

Aus dem Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

Übererlaubter Positronenzerfall von K^{38m} , Sc^{42} und Ti^{43} *

Von

J. JÄNECKE ** und H. JUNG ***

Mit 1 Figur im Text

(Eingegangen am 29. Juli 1961)

The maximum energies and the half-lives of three shortlived β^+ -activities near $A = 40$ have been measured with a scintillation detector. The maximum β^+ -energies of 5.00 ± 0.07 MeV (K^{38m}), 5.32 ± 0.10 MeV (Sc^{42}) and 5.81 ± 0.15 MeV (Ti^{43}) are in agreement with the predictions of a semiempirical formula.

Übererlaubte β -Übergänge sind für die Theorie des β -Zerfalles von besonderer Bedeutung. Die Kenntnis ihrer charakteristischen Eigenschaften ist daher wünschenswert. Ziel dieser Arbeit war es die β -Grenzenergien und Halbwertszeiten von K^{38m} , Sc^{42} und Ti^{43} zu messen. Die Grenzenergien waren bisher nicht oder nur ungenau bekannt. Die gemessenen Energien und Halbwertszeiten sollten mit den bekannten Werten sowie mit den Voraussagen einer halbempirischen Formel¹ für die Coulomb-Energien leichter Atomkerne verglichen werden. Die ft -Werte der Zerfälle von K^{38m} und Sc^{42} sollten mit dem ft -Wert des O^{14} -Zerfalles² verglichen werden.

1. Experimentelle Anordnung

Die untersuchten kurzlebigen Aktivitäten wurden durch (α, n) -Reaktionen innerhalb der Vakuumkammer des Zyklotrons erzeugt. Die Targetsubstanzen (vgl. Tabelle) wurden als Aufschlammungen auf eine Goldfolie von 4μ Dicke aufgebracht. Die jeweilige Targetdicke war so bemessen, daß der maximale Energieverlust für Positronen 10 keV betrug.

Als Targethalterung diente ein leichter quaderförmiger Schlitten aus Pappelholz. Dieser konnte in einem Rohr mit quadratischem Querschnitt bewegt werden. Durch Einlassen von getrockneter Luft von 120 Torr in den vorderen Teil des vorher auf 15 Torr evakuierten Rohres wurde das aktivierte Target in 0,2 sec vom Bestrahlungsort innerhalb der Zyklotronkammer zum 2,4 m entfernten Detektor transportiert. Durch

* Vorgetragen auf der Tagung der Amerikanischen Physikalischen Gesellschaft in Washington 1961; Bull. Amer. Phys. Soc. II 6, 228 (1961).

** Zur Zeit University of Michigan, Ann Arbor, Mich., U.S.A.

*** Jetzt Institut für Strahlenbiologie, Karlsruhe.

¹ JÄNECKE, J.: Z. Physik 160, 171 (1960).

² BUTLER, J. W., and R. O. BONDELID: Phys. Rev. 121, 1771 (1961).

den Restdruck von 15 Torr wurde ein harter Aufprall am hinteren Anschlag vermieden. Dieses pneumatische System war mit Magnetventilen ausgestattet und arbeitete vollautomatisch.

Am vorderen Ende der Hohlsonde diente eine Kupferfolie von 20μ Stärke als Eintrittsfenster ($1,5 \times 5,0 \text{ mm}^2$) für die α -Teilchen. Am hinteren Ende war an einer Öffnung von $20 \text{ mm } \varnothing$ ein Szintillationszähler angeflanscht. Als Detektor für die Positronen wurde ein plastischer Szintillator (Pilot B) von $100 \text{ mm } \varnothing$ und 35 mm Dicke und ein Multiplier DuMont 6364 benutzt. Ein Plexiglas-Lichtleiter von $100 \text{ mm } \varnothing$ und 50 mm Dicke sorgte für eine gleichmäßige Belichtung der Photokathode. Das Detektorsystem war gut gegen das Magnetfeld und gegen den γ -Strahlungsuntergrund des während der Messungen abgeschalteten Zyklotrons abgeschirmt. Die Impulse aus dem Multiplier wurden in einem DD 2-Verstärker nach FAIRSTEIN³ verstärkt und in einem RCL-256-Kanal-Analysator registriert. Gleichzeitig wurden die verstärkten Impulse integral diskriminiert und die resultierenden Einheitsimpulse mit zwei Zählgeräten in Zeitintervallen von $0,2 \text{ sec}$ abwechselnd gezählt und das Ergebnis sofort gedruckt⁴.

2. Durchführung der Messungen

Die einzelnen Targets wurden jeweils $1\frac{1}{2}$ Halbwertszeiten lang bestrahlt. Dann wurde gleichzeitig das Zyklotron abgeschaltet, der Targetschlitten zum Detektor geschossen und die Zählapparatur gestartet. Der Vielkanal-Analysator wurde verzögert eingeschaltet und die Impulse unter Berücksichtigung der Totzeit 1 sec lang akkumuliert. Nach etwa $2\frac{1}{2} \text{ sec}$ wurde das Spektrum der noch vorhandenen Aktivität während eines gleichlangen Zeitintervalles subtrahiert. Damit wurde der konstante und eventuell erzeugter langlebiger Untergrund abgezogen. 30 bis 40 solcher Meßreihen wurden addiert um Spektren mit guter Statistik zu erhalten. Bei jeder einzelnen Bestrahlung wurde gleichzeitig das zeitliche Abklingen der Zählrate verfolgt.

Zur Festlegung der Eichgeraden (vgl. Fig. 1) diente die Konversionslinie von Cs^{137} bei $626 \pm 1 \text{ keV}$ ⁵, die Grenzenergie des β^- -Spektrums von P^{32} von $1708 \pm 3 \text{ keV}$ ⁶ und die Grenzenergie des β^+ -Spektrums von Cl^{34} von $4,50 \pm 0,03 \text{ MeV}$ ⁷. Vor und nach jeder Meßserie wurden zur Kontrolle der Verstärkung die Compton-Kanten der $1,28 \text{ MeV } \gamma$ -Strahlung von Na^{22} und der $4,43 \text{ MeV } \gamma$ -Strahlung von Cl^{12*} aus einer Po-Be-Quelle vermessen.

³ FAIRSTEIN, E.: Rev. Sci. Instr. **27**, 475 (1956).

⁴ JÄNECKE, J.: Z. Naturforsch. **15a**, 593 (1960).

⁵ STROMINGER, D., J.M. HOLLANDER and G.T. SEABORG: Rev. Mod. Phys. **30**, 585 (1958).

⁶ ENDT, P.M., and C.M. BRAAMS: Rev. Mod. Phys. **29**, 683 (1957).

⁷ GREEN, D., and J.R. RICHARDSON: Phys. Rev. **101**, 776 (1956).

3. Meßergebnisse

Fig. 1 zeigt je eine Fermi-Darstellung⁸ der Spektren von K^{38m} , Sc^{42} und Ti^{43} und außerdem die Eichgerade mit dem Spektrum von Cs^{137} und den Fermi-Darstellungen von P^{32} und Cl^{34} . Am energiereichen

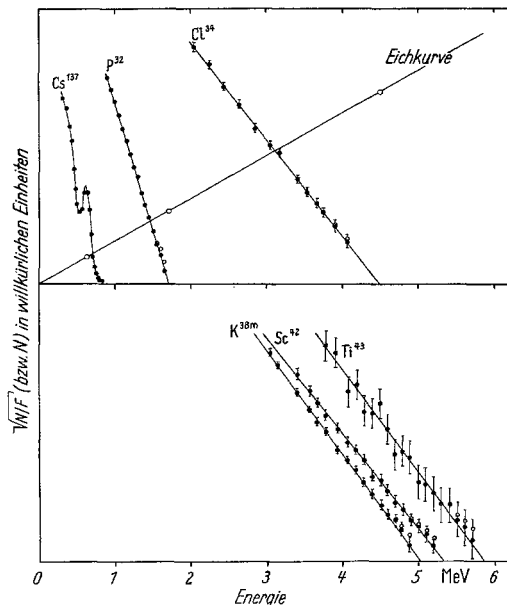


Fig. 1. Fermi-Darstellungen von K^{38m} , Sc^{42} und Ti^{43} , sowie Eichgerade, festgelegt durch Cs^{137} , P^{32} und Cl^{34}

Ende wurden die Meßwerte einer Auflösekorrekur nach OWEN und PRIMAKOFF⁹ unterworfen. Die Darstellungen sind über einen Bereich von 2 MeV linear. Die Grenzenergien wurden graphisch ermittelt.

Von Cl^{34} sowie K^{38m} , Sc^{42} und Ti^{43} wurden jeweils vier unabhängige Spektren aufgenommen. Die Tabelle zeigt in Spalte 5 die gemittelten Ergebnisse. Die angegebenen Fehler sind als mittlere quadratische Fehler (standard deviation) anzusehen. Bei ihrer Herleitung wurden die statistischen Schwankungen der Meßwerte, die Unsicherheit

in der Energieeichung und die Ungenauigkeit der tabellierten Fermi-Funktion berücksichtigt. Spalte 8 enthält die gemessenen Halbwertszeiten.

4. Diskussion

In der Tabelle sind außer den Ergebnissen dieser Arbeit (Spalte 5 und 8) die bekannten Resultate anderer Arbeiten (Spalte 6 und 9) sowie die nach einer halbempirischen Formel¹ berechneten Werte (Spalte 7) angegeben. Für die maximale β -Energie des K^{38m} -Zerfalls liegen einige direkte Bestimmungen vor, außerdem läßt sich ein indirekt ermittelter Wert angeben. Der Wert von $4,57 \pm 0,13$ MeV¹⁰ scheint zu klein zu sein. Auch der Wert $5,06 \pm 0,11$ MeV¹¹ ist nicht ganz verlässlich⁶ wegen möglicher Beimengung von K^{37} mit praktisch der

⁸ Tables for the Analysis of Beta Spectra. Washington: National Bureau of Standards 1952.

⁹ OWEN, G. E., and H. PRIMAKOFF: Phys. Rev. **74**, 1406 (1948).

¹⁰ BOLEY, F. I., and D. J. ZAFFARANO: Phys. Rev. **84**, 1059 (1951).

¹¹ HUNT, W. A., and D. J. ZAFFARANO: USAEC-Report ISC-469, 1954.

Tabelle. Messergebnisse und Vergleich mit bekannten und berechneten Werten

(1) Aktivität	(2) Target	(3) Reaktion	(4) E_{α} in MeV	(5) Maximale β^+ -Energie in MeV		(7) halbenpririsch berechnet	(8) $T_{1/2}$ in sec		(9) bekannte Arbeiten	(10) μ -Wert in sec	(11) DZELBPOW und SERJANOWA
				diese Arbeit	bekante Arbeiten		diese Arbeit	bekante Arbeiten			
Cl^{34}	P (rot)	$P^{34}(\alpha, n)Cl^{34}$	11,8	Eichung	$4,50 \pm 0,03$	—	$1,56 \pm 0,014$	$1,58 \pm 0,05$ $1,53 \pm 0,02$ $1,61 \pm 0,01$ $1,58 \pm 0,01$	—	—	—
K^{38m}	$MnCl_2 + TiCl$	$Cl^{38}(\alpha, n)K^{38m}$	11,8	$5,00 \pm 0,07$	$4,57 \pm 0,13$ $5,06 \pm 0,11$ $> 4,84$ $5,02 \pm 0,05$	$5,00 \pm 0,10$	$0,948 \pm 0,010$	$0,95 \pm 0,03$ $0,935 \pm 0,025$ $0,951 \pm 0,007$ $0,97 \pm 0,007$ $0,942 \pm 0,012$ $0,938 \pm 0,008$	3070 ± 180	3135 ± 180	3135 ± 180
Sc^{42}	KJ	$K^{39}(\alpha, n)Sc^{42}$	11,4	$5,32 \pm 0,10$	$4,8 \pm 0,9$	$5,41 \pm 0,10$	$0,69 \pm 0,02$	$0,62 \pm 0,05$ $0,68 \pm 0,01$ $0,695 \pm 0,007$	2890 ± 360	2945 ± 360	2945 ± 360
Ti^{43}	CaF_2	$Ca^{40}(\alpha, n)Ti^{43}$	19,5	$5,81 \pm 0,15$	—	$5,83 \pm 0,10$	$0,56 \pm 0,02$	$0,58 \pm 0,04$ $0,58$ $0,6$ $0,528 \pm 0,003$	3500 ± 600	3580 ± 600	3580 ± 600

gleichen Grenzenergie. Der Wert $5,02 \pm 0,05$ MeV ist indirekt aus Reaktionsdaten^{6,12} hergeleitet, im wesentlichen aus dem Q -Wert der $Ca^{40} (d, \alpha)K^{38}$ -Reaktion. Es besteht gute Übereinstimmung zwischen diesem Wert und dem Ergebnis dieser Arbeit. Für Sc^{42} war mit $4,8 \pm 0,9$ MeV¹³ nur ein sehr ungenauer Wert bekannt und für Ti^{43} lag noch keine Messung vor.

Die gemessenen maximalen β^+ -Energien von K^{38m} , Sc^{42} und Ti^{43} stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den vorausgesagten Werten¹ überein.

Die gemessenen Halbwertszeiten stimmen mit den bekannten Halbwertszeiten⁴ überein. Dies bestätigt, daß die Zuordnung der Grenzenergien zu den angegebenen Aktivitäten gerechtfertigt ist.

Die gemessenen Grenzenergien (Spalte 5) und Halbwertszeiten (Spalte 8) wurden benutzt um ft -Werte herzuleiten. Die Tabellen von MOSZKOWSKY und JANTZEN¹⁴ sowie DZELEPOW und SIRJANOWA¹⁵ liefern etwas unterschiedliche Werte (Spalte 10 und 11). Letztere ergeben um etwa 2% größere ft -Werte. Die β -Übergänge $K^{38m} \rightarrow Ar^{38}$ und $Sc^{42} \rightarrow Ca^{42}$ sind wie $O^{14} \rightarrow N^{14*}$ $O^+ \rightarrow O^+$ Übergänge mit dem gleichen ft -Wert. Innerhalb der Meßgenauigkeit ist keine Abweichung vom ft -Wert für O^{14} von 3057 ± 20 sec² festzustellen.

Wir danken Herrn Professor Dr. W. GENTNER für sein förderndes Interesse. Wir danken Herrn Dr. U. SCHMIDT-ROHR für seine Unterstützung bei der Durchführung der Bestrahlungen.

Bei den Messungen wurden Geräte der Deutschen Forschungsgemeinschaft mitbenutzt.

¹² HASHIMOTO, Y., and W.P. ALFORD: Phys. Rev. **116**, 981 (1959).

¹³ CLOUTIER, J. A. R., and A. HENDRIKSON: Canad. J. Phys. **35**, 1190 (1957).

¹⁴ MOSZKOWSKY, S. A., and K. M. JANTZEN: UCLA-Report 10-26-55.

¹⁵ DZELEPOW, B. S., u. L. N. SIRJANOWA: Einfluß des elektrischen Feldes des Atoms auf β -Strahlen. Moskau 1956.