. Auf Grund der Anregungskurven von GILLON et al.¹²⁾ wurden als Protonenenergien gewählt:

- für die Reaktion Au¹⁹⁷ (p , 3n) Hg¹⁹⁵: 33 MeV
- für die Reaktion Au¹⁹⁷ (p , 5n) Hg¹⁹³: 55 MeV.

*

In allen Quellen wurde auch die Reaktion $\text{Au}^{197} (\bar{\nu}, n) \text{Hg}^{197}$ beobachtet.

Die Quellen wurden nach der schon früher beschriebenen Methode⁷⁾ durch Verdampfen der Hg-Aktivität aus Goldspänen der Target unter Vakuum und Auffangen auf dünnen Au-Folien gewonnen.

3. β -Spektroskopie

Zum Studium der Konversionsspektren stand uns ein Halbkreisspektrograph mit Permanentmagnet und photographischer Registrierung¹⁹⁾ zur Verfügung. Das Magnetfeld kann auf einen beliebigen Wert unterhalb 800 Gauss eingestellt werden. Der Messbereich umfasst Energien bis zu 1900 keV. Die beste bisher erreichte Auflösung (Halbwertsbreite) beträgt 0,5 %.

Das Linsenspektrometer von W. ZUENTI²⁰⁾ genügt mit seinem Auflösungsvermögen von 1,7% für die Messung der komplizierten Einzelspektren nicht mehr. Hingegen ist es in Verbindung mit einem β - oder γ -Szintillationszähler ein geeignetes Instrument für Koinzidenzmessungen. Für Messungen an $\text{Hg} - \text{Au}^{193}$ hat es sich als notwendig erwiesen, β^- und β^+ zu trennen. Dies gelang mit einer einfachen zusätzlichen Konstruktion. An zwei geeigneten Ringblenden decken leicht montierbare und demontierbare Scheiben je einen aus der Partikelbahn berechneten Sektor ab, so dass bei der detektornahen Blende gerade nur Partikel eines Vorzeichens durchgelassen werden. Durch Umpolen des Magnetfeldes wird das Spektrum des andern Vorzeichens messbar. Man verliert mit dieser Anordnung 56% des Raumwinkels. Die Durchlässigkeit der Blenden für das auszublendende Partikel ist $< 10^{-4}$. Von den stärksten in den Konversionsspektren vorhandenen Linien fand man in der β^+ -Position keine Andeutung.

4. Szintillationszähler für Koinzidenzmessungen

Zum Nachweis der vom Linsenspektrometer analysierten Partikel wird wahlweise ein G.M.-Zählrohr oder ein Szintillationszähler mit einem Anthracenkristall benutzt. Der Kristall ist mit einer Al-Folie von 5μ Dicke abgedeckt. Ein Lichtleiter aus Plexiglas von 160 mm Länge verbindet den Kristall mit dem Multiplier vom Typ EMI 6260. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Szintillationszählers (Fig. 1) wurde aus Messungen von Eichspektren ($\text{Ra D} + \text{E}$ und Co^{60}) mit Szintillationszähler und G.M.-Zählrohr gewonnen; die Messungen mit dem G.M.-Zählrohr wurden für dessen Ansprechwahrscheinlichkeit und die Durchlässigkeit des Zählrohrfensters (Formvar) korrigiert. Aus den Ansprechwahrscheinlichkeitskurven entnimmt man, dass der Szintillationszähler bis zu β -Energien von 25 keV gut verwendbar ist.

Der γ -Szintillationszähler auf der Quellenseite des Linsenspektrometers für $\beta - \gamma$ -Koinzidenzmessungen besteht in einem festen Block aus NaI-Kristall (31,8 mm Durchmesser und 25,4 mm Länge) und Lichtleiter (180 mm Länge) in einem geschlossenen Al-Rohr, Multiplier in

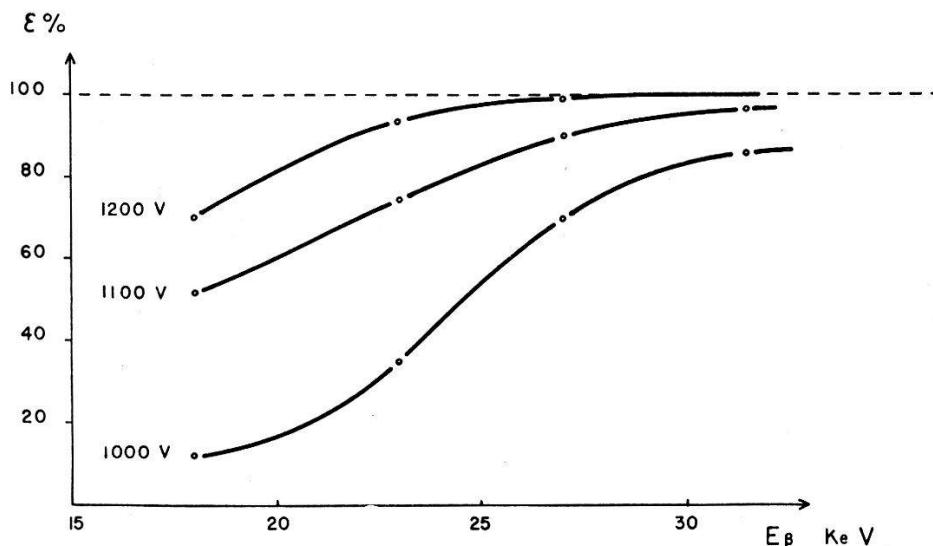


Fig. 1.

Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ des β -Szintillationszählers am Linsenspektrometer (Hochspannung am Multiplier als Parameter).

einem Kühlgefäß, Vorverstärker für den langsamen Impuls und Koinzidenzverstärker. Die radioaktive Quelle im Präparathalter kann in verschiedene feste Positionen auf den Al-Zylinder, in dem sich der NaI-Kristall befindet, gebracht werden. Die Quelle wird durch eine Präparatschleuse ins Linsenspektrometer eingeführt. Die Eichkurve des Raumwinkels für verschiedene Geometrien (Fig. 3) bezieht sich nur auf die Photospitze einer γ -Linie (siehe dazu Abschnitt II 6).

Zur $\beta - \beta$ -Koinzidenzmessanordnung wurde auf der Quellenseite des Linsenspektrometers ein Szintillationszähler mit einer Röhre EMI 6260 gebaut. Aus geometrischen Gründen musste ein Lichtleiter mit einer Länge von 250 mm gewählt werden. Der Anthracenkristall hat einen geometrischen Raumwinkel von 10,0%. Die Impulse des Szintillationszählers werden im 20-Kanal-Impulsanalysator registriert.

5. Die Koinzidenzmessanordnung

Die von uns benützte Koinzidenzmessapparatur besteht aus einer Verbindung von langsamem und schnellen Koinzidenzen. Sie ist im Blockschema der Figur 2 für den Fall der $\beta - \gamma$ -Koinzidenzen prinzipiell erläutert. β - und γ -Szintillationsimpulse werden je in einem aus 4 Stufen von EFP 60-Sekundäremissionsröhren bestehenden schnellen Verstärker bei Übersteuerung und Amplitudenbegrenzung verstärkt. Ein am Ende kur-

geschlossenes Delay-Kabel nach der vorletzten Verstärkerstufe bestimmt die Breite der Impulse, die in einer Dioden-Koinzidenzstufe gemischt werden. Unterdessen gehen die langsamten Impulse über eine kleine Verstärkung und eine Kathodenfolgestufe zu einem Verstärker. In den Untersetzern *A* und *B* werden die Totalzahlen der γ - und β -Einzelstöße registriert. Der Koinzidenzimpuls öffnet im Gateverstärker ein lineares Gate, das den mit einem Konversionselektron (oder β^+) koinzidierenden γ -Impuls unter Erhaltung seiner Impulshöhe für eine weitere Verstärkung freigibt. Von hier geht einerseits ein Ladeimpuls in der Länge von $10 \mu\text{s}$, dessen Höhe bestimmt wird, zum 20-Kanal-Impulsanalysator, andererseits liefert der Gateverstärker einen verzögerten Registrierim-

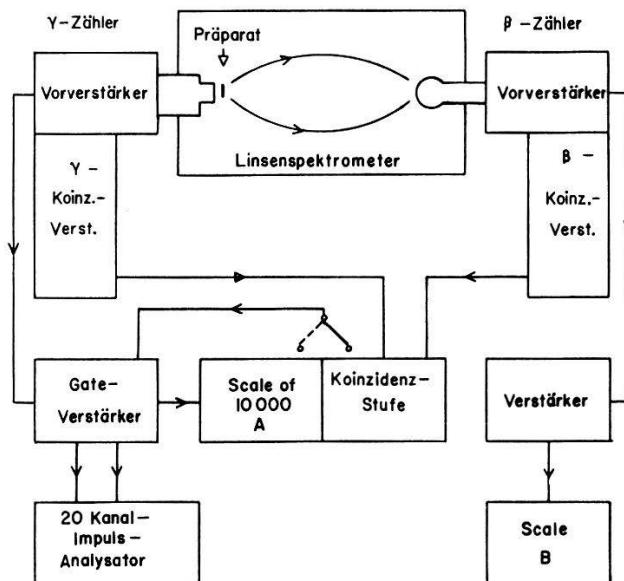


Fig. 2.
Blockscheme der β - γ -Koinzidenzanordnung.

puls, der die Registrierung des analysierten Ladeimpulses auslöst. Im Impulsanalysator erscheint also das mit einer Konversionslinie koinzidierende γ -Spektrum. Zur Berechnung der zufälligen Koinzidenzen muss man das γ -Einzelspektrum kennen. Die zur Erlangung einer genügenden Statistik in den Koinzidenzmessungen notwendigen starken Quellen würden aber in den meisten Fällen die mechanischen Zählwerke des Impulsanalysators überlasten. Durch eine Untersetzung des γ -Einzelspektrums über einen schnellen Scale of 10000 erhält man die Möglichkeit, nach Wahl einen dekadischen Stoß als Gateimpuls, der das Gate öffnet und genau einen Impuls passieren lässt, abzuzweigen. Im Impulsanalysator lässt sich also je nach Stärke des Präparates ein 10- bis 10000fach untersetztes Einzelspektrum zählen.

Eine allfällig notwendige Verzögerung eines schnellen Impulses wird durch Einsetzen eines geeigneten Verzögerungskabels in die Verbindung

zwischen Koinzidenzverstärker und Koinzidenzstufe erreicht. Die Koinzidenzbreite hängt von der Länge der auf die Koinzidenzstufe gelangenden schnellen Impulse ab, die durch Delaykabel variiert werden kann. Die kürzeste von uns verwendete Koinzidenzbreite war $2\tau = 5 \cdot 10^{-8}$ s. Durch den Koinzidenzverstärker wird für die gleichzeitigen aber energetisch sehr unterschiedlichen Impulse eine zeitliche Verschiebung eingeführt, die in der Größenordnung von 10^{-8} s liegt. Es ist deshalb nicht möglich, eine kleinere als die oben angegebene Koinzidenzbreite zu verwenden.

Für die Beschreibung der Elektronik verweisen wir auf eine Arbeit von H. GUHL²¹⁾, der diese Apparatur entwickelt hat.

Bei Beginn der im folgenden beschriebenen Untersuchungen stand uns eine Koinzidenzanordnung zur Verfügung, die von D. MAEDER gebaut wurde. Ihr Prinzip entspricht demjenigen einer Apparatur, die in einer früheren Arbeit bereits beschrieben wurde²²⁾.

6. Die β - β - und β - γ -Koinzidenzmethode

Zur Abklärung komplizierter Zerfälle ist die Anwendung einer Koinzidenzmethode unerlässlich, die in Verbindung mit Intensitätsmessungen nützliche Aufschlüsse über die Reihenfolge von Übergängen liefert. An-

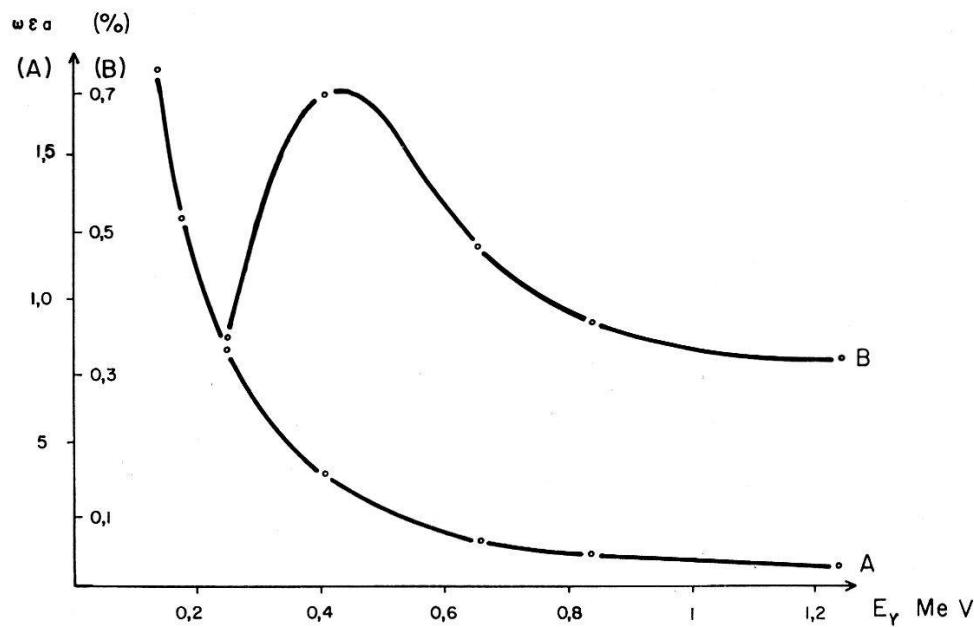


Fig. 3.

Raumwinkel $\omega\epsilon\alpha$ des γ -Szintillationszählers.

Kurve A: ohne Absorber; 11,3 mm Abstand Quelle-Kristall

Kurve B: mit 5 mm Pb-Absorber; 19,3 mm Abstand Quelle-Kristall.

dererseits erhält man aus ihnen oft genügend genaue Bestimmungen von Konversionskoeffizienten $\alpha = N_e/N_\gamma$, deren theoretische Werte für die meisten vorkommenden Multipole und Kernladungszahlen von ROSE²³⁾

und SLIV²⁴⁾ berechnet und tabelliert sind. In einer Arbeit von O. HUBER et al.²⁵⁾ ist eine Methode von β - β -Koinzidenzmessungen entwickelt worden, die mit einigen Vereinfachungen auch für unsere Anordnung Gültigkeit hat.

Die bei R. JOLY⁷⁾ beschriebene Methode der β - γ -Koinzidenzmessungen ist für unsere Anordnung vollgültig anwendbar; wir haben lediglich den intensiveren Präparaten und den höheren vorkommenden γ -Energien entsprechend einige weitere Geometrien verwendet. Die für die Auswertung wesentliche Formel lautet mit den bei R. JOLY definierten Grössen

$$K_{e_{1K}}^{\gamma_2} = Z_{e_{1K}} \cdot \omega_{\gamma_2} \varepsilon_{\gamma_2} a_{\gamma_2} (1 - \kappa) \quad (1)$$

$K_{e_{1K}}^{\gamma_2}$ und $Z_{e_{1K}}$ werden gemessen. Wenn das Produkt aus Raumwinkel, Ansprechwahrscheinlichkeit und Absorption $\omega \varepsilon a$ bekannt ist, lässt sich aus Formel (1) die Grösse $(1 - \kappa)$ berechnen. κ ist dabei der Konversionskoeffizient N_e/N_{Total} . Die Grösse $\omega \varepsilon a$, die sich hier immer auf die Photospitze einer γ -Linie bezieht, lässt sich für eine Geometrie aus Eichmessungen gewinnen. Nach der von JOLY beschriebenen Methode haben wir die in Figur 3 wiedergegebenen Kurven als Funktion der γ -Energie aus den Eichpräparaten Hg²⁰³, Au¹⁹⁸, Cs¹³⁷, Mn⁵⁴ und Co⁶⁰ erhalten.

III. Experimentelle Resultate

A. Hg¹⁹⁵-Au¹⁹⁵

1. Frühere Arbeiten

Spektroskopische Untersuchungen an Hg-Au¹⁹⁵ wurden zuerst von MOON und THOMPSON²⁶⁾ unternommen. Diese Autoren geben lediglich die Energie einiger γ -Übergänge an. Eine grössere Arbeit über neutronenarme Hg-Isotope wurde von GILLON et al.¹²⁾ veröffentlicht. Ihre Untersuchungen umfassten im wesentlichen Messungen am Halbkreisspektrographen im Energiebereich zwischen 10 und 300 keV. Auf Grund von Halbwertszeitmessungen, Intensitätsbestimmungen und Energiebeziehungen wurden für einige Hg-Au-Zerfälle Zerfallsschemata in den tiefsten Niveaus vorgeschlagen, unter andern auch für Hg-Au¹⁹⁵. Eine ausführlichere Arbeit über Hg¹⁹⁷ und Hg¹⁹⁵ wurde von JOLY et al.⁷⁾ herausgegeben. Inzwischen haben wir nach Untersuchungen an intensiveren Quellen vorläufige Ergebnisse aus β -Spektroskopie und Koinzidenzmessungen mitgeteilt^{8) 9) 10) 11)}, die nun im folgenden zusammengefasst, vervollständigt und interpretiert werden sollen.

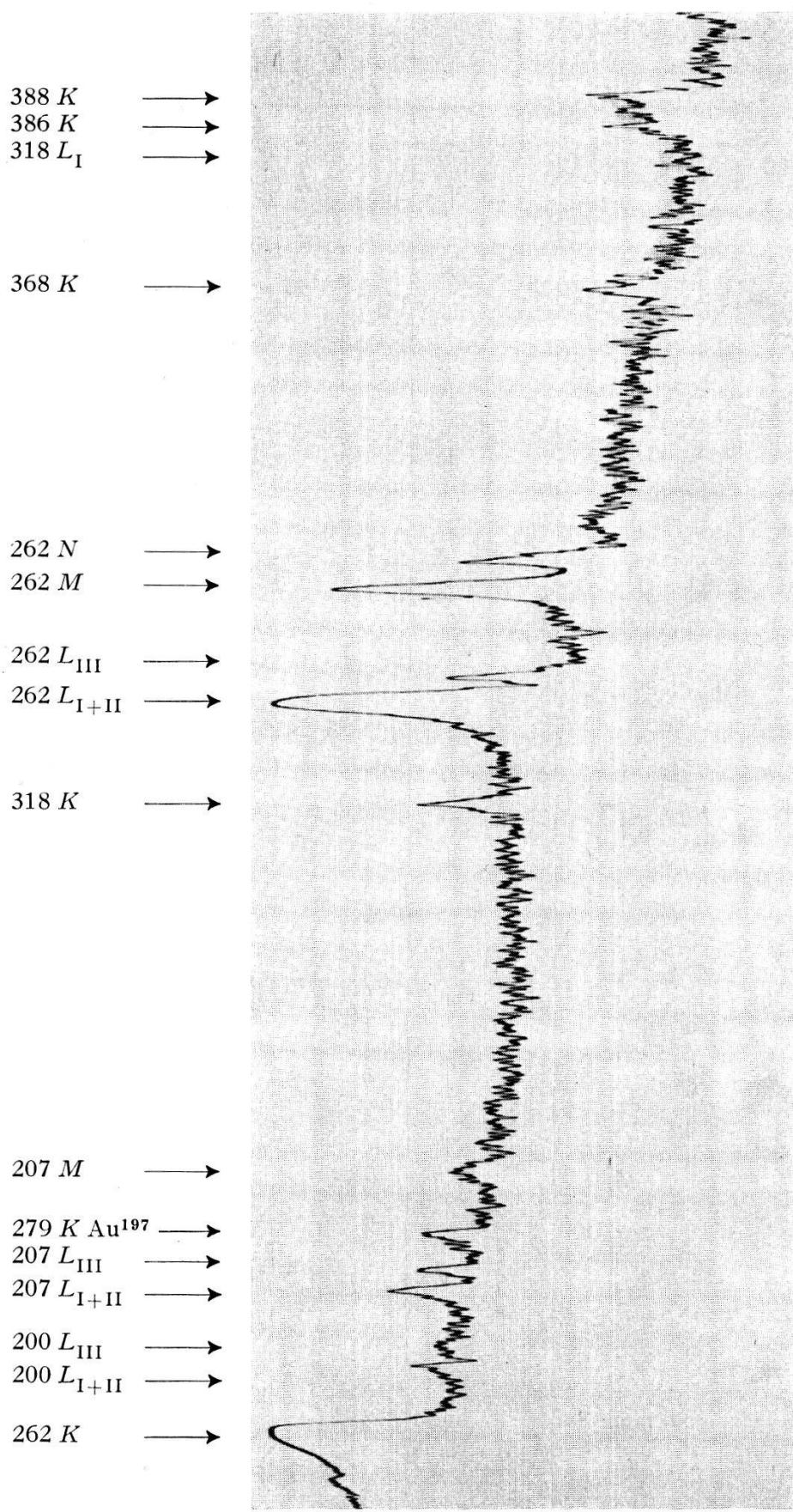


Fig. 4

Photometerstreifen eines Halbkreisspektrographen-Films (33-MeV-Bestrahlung für Hg¹⁹⁵ – Au¹⁹⁵-Aktivität).

Tabelle 1

β -Energie keV	Interpretation	Intensität		Konversions- koeffizient	Multipol
		β	γ		
<i>In Hg¹⁹⁵ konvertierte Linien: HWZ 40 h</i>					
39,60	122,8 K				
108,07	L_I				
108,71	L_{II}				
110,65	L_{III}				
119,16	M_I				
119,93	M_{III}				
122,21	N_{III}				
122,72	O				
22,22	37,1 L_I				
22,86	L_{II}				
33,47	M_I				
33,75	M_{II}				
36,73	N				
37,00	O				
<i>In Au¹⁹⁵ konvertierte Linien: HWZ 40 h</i>					
91,85	172,6 K	Int. aus Koinzidenz- Messung	250		
157,95	L				
287,72	368,4 K		80	1000	$\alpha_K \approx 0,08$
353,96	L_I		20		$M 1$ oder $M 1 + E 2$
306,78	387,6 K	γ -Intensität	125	4200	
373,28	$L_{I/II}$	aus theor.	32		
375,62	L_{III}	Konversions- koeffizienten	11		E 2
383,9	M		12		
305,5	386,0 K		70		$\alpha_K > 0,03$
371,33	452,2 K mit 386 L		30	2500	$\alpha_K > 0,01$
437,4	L_I		6		$M 1$ oder $M 1 + E 2$
386,5	467,2 K		50		$\alpha_K > 0,018$
444,8	525,6 K		40	2800	$\alpha_K > 0,015$
510,1	L_I		7		
479,9	560,5 K		500	25000	$\alpha_K = 0,02$
546,1	L_I		102		$M 1 + E 2$
557,4	M		23		
494,51	575,2 K		18	1500	$\alpha_K \approx 0,01$
599,1	680 K		10	1000	$\alpha_K \approx 0,01$
881,8	962 K		3		
1161,0	1242 K		6		

*) Ergebnisse von JOLY et al.⁷).

Tabelle 1 (1. Fortsetzung)

β -Energie keV	Interpretation	Intensität β	Intensität γ	Konversions- koeffizient	Multipol
<i>In Au¹⁹⁵ konvertierte Linien: HWZ (9,5 h + 40 h)</i>					
47,01	61,4 L _I				
47,65	L _{II}				
49,47	L _{III}				
57,98	M _I				
58,28	M _{II}				
58,69	M _{III}				
60,91	N				
61,39	O				
99,46	180,2 K	3200			
165,78	L _I	730			
166,41	L _{II}				
126,35	207,1 K				
193,02	L _I γ -Intensität aus theor.	70	3400		
193,40	L _{II} Konversions-	260			
195,18	L _{III} koeffizienten	160			
204,02	M _{II}				
204,28	M _{III}				
504,1	584,8 K	20	3700	$\alpha_K = 0,005 \pm 0,003$	E 1
570,5	L	5			
518,8	599,5 K	60			
584,7	L _I	10			
596,5	M	2			
699,7	780,4 K	120			
766,2	L	25			
740,3	821 K	5	600	$\alpha_K \approx 0,01$	
761,5	842 K	5			
849,7	930,4 K	10	2000		
940	1020 K	3			
1029,2	1110 K	10			
1095,2	L	2			
1091,1	1172 K	9			
1157,8	L				
<i>Zum Isomer Au¹⁹⁵ gehörende Linien: HWZ 40 h</i>					
42,45	56,7 L _I				
42,98	L _{II}				
44,79	L _{III}				
53,61	M _{II}				
54,06	M _{III}				
56,17	N				
56,70	O				
	200,5 K in Hg ¹⁹⁷				
	134 L _I				

Tabelle 1 (2. Fortsetzung)

β -Energie keV	Interpretation	Intensität β	Intensität γ	Konversions- koeffizient	Multipol
185,95	200,5 L_I	20	1300		
186,88	L_{II} γ -Intensität aus theor.	120			
188,57	L_{III} Konversions- koeffizient	50			
197,20	M_{II}				
197,64	M_{III}				
199,81	N				
180,76	261,5 K				
247,21	L_I				
247,9	L_{II}				
249,1	L_{III}				
258,13	M_I				
261,0	N				
237,77	318,5 K	130			
304,06	$L_{I/II}$	67			
315,83	M	25			
<i>Unzugeordnete Linie</i>					
358,8	439,5 K ?				

2. β -Spektroskopie

Die aus Bestrahlungen in Harwell gewonnenen Präparate ergaben in ersten Messungen Konversionslinien von bisher unbekannten γ -Übergängen. Im Photometerstreifen eines Filmes aus dem Halbkreisspektrographen, der in Figur 4 wiedergegeben ist, sieht man zum Beispiel deutlich die L-Konversionsgruppen der γ -Linien von 200,5 keV und 207,1 keV, die von JOLY et al.⁷⁾ nicht angegeben wurden. In Figur 5 sind Teile eines

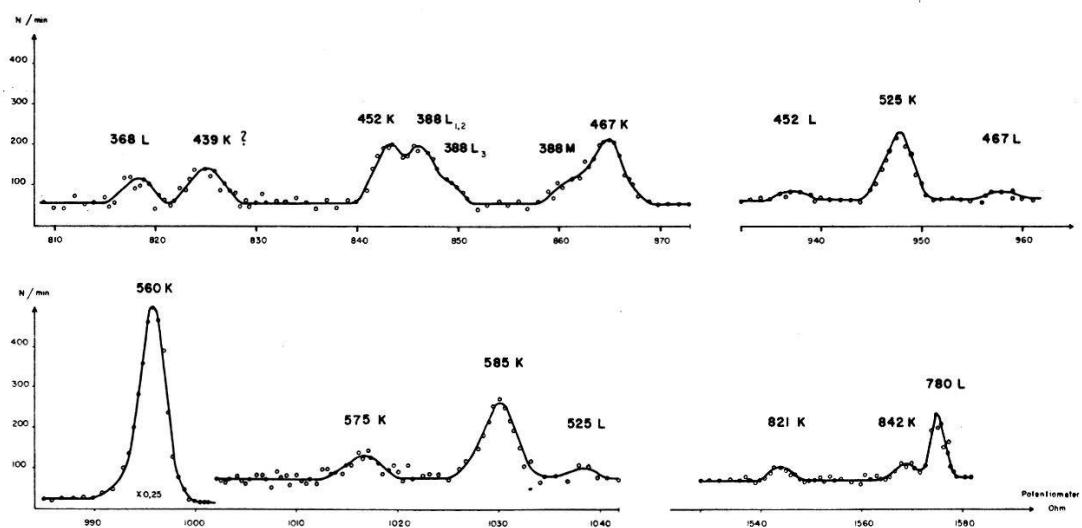


Fig. 5.

Teile eines im doppelfokussierenden Spektrometer des Nobelinstitutes gemessenen Spektrums (33-MeV-Bestrahlung für $Hg^{195} - Au^{195}$ -Aktivität).

Spektrums dargestellt, das im doppelfokussierenden Spektrometer des Nobelinstitutes in Stockholm gemessen wurde und das eine ganze Reihe neuer Konversionslinien enthält.

In Tabelle 1 sind die Angaben über die bisher gefundenen Konversionslinien zusammengestellt. Die aus dem Grundzustand $3/2^-$ von Hg^{195} erreichten Niveaus zerfallen mit einer zusammengesetzten Halbwertszeit (HWZ) von $9,5 \text{ h} + 40 \text{ h}$. Die Konversionslinien der in Hg^{195} konvertierten γ -Übergänge und eine Reihe von Linien in Au^{195} besitzen eine reine HWZ von 40 h.

Die Zuordnung der Konversionslinien zu einem bestimmten Zerfall erfolgte aus genauen Energiebestimmungen ($K-L-M$ -Differenzen), HWZ-Messungen und Koinzidenzmessungen. Die Koinzidenzmethode war unentbehrlich für die Zuordnung von γ -Linien, von denen nur die K -Konversionslinie gefunden wurde.

Die Intensitätsangaben beziehen sich auf den Zustand des Gleichgewichts, also auf einen Zeitpunkt, bei dem die Aktivität von 9,5 h HWZ abgeklungen ist.

Die angegebenen Multipolordnungen der Übergänge erhält man aus einem Vergleich der gemessenen Konversionskoeffizienten α_K oder der Intensitätsverhältnisse der L -Konversionslinien mit den von ROSE²³⁾ und SLIV²⁴⁾ berechneten Werten.

Die Suche nach einem Positronenspektrum war erfolglos. Nach der von JOLY et al.⁷⁾ und HOURIET³³⁾ angegebenen Energiedifferenz zwischen den Grundzuständen von Hg^{195} und Au^{195} dürfte jedoch ein solches vorhanden sein.

Das γ -Spektrum wurde nicht neu gemessen. Die zu den neu gefundenen Konversionslinien gehörenden γ -Linien sind gegenüber den bereits bekannten nur von schwacher Intensität und fallen meistens in einen Bereich, in dem sie von den stärkeren Linien ohnehin nicht getrennt werden können. Wo es möglich war, haben wir mit den aus Koinzidenzmessungen bestimmten γ -Intensitäten der neuen Linien die von JOLY et al.⁷⁾ angegebenen γ -Intensitäten der damals bekannten Linien korrigiert.

3. $\beta-\gamma$ -Koinzidenzen

Die Einordnung der neu gefundenen γ -Übergänge in das Zerfallschema erfolgte in erster Linie auf Grund von $e^--\gamma$ -Koinzidenzmessungen, die im folgenden näher beschrieben werden sollen. (Die Konversionslinien einer γ -Linie von 180 keV werden in dieser Arbeit mit 180 K , 180 L , ... bezeichnet, analog die Konversionslinien anderer γ -Energien.)

a) 180 K - γ -Koinzidenzen

Wir finden 180 K ausser mit einer γ -Linie von 600 keV mit einem γ -Übergang von 900 ± 20 keV in Koinzidenz. Aus den Konversionslinien

ist eine γ -Linie von 930 ± 2 keV bekannt, die mit der in der Koinzidenzmessung gefundenen Linie übereinstimmen muss. Die Tatsache, dass die beiden angegebenen Energien nicht übereinstimmen, lässt sich dadurch erklären, dass noch eine weitere γ -Linie von ähnlicher Energie mit $180K$ in Koinzidenz sein muss. Wir nehmen an, dass auch die im Konversionspektrum enthaltene Linie von 842 ± 2 keV mit $180K$ in Koinzidenz ist.

b) $262K, L-\gamma$ - und $821K-\gamma$ -Koinzidenzen

Da zu erwarten ist, dass das bekannte Energieniveau von 262 keV in Au^{195} ausser vom Au-Isomer auch von einer andern Seite erreicht wird, haben wir in den Linien $262K$ und $262L$ sorgfältige Koinzidenzmessungen ausgeführt. In den Koinzidenzspektren erscheint eindeutig eine γ -Linie von ~ 800 keV. Weitere γ -Linien sind möglich. Koinzidenzmessungen in der Linie $821K$ zeigen, dass diese ihrerseits mit γ 262 keV in Koinzidenz ist. Die Auswertung der Messungen ergibt, dass $\sim 1\%$ der Gesamtintensität von γ 262 keV von der γ -Linie von $821,0 \pm 1,5$ keV geliefert wird.

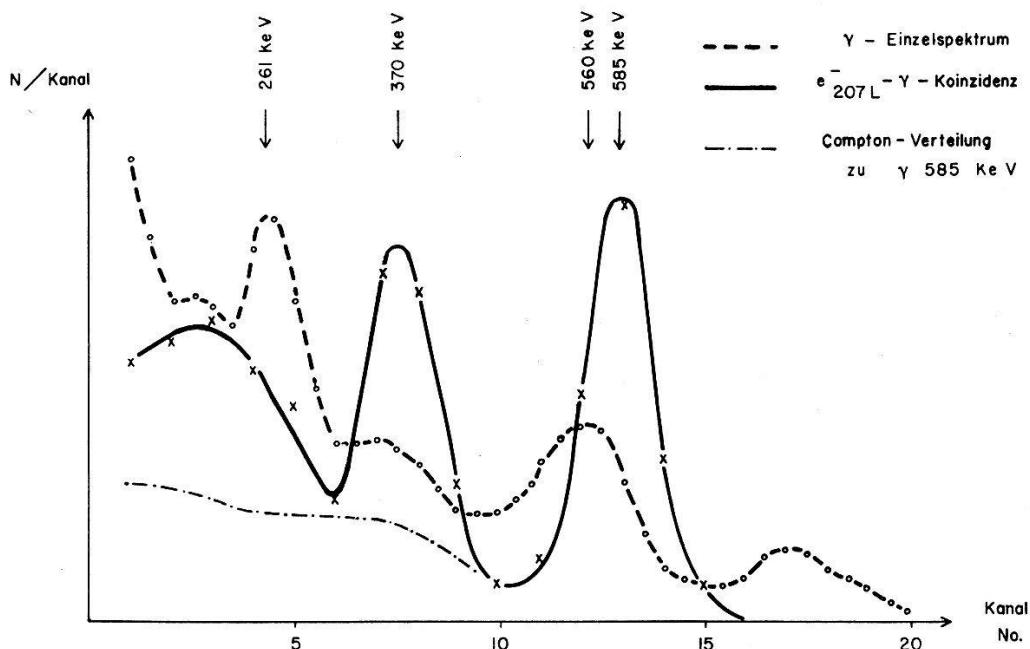


Fig. 6.
Koinzidenzmessung $207L-\gamma$.

c) $207K, L, M-\gamma$ -Koinzidenzen

Als wesentliches Problem stellte sich die Einordnung der γ -Linie von $207,1 \pm 0,2$ keV in das Zerfallsschema. In Figur 6 sind ein Koinzidenzspektrum $207L-\gamma$ und das in gleicher Geometrie gemessene γ -Einzelspektrum dargestellt. Analoge Spektren erhält man bei $207K-\gamma$ und $207M-\gamma$. Die Analyse dieser Messungen zeigt, dass die Konversionslinien von γ 207 keV mit γ -Linien von 580 ± 20 keV und 370 ± 30 keV in Koinzidenz sind.

d) *368 K- γ - und 386 K/388 K- γ -Koinzidenzen*

Als deutliche höchste γ -Linie, die mit 368 K in Koinzidenz ist, stellt sich eine γ -Linie von 400 ± 30 keV heraus. Sodann findet man eine Photospitze bei 210 ± 20 keV, die mit der γ -Linie von 207 keV übereinstimmen dürfte.

Im Linsenspektrometer erscheint bei einer β -Energie von 304 keV eine einzelne Linie, die sich, wie man aus Messungen an Instrumenten besserer Auflösung weiß, aus mindestens drei Komponenten, nämlich 318 L, 386 K und 388 K, zusammensetzt. Koinzidenzmessungen in 318 K zeigen, dass diese Linie keine messbaren Koinzidenzen liefert, so dass auch 318 L keine Koinzidenzen beitragen wird. Welche von den Linien 386 K und 388 K die an der Stelle 304 keV gemessenen Koinzidenzen liefert oder wie diese Koinzidenzen auf die beiden Linien aufzuteilen sind, ist vorerst nicht zu entscheiden. Man findet die Gruppe von Konversionslinien bei 304 keV in Koinzidenz mit γ -Linien von 560 ± 40 keV, 370 ± 40 keV und 210 ± 20 keV. Gleiche Koinzidenzspektren findet man auch in einer β -Linie bei 373 keV, wo sich die Konversionslinien 452 K, 386 L und 388 L (im Linsenspektrometer nicht getrennt) befinden.

e) *173 K- γ -Koinzidenzen*

In den Halbkreisspektrographen-Filmen wurden schwache Konversionslinien eines γ -Überganges von $172,6 \pm 0,3$ keV gefunden. Im Linsenspektrometer waren diese Linien nicht sichtbar. Wir haben jedoch an der Stelle, an der die Linie 173 K sich befinden sollte, Koinzidenzen mit einer γ -Linie von 380 ± 20 keV gefunden.

f) *560 K-, 467 K-, 526 K- und 680 K- γ -Koinzidenzen*

Die Koinzidenzmessungen in 560 K liefern eine Photospitze bei 690 ± 30 keV und eine solche bei 510 ± 30 keV. Umgekehrt zeigen die Koinzidenzen in 467 K und 526 K gleiche Impulsverteilungen mit einer Photospitze bei 560 ± 20 keV. Auch 680 K weist bei schlechter Statistik deutliche Koinzidenzen mit 560 ± 30 keV auf. Andere γ -Linien von messbarer Intensität sind in diesen Koinzidenzspektren nicht enthalten.

4. β - β -Koinzidenzmessungen

Für die Erstellung des Zerfallsschemas ist es wichtig zu wissen, in welches Niveau die γ -Linie von 207 keV, die nach den β - γ -Koinzidenzmessungen mit γ -Linien von > 350 keV in Koinzidenz ist, führt. In Uppsala haben wir am β - β -Koinzidenzspektrometer von GERHOLM¹⁸⁾ Koinzidenzmessungen zwischen 180 K und 207 L versucht. Als Vergleichs-

messung wurde die bekannte Koinzidenz $180K$ - $600K$ benutzt. Das Ergebnis war negativ. Mit unserer unter II 4 beschriebenen β - β -Koinzidenzanordnung konnten wir später ebenfalls zeigen, dass $180K$ und $207L$ nicht in Koinzidenz sind. Dasselbe Resultat lieferten auch $180K$ - γ -Koinzidenzmessungen. Etwas schwieriger war abzuklären, ob die γ -Linien von 61 keV und 207 keV in Kaskade sind. Dass dies nicht der Fall ist, erhält man aus der Koinzidenzmessung $61L$ - γ und Intensitätsüberlegungen. Wir haben aber auch in direkten Koinzidenzmessungen $207L$ - β gezeigt, dass $207L$ und $61L$ nicht in Koinzidenz sind. Im Linsenspektrometer sind die Konversionslinien $207L$ und $200M$ nicht getrennt. Die letzte Linie ist aber vermutlich mit $57L$ und $61L$ in Koinzidenz. Die gemessenen Koinzidenzzahlen genügen aber nicht, um eine Koinzidenz $207L$ - $61L$ zu erklären.

5. Zerfallsschema $Hg-Au^{195}$

Das Niveauschema von Au^{195} wurde in den Grundzügen schon von JOLY et al.⁷⁾ angegeben. Wir haben inzwischen eine ganze Reihe neuer Linien gefunden. Notwendigerweise führt dies zur Einführung neuer Energieniveaus. Die Überlegungen, die nun dargelegt werden sollen, haben zu dem in Figur 7 dargestellten Zerfallsschema geführt.

Die Energieniveaus von 61, 241, 262, 318, 841, 878 und 1345 keV mit den von JOLY angegebenen γ -Übergängen waren bereits gesichert und ihre Energie bis auf geringfügige Korrekturen genau bestimmt. In diesen Rahmen passt nur die neu gefundene Linie von $200,5 \pm 0,5$ keV als Übergang vom Niveau 262 keV zum Niveau 61 keV. Das von JOLY angegebene Niveau von 1211 keV erfährt eine Verschiebung. Die mit $180K$ in Koinzidenz gemessene höhere γ -Linie wurde zu $930,4 \pm 1,7$ keV bestimmt. Dies führt auf ein Niveau von 1172 keV. Die früher gefundene γ -Linie von 1150 keV teilt sich nach den neu gemessenen Konversionslinien in zwei Übergänge von 1110 ± 2 keV und 1172 ± 3 keV auf, die einerseits ins Niveau 61 keV, andererseits direkt in den Grundzustand führen.

Die mit $262K$ koinzidierende Linie von 821 keV ergibt ein neues Energieniveau von 1082 keV, von wo über eine γ -Linie von $842,2 \pm 1,5$ keV das Niveau von 241 keV und über eine nur im Linsenspektrometer gemessene Linie von 1020 ± 10 keV das Niveau von 61 keV erreicht wird. Die Niveaus von 61, 241, 841, 1082 und 1172 keV werden direkt durch Elektroneneinfang aus dem Grundzustand von Hg^{195} gespeist, wie man aus der zusammengesetzten HWZ von 9,5 h + 40 h der aus ihnen führenden Linien entnimmt.

Die Konversionslinien von γ 207 keV besitzen zusammengesetzte HWZ, sind aber auch in Koinzidenz mit Linien von reiner 40 h – HWZ.

Aus der Analyse der Koinzidenzmessungen in der Linie $207L$ entnimmt man als numerisches Resultat:

$$\lambda_{580} (1 - \kappa_{580}) = 0,8 \pm 0,1$$

$$\lambda_{370} (1 - \kappa_{370}) = 0,35 \pm 0,06$$

λ_i = Verzweigungsverhältnis.

$\kappa = N_e/N_{\text{Tot}}$ (Konversionskoeffizient).

Man sieht daraus, dass die im Koinzidenzspektrum gefundenen γ -Linien entweder selbst miteinander in Koinzidenz sind oder dass mindestens eine davon mehrfach sein muss und die Komponenten untereinander koinzidieren. Aus der Koinzidenzmessung $368K-\gamma$ weiss man, dass

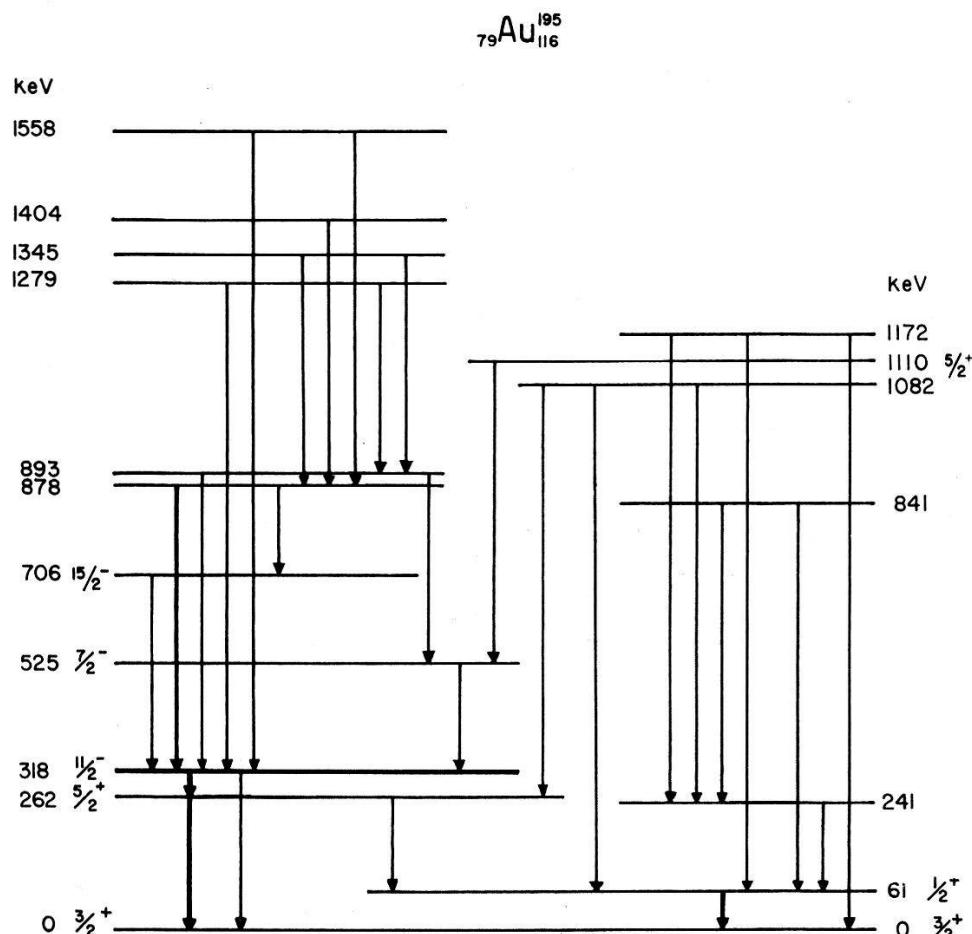


Fig. 7.

Niveauschema von Au^{195} : die links bezeichneten Niveaus werden vom Isomer Hg^{195m} , die rechts bezeichneten Niveaus vom Grundzustand Hg^{195} angeregt.

γ 368 keV mit einem γ -Übergang von 400 ± 30 keV, nicht aber mit ~ 580 keV in Koinzidenz ist. Daraus schliesst man, dass die Linie von 370 keV in der Koinzidenzmessung $207L$ doppelt ist und deren Komponenten miteinander in Koinzidenz sind. Die Halbwertszeiten der beteiligten Linien zeigen, dass der γ -Übergang von 207 keV der Linie von 368 keV

folgen muss und auch die Linie von 580 keV parallel zu γ 368 keV der Linie 207 keV vorangeht. Die Linie von ~ 400 keV, die vor dem Übergang von 368 keV steht, ist übrigens auch mit einer γ -Linie von ~ 560 keV in Koinzidenz. Die letztere ist leicht als Crossover von 368,4 keV und 207,1 keV, das heisst die aus dem Einzelspektrum bekannte Linie von $575,2 \pm 1,0$ keV zu identifizieren. Für die mit γ 207 keV koinzidierende Linie von ~ 580 keV bleibt also nur noch die Linie von $584,8 \pm 1,0$ keV. Die Intensität der Linie von 207 keV wird vermutlich ganz von den beiden Übergängen von 585 keV, welcher die zusammengesetzte Halbwertszeit liefert, und 368 keV aufgebracht. Es bleibt noch abzuklären, welche Linie oberhalb von γ 368 keV steht.

Die Koinzidenzmessung $172K-\gamma$ zeigt, dass $172K$ mit einer γ -Linie von 380 ± 20 keV koinzidiert. Andererseits findet man in den Gruppen $318L$ - $386K$ - $388K$ und $452K$ - $386L$ - $388L$ Koinzidenzen mit γ -Übergängen von 560 ± 30 keV, 370 ± 40 keV und 210 ± 20 keV. In der letztgenannten Koinzidenzmessung stehen die Intensitäten der im Koinzidenzspektrum enthaltenen γ -Linien von 560 keV und 370 keV in einem Verhältnis von 0,6:0,4. Die γ -Intensitäten selbst lassen sich unter Benützung der Koinzidenzmessung $207L-\gamma$ bestimmen. Aus den Intensitätsverhältnissen der Konversionselektronen von γ 387,6 keV ergibt sich, dass diese Linie den Charakter eines elektrischen Quadrupols besitzt. Aus der Intensität der Konversionslinien kann man mit Hilfe der theoretischen Konversionskoeffizienten die γ -Intensität dieses Überganges bestimmen. Die Gesamtintensität dieser Linie wird aber viel grösser als die Summe der Intensitäten von γ 368 keV und γ 575 keV. Als die mit 368 keV koinzidierende Linie ergibt sich demnach die γ -Linie von 386 keV. Die γ -Linien $172,6 \pm 0,3$ keV und $387,6 \pm 0,4$ keV bilden eine Kaskade parallel zu γ $560,5 \pm 0,6$ keV, wobei γ 172 als schwächere Linie über γ 388 zu setzen ist.

Wir haben nun einerseits eine γ -Kaskade von $386,0 \pm 0,5$ keV – $368,4 \pm 0,6$ keV – $207,1 \pm 0,2$ keV, die übrigens in γ $962,5 \pm 2$ keV einen Crossover besitzt, andererseits eine γ -Kaskade 585 keV – 207 keV in das Zerfallsschema einzuordnen. Es ist gesichert, dass γ 61 keV und γ 180 keV nicht mit γ 207 keV in Koinzidenz sind. γ 207 keV kann also entweder direkt in den Grundzustand oder auf das isomere Niveau von 318 keV führen. Es bestehen aber zwei Crossovers, nämlich γ 575 keV und γ 962 keV, die aus Niveaus, die mindestens den Spin $9/2$ besitzen, auf das gleiche Niveau wie γ 207 keV führen. Der Grundzustand von Au^{195} hat den Spin $3/2^+$. Diese Crossovers müssten also den Charakter von Oktupolen besitzen, die aber mit magnetischen Dipolen oder Mischungen von magnetischen Dipolen mit elektrischen Quadrupolen, wie sie die γ -Übergänge von 368 keV und 386 keV darstellen, nicht in den gemessenen Intensitäten konkurrieren können. Die Linie von 207 keV führt also auf das

isomere Niveau von 318 keV. Damit ergeben sich neue Energieniveaus: von 525 keV, das durch Elektroneneinfang nicht erreicht wird; von 706 keV, das ausser durch γ 173 keV entweder durch Elektroneneinfang aus dem Hg-Isomer oder durch unerkannt gebliebene γ -Linien oder durch beides gespeist wird; von 893 keV, das fast ausschliesslich von höhern Niveaus beliefert wird; von 1279 keV (Elektroneneinfang aus dem Hg-Isomer); von 1110 keV mit Speisung aus dem Grundzustand von Hg¹⁹⁵. Letzteres Niveau könnte einen direkten Übergang in den Grundzustand besitzen, der durch die mit γ 61 keV in Koinzidenz stehende Linie von 1110 keV verdeckt würde.

Die β - γ -Koinzidenzen in den Konversionslinien von γ 207 keV und γ 526 keV liefern unterschiedliche Koinzidenzspektren; insbesondere fehlen Koinzidenzen 526 K - γ 370 keV. Die γ -Linie von 526 keV kann also nicht der direkte Übergang vom Niveau von 525 keV in den Grundzustand sein. Ausserdem besitzt γ 526 keV, wie auch γ 467 keV und γ 680 keV eine reine Halbwertszeit von 40 h. Die mit den drei γ -Linien in Koinzidenz gefundene γ -Linie von 560 ± 30 keV muss identisch mit γ 560,5 keV sein. Man erhält damit drei Energieniveaus von 1345 keV, 1404 keV und 1558 keV. Aus letzterem Niveau führt ein direkter γ -Übergang von 1242 ± 5 keV auf das isomere Niveau von Au¹⁹⁵. Aus den andern zwei Niveaus gehen möglicherweise ebenfalls direkte Übergänge in das Niveau von 318 keV, deren γ -Linien oder Konversionslinien aus Intensitätsgründen oder Zusammenfallen mit der γ -Linie von 1020 ± 10 keV (9,5 h + 40 h) nicht gefunden werden.

B. Hg¹⁹³-Au¹⁹³

1. Frühere Arbeiten

Die ersten Resultate über den Zerfall von Hg¹⁹³ sind in der bereits erwähnten Arbeit von GILLON et al.¹²⁾ über neutronenarme Hg-Au-Isotope enthalten. Darin werden die tiefsten Energieniveaus von Au¹⁹³ angegeben. Wir selbst haben bereits einige vorläufige Mitteilungen über den gleichen Zerfall publiziert^{8) 9) 10) 11)}. Unsere Ergebnisse sollen nachfolgend ergänzt und zusammengestellt werden.

2. β -Spektroskopie

a) Konversionsspektren

Wir haben die Konversionsspektren mit Linsenspektrometer, Halbkreisspektrographen und im Bereich > 500 keV mit den doppelfokussierenden Spektrometern in Schweden ausgemessen. Da der Bereich < 300 keV bereits gut bekannt war, haben wir insbesondere nach Linien höherer Energie gesucht. In Figur 8 sind Teile des gemessenen Spektrums

*

abgebildet. Die Konversionslinien liegen bis zu einer Energie von etwa 1300 keV ziemlich dicht beisammen. Selbst bei dem guten Auflösungsvermögen des Halbkreisspektrographen fallen an mehreren Stellen Konversionslinien zusammen.

In Tabelle 2 sind die Angaben über die gefundenen Konversionslinien zusammengestellt. Die Energien entsprechen den zuverlässigsten Werten aus verschiedenen Messungen. Die Halbwertszeit der dem Zerfall Hg-Au¹⁹³ zugeschriebenen Linien haben wir zu

$$\tau_{1/2} = 11 \pm 1 \text{ h}$$

gemessen. Die von GILLON für den Grundzustand von Hg¹⁹³ gefundene

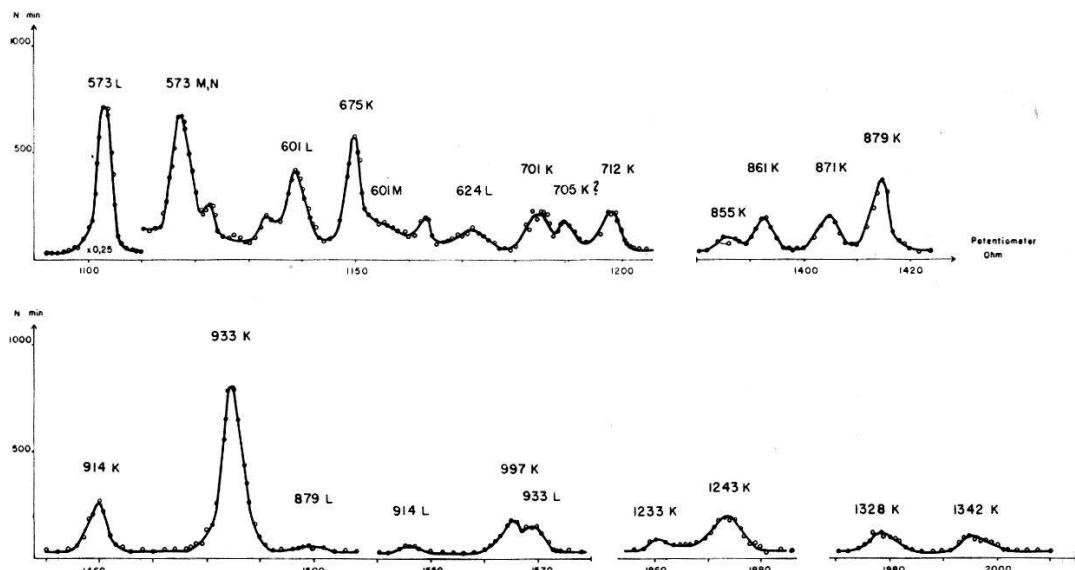


Fig. 8.

Teile eines im doppelfokussierenden Spektrometer des Nobelinstitutes gemessenen Spektrums (55-MeV-Bestrahlung für Hg¹⁹³ – Au¹⁹³-Aktivität).

Halbwertszeit von 6 h konnten wir in keiner Linie > 300 keV direkt feststellen. Unsere Messungen begannen in der Regel ~ 10 h nach dem Ende der Bestrahlung. An den doppelfokussierenden Spektrometern konnten wir der langen Messzeiten wegen keine Halbwertszeit-Messungen durchführen. Immerhin ergab ein Vergleich der Messungen in Schweden, die unmittelbar nach den Bestrahlungen begonnen werden konnten, mit denjenigen in Zürich, dass eine Konversionslinie von 681,1 keV eine zusammengesetzte Halbwertszeit besitzen muss und demnach aus dem Grundzustand von Hg¹⁹³ gespeist wird. Im Zustand des Gleichgewichts gibt die Intensität der γ -Linie von 101 keV in Hg¹⁹³ (*M4*) eine obere Grenze für die Intensität der Linien, die aus dem Grundzustand von Hg¹⁹³ angeregt werden können. Alle starken γ -Linien im Au¹⁹³ und deren Koinzidenzpartner werden demnach durch Elektroneneinfang oder Positronenzerfall aus dem Isomer Hg^{193m} angeregt.

Tabelle 2

Energie	Interpretation	Bemerkungen	β -Intensität	Multipol
<i>In Hg¹⁹³ konvertierte Linien</i>				
24,61	39,5 L_I			*)
25,27	L_{II}			
35,87	M_I			
38,69	N_I			
18,48	101,5 K	mit Au ¹⁹³ 32 L_{II}		
86,62	L_I			
87,27	L_{II}			
89,17	L_{III}			
97,97	M_I			
98,66	M_{III}			
100,9	N			
<i>In Au¹⁹³ konvertierte Linien</i>				
17,87	32,2 L_I			
18,48	L_{II}	mit Hg ¹⁹³ 101 K		
20,26	L_{III}			E 3
28,98	M_{II}			
29,39	M_{III}			(s. S. 362)
29,90	M_{IV}			
31,54	N			
23,86	38,2 L_I	HWZ		
24,48	L_{II}	zusammengesetzt *)		
26,28	L_{III}			
34,79	M_I			
35,02	M_{II}			
35,45	M_{III}			
37,55	N			
85,2	165,9 K			
106,02	186,8 K	HW Z zus. ges. *)		
172,02	L_I	mit Pt ¹⁹³ 186 L		
137,3	218,0 K		1250	
203,37	L_I		900	
204,07	L_{II}		680	
205,85	L_{III}	mit Au ¹⁹³ 220 L_{II}		
214,7	M			
216,85	N			
139,01	219,7 K		750	
205,44	L_I		680	
206,04	L_{II}	mit Au ¹⁹³ 218 L_{III}	174	
207,08	L_{III}			
216,4	M			
177,0	257,4 K		32000	
242,9	L_I			
243,5	L_{II}		6000	
245,4	L_{III}			
254,2	M		1600	
256,4	N			

*) Vgl. GILLON et al.¹²).

Tabelle 2 (1. Fortsetzung)

Energie	Interpretation	Bemerkungen	β -Intensität	Multipol
200,15	280,8 K			
266,62	L_I			
200,85	281,4 K			
267,52	L_I	mit Pt ¹⁹³ 267 N	220	
278,71	M	mit Au ¹⁹³ 290 L_{III}	(mit 280,8 K)	
210,0	290,5 K		390	
276,64	L_I		40	
278,71	L_{III}	mit Au ¹⁹³ 281,4 M		
287,7	M			
219,06	299,4 K		100	
285,55	L_I			
261,22	341,9 K		207	
(326,97)	(L_I)	in Au ¹⁹³ 408 K		
330,0	L_{III}			
338,55	M			
264,90	345,4 K	mit Pt ¹⁹³ 267 M	120	
331,08	L_I		25	
341,61	M_I	doppelt?		
345,03	N			
280,04	360,5 K		26	
346,41	L_I			
283,80	364,4 K		118	
350,13	L_I	doppelt?		
350,72	L_{II}	doppelt?		
301,09	381,8 K			
367,55	L_I			
301,87	382,6 K		740 mit 381,8 K	
368,36	L_I		124 mit 381,8 L	
313,40	394,1 K		395	
379,83	L_I		158	
390,71	M_I			
326,97	407,8 K	mit Au ¹⁹³ 342 L_I	1300	
393,47	L_I		{ 300	E 2
394,00	L_{II}		115	
395,87	L_{III}		97	
404,61	M			
381,40	462,0 K		143	
447,72	L			
406,97	487,6 K		86	
473,60	L_I			
419,0	499,7 K		350	
485,5	L_I		35	
429,5	510,2 K		70	
495,1	L_I			
454,7	535,4 K		150	
520,8	L_I			

Tabelle 2 (2. Fortsetzung)

Energie	Interpretation	Bemerkungen	β -Intensität	Multipol
456,6	537,3 K		210	
523,0	L_I			
492,9	573,6 K		1000	
559,3	L_I		216	
570,1	M		62	
574,2	N		10	
520,2	601,0 K		190 mit 535 L/537 L	
586,2	L		31	
543,0	624 K			
594,4	675,1 K		38	
660,2	L_I	doppelt?	20	
620,6	701,3 K		19	
687,2	L_I	{ doppelt?	9	
631,2	712 K			
681,1	761,8 K	HWZ		
747,1	L_I	zusammengesetzt		
774,6	855,3 K			
780,5	861,2 K		24	
790,2	870,8 K		28	
798,0	878,7 K		50	
864,5	L_I		6	
833,1	913,8 K		36	
900,7	L_I		7	
852,4	933,1 K		149	
918,9	L_I		23	
916,2	996,9 K		22	
982,4	L_I		5	
959,0	1040 K			
997,5	1078 K			
1031,8	1113 K		12	
1098,3	L_I	doppelt?	13	
1094,3	1175 K		17	
1152,2	1233 K			
1162,3	1243 K		29	
1229,0	L_I			
1247,6	1328 K	doppelt?	17	
1315,0	L_I	doppelt?	6	
1262,2	1343 K	doppelt?	12	
1329,6	L_I	doppelt?	6	
1407,8	1489 K		11	
1585	1646 K		5	

Unsere Messungen enthalten gegen 100 weitere unzugeordnete schwache Konversationslinien.

Die Intensitätsangaben der Linien > 500 keV entstammen den Messungen in den doppelfokussierenden Spektrometern, diejenigen der Linien > 200 keV aber < 500 keV den Messungen aus dem Halbkreispektrographen. Die Intensitäten einiger Konversionslinien < 200 keV sind den Messungen im Linsenspektrometer entnommen.

b) β^+ -Spektren

Erstmals wurde von uns im doppelfokussierenden Spektrometer des Nobelinstitutes, nachher auch im Linsenspektrometer in Zürich das Positronenspektrum von Quellen aus 55-MeV-Bestrahlungen gemessen. Die

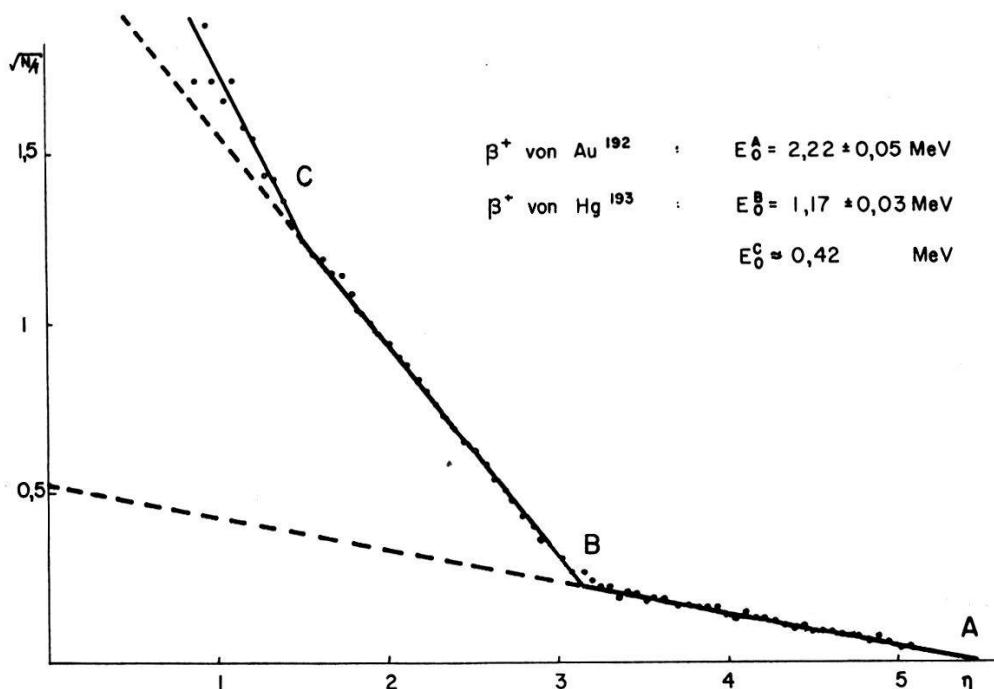


Fig. 9.

Kurie-Plot des β^+ -Spektrums (55-MeV-Bestrahlung; siehe auch Tabelle 3).

beiden Ergebnisse stimmen überein. In Figur 9 ist das Kurie-Plot des gemessenen Spektrums wiedergegeben. Eine Zusammenstellung der Daten über das β^+ -Spektrum ist in Tabelle 3 enthalten. Die Zuordnung der Spektren erfolgte aus Halbwertszeit- und $\beta^+-\gamma$ -Koinzidenzmessungen.

Tabelle 3

Grenzenergie MeV	HWZ h	Int. β^+	Int. K -Einf.	Int. L -Einf.	Int. Total	Zu- ordnung	log ft
2.22 ± 0.05	< 11	175	1060	130	1365	Au^{192}	
1.17 ± 0.03	11	578	29000	4000	33600	Hg^{193}	7,4
0,42	11						
Intensität				185			

Das Spektrum mit einer Grenzenergie $E_0 = 1,17$ MeV muss dem Übergang $\text{Hg}^{193\text{m}} - \text{Au}^{193\text{m}}$ zugeordnet werden. Das tiefste Spektrum von ~ 420 keV ist mehrfach, da in Au^{193} eine grosse Zahl von Niveaus bestehen, die durch β^+ -Zerfall erreicht werden können.

3. γ -Spektroskopie

Das γ -Spektrum von Au^{193} besteht aus so vielen Linien, dass von Messungen mit kleinen Szintillationskristallen kein befriedigendes Resultat erwartet werden darf. D. MAEDER hat uns deshalb eine provisorische Anordnung mit einem zylindrischen NaI (Tl)-Kristall von 12,7 cm Durch-

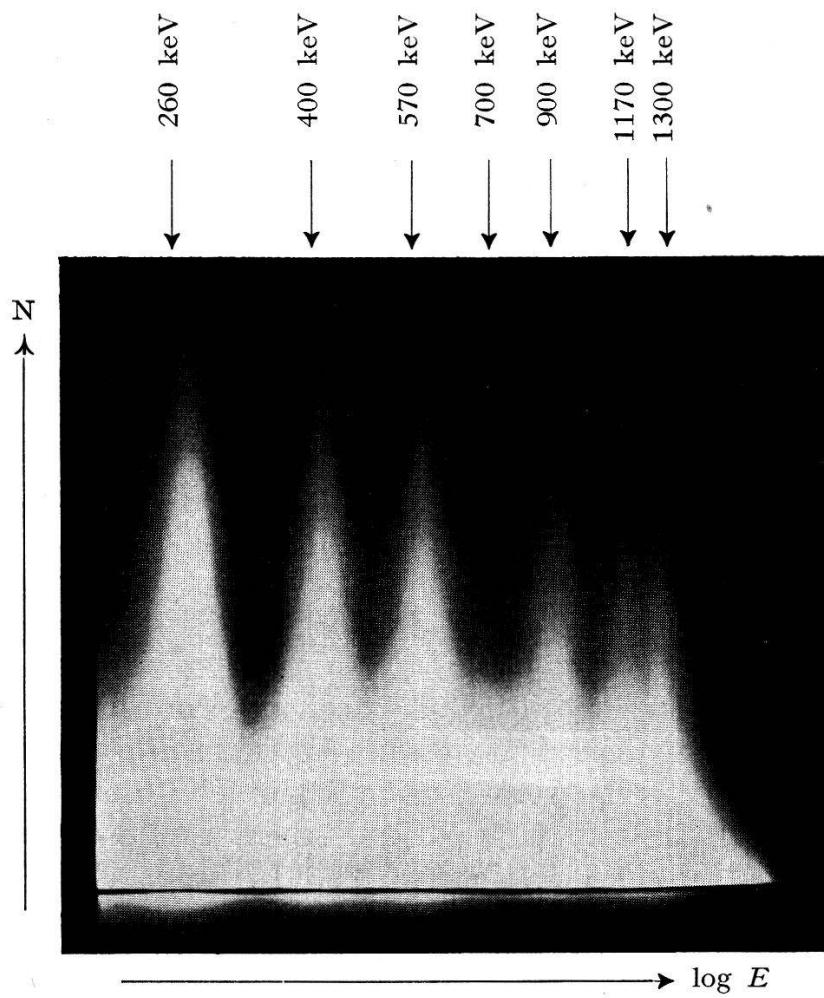


Fig. 10

γ -Spektrum von $\text{Hg}^{193} - \text{Au}^{193}$ in logarithmischem Energie-Maßstab.

messer und 10 cm Länge und seinen γ -Impulsspektrographen zur Verfügung gestellt¹⁴⁾. Wir haben damit das γ -Spektrum von $\text{Hg}-\text{Au}^{193}$ gemessen. Eine solche Messung ist in Figur 10 dargestellt. Die Energie ist in logarithmischem Maßstab aufgetragen²⁷⁾. Der Comptoneffekt beträgt für eine γ -Energie von 1,2 MeV 25%, für 0,6 MeV $\sim 10\%$ der totalen An-

sprechwahrscheinlichkeit. Man unterscheidet trotz der grossen Anzahl von γ -Linien, die im Spektrum enthalten sein müssen, deutliche Spitzen, die den aus dem Konversionsspektrum bekannten intensivsten γ -Linien entsprechen.

Die in Tabelle 4 für die einzelnen Spitzen angegebenen Intensitäten sind mit einem Fehler von $\sim 20\%$ behaftet.

Tabelle 4

Energie keV	Intensität
260	130 000
400	73 000
570	51 000
700	8 000
900	36 000
> 900	50 000

Zur Bestimmung der höchsten im Zerfall auftretenden γ -Strahlung wurde eine Aufnahme mit einem Absorber von 16 mm Pb gemacht. Als Grenze für die energiereichste beobachtete γ -Linie erhält man daraus $E_{max} = 1800 \pm 100$ keV.

4. γ - γ -Koinzidenzen

Nach der von MAEDER beschriebenen Methode²⁸⁾ wurden in Hg-Au¹⁹³ γ - γ -Koinzidenzen als erste Orientierung über mögliche Kaskaden gemessen. In einem der Szintillationszählkanäle wurde der bereits für die γ -Einzelspektren benützte grosse NaI (Tl)-Kristall verwendet. Figur 11 zeigt eine so erhaltene Aufnahme. Abszisse und Ordinate entsprechen der linearen Energieskala der beiden Zählkanäle. Die horizontale Energieskala gehört zum Kanal mit dem grossen Kristall, in welchem die weicheren γ -Strahlen mit einem Absorber von 2 mm Pb absorbiert wurden. Eine Koinzidenz zwischen zwei Impulsen erscheint als Punkt mit den den Impulshöhen entsprechenden Koordinaten. Man unterscheidet auf der Photographie deutlich einige markante Gruppen von Koinzidenzen. Insbesondere erkennt man (angenäherte Energien in keV):

550 – 550
 400 – 930, 400 – 1300
 400 – 220, 400 – 400, 400 – 600
 350 – 500
 220 – 700

Diese Resultate sind zu wenig genau, um daraus entnehmen zu können, welche einzelnen Übergänge diese Koinzidenzen liefern. Immerhin erhält

man daraus wertvolle Hinweise, in welchen Bereichen des Konversionspektrums β - γ -Koinzidenzmessungen versucht werden sollen.

5. β - γ -Koinzidenzen

Die β - γ -Koinzidenzmessungen dienen zur Verfeinerung der aus den γ - γ -Koinzidenzmessungen erhaltenen Resultate. Es ist jedoch im Zerfall von Hg^{193} - Au^{193} kaum mehr möglich, im Linsenspektrometer eine einzelne Konversionslinie einzustellen. Vielmehr misst man meistens Koinzidenzen mit einer Gruppe von Konversionslinien, in der gegebenenfalls

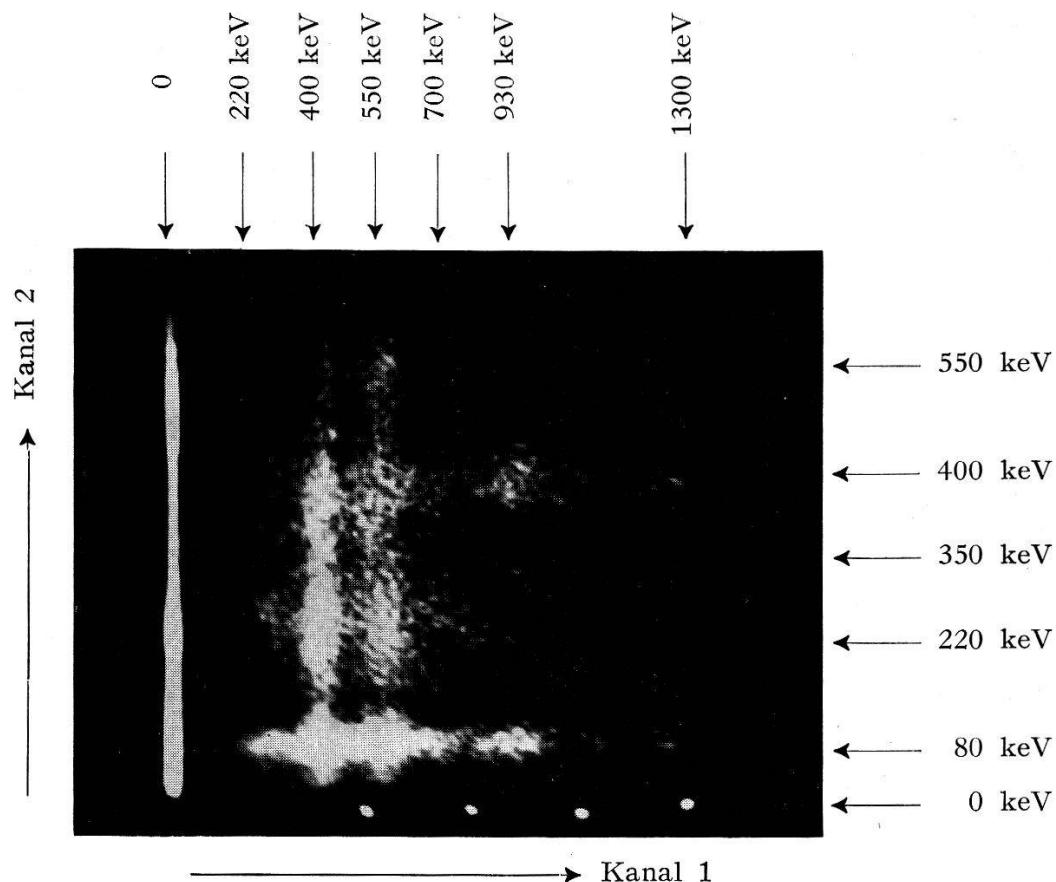


Fig. 11.
 γ - γ -Koinzidenzmessung in Hg^{193} - Au^{193} .

eine bestimmte Linie die wesentliche Intensität liefert. Aus den Koinzidenzmessungen erhält man deshalb nur unsichere numerische Resultate für Verzweigungsverhältnisse und Konversionskoeffizienten. Für die Aufstellung des Zerfallsschemas sind sie aber immer noch von grossem Nutzen.

Nachstehend sind die in den Koinzidenzspektren mit den verschieden wichtigeren Gruppen von Konversionslinien in Koinzidenz gefundenen γ -Übergänge oder Gruppen von γ -Übergängen in Form einer Tabelle dargestellt (Tabelle 5).

6. Isomer Au^{193m}

Nach der in den tiefsten Niveaus gefundenen Analogie der Zerfalls-schemata von Au^{197} , Au^{195} und Au^{193} war zu erwarten, dass Au^{193} wie schon Au^{197} und Au^{195} ein Isomer besitzt. GILLON *et al.*¹²⁾ haben denn

Tabelle 5

Konversionslinien	Photospitzen im koinzidierenden γ -Spektrum
32 L, M	260
38 L, M	220, 770, 1050
186 K	570, 850
218 K + 220 K	290?
281 K + 218 L +	400, 600, 750
220 L + 290 K	
342 K + 345 K	220, 390, 500, 700, 900?
290 L + 360 K + 364 K	220?, 380, 460 + evtl. höhere
381 K + 382 K	220, 380, 500 + evtl. höhere
394 K	220, 380, 600, 750
408 K	930, 1200 + evtl. niedere
500 K	380, 600 + evtl. niedere
535 K + 537 K	570, höhere unsicher
573 K	540, 900, evtl. 1150
914 K	570
933 K	410
879 K	450?, 560?

auch angenommen, dass die von ihnen gefundene γ -Linie von 32,2 keV ein $E3$ sein müsse, ohne allerdings die Lebensdauer des entsprechenden Niveaus zu kennen oder über die erwähnte Linie mehr zu wissen, als dass es ein elektrischer Multipol sein müsse. Wir haben bereits früher die Halbwertszeit von Au^{193m} zu

$$\tau_{1/2} = 3,8 \pm 0,3 \text{ sec}$$

bestimmt⁸⁾. Dieser Wert ist inzwischen von FISCHER²⁹⁾ bestätigt worden. Wir haben gezeigt, dass γ 257,4 zum Isomer gehört und diese Linie mit γ 32,2 in Koinzidenz ist. Weiterhin hat J. H. BRUNNER³⁰⁾ in einer Diplomarbeit die relativen Intensitäten der L - und M -Konversionslinien von γ 32,2 bestimmt und mit den theoretischen Werten von ROSE²³⁾ verglichen (Tabelle 6).

Es zeigt sich, dass die Werte für einen $E3$ am besten mit dem experimentellen Ergebnis übereinstimmen.

Man hat bisher die aus dem Konversionsspektrum bekannte γ -Linie von $290,5 \pm 0,5$ keV als $M4$ und Crossover von γ $32,2 \pm 0,1$ keV und

γ $257,4 \pm 0,5$ keV angegeben. Aus dem nunmehr gemessenen K/L -Verhältnis lässt sich aber sagen, dass der $M4$ von einer stärkeren Linie der gleichen Energie verdeckt wird.

Tabelle 6

	L_{II}/L_{III} theoret.	$M_{I\ II\ III}/M_{IV\ V}$	L/M
E 1	0,76	3,54	2,51
E 2	0,88	51,2	2,3
E 3	0,87	4,81	1,41
E 4	1,30	0,57	0,44
	experimentell 0,75	11,34	1,33

7. Zerfallsschema $Hg^{193}-Au^{193}$

Auf Grund der Koinzidenzmessungen haben wir für den Zerfall $Hg-Au^{193}$ ein Zerfallsschema erstellt, das in Figur 12 dargestellt ist. Darin sind nur die aus Koinzidenzmessungen bestimmten Niveaus enthalten.

Für die tiefsten Niveaus haben GILLON *et al.*¹²⁾ bereits ein Zerfallschema vorgeschlagen, das, nur auf Messungen von Konversionsspektren basierend, wohl einen hohen Grad von Wahrscheinlichkeit besaß (insbesondere beim Vergleich mit den durch die Arbeit von JOLY *et al.*⁷⁾ einwandfrei abgeklärten Zerfällen von $Hg-Au^{197}$ und $Hg-Au^{195}$), aber noch keineswegs gesichert war. Wir haben deshalb zuerst das vorgeschlagene Schema verifiziert. Als wichtige Stütze des Schemas erwies sich dabei die von uns neu gefundene γ -Linie von 219,7 keV, die sich als Verbindung zwischen den Niveaus von 258 keV ($5/2^+$) und 38 keV ($1/2^+$) ins Schema einordnen lässt. Da diese Linie als $E\ 2$ eine relativ starke γ -Intensität aufweist, konnte die Koinzidenz 38 L , $M-\gamma$ 186 keV nicht sicher nachgewiesen werden, dürfte aber vorhanden sein.

Die Koinzidenzmessungen in 38 L , M und 186 K zeigen in den Koinzidenzspektren γ -Linien, von denen man im Konversionsspektrum nur K -Linien gefunden hat und die sich nun in das Zerfallsschema einreihen lassen. Aus den Koinzidenzen 38 L , $M-\gamma$ 761,8 und 186 K – γ 570 erhält man ein Niveau von 800 keV, während die Koinzidenzen 38 L , $M-\gamma$ 1040 und 186 K – γ 855 zu einem Niveau von 1078 keV führen. Diese beiden Niveaus müssen offenbar vom Grundzustand von Hg^{193} angeregt werden. Die mit 186 K in Koinzidenz gefundene γ -Linie von 570 keV hat nach den bekannten Energien der übrigen beteiligten Linien eine Energie von $574,3 \pm 1,2$ keV. Aus Intensitätsgründen ist sie mit der starken γ -Linie

von $573,6 \pm 0,7$ keV nicht identisch, von der sie jedoch nicht getrennt werden kann.

Die Angaben in Tabelle 5 ergeben unter Berücksichtigung der Intensitäten der verschiedenen Linien die folgenden Kaskaden mit allfälligen Crossovers:

$$\begin{aligned} 345 - 394 - 382 - 218 \text{ keV} \\ 933 - 408 \text{ keV} \\ 535 - 537 - 573 \text{ keV} \\ 914 - 573 \text{ keV} \end{aligned}$$

Aus den Intensitäten schliesst man weiter, dass die entsprechenden Niveaus aus dem Isomer Hg^{193m} gespeist werden. Analoge Überlegungen wie beim Zerfall von Hg-Au^{195} (Existenz von Crossovers) zeigen, dass

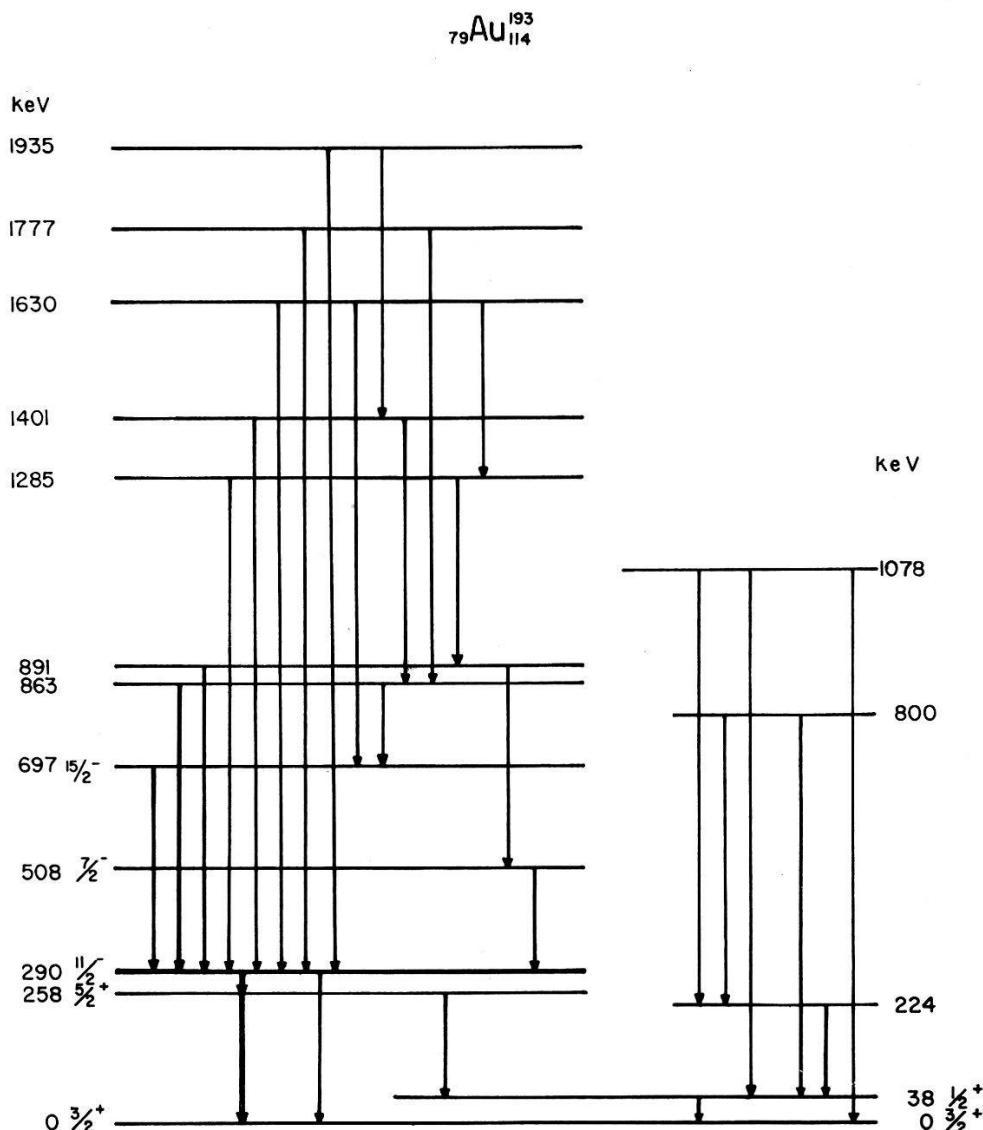


Fig. 12.

Niveauschema von Au^{193} : die links bezeichneten Niveaus werden vom Isomer Hg^{193m} , die rechts bezeichneten Niveaus vom Grundzustand Hg^{193} angeregt.

diese Kaskaden auf das isomere Niveau von Au^{193} führen. Damit erhält man folgende neue Energieniveaus: 508, 697, 863, 891, 1285, 1401, 1630, 1777 und 1935 keV.

In dieses Schema passt noch eine γ -Linie von 165,9 keV, von der man nur die K -Konversionslinie kennt. Von GILLON *et al.*¹²⁾ wurde im Zerfall von Au^{192} eine unzugeordnete Konversionslinie von 85,0 keV aufgeführt mit einer Halbwertszeit von 8 h, während die übrigen diesem Zerfall zugeordneten Linien eine Halbwertszeit von 6 h besitzen. Eine Zuordnung zum Zerfall Au^{192} scheint uns aus Intensitätsgründen ausgeschlossen, finden wir doch in unseren Messungen die stärksten Linien von Au^{192} nur in schwachen Andeutungen. Wir interpretieren sie als K -Linie eines γ -Überganges von 165,9 keV zwischen den Niveaus 863 keV und 697 keV.

Aus den $\gamma-\gamma$ - wie aus den $\beta-\gamma$ -Koinzidenzmessungen weiß man, dass 408 keV mit einer γ -Linie höherer Energie in Koinzidenz ist. Es dürfte sich dabei um eine Überlagerung verschiedener γ -Linien handeln. Eine wahrscheinliche Kombination ist

$$408 + 1328 = 1736 \text{ keV}$$

denn auch

$$500 + 1235 = 573 + 1160 = 996 + 739 = 1111 + 624 = 1735 \text{ keV}$$

Es bleiben noch eine ganze Reihe unzugeordneter Linien, die notwendigerweise zu einer Anzahl neuer Energieniveaus führen müssen. Zu deren endgültiger Einreihung in das Zerfallsschema müssen verbesserte experimentelle Methoden angewendet werden.

Wir geben nachstehend einige Energiekombinationen, die mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit auf weitere Energieniveaus über dem Isomer Au^{193} schließen lassen:

$$\begin{aligned} 218 + 282 &= 500 \\ 500 + 361 &= 861 \\ 500 + 371 &= 871 \\ 500 + 675 &= 1175 \\ 500 + 1145 &= 1645 \\ 861 + 381 &= 871 + 371 = 878 + 364 = 1242. \end{aligned}$$

C. Andere Zerfälle

1. Au-Pt^{195} und Au-Pt^{193}

In unseren Quellen fanden sich notwendigerweise auch die Aktivitäten von Au^{195} und Au^{193} , die in das stabile Pt^{195} bzw. in das langlebige Pt^{193} führen. Dabei haben sich im wesentlichen die Resultate von A. DE SHALIT *et al.*³¹⁾ bzw. EWAN³²⁾ bestätigt. Wir haben jedoch die nach EWAN in Pt^{193}

konvertierte schwer nachweisbare γ -Linie von 12,6 keV (erstes angeregtes Niveau) nicht gefunden. Es wäre interessant zu untersuchen, ob der isomere Übergang ($M\ 4$) im Pt¹⁹³ zum Grundzustand oder in dieses Niveau von 12,6 keV führt. Dies scheinen die beiden einzigen Möglichkeiten zu sein. In beiden Fällen wäre aber die Spinzuordnung von EWAN für die Niveaus von Pt¹⁹³ nicht richtig, denn der einwandfrei festgestellte $M\ 4$ von 135,4 keV dürfte vom $13/2^{+}$ - zum $5/2^{-}$ -Niveau führen.

2. Au¹⁹⁶

In einer Au-Quelle haben wir die zum Zerfall von Au¹⁹⁶ gehörenden γ -Linien mit der bekannten Halbwertszeit von $6\ d$ gefunden⁹⁾. Diese Aktivität muss durch die Reaktion Au¹⁹⁷ (ϕ, d) Au¹⁹⁶ oder Au¹⁹⁷ (ϕ, pn) Au¹⁹⁶ entstanden sein.

3. Hg¹⁹⁴

Unsere Quellenherstellung hat stets eine reine Hg-Aktivität geliefert. Die Tatsache, dass wir in unseren Quellen die zum Zerfall von Au¹⁹⁴ gehörenden Linien gefunden haben, lässt sich nur dadurch erklären, dass diese Aktivität aus Hg¹⁹⁴ entstanden ist. Das Hg¹⁹⁴ hat nach unsrern Messungen eine Halbwertszeit von $\sim 600\ d$. Wir haben keine in Au¹⁹⁴ konvertierten γ -Linien gefunden; die festgestellten Aktivitäten waren aber so schwach, dass uns solche Linien sehr wohl entgangen sein können.

4. Hg¹⁹²

In unseren Quellen haben wir die stärksten von GILLON *et al.*¹²⁾ dem Zerfall von Hg¹⁹² zugeordneten Konversionslinien gefunden (γ 31 keV, γ 157 keV und γ 275 keV). Ferner ist die oberste Komponente des Positronenspektrums (Tabelle 3), deren Grenzenergie zu $E_0 = 2,22 \pm 0,05\ MeV$ gemessen wurde, nach Halbwertszeit und Koinzidenzmessungen dem Zerfall Au¹⁹²–Pt¹⁹² zuzuordnen.

IV. Diskussion der Resultate

1. Energiedifferenzen der Isobare und ft -Werte

JOLY *et al.*⁷⁾ haben für die Isobare Hg–Au der Massenzahlen 197, 195 und 193 aus der Weizsäckerformel und den bekannten Energiedifferenzen benachbarter Isotope folgende Energiedifferenzen der Grundzustände angegeben: Hg–Au¹⁹⁷: $Q = 560\ keV$, Hg–Au¹⁹⁵: $Q = 1600\ keV$, Hg–Au¹⁹³: $Q = 2600\ keV$.

Aus der von uns gemessenen Grenzenergie des Positronenzerfalls Hg^{193m}–Au^{193m} von $1170 \pm 30\ keV$ erhält man für Hg–Au¹⁹³: $Q = 2340 \pm 30\ keV$.

HOURIET³³⁾ hat aus dem bekannten Zerfall Au–Hg¹⁹⁹ folgende Q -Werte berechnet:

$$\begin{aligned} \text{Hg–Au}^{197} : Q &= 810 \pm 100 \text{ keV} \\ \text{Hg–Au}^{195} : Q &= 1760 \pm 100 \text{ keV} \\ \text{Hg–Au}^{193} : Q &= 2460 \pm 200 \text{ keV} \end{aligned}$$

Der letzte Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Resultat.

Wir haben mit den Werten von HOURIET die ft -Werte der Elektroneneinfänge in die Niveaus von Au¹⁹⁷ und Au¹⁹⁵ neu berechnet. In Tabelle 10 sind die Resultate für die verschiedenen Niveaus der Au-Isotope zusammengestellt. Der ft -Wert für den Zerfall Hg^{193m}–Au^{193m} ist unter der Annahme eines Konversionskoeffizienten $\alpha_k = 0,25$ für γ 258 keV berechnet.

2. Spin und Parität der Au-Niveaus

Die Niveauschemata von Au¹⁹⁷, Au¹⁹⁵ und Au¹⁹³ sind nach früheren Arbeiten in den tieferen Energien auffallend ähnlich^{7) 8) 12)}. Wir können nun versuchen, die Analogie bis zu höheren Niveaus zu verfolgen. Beim Vergleich der Zerfallsschemata von Au¹⁹⁵ (Fig. 7) und Au¹⁹³ (Fig. 12) erkennt man, dass sich bis zu einer Energie von 1400 keV fast alle gefundenen Energieniveaus einander zuordnen lassen. Dass in Au¹⁹³ nicht alle aus dem Niveauschema von Au¹⁹⁵ bekannten vom Grundzustand des Hg angeregten Niveaus gefunden werden, lässt sich aus der Tatsache leicht verstehen, dass 92% der Zerfälle aus dem Hg-Isomer durch Elektroneneinfang und Positronenzerfall in Niveaus von Au¹⁹³ mit hohem Spin und nur 8% über den $M\ 4$ und weiter in den Grundzustand des Hg führen. In Hg¹⁹⁵ ist das entsprechende Verzweigungsverhältnis 1:1.

Wegen der Analogie der Zerfallsschemata genügt es, die Spinzuordnung im besser bekannten Isotop Au¹⁹⁵ zu diskutieren. Zur Diskussion von Spin und Parität wurden weitgehend die Anschauungen des Schalenmodells herangezogen. Es soll später begründet werden, dass dieses Vorgehen berechtigt ist.

Nach den Vorstellungen des Schalenmodells werden in der Protonenschale zwischen $Z = 50$ und $Z = 82$ die Zustände

$$g\ 7/2, d\ 5/2, h\ 11/2, d\ 3/2, s\ 1/2$$

aufgefüllt. Als tiefliegendes Niveau mit hohem Spin, das Anlass zu Isomerie geben kann, ist ein Zustand $h\ 11/2$ zu erwarten³⁴⁾. Das Niveau 318 keV kann deshalb sicher als $11/2^-$ bezeichnet werden. Aus den bekannten Multipolaritäten von γ 57 keV und γ 262 keV ergibt sich für das Niveau von 262 keV ein $5/2^+$ -Zustand und für den Grundzustand $3/2^+$. In Au¹⁹⁷ ist der Grundzustand tatsächlich zu $3/2$ gemessen worden³⁵⁾. Da

γ 200,5 keV (Übergang vom Niveau 262 keV zum Niveau 61 keV) als $E2$ identifiziert wurde, kann man das Niveau 61 keV sicher als $1/2^+$ erkennen. Der Elektroneneinfang ins Niveau von 241 keV besitzt einen höheren $f\tau$ -Wert als alle andern vom Hg-Grundzustand ausgehenden Zerfälle. Da γ 180 keV aber $M1 (+ E2)$ -Charakter besitzt, muss das Niveau 241 keV entweder $3/2^+$ oder $1/2^+$ sein.

Das Niveau 525 keV stellt eine Verbindung zwischen Niveaus von hohem und niedrigem Spin her. Die γ -Linie von 207 keV besitzt wie die in Au^{193} analoge Linie von 218 keV eindeutig $E2$ -Charakter. Daraus schliesst man für das Niveau von 525 keV auf einen $7/2^-$ -Zustand. Ferner erhält man für das vom Hg-Grundzustand gespeiste Niveau von 1110 keV als mögliche Zuordnungen $5/2^+$ oder $7/2^+$, ist es doch durch einen $E1$ mit dem Niveau 525 keV verbunden.

Das Niveau 706 keV, das über einen $E2$ ins Isomer Au^{195m} zerfällt, wird, wie man noch deutlicher beim analogen Niveau von 697 keV in Au^{193} sieht, wesentlich anders angeregt als das Niveau $7/2^-$. Dies deutet darauf hin, dass das Niveau 706 keV ein $15/2^-$ -Zustand ist.

Spin und Parität der übrigen Niveaus lassen sich nicht eindeutig angeben, wenn auch die Zahl der Möglichkeiten teilweise auf 2 eingeschränkt werden kann. Die Betrachtungen im folgenden Abschnitt geben weitere Hinweise für wahrscheinliche Spinzuordnungen.

Der Elektroneneinfang ins Niveau von 525 keV mit $7/2^-$ vom Hg^{195m} ist dreifach und vom Hg-Grundzustand doppelt verboten. Man findet auch tatsächlich keinen direkten Elektroneneinfang in dieses Niveau. Auch der Grundzustand und die Niveaus von 262 keV und 893 keV erhalten direkt keine messbare Intensität. Alle übrigen Elektroneneinfänge sind nach den $f\tau$ -Werten einfach verboten.

3. Vergleich der experimentellen Resultate mit den Voraussagen der Theorie

a) Schalenmodell

Angeregt durch die Arbeiten von PRYCE^{18) 36)} haben wir versucht, seine Methode für die Berechnung der Energieniveaus von Pb^{205} auf Au^{195} anzuwenden.

Die Voraussetzungen des Schalenmodells (kugelsymmetrisches Potential, Spin-Bahn-Kopplung) seien erfüllt. Die Darstellung eines Kernzustandes durch eine einzige Konfiguration soll eine gute Näherung liefern. Man betrachtet einen Kern, in dem sich die Neutronen in abgeschlossenen Schalen befinden, während sich p Protonen (oder Löcher) in einer angebrochenen Schale bewegen. In nullter Näherung ist dann die Energie des Zustandes durch die Summe der Energien der zu den ausserhalb der abgeschlossenen Schalen befindlichen Protonen gehörenden Einteil-

chenzustände gegeben. Die p Protonen kombinieren im allgemeinen zu verschiedenen Zuständen mit verschiedenen Spins, die in nullter Näherung degenerieren. In erster Näherung berücksichtigt man die Wechselwirkungsenergie der p Protonen untereinander, wodurch die degenerierten Niveaus aufspalten. Damit wird die Totalenergie des Zustandes

$$E_{\text{Tot}} = E_0 + E_p + E_{pp}$$

(Energie des Rumpfes plus Einteilchenenergie plus Wechselwirkungsenergie).

In den Rechnungen wird angenommen, dass die Reichweite der Kernkräfte kurz ist gegenüber dem Kerndurchmesser. In diesem Falle können als wesentliche Parameter für die Wechselwirkung zwischen zwei Partikeln die Singulett- und die Tripletts-Wechselwirkung gelten. Diese Wechselwirkung wird ferner als klein gegenüber der Spin-Bahn-Aufspaltung betrachtet, das heißt man nimmt $j-j$ -Koppelung an. Die Wechselwirkungsenergie soll proportional der Wahrscheinlichkeit sein, dass sich zwei Teilchen in unmittelbarer Nachbarschaft befinden. Die Rechnung, über die man bei PRYCE³⁶⁾ Einzelheiten findet, führt für die Wechselwirkungsenergie von zwei gleichen Partikeln zu einem Ausdruck folgender Form:

$$E_{pp} = \alpha_s E_s \quad (2)$$

Die Gewichtskoeffizienten α_s sind direkt berechenbar; die Konfigurationsparameter E_s können aus den Überlappungen der Wellenfunktionen abgeschätzt werden.

Sofern in der Konfiguration nur ein Niveau mit Spin I vorkommt, gewinnt man die Wechselwirkungsenergie zwischen 3 gleichen Teilchen (oder Löcher) aus einer Linearkombination von Integralen, in denen nur 2 Teilchen vorkommen

$$E_{\text{int}} = < | V_{23} + V_{31} + V_{12} | > \quad (3)$$

Diese Teilintegrale werden aus (2) erhalten unter Berücksichtigung des Pauliprinzips und aller möglichen Kombinationen, eventuell multipliziert mit einem Gewichtsfaktor. So ist zum Beispiel

$$\begin{aligned} E_{\text{int}} [(s 1/2)^2 d 5/2] &= E_{\text{int}} [(s 1/2)^2] + 5/6 E_{\text{int}} [(s 1/2, d 5/2)_{I=2}] \\ &\quad + 7/6 E_{\text{int}} [(s 1/2, d 5/2)_{I=3}] \end{aligned}$$

Au^{195} weist 3 Löcher in der Protonenschale und 10 Löcher in der Neutronenschale auf. Benutzt man zur Berechnung der Energieniveaus von Au^{195} die aus der Arbeit von ANDERSSON et al.⁶⁾ bekannten Energien der Niveaus von Tl^{197} als Einteilchenenergien, so sind darin die Neutron-Proton-Wechselwirkungen bereits enthalten. Man kann also im Falle von

*

Au^{195} wie bei Pb^{205} vorgehen, das eine abgeschlossene Protonenschale und eine Neutronenschale mit 3 Löchern besitzt.

In Tabelle 7 sind die der Arbeit von ANDERSSON entnommenen Lochenergien der Protonenzustände in MeV aus Tl^{197} zusammengestellt.

Tabelle 7

	Tl^{195}	Tl^{197}	Tl^{199}
$h\ 11/2$	0,940	0,994	
$d\ 5/2$	0,841	0,772	0,720
$d\ 3/2$	0,393	0,387	0,367
$s\ 1/2$	0	0	0

Die Konfigurationsparameter ε_s für die verschiedenen Konfigurationen sind unter der Bezeichnung a, b, \dots in Tabelle 8 enthalten und analog PRYCE angenommen oder interpoliert. Sieht man von einer Korrektur

Tabelle 8

		MeV
$(s\ 1/2)^2$	a	0,38
$s\ 1/2\ d\ 5/2$	b	0,28
$s\ 1/2\ d\ 3/2$	c	0,28
$(d\ 5/2)^2$	d	0,33
$d\ 3/2\ d\ 5/2$	e	0,33
$(d\ 3/2)^2$	g	0,33
$s\ 1/2\ h\ 11/2$	i	0,18
$(h\ 11/2)^2$	k	0,25
$d\ 3/2\ h\ 11/2$	l	0,20

für Konfigurations-Wechselwirkungen ab, so erhält man für die Gesamtenergie der verschiedenen möglichen Dreilöcher-Konfigurationen die in Tabelle 9 angegebenen Werte. Der Nullpunkt der Energieskala wurde dem Niveau mit der tiefsten Energie zugeordnet. Kombinationen mit $g\ 7/2$ sind nicht berücksichtigt. Das entsprechende Niveau wurde in Tl nicht gefunden; es dürfte ziemlich hoch liegen und Kombinationen mit $g\ 7/2$ demnach ebenfalls hohe Energie besitzen. Die Energie der Konfiguration $[(h\ 11/2)^2\ d\ 3/2]_{3/2^+}$ wurde berechnet unter der Annahme, dass $(h\ 11/2)_{I=0}^2$ den wesentlichen Beitrag zur Energie liefert (siehe PRYCE¹³) Bemerkung am Schluss, p. 238). Es sind nur einzelne Konfigurationen berechnet, die vom Isomer Hg^{195m} erreicht werden können.

Aus Tabelle 9 ergibt sich als Konfiguration des Grundzustandes $[(s\ 1/2)^2\ d\ 3/2]_{3/2^+}$. Für das Niveau von 61 keV mit Spin $1/2^+$ kann man sicher $[(s\ 1/2)\ (d\ 3/2)^2]_{1/2^+}$ angeben. Dem Niveau 262 keV lässt sich

Tabelle 9

I	Konfiguration	W	Energie	MeV
1/2+	$s\ 1/2\ (d\ 5/2)^2$	3	$1,54 - b - 3\ d$	0,54
	$s\ 1/2\ d\ 3/2\ d\ 5/2$	2	$1,16 - 6/5\ b - 4/5\ c$	0,77
	$s\ 1/2\ (d\ 3/2)^2$	1	$0,77 - c - 2\ g$	0,1
	$d\ 3/2\ (d\ 5/2)^2$	2	$1,93 - 24/35\ d - 16/35\ e$	1,8
	$d\ 5/2\ (d\ 3/2)^2$	1	$1,55 - 3/5\ e - 2/5\ g$	1,49
	$s\ 1/2\ (h\ 11/2)^2$	3	$1,99 - i - 6\ k$	0,58
3/2+	$(s\ 1/2)^2\ d\ 3/2$	2	$0,39 - a - c$	0
	$s\ 1/2\ (d\ 5/2)^2$	3	$1,54 - 8/5\ b - 24/35\ d$	1,13
	$s\ 1/2\ d\ 3/2\ d\ 5/2$	2	$1,16 - 3/5\ b - 2/5\ c - 6/35\ e$ $\pm 1/5 (9b^2 + 4c^2 + 36/49e^2 + 9bc + 27/7be + 3/7ce)^{1/2}$	{ 0,8 1,38
	$(d\ 5/2)^3$	3	$2,32 - 12/7\ d$	2,03
	$s\ 1/2\ (d\ 3/2)^2$	1	$0,77 - 2/5\ c - 2/5\ g$	0,8
	$d\ 3/2\ (d\ 5/2)^2$	2	$1,93 - 129/70\ d - 23/35\ e$ $\pm 1/70 ((81d + 24e)^2 + 1120e^2)^{1/2}$	{ 0,85 1,89
	$d\ 5/2\ (d\ 3/2)^2$	1	$1,55 - 6/35\ d - 2/5\ g$	1,67
	$(d\ 3/2)^3$	1	$1,16 - 2\ g$	0,77
	$d\ 3/2\ (h\ 11/2)^2$	2	$2,38 - 6\ k - l$	0,95
5/2+	$(s\ 1/2)^2\ d\ 5/2$	3	$0,77 - a - b$	0,38
	$(d\ 5/2)^3$	3	$2,32 - 3\ d$	1,6
	$s\ 1/2\ (d\ 5/2)^2$	3	$1,54 - 3/5\ b - 24/35\ d$	1,41
	$s\ 1/2\ d\ 3/2\ d\ 5/2$	2	$1,16 - 3/5\ b - 2/5\ c - 6/35\ e$ $\pm 1/5 (9b^2 + 4c^2 + 36/39e^2 + 4bc - 4be - 8/7ce)^{1/2}$	{ 0,91 1,27
	$(d\ 5/2)^2\ d\ 3/2$	2	$1,93 - 17/35\ d - 4/5\ e$ $\pm 1/35 (49d^2 + 232de + 304e^2)^{1/2}$	{ 1,55 2,01
	$(d\ 3/2)^2\ d\ 5/2$	1	$1,55 - 23/35\ e - 6/5\ g$ $\pm 2/5 ((6/7e + 2g)^2 + 10/7e^2)^{1/2}$	{ 1,03 1,85
	$s\ 1/2\ (d\ 3/2)^2$	1	$0,77 - 7/5\ c - 2/5\ g$	0,52
7/2+	$s\ 1/2\ (d\ 5/2)^2$	3	$1,54 - 2\ b - 2/7\ d$	1,18
	$s\ 1/2\ d\ 3/2\ d\ 5/2$	2	$1,16 - 3/5\ b - 2/5\ c - 4/7\ e$ $\pm 1/5 (9b^2 + 4c^2 + 400/49e^2 - 3bc + 15be - 55/7ce)^{1/2}$	{ 0,69 1,23
	$(d\ 5/2)^2\ d\ 3/2$	2	$1,93 - 17/35\ d - 4/5\ e$ $\pm 1/35 (49d^2 + 232de + 619e^2)^{1/2}$	{ 1,01 1,57
	$d\ 5/2\ (d\ 3/2)^2$	1	$1,55 - 46/35\ e - 2/5\ g$	1,25
9/2+	$s\ 1/2\ d\ 3/2\ d\ 5/2$	2	$1,16 - 4/5\ c - 8/7\ e$	0,83
	$s\ 1/2\ (d\ 5/2)^2$	3	$1,54 - 1/5\ b - 2/7\ d$	1,66
	$(d\ 5/2)^3$	3	$2,32 - 39/35\ d$	2,22
	$(d\ 5/2)^2\ d\ 3/2$	2	$1,93 - 2/7\ d - 32/35\ e$	1,29
	$(d\ 3/2)^2\ d\ 5/2$	1	$1,55 - 11/7\ e - 2/5\ g$	1,17
11/2+	$(d\ 5/2)^2\ d\ 3/2$	2	$1,93 - 2/7\ d - 13/7\ e$	1,49
11/2-	$(s\ 1/2)^2\ h\ 11/2$	3	$0,99 - a - i$	0,7

$[(s\ 1/2)^2\ d\ 5/2]_{5/2^+}$ zuordnen. Für die höheren angeregten Zustände bestehen der ziemlich rohen Abschätzung wegen ($\sim 0,4$ MeV) mehrere Möglichkeiten.

ZELDES³⁷⁾ gibt an, dass die $g-g$ -Kerne von Hg im Grundzustand die Protonen-Lochkonfiguration $(d\ 3/2)^2$ besitzen. Nach unserer Annahme, dass die Beeinflussung Neutronen-Protonen gering ist, sollte diese Konfiguration auch für die ungeraden Hg-Isotope gelten. Die Bevorzugung einzelner Energieniveaus durch den Elektroneneinfang ins Au mit grundsätzlich gleichem Verbotenheitsgrad, wie er sich aus den ft -Werten ergibt, lässt sich dadurch erklären, dass ein Übergang vorzugsweise in solche Niveaus stattfindet, in denen das neu entstehende Protonenloch direkt mit den schon bestehenden $(d\ 3/2)^2$ kombinieren kann. Übergänge mit komplizierteren Umgruppierungen sollen demnach verlangsamt sein. In Tabelle 9 bedeutet W die Anzahl der Löcher, die sich bei einem Elektroneneinfang in die entsprechende Konfiguration umgruppieren müssen. Man erhält damit bereits eine Begründung dafür, dass man keine direkten Übergänge in den Grundzustand mit $W = 2$ und das Niveau von 262 keV mit $W = 3$ beobachtet. Für die Niveaus von 841 keV, 1082 keV, 1110 keV und 1172 keV muss man also insbesondere Konfigurationen mit $W = 1$ in Betracht ziehen. Da von den höheren Niveaus nur das Niveau 1172 keV einen direkten γ -Übergang in den Grundzustand besitzt, kann dieses Kriterium auch für die γ -Übergänge in Au herangezogen werden. Als wahrscheinliche Zuordnungen ergeben sich demnach für 841 KeV die Konfiguration $[(d\ 3/2)^3]_{3/2^+}$, für 1110 keV $[(d\ 3/2)^2\ d\ 5/2]_{5/2^+}$ und für 1172 keV $[s\ 1/2\ (d\ 3/2)^2]_{3/2^+}$.

Die Konfiguration des isomeren Niveaus in Au lässt sich nicht eindeutig angeben, wenn auch $[(s\ 1/2)^2\ h\ 11/2]_{11/2^-}$ die wahrscheinlichste ist. Die berechnete Energie für diese Konfiguration ist aber so gross (0,7 MeV), dass sie eher für das Niveau von 878 keV passen würde. Auch ein $11/2^-$ -Zustand der Konfiguration $(h\ 11/2)^3$ könnte in Analogie zu den Untersuchungen von FLOWERS³⁸⁾ über $(g\ 9/2)^3$ tief liegen und somit zum Niveau von 318 keV gehören. Aber auch $[(d\ 3/2)^2\ h\ 11/2]_{11/2^-}$ könnte mit den angegebenen zwei Konfigurationen in Konkurrenz treten. Das Niveau 525 keV mit Spin $7/2^-$ dürfte zur Konfiguration $(h\ 11/2)^3$ gehören, ist doch nach FLOWERS in der Konfiguration $(g\ 9/2)^3$ ein Niveau mit Spin $5/2^+$ bei gewisser Reichweite der Kernkräfte das tiefste Niveau. Auch die Konfigurationen $(d\ 3/2)^2\ h\ 11/2$, $(d\ 5/2)^2\ h\ 11/2$, $d\ 3/2\ d\ 5/2\ h\ 11/2$, $s\ 1/2\ d\ 3/2\ h\ 11/2$ und $s\ 1/2\ d\ 5/2\ h\ 11/2$ liefern Zustände mit Spin $7/2^-$, deren Energie wir aber des grossen Aufwandes wegen nicht berechnet haben.

Wir haben Energieniveaus, die aus Anregung der Neutronen entstehen können, nicht berücksichtigt. Solche Niveaus sind nach den Untersuchungen von ZELDES³⁷⁾ erst bei höheren Energien zu erwarten ($\sim 1,2$ MeV).

Zudem müssten solche Übergänge aus dem Hg von Umgruppierungen mehrerer Teilchen begleitet sein, was eine wesentliche Verlangsamung gegenüber den tatsächlich gefundenen Übergängen bedeuten würde.

In einer grösseren Arbeit hat ZELDES³⁷⁾ eine Systematik über die Auffüllung der Schalen längs dem periodischen System aufgestellt. Er betrachtet prinzipiell nur Einteilchenzustände; das heisst in unserem Fall von 3 Löchern entstehen solche Zustände nur durch Kombination von zwei Löchern, die sich zu einem Spin 0 ergänzen, mit einem dritten Loch, das den Spin der Konfiguration bestimmt. Er gibt Formeln an zur Berechnung der Energie eines Zustandes und tabelliert die Wechselwirkungsenergien zweier Nukleonen (Slater-Parameter) für den Fall von Delta-Kräften und dem Potential des harmonischen Oszillators. Er bezeichnet in seinen Untersuchungen $[d\ 3/2\ (h\ 11/2)^2]_{3/2^+}$ als Konfiguration des Grundzustandes von Au¹⁹⁵. Dies steht im Widerspruch zu unserem Resultat.

Aus dem Tl¹⁹⁷ kennt man die Energiedifferenz Δ_{Ti} zwischen den Protonenlochkonfigurationen $h\ 11/2$ und $s\ 1/2$. Diese Grösse lässt sich auch nach Formel 16 aus ZELDES³⁷⁾ berechnen. Man erhält

$$\begin{aligned}\Delta_{\text{Ti}} &= E(j_1^{2n_1} j_2^{2p_2} j_4^{2p_4-1}) - E(j_1^{2n_1} j_2^{2p_2-1} j_4^{2p_4}) \\ &= A_2 - A_4 + \Pi_2 - \Pi_4 + 5 F_{24}^0 + 10 (F_{12}^0 - F_{14}^0) \\ n_1 &= 5 (i\ 13/2\text{-Neutronen}), \quad p_2 = 1 (s\ 1/2\text{-Protonen}) \\ p_4 &= 6 (h\ 11/2\text{-Protonen})\end{aligned}$$

Analog ergibt sich für Au¹⁹⁵ eine Energiedifferenz zwischen den beiden Konfigurationen $[(h\ 11/2)^2\ d\ 3/2]_{3/2^+}$ und $[(s\ 1/2)^2\ d\ 3/2]_{3/2^+}$

$$\begin{aligned}\Delta_{\text{Au}} &= E(j_1^{2n_1} j_2^{2p_2} j_3^{2p_3+1} j_4^{2(p_4-1)}) - E(j_1^{2n_1} j_2^{2(p_2-1)} j_3^{2p_3+1} j_4^{2p_4}) \\ &= 2(A_2 - A_4) + \Pi_2 - \Pi_4 + 20(A_{12}^0 - A_{14}^0) + 10 F_{24}^0 \\ &\quad + 3(F_{23}^0 - F_{34}^0) \\ \Delta_{\text{Au}} &= 2\Delta_{\text{Ti}} - (\pi_2 - \pi_4) + 3(F_{23}^0 - F_{34}^0) \\ p_3 &= 1 (d\ 3/2\text{-Protonen}).\end{aligned}$$

Der Neutroneneinfluss fällt also bei der verwendeten Näherung heraus. Δ_{Ti} entnimmt man der Tabelle 7. Die übrigen Grössen findet man bei ZELDES. Damit wird

$$\Delta_{\text{Au}} = +1,1 \text{ MeV.}$$

Das Niveau mit der Konfiguration $[(h\ 11/2)^2\ d\ 3/2]_{3/2^+}$ liegt also auch nach dieser Berechnung deutlich höher als der von uns angegebene Grundzustand von $[(s\ 1/2)^2\ d\ 3/2]_{3/2^+}$. Es ist immerhin zu bemerken,

dass die bei ZELDES tabellierten Π_i und F_{ik}^0 für das Oszillatoppotential gelten. Es ist jedoch unwahrscheinlich, dass die Berücksichtigung des tatsächlichen Potentials die Reihenfolge der beiden Niveaus zu vertauschen vermag.

Nach der Methode von PRYCE erhält man gemäss Tabelle 9 für die gleiche Energiedifferenz

$$\Delta_{\text{Au}} = +0,95 \text{ MeV.}$$

b) Kollektivmodell

An Au¹⁹⁷ wurden in den letzten Jahren eine ganze Reihe von Untersuchungen mit Hilfe der Coulomb-Anregung durchgeführt³⁾. Ausser den bereits aus dem Zerfall von Hg¹⁹⁷ bekannten Niveaus von 77 keV, 268 keV und 279 keV wurde ein weiteres Niveau von 550 keV angeregt, dem der Spin 7/2⁽⁺⁾ zugeordnet wurde. Die gemessenen Anregungsfunktionen stimmen mit den theoretisch berechneten für elektrische Multipolanregung gut überein. Die Intervallregeln für Rotationsspektren lassen sich aber für keine Niveaukombination erfüllen. Diese letzte Bemerkung gilt auch für die Energieniveaus von Au¹⁹⁵ und Au¹⁹³.

Als Kriterium dafür, ob ein Kern rund oder deformiert ist, kann eine semiempirische Formel herangezogen werden: Ist die Rotationsenergiekonstante $3 \hbar^2/\mathfrak{J}$ des (als Rotationsniveau gedeuteten) ersten angeregten Niveaus grösser (oder kleiner) als $13 \hbar^2/\mathfrak{J}_{\text{rig}}$, dann ist der Kern rund (oder deformiert). Darin bedeutet $\mathfrak{J}_{\text{rig}}$ das Trägheitsmoment des als starre Kugel der Masse AM gedeuteten Kerns. Für Au¹⁹⁵ ergibt sich, dass die Rotationsenergiekonstante für den Übergang 3/2⁺ – 5/2⁺ (Grundzustand zu Niveau 262 keV) wie auch für den Übergang 1/2⁺ – 3/2⁺ (Übergang von Niveau 61 keV zu Niveau 241 keV) etwa doppelt bis dreifach so gross wird wie die kritische Vergleichsenergie (E_2)_{krit}. Dies spricht dafür, dass Au¹⁹⁵, wie auch die Kerne Au¹⁹⁷ und Au¹⁹³, für deren entsprechende Übergänge dieses Kriterium ebenfalls erfüllt ist, zu den runden Kernen zu rechnen sind und somit keine Rotationsniveaus auftreten. Inwiefern Vibrationszustände möglich sind, ist aus dem jetzigen Stand der Theorie schwer abzuschätzen. Die Diskussion der experimentellen Resultate auf Grund des Schalenmodells erscheint demnach als gerechtfertigt. Die grosse Übergangswahrscheinlichkeit einiger Übergänge in Au¹⁹⁷ deutet immerhin an, dass gewisse Effekte kollektiver Anregung vorhanden sind.

4. Zusammenfassung

Die beschriebenen Arbeiten sind als Versuch unternommen worden, aus den Voraussagen der Kernmodelle Aufschlüsse über die Struktur der Spektren der ungeraden Au-Isotope Au¹⁹⁷, Au¹⁹⁵ und Au¹⁹³ zu erhalten.

Die Anregung der Energieniveaus erfolgt aus den Zerfällen der entsprechenden Hg-Isotope durch Elektroneneinfang oder Positronenemission.

Eine grosse Zahl kernspektroskopischer Messungen, unter denen als wesentliche Beiträge Koinzidenzmessungen an einem β -Spektrometer zu nennen sind, haben zur Erstellung von Zerfallsschemata für Au¹⁹⁵ und Au¹⁹³ geführt. Die Diskussion der experimentellen Resultate zeigt, dass Au¹⁹⁵ und Au¹⁹³ noch als kugelsymmetrische Kerne betrachtet werden können. Die grossen Übergangswahrscheinlichkeiten für einige Übergänge, die in den Versuchen mit Coulomb-Anregung von Au¹⁹⁷ gemessen worden sind, führen jedoch zur Vermutung, dass Kollektivbewegungen gewisse Einflüsse auf die Eigenschaften einiger Niveaus ausüben.

Mit Hilfe der Anschauungen des Schalenmodells gelingt es fast ausnahmslos, den Niveaus Spin und Parität zuzuordnen. Es wird ferner versucht, mit einer von PRYCE¹³⁾ für Pb²⁰⁵ entwickelten Methode, die sich auf das Schalenmodell stützt, die Energien der zu erwartenden Niveaus zu berechnen. Dabei wird angenommen, dass sich die Energie einer Konfiguration zusammensetzt aus der Energie der einzelnen Löcher im kugelsymmetrischen Potential plus der Wechselwirkungsenergie der drei Protonenlöcher. Es gelingt, einer ganzen Reihe von Niveaus eindeutig eine Konfiguration zuzuordnen. Nach dem Schalenmodell ist zu erwarten, dass die Niveauschemata von Au¹⁹⁷, Au¹⁹⁵ und Au¹⁹³ weitgehende Analogien aufweisen. Es zeigt sich tatsächlich, dass bis zu hohen Energien (~ 1500 keV) in den verschiedenen Isotopen sich entsprechende Niveaus zuordnen lassen, obschon die Zahl der bekannten Niveaus sehr gross geworden ist. Dies geht deutlich aus der in Tabelle 10 enthaltenen Zusammenstellung der Resultate für Au¹⁹⁷, Au¹⁹⁵ und Au¹⁹³ hervor (die Ergebnisse für Au¹⁹⁷ sind der Arbeit von JOLY⁷) entnommen, abgesehen von den neu berechneten ft -Werten). Besonders fällt das Auftreten des isomeren Überganges von $11/2^-$ zu $5/2^+$ (E 3) in allen drei Isotopen auf. Der Grundzustand ist stets $3/2^+$. Die kleine Verschiebung eines Niveaus von Isotop zu Isotop ist dem Einfluss der Neutronen zuzuschreiben. Die Annahme, dass man es in der benützten Näherung bis zu $\sim 1,5$ MeV mit reinen Protonenzuständen zu tun hat, bestätigt sich.

Es zeigt sich, dass die Interpretation der kernspektroskopischen Ergebnisse auf Grund der Kernmodelle zu wesentlichen Aussagen führt.

Die Messungen, die wir am Nobelinstitut in Stockholm durchführen konnten, wurden uns durch die grosszügige Gastfreundschaft der Herren Prof. M. SIEGBAHN und Prof. H. SLÄTIS ermöglicht. Für die Ausführung einer ganzen Reihe von Bestrahlungen im Cyclotron des Gustaf-Werner-Institutes in Uppsala sind wir den Herren Prof. T. SVEDBERG und

Tabelle 10

Dr. A. SVANHEDEN, sowie für die Erlaubnis, das doppelfokussierende Spektrometer desselben Institutes benützen zu dürfen, den Herren Dr. E. ARBMAN und Dr. G. ANDERSSON sehr zu Dank verpflichtet. Die freundliche Unterstützung durch die Herren Prof. K. SIEGBAHL und Dr. T. R. GERHOLM von der Universität Uppsala war uns eine grosse Hilfe. Herrn Prof. O. HUBER verdanken wir wertvolle Anregungen. Den Herren Dr. D. MAEDE and Dr. H. GUHL danken wir für den Bau und die Überlassung einer Anzahl elektronischer Geräte. Dank schulden wir für wertvolle Diskussionen und Mithilfe bei den Messungen auch den Herren K. ALDER, H. J. LEISI, C. PERDRISAT und J. H. BRUNNER.

Literaturverzeichnis

- 1) M. G. MAYER, Phys. Rev. 78, 16, 22 (1950).
- 2) O. HAXEL, J. H. D. JENSEN, H. E. SUESS, Phys. Rev. 75, 1766 (1949).
- 3) K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. MOTTELSON, A. WINTHORP, Rev. Mod. Phys. 28, 432 (1956).
- 4) J. B. SWAN, R. D. HILL, Phys. Rev. 88, 831 (1952).
- 5) K. ALDER, A. WINTHORP, Phys. Rev. 91, 1578 (1953).
- 6) G. ANDERSSON, E. ARBMAN, B. JUNG, Arkiv f. Fysik 11, 297 (1957).
- 7) R. JOLY, J. BRUNNER, J. HALTER, O. HUBER, Helv. Phys. Acta 28, 403 (1955).
- 8) J. BRUNNER, H. GUHL, J. HALTER, O. HUBER, Helv. Phys. Acta 28, 85 (1955).
- 9) J. BRUNNER, H. GUHL, J. HALTER, H. J. LEISI, Helv. Phys. Acta 28, 475 (1955).
- 10) J. BRUNNER, J. HALTER, H. J. LEISI, Helv. Phys. Acta 29, 237 (1956).
- 11) J. BRUNNER, J. HALTER, CH. PERDRISAT, Helv. Phys. Acta 30, 269 (1957).
- 12) L. P. GILLON, K. GOPALAKRISHNAN, A. DE-SHALIT, J. W. MIHELICH, Phys. Rev. 93, 124 (1954).
- 13) M. H. L. PRYCE, Nuclear Physics 2, 226 (1956/57).
- 14) D. MAEDE, Helv. Phys. Acta 20, 139 (1947).
- 15) A. HEDGRAN, K. SIEGBAHL, N. SVARTHOLM, Proc. Phys. Soc. 63, 960 (1950).
- 16) A. HEDGRAN, Arkiv f. Fysik 5, 1 (1952).
- 17) E. ARBMAN, N. SVARTHOLM, Arkiv f. Fysik 10, 1 (1956).
- 18) T. R. GERHOLM, Arkiv f. Fysik 11, 55 (1956).
- 19) H. J. LEISI, Diplomarbeit ETH. (1954).
- 20) W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta 21, 179 (1948).
- 21) H. GUHL (erscheint demnächst in Helv. Phys. Acta).
- 22) J. BRUNNER, J. HALTER, O. HUBER, R. JOLY, D. MAEDE, Helv. Phys. Acta 27, 572 (1954).
- 23) M. E. ROSE (privat verteilte Tabellen).
- 24) L. SLIV (privat verteilte Tabellen).
- 25) O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER, A. DE-SHALIT, Helv. Phys. Acta 25, 3 (1952).
- 26) J. H. MOON, A. L. THOMPSON, Phys. Rev. 83, 892 (1951).

- ²⁷⁾ D. MAEDER, Rev. Sci. Instr. *26*, 805 (1955).
 - ²⁸⁾ D. MAEDER, P. STAHELIN, Helv. Phys. Acta *28*, 193 (1955).
 - ²⁹⁾ V. K. FISCHER, Phys. Rev. *99*, 764 (1955).
 - ³⁰⁾ J. H. BRUNNER, Diplomarbeit ETH. (1957).
 - ³¹⁾ A. DE-SHALIT, O. HUBER, H. SCHNEIDER, Helv. Phys. Acta *25*, 279 (1952).
 - ³²⁾ G. T. EWAN, Can. J. Phys. *35*, 672 (1957).
 - ³³⁾ A. HOURIET (private Mitteilung).
 - ³⁴⁾ M. GOLDHABER, A. W. SUNYAR, Phys. Rev. *83*, 906 (1951).
 - ³⁵⁾ J. E. MACK, Rev. Mod. Phys. *22*, 64 (1950).
 - ³⁶⁾ M. H. L. PRYCE, Proc. Phys. Soc. A *65*, 773 (1952).
 - ³⁷⁾ N. ZELDES, Nuclear Physics *2*, 1 (1956/57).
 - ³⁸⁾ B. H. FLOWERS, Proc. Roy. Soc. *215*, 398 (1952).
-