

Der β^+ -Zerfall des V⁴⁷

Von H. DANIEL

Aus dem Institut für Physik im Max-Planck-Institut für medizinische Forschung,
Heidelberg

(Z. Naturforsch. 9a, 974–975 [1954]; eingegangen am 7. Oktober 1954)

Im magnetischen Spektrometer wurde bei V⁴⁷ lediglich ein einfaches erlaubtes β -Spektrum mit $1,89 \pm 0,01$ MeV Grenzenergie gefunden, das zum Grundzustand von Ti⁴⁷ führt.

1. Ziel der Untersuchung

Über den Zerfall des V⁴⁷ liegen folgende Angaben vor. Das Isotop sendet Positronen aus¹. Absorptionsmessungen erbrachten eine Grenzenergie von etwa 1,9 MeV^{1,2}, von 2,0 MeV³, 1,65 MeV⁴ bzw. 1,90 MeV⁵. Ebenfalls aus einer Absorptionsmessung wurde auf γ -Strahlung geschlossen⁴. Die mittlere γ -Energie pro β -Zerfall beträgt höchstens 60 keV⁵. Eine Untersuchung mit Zählrohr und Szintillationsspektrometer ließ keine Kern- γ -Strahlung erkennen; mindestens 80 % aller Zerfälle führen zum Grundzustand⁶. Die Halbwertzeit wurde zu 33 min^{1,2,4} bzw. 31,1 min⁵ ermittelt.

Untersuchungen des β^- -Zerfalls von Sc⁴⁷ zeigten, daß es in Ti⁴⁷ ein Niveau 0,16 MeV über dem Grundzustand gibt⁷. Ti⁴⁷ ist der gemeinsame Tochterkern von V⁴⁷ und Sc⁴⁷.

Zur Aufklärung des Zerfallsschemas von V⁴⁷ wurde nun mit einem früher beschriebenen magnetischen Doppellinsen- β -Spektrometer⁸ das β -Spektrum aufgenommen und nach γ -Strahlung gesucht.

2. β -Messungen

Das V⁴⁷ wurde durch Deuteronenbeschuß von TiO₂ im Heidelberger Zyklotron hergestellt. Für die β -Quellen wurde das bestrahlte Material zu Pulver zerrieben. Dieses wurde in dünner Schicht auf eine über den Präparathalter des Spektrometers gespannte, etwa 0,5 μ dicke Zelluloidfolie gebracht und dort durch eine Haarschlinge und eine Deckfolie ebenfalls aus etwa 0,5 μ Zelluloid festgehalten. Die Messungen begannen nach Abklingen der mitentstandenen Ti⁵¹-Aktivität. Der

zeitliche Abfall des Spektrums wurde verfolgt. Nach Abklingen auch der V⁴⁷-Aktivität blieb ein hauptsächlich aus der Strahlung von Sc⁴⁴ bestehender Untergrund übrig. Durch dessen Analyse nach Halbwertzeiten und Intensitäten konnte die gesuchte Strahlung isoliert werden. Die Fremdaktivität betrug bei Meßbeginn nie mehr als 10 % der V⁴⁷-Aktivität. Unter Verwendung verschiedener Quellen wurden das β -Spektrum des V⁴⁷ und der energiereiche Teil davon mehrere Male aufgenommen. Als Halbwertzeit ergab sich dabei 31 ± 1 min (Fehlergrenze), in Übereinstimmung mit Koester⁵. Abb. 1 gibt das β -Spektrum

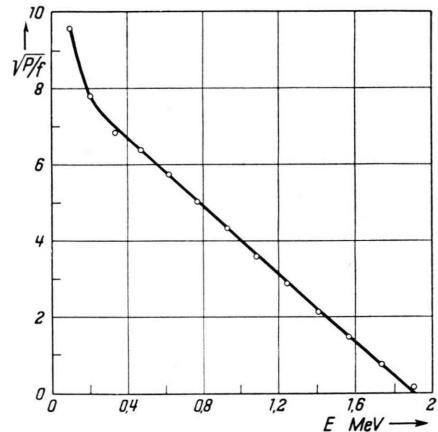


Abb. 1. Das β -Spektrum des V⁴⁷ in Fermi-Darstellung; Quellendicke 2 mg/cm².

in Fermi-Darstellung wieder. Der Überschuß langsamer Positronen läßt sich zwangsläufig aus der Quellendicke (2 mg/cm²) erklären; bei dickeren Quellen trat er schon bei höherer Energie auf. Abb. 2 zeigt den energiereichen Teil des Spektrums ebenfalls

¹ H. Walke, Phys. Rev. 52, 777 [1937].

² J. J. O'Connor, M. L. Pool u. J. D. Kurbatov, Phys. Rev. 62, 413 [1942].

³ E. Bleuler u. W. Zünti, Helv. Phys. Acta 19, 375 [1946].

⁴ N. L. Krisberg u. M. L. Pool, Phys. Rev. 75, 1693 [1949].

⁵ L. Koester, Z. Naturforschg. 9a, 104 [1954].

⁶ A. H. W. Aten jr., J. Kooi, B. de Vries u. A. L. Veenendaal, Physica 19, 1051 [1953].

⁷ R. H. Nußbaum, R. van Lieshout u. A. H. Wapstra, Phys. Rev. 92, 207 [1953].

⁸ H. Daniel u. W. Bothe, Z. Naturforschg. 9a, 402 [1954]. Das Spektrometer besitzt jetzt ein Zählerfenster von 1,7 mg/cm² Dicke.



in Fermi-Darstellung; die Quellendicke betrug hier etwa 15 mg/cm^2 . Bei diesen Messungen und weiteren ähnlichen wurde ein einfaches Positronenspektrum erlaubter Form gefunden. Die Grenzenergie ergab sich aus sechs unabhängigen Bestimmungen zu $1,89 \pm 0,01 \text{ MeV}$ (Fehlergrenze).

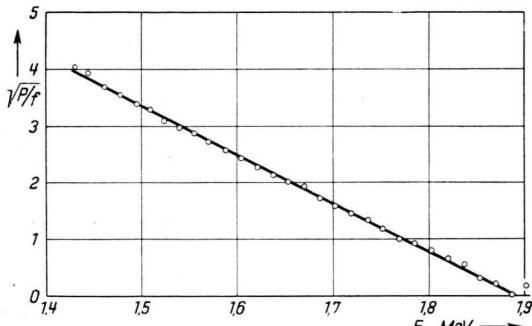


Abb. 2. Der energiereiche Teil des β -Spektrums von V^{47} in Fermi-Darstellung.

3. γ -Messungen

Nach γ -Strahlung wurde auf zwei Wegen gesucht. Erstens wurde das β -Spektrum bis 30 keV hinab nach Konversionslinien abgetastet. Zweitens wurde das Sekundärelektronenspektrum aus einer Au-Folie von $0,9 \mu$ Dicke im Elektronenergiebereich 50 keV bis 210 keV aufgenommen. In beiden Fällen wurden keine Anzeichen für Kern- γ -Strahlung gefunden. Konversionselektron-

nen einer etwaigen γ -Strahlung von 160 keV treten in höchstens 0,08% aller β -Zerfälle auf; das entspricht⁹ einer oberen Grenze von 20% für die Intensität der γ -Strahlung vom 160 keV-Niveau⁷ zum Grundzustand des Ti^{47} .

4. Zerfallsschema

Die Meßergebnisse dieser Arbeit und die meisten Resultate früherer Untersuchungen lassen sich in dem in Abb. 3 gezeigten Schema des β^+ -Zerfalls zusammenfassen. Parallel zum Positronenübergang erwartet man Elektroneneinfang. Der theoretische Wert¹⁰ des Verzweigungsverhältnisses K Einfang zu Positronenemission beträgt 3,6%.

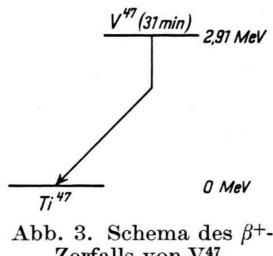


Abb. 3. Schema des β^+ -Zerfalls von V^{47} .

Der Wert des $\log ft$ für den Übergang von V^{47} zu Ti^{47} beträgt 4,87. Der Übergang ist also erlaubt.

Herrn Prof. W. Bothe danke ich für sein fördern des Interesse, Herrn Dr. L. Koester für die Durchführung der Bestrahlungen.

Für die Untersuchung wurden Apparate der Deutschen Forschungsgemeinschaft mitbenutzt.

⁹ M. E. Rose, G. H. Goertzel, B. I. Spinrad, J. Harr u. P. Strong, Phys. Rev. **83**, 79 [1951].

¹⁰ E. Feenberg u. G. Trigg, Rev. Mod. Phys. **22**, 399 [1950].

Die Erzeugung eines intensiven, teilweise monochromatisierten Wasserstoff-Molekularstrahles mit einer Laval-Düse

Von E. W. BECKER und K. BIER

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Marburg (Lahn)

(Z. Naturforsch. **9a**, 975–986 [1954]; eingegangen am 30. August 1954)

Die Möglichkeiten zur Erzeugung eines intensiven, teilweise monochromatisierten Wasserstoff-Molekularstrahls mit einer Laval-Düse werden im Hinblick auf Streuversuche mit gekreuzten Molekularstrahlen unter Ausnutzung der größten z. Zt. erreichbaren Pumpkapazitäten untersucht. Auf Grund systematischer Messungen kann ein Strahlerzeugungssystem angegeben werden, das in 77 mm Entfernung von der Kollimatorblende noch Stromdichten von $3 \cdot 10^{17}$ Teilchen/sec cm^2 in einem Umgebungsdruck von $1 \cdot 10^{-5}$ Torr liefert. Staudruckmessungen weisen darauf hin, daß der Strahl eine wesentlich einheitlichere Geschwindigkeitsverteilung besitzt als ein normaler „Ofenstrahl“. Die unmittelbare Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung wird in einer noch im Gang befindlichen Arbeit nach einer Laufzeitmethode durchgeführt.

Nach der quantenmechanischen Theorie hängt der Wirkungsquerschnitt für den gaskinetischen Zusammenstoß von Atomen oder Molekülen

von der Statistik der stoßenden Teilchen ab¹. Während wir den von Halpern sowie de Boer und Cohen² vorhergesagten Einfluß der Statistik

¹ Zusammenfassende Darstellung: N. F. Mott u. H. S. W. Massey, The Theory of Atomic Collisions, 2. Aufl. Oxford 1950.

² O. Halpern, Phys. Rev. **82**, 561 [1951]; J. de Boer u. E. G. D. Cohen, Physica (4a) **17**, 993 [1951].