

KFK-378

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

Oktober 1965

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
i.d. der Helmholtz-Gemeinschaft

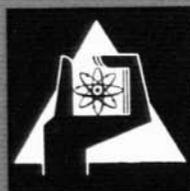
Hauptabteilung Bibliothek und Medien

KFK 378

Institut für Experimentelle Kernphysik

Die Messung der  $\beta$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation bei  $Au^{198}$

W. Deinet, H. Müller, H. Schopper



**GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE**



Aus dem Institut für Experimentelle Kernphysik der TH und des  
Kernforschungszentrums Karlsruhe

## Die Messung der $\beta$ — $\gamma$ -Winkelkorrelation bei $\text{Au}^{198}$ \*

Von

W. DEINET, H. MÜLLER und H. SCHOPPER

Mit 4 Figuren im Text

(Eingegangen am 5. Juli 1965)

The energy dependence of the  $\beta$ — $\gamma$  asymmetry coefficient has been measured. No anomaly at low  $\beta$  energies as reported by other authors was found. The  $\xi$ -approximation holds and  $\varepsilon W/p^2 v_{12} = 0.027 \pm 0.007$  was obtained. The matrix elements of the  $\beta$  transition are discussed.

### 1. Einleitung

Der  $2^-$ - $2^+$ - $0^+$ - $\beta$ -Übergang (962 keV) in  $\text{Au}^{198}$  mit einem nachfolgenden  $\gamma$ -Übergang (412 keV) in  $\text{Hg}^{198}$  ist häufig untersucht worden. Die Eigenschaften dieses einfach verbotenen  $\beta$ -Zerfalls werden im wesentlichen durch die  $\xi$ -Approximation beschrieben<sup>1</sup>, die im allgemeinen dann gilt, wenn die Coulomb-Energie am Kernrand  $2\xi = \alpha Z/R$  ( $R$ =Kernradius in Einheiten  $\hbar/mc$ ) groß ist gegenüber der Zerfallsenergie  $W_0$ . Für den hier betrachteten Zerfall ist  $\xi = 16$  und  $W_0 = 2,9$ .

Für einen einfach verbotenen  $\beta$ -Übergang wird die  $\beta$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation beschrieben durch

$$W(\theta) = 1 + \varepsilon \left( \frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right), \quad (1)$$

wo  $\theta$  der Winkel zwischen  $\beta$ - und  $\gamma$ -Richtung ist. Der Anisotropie-Koeffizient ist in der  $\xi$ -Approximation gegeben durch

$$\varepsilon = (p^2/W)(R_3/C). \quad (2)$$

Das Verhältnis ( $R_3/C$ ) ist von der Größenordnung  $1/\xi$ . Es enthält außer den Matrixelementen auch noch Coulombfunktionen, die aber nur wenig von der Elektronenenergie abhängen. Die wesentliche Energieabhängigkeit sollte daher durch  $p^2/W$  gegeben sein.

STEFFEN<sup>2</sup> fand, daß in der Tat für  $\beta$ -Energien zwischen 200 und 900 keV Gl.(2) gültig ist. EL-NESR et al.<sup>3</sup>, dehnten die Messungen herab

\* Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden mitgeteilt auf der Tagung des Fachausschusses Kernphysik der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Bad Nauheim, April 1964.

<sup>1</sup> KOTANI, T., and M. ROSS: Phys. Rev. **113**, 622 (1959).

<sup>2</sup> STEFFEN, R. M.: Phys. Rev. **118**, 763 (1960).

<sup>3</sup> EL-NESR, M. S., E. BASHANDY, T. R. GERHOLM u. T. LINDQUIST: Z. Physik **166**, 119 (1962).

bis zu Energien von 70 keV aus, und sie fanden, daß  $\varepsilon$  bei sehr kleinen Energien ansteigt mit einem Minimum bei etwa 150 keV. Nach Gl.(2) würde man dagegen erwarten, daß  $\varepsilon$  nach 0 geht. Diese Abweichung von der  $\xi$ -Approximation gab den Anlaß zu den hier beschriebenen Messungen zwischen 70 und 600 keV. Im Gegensatz zu den Ergebnissen von EL-NESR et al.<sup>3</sup>, wurde keine Anomalie bei kleinen  $\beta$ -Energien gefunden. Während der Durchführung dieser Arbeit wurden Messungen von PETERSON et al.<sup>4</sup> veröffentlicht, die mit unseren Resultaten im wesentlichen übereinstimmen. Aus dem experimentellen Wert von  $(R_3/C)$ , dem  $f t$ -Wert und der  $\beta$ - $\gamma$ -zirkularen Polarisationskorrelation lassen sich Aussagen über die  $\beta$ -Matrixelemente gewinnen, die darauf hinweisen, daß bei Au<sup>198</sup> kein „selection rule effect“ vorliegt.

## 2. Die Meßapparatur

Zum Nachweis der  $\beta$ -Teilchen wurde ein Silizium-Halbleiterzähler verwendet, da dieser bei den hier zu untersuchenden niedrigen Energien

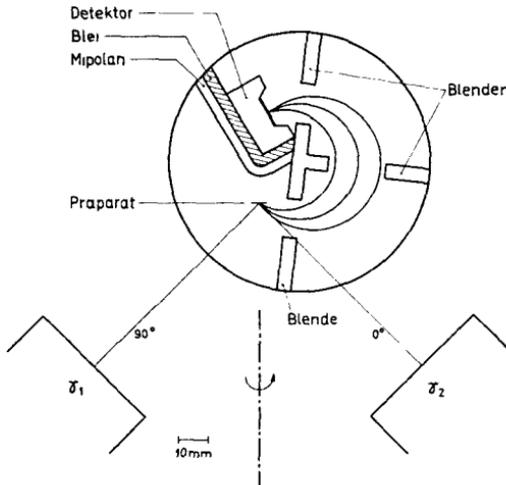


Fig. 1. Schema der Apparatur

ein gutes Auflösungsvermögen liefert. Da jedoch die hochenergetischen Elektronen in der dünnen Sperrschicht des Zählers nicht vollständig abgebremst werden und außerdem etwa 10% aller auf den Detektor auffallenden Elektronen zurückgestreut werden, wurde ein kleines doppel-fokussierendes Magnetspektrometer vor den Halbleiterzähler gesetzt. Der schematische Aufbau der Apparatur ist in Fig.1 dargestellt.

Präparat, Zähler und Spektrometer befinden sich in einem evakuierten Messingtopf. Die Elektronen laufen vom Präparat durch drei Blenden

<sup>4</sup> PETERSON, B. G., W. L. CROFT, and J. H. HAMILTON: Phys. Letters 1, 285 (1962).

aus Plexiglas zum Halbleiterdetektor. Dieser besteht aus 3000  $\Omega$  cm  $n$ -Typ-Silizium und hatte einen Durchmesser von 11 mm. Die  $\gamma$ -Strahlung wurde mit zwei NaJ-(TI-)Kristallen von zwei Zoll Durchmesser unter 0 und 90° in bezug auf die  $\beta$ -Richtung nachgewiesen. Das Energieauflösungsvermögen betrug 21% bei 412 keV. Um unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeiten auszugleichen, wurden die beiden  $\gamma$ -Detektoren in zehnmütigem Rhythmus in ihren Positionen vertauscht. Wegen der kleinen Dimensionen des Spektrometers konnte zwischen Präparat und Halbleiterdetektor nur eine Abschirmung für die Elektronen, nicht dagegen für die  $\gamma$ -Quanten angebracht werden. Es zeigte sich jedoch, daß der  $\gamma$ -Untergrund im Halbleiterdetektor kleiner als 1% der Zählrate war und nicht störte. Um Streuungen der Elektronen an den Spektrometerwänden klein zu halten, wurden diese mit 1 mm dickem Mipolan überzogen. Das Präparat war auf einer Aluminiumfolie von 190  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  Dicke aufgebracht. Die Präparatdicke betrug bei der ersten Meßreihe etwa 50  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ , bei der zweiten 20  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ .

Das Spektrometer ist doppelfokussierend nach 256°. Das Feld fällt dabei nach außen wie  $1/\sqrt{r}$  ab. Entwicklung des Feldes bis zur zweiten Ordnung ergibt in der Mittelebene zwischen den Polschuhen:

$$B(r) = B(r_0) \left[ 1 - \frac{1}{2} \frac{r-r_0}{r_0} + \beta \left( \frac{r-r_0}{r_0} \right)^2 \right], \quad (3)$$

wobei  $r_0$  der Radius des Sollkreises ist. In unserem Falle wurde  $\beta = \frac{1}{4}$  gewählt, da dann die Polschuhe konische Form hatten. Die Dimensionen des Spektrometers wurden möglichst klein gehalten, um ein breites Energieband zu übertragen. Der Sollkreis der Elektronenbahn betrug 20 mm. Der gemessene Feldverlauf stimmte in der Nähe der Sollbahn gut mit dem berechneten Verlauf für  $\beta = \frac{1}{4}$  überein. Für größere Radien liegt die gemessene Feldstärke näher bei der theoretischen Kurve für  $\beta = \frac{3}{8}$ . Die Transmission des Spektrometers betrug bei kreisförmigen Blenden mit einem Durchmesser von 20 mm der mittleren Blende  $2,2 \pm 0,2\%$ . Sie wurde mit der  $K$ -Konversionslinie von Hg 203 bestimmt. Das Impulsauflösungsvermögen wurde mit den Konversionslinien von Hg 203 und Cs 137 gemessen. Es ergab sich zu  $11,9 \pm 0,2\%$ . Zur Eichung wurden außerdem noch die Konversionslinien von Tm 170 und Co 57 benutzt. Eine Messung des Au<sup>198</sup>-Spektrums ergab einen linearen Kurie-Plot.

Die Elektronik bestand aus einer Slow-fast-Koinzidenzapparatur. Ein ladungsempfindlicher, rauscharmer Vorverstärker war direkt hinter dem Detektor angeschlossen. Bei einem Anstieg von  $8 \cdot 10^{-8}$  sec und einer Gesamtpulslänge von 1  $\mu\text{sec}$  betrug das Rauschen des Detektors 35 keV (Detektorspannung 50 V). Mit dieser Einstellung wurde bei den  $\beta$ -Energien von 70–200 keV gemessen. Bei 400–600 keV wurde die Vorspannung des Detektors auf 120 V erhöht, um dickere Feldzonen

zu erhalten. Das Rauschen stieg dabei auf etwa 100 keV. Die Auflösungszeit der schnellen Koinzidenz wurde durch den Anstieg des  $\beta$ -Impulses bestimmt. Sie lag je nach eingestellter  $\beta$ -Energie zwischen 60 und 100 nsec.

### 3. Meßergebnisse

Das Zerfallsschema von  $\text{Au}^{198}$  ist in Fig. 2 dargestellt. Untersucht wurde die Winkelkorrelation des  $\beta$ -Überganges mit der Grenzenergie von 962 keV und den 412 keV- $\gamma$ -Quanten. Störbeiträge könnten von koinzidenzfähigen Nebenübergängen von  $\text{Au}^{198}$  herrühren. Der 1,087 MeV- $\gamma$ -Übergang hat eine sehr geringe Intensität und wurde vernachlässigt. Die Winkelkorrelation des 287 keV- $\beta$ -Überganges mit den 412 keV- $\gamma$ -Quanten kann nicht direkt gemessen werden, da sie in dem Hauptübergang untergeht. Die Messung der Winkelkorrelation der

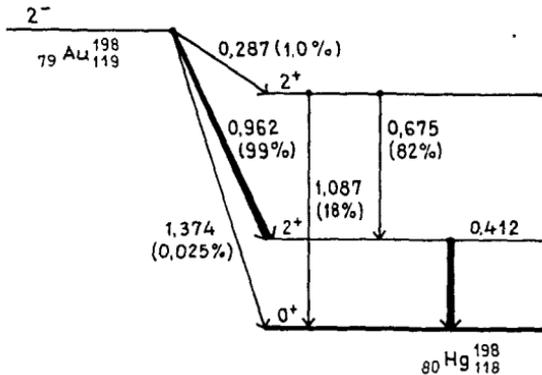


Fig. 2. Zerfallsschema von  $\text{Au}^{198}$

287 keV- $\beta$ -Teilchen mit den 675 keV- $\gamma$ -Quanten ergab Isotropie innerhalb einer Genauigkeit von 4,3%. Es wurde deshalb angenommen, daß auch die Winkelkorrelation des 287 keV- $\beta$ -Überganges mit den 412 keV- $\gamma$ -Quanten keine Anisotropie zeigt. Die Anteile dieser Übergänge betrugen für die verschiedenen  $\beta$ -Energien bis zu 4%. Wie Fig. 1 zeigt, wurden Messungen bei  $\Theta = 0$  und  $90^\circ$  durchgeführt. Die Koinzidenzraten wurden durch die Einzelraten dividiert, um die Ansprechwahrscheinlichkeiten zu eliminieren. Aus den so erhaltenen Quotienten wurde  $\epsilon$  nach Gl. (1) berechnet, wobei Korrekturen für die endliche Ausdehnung der Zähler, für die falschen  $\beta$ -Übergänge und für die Streuung der  $\gamma$ -Quanten am Vakuumgefäß angebracht wurden. Ein  $\chi^2$ -Test der Einzelmessungen ergab keine systematischen Schwankungen.

Die Meßergebnisse sind zusammen mit denjenigen anderer Autoren in Fig. 3 dargestellt. Als wichtigstes Ergebnis kann festgestellt werden, daß der von EL-NESR u. a.<sup>3</sup> bei niedrigen Energien gefundene Wiederanstieg der Anisotropie nach unseren Messungen nicht vorhanden ist.

Die Messungen von STEFFEN und PETERSON ergaben im allgemeinen etwas kleinere Werte für  $\varepsilon$ , jedoch besteht mit den Werten von PETERSON noch Übereinstimmung innerhalb der Statistik. In Fig.4 ist  $\varepsilon(W/p^2 v_{12})$  als Funktion von  $W$  dargestellt, wobei  $v_{12}$  die von BÜHRING<sup>5-7</sup> be-

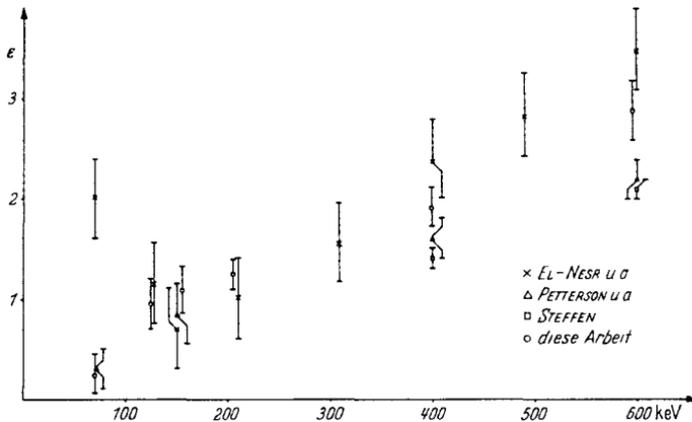


Fig. 3. Vergleich der von verschiedenen Autoren gemessenen Anisotropiekoeffizienten von  $\text{Au}^{198}$  in Abhängigkeit von der  $\beta$ -Energie

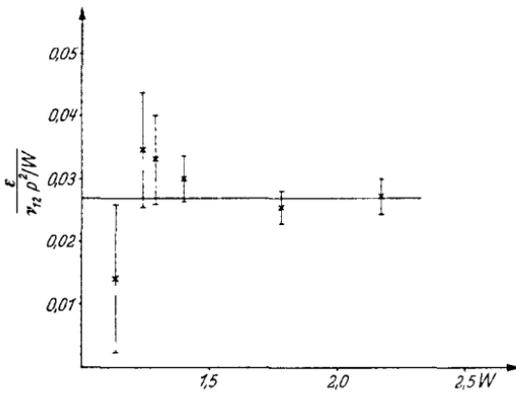


Fig. 4. Anpassung der  $\beta$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation bei  $\text{Au}^{198}$  an die  $\xi$ -Approximation.  $\frac{\varepsilon}{v_{12} p^2 / W}$  ist in Abhängigkeit von der  $\beta$ -Energie aufgetragen

rechnete Coulomb-Funktion bedeutet. Wie man erkennt, stimmen die Messungen mit der Erwartung aus der  $\xi$ -Approximation gut überein. Man erhält  $(R_3/C v_{12}) = 0,027 \pm 0,007$ . Ein  $\chi^2$ -Test ergab  $\chi^2 = 3,58$  bei 5 Freiheitsgraden, was einem  $P(\chi^2) = 0,6$  entspricht und befriedigend ist.

<sup>5</sup> BÜHRING, W.: Nuclear Phys. **40**, 472 (1963).

<sup>6</sup> BÜHRING, W.: Nuclear Phys. **49**, 190 (1963).

<sup>7</sup> BÜHRING, W.: Nuclear Phys. **61**, 110 (1965).

#### 4. Diskussion

Es soll im folgenden untersucht werden, welche Aussagen sich über die Matrixelemente des  $\beta$ -Zerfalls von  $\text{Au}^{198}$  gewinnen lassen, wenn man die Ergebnisse der  $\beta$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation mit der Messung des  $f t$ -Wertes, des Spektrums und der  $\beta$ - $\gamma$ -zirkularen Polarisationskorrelation kombiniert.

Zu einem einfach verbotenen Übergang mit  $\Delta J=0$  können folgende Matrixelemente beitragen <sup>1,6,8</sup>.

$$\left. \begin{aligned} \xi' v = F_{000}^{(0)} = C_A \int i \gamma_5 & & \xi' y = F_{101}^{(0)} = -C_v \int i \alpha \\ w = -R F_{011}^{(0)} = C_A \int \sigma r & & x = -(R/\sqrt{3}) F_{110}^{(0)} = -C_v \int r \\ z = (2R/\sqrt{3}) F_{211}^{(0)} = C_A \int B_{ij} & & u = -(1/\sqrt{2} R/\sqrt{3}) F_{111}^{(0)} = C_A \int i \sigma x r \end{aligned} \right\} (4)$$

Die Größen  $F_{ijk}^{(0)}$  sind die von STECH und SCHÜLKE<sup>9</sup> eingeführten Formfaktorkoeffizienten.  $v$  und  $y$  kommen nur in den Kombinationen

$$V = \xi' v + \xi w, \quad Y = \xi' y - \xi(u+x)$$

vor.

In der  $\xi$ -Approximation gilt  $|V| \sim |Y| \sim \xi \gg |w| \sim |u| \sim |x| \sim |z|$ . In diesem Falle gilt (KOTANI<sup>1,8</sup>) für die Spinfolge  $2^- - 2^+ - 0^+$ :

$$\left. \begin{aligned} \text{Für das Spektrum:} & & C = V^2 + Y^2, \\ \text{für die reduzierte Lebensdauer} & & f t = (6222/C) \text{ sec,} \end{aligned} \right\} (5)$$

für den Asymmetriekoeffizienten der  $\beta$ - $\gamma$ -zirkularen Polarisationskorrelation

$$\tilde{A} = \frac{1}{6} \frac{1 - 4,9(V/Y)}{1 + (V/Y)^2}. \quad (6)$$

Die  $\xi$ -Approximation scheint bei  $\text{Au}^{198}$  anwendbar zu sein, da neue Messungen des Spektrums eine erlaubte Form ergaben<sup>10,11</sup> und auch die Energieabhängigkeit von  $\epsilon$  dieser Näherung entspricht, wie oben gezeigt wurde\*. Aus dem Meßresultat  $\tilde{A} = 0,41 \pm 0,02$  [Mittelwert aus

\* Die Elektronenpolarisation sollte bei Gültigkeit der  $\xi$ -Approximation  $-v/c$  sein. AVAKYAN et al.<sup>12,13</sup>, fanden bei ihren Messungen große Abweichungen von  $-v/c$  bei kleinen Elektronenenergien. Diese Resultate lassen sich mit Hilfe des allgemeinen Ausdrucks für die Polarisation auch dann nicht verstehen, wenn die Coulomb-Funktionen von BÜHRING<sup>7</sup>, benutzt werden. Eine Wiederholung dieser Messungen wäre daher sehr wünschenswert.

<sup>8</sup> KOTANI, T.: Phys. Rev. **114**, 795 (1959).

<sup>9</sup> STECH, B., u. L. SCHÜLKE: Z. Physik **179**, 314 (1964).

<sup>10</sup> KEELER, W.Y., and R.D. CONNOR: Nuclear Phys. **61**, 513 (1965).

<sup>11</sup> PAUL, H.: Private Mitteilung.

<sup>12</sup> AVAKYAN, R.O., G.L. BAYATYAN, M.E. VISHNEVSKII i E.V. PUSHKIN: Soviet Phys. JETP **14**, 491 (1962).

<sup>13</sup> ALIKHANOV, A.I., G.P. ELISEEV i V.A. LYNBIMOV: Soviet Phys. JETP **12**, 414 (1961).

5 Messungen <sup>14-17</sup>] erhält man dann  $V/Y = -1,6 \pm 0,2$  oder  $-0,38 \pm 0,04$ . Unter Hinzunahme des experimentellen  $f t$ -Wertes von  $2,89 \cdot 10^7$  sec findet man

$$\left. \begin{aligned} |V| &\approx 1,26 \cdot 10^{-2} = 0,70 R \\ |Y| &\approx 0,79 \cdot 10^{-2} = 0,44 R \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

oder

$$\left. \begin{aligned} |V| &\approx 0,53 \cdot 10^{-2} = 0,29 R \\ |Y| &\approx 1,39 \cdot 10^{-2} = 0,77 R. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Die Matrixelemente wurden in natürlichen Einheiten ( $\hbar = m = c = 1$ ) und als vielfaches des Kernradius ( $R = 1,8 \cdot 10^{-2}$ ) angegeben. Da der Operator  $\sigma$  von der Größenordnung 1 ist, erwartet man, daß die „Koordinaten-Matrixelemente“  $u$ ,  $x$  und  $w$  bei einem unbehinderten Übergang von der Größenordnung  $R$  sind [vgl. Gl.(4)]. Für beide Lösungspaare sind die Matrixelemente etwa um den Faktor  $\xi$  reduziert.

Aus der Messung der  $\beta$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation erhält man Aussagen über die Matrixelemente  $x$ ,  $u$  und  $z$ . Es gilt für einen  $2^- - 2^+ - 0^+$ -Übergang <sup>1,7,8</sup>.

$$\frac{R_3}{C} = v_{12} \frac{-\sqrt{\frac{1}{21}} Vz + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{14}} Yz + \frac{1}{6} (2x - u) Y}{V^2 + Y^2}. \quad (9)$$

Aus dem Meßwert  $(R_3/C v_{12}) = 0,027 \pm 0,007$  erhält man unter Benutzung der Ergebnisse der  $\beta$ - $\gamma$ -zirkularen Polarisationskorrelation

$$Y = (5,0_{-1,4}^{+2,4}) + (1,7_{-0,6}^{+1,1}) (2x - u) \quad \text{für } V = -1,6 Y \quad (10)$$

oder

$$Y = (7,0_{-2,5}^{+2,5}) + (5,6_{-1,4}^{+2,1}) (2x - u) \quad \text{für } V = -0,38 Y \quad (11)$$

Für die weitere Diskussion soll das erweiterte Siegert-Theorem <sup>18,19,6</sup> herangezogen werden, das eine Beziehung zwischen  $y$  und  $x$  herstellt

$$\xi' y/x = (W_0 - \Delta M) + \frac{7}{6} \frac{\alpha Z}{R}, \quad (12)$$

<sup>14</sup> BOEHM, F., and A. WAPSTRA: Phys. Rev. **109**, 456 (1958).

<sup>15</sup> BERTIER, J., P. DEBRUNNER, W. KUNDIG u. B. ZWAHLEN: Helv. Phys. Acta **30**, 483 (1957).

<sup>16</sup> CROES, M. DE, J. P. DEUTSCH, and P. LIPNIK: J. phys. radium **21**, 442 (1960).

<sup>17</sup> DEUTSCH, J. P., and P. LIPNIK: J. phys. radium **21**, 806 (1960).

<sup>18</sup> FUJITA, J. I.: Phys. Rev. **126**, 202 (1962).

<sup>19</sup> EICHLER, J.: Z. Physik **171**, 463 (1963).

wobei  $\Delta M$  die Massendifferenz zwischen Proton und Neutron und  $Z$  die Ladung des Anfangskerns bedeuten. Für  $\text{Au}^{198}$  erhält man  $\xi'y \approx 36,5x$ . Setzt man dies in den Gln.(10) und (11) ein, dann folgt daraus

$$z \approx 3,4x - 2,8u \quad (13)$$

oder

$$z \approx 1,3x - 1,5u. \quad (14)$$

Eine Bestimmung der einzelnen Matrixelemente ist nicht möglich, jedoch ergibt sich aus den letzten beiden Beziehungen, daß  $z$  von etwa der gleichen Größenordnung wie  $x$  und  $u$  ist. Dies bedeutet, daß kein „selection-rule-effect“ vorliegt, durch den das Matrixelement  $z$ , das vom Range 2 ist, bevorzugt würde.