

Abb. 1. Versuchsanordnung.

tiv erhitzt werden. Dabei wurde über ca. drei Stunden die Temperatur von 20 °C auf 500 °C erhöht. Diese lange Aufheizzeit sollte gewährleisten, daß die Kristalltemperatur einigermaßen mit der gemessenen Ofentemperatur übereinstimmt. Mit einem Doppelkompensationsschreiber konnten die thermoelektrisch gemessene Ofentemperatur und der Partialdruck des Wasserdampfs im Meßsystem simultan registriert werden.

Vor dem Einschalten der Kristallheizung betrug der Wasserdampfpartialdruck in der Anlage einige 10^{-9} Torr und stieg während des Versuchs auf etwa 10^{-7} Torr an. Diesem starken Untergrund überlagerten sich bei bestimmten Kristalltemperaturen charakteristische Maxima, die beim Aufheizen des Ofens ohne Kristall nicht beobachtet wurden. Daraus darf geschlossen werden, daß der kontinuierliche Untergrund durch die Desorption von Wasserdampf von den Apparaturwänden verursacht wird, während die Maxima das Ab-

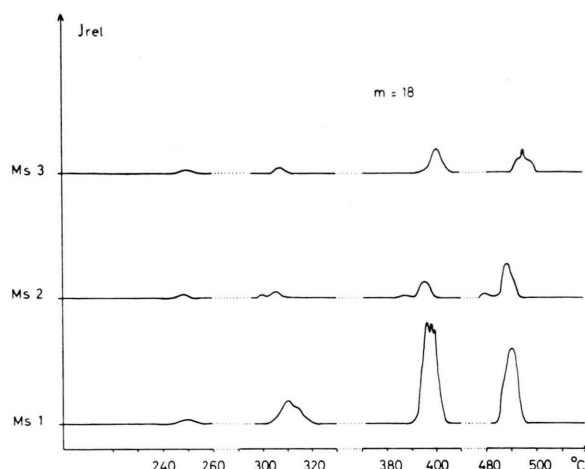


Abb. 2. Ergebnisse der Messungen.

dampfen jeweils einer Adsorptionsschichtlage von den Kristallspaltflächen anzeigen. Die Abb. 2 zeigt für drei voneinander unabhängige Messungen an verschiedenen Steinsalzkrystallen die Lage dieser Maxima. Der kontinuierliche Untergrund wurde abgetrennt. Sowohl die Abstände dieser Maxima als auch die Absolutwerte der zugehörigen Kristalltemperaturen stimmen überein mit den aus den Orientierungsuntersuchungen zu erwartenden Werten (vgl. Anm. ¹). Entsprechende Untersuchungen an anderen Alkalihalogeniden (NaF, KCl, KJ) bestätigten ebenfalls die aus den Orientierungsuntersuchungen ermittelten Werte für die Bindungsenergie von Wasseradsorptionsschichten an Spaltflächen dieser Stoffe.

Herrn Prof. Dr. H. RAETHER danken wir herzlich für viele anregende Diskussionen, der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Unterstützung durch Überlassung verschiedener Geräte.

Magnetisches Moment des 0,57 MeV-Niveaus von Pb 207

H. HEUSER *

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforschg. **20 a**, 490—491 [1965]; eingegangen am 2. März 1965)

Aus der Verschiebung der bekannten Winkelkorrelation ¹ der 1,06—0,57 MeV-Kaskade von Pb 207 (Abb. 1) in einem äußeren Magnetfeld von 10 kG wurde das Produkt $\omega_L \cdot \tau$ (ω_L = LARMOR-Frequenz, τ = Lebensdauer) bestimmt.

Wegen des durch die kurze Lebensdauer ²⁻⁶ bedingten kleinen Effektes der Verschiebung wurde die von

MANING und ROGERS ⁷ beschriebene Methode angewandt. Für die innerhalb eines großen Zeitintervalls ($\tau_0 \gg \tau$), (τ_0 = Auflösungszeit) in einem senkrecht zu den beiden Detektoren angelegten Magnetfeld B beobachtete Winkelkorrelation gilt:

$$W(\Theta, B_{\pm}) = \sum_p b_p [1 + p \omega \tau]^{-1/2} \cdot \cos p(\Theta \pm \Delta\Theta).$$

Bildet man die Größe

$$R = 2 \frac{W(135^\circ, B_+) - W(135^\circ, B_-)}{W(135^\circ, B_+) + W(135^\circ, B_-)},$$

so folgt für $\omega_L \tau \ll 1$

$$R = \pm 4 b_2 \omega_L \tau (1 - b_4)^{-1}$$

* Auszug aus D 26.

¹ F. K. MCGOWAN u. E. C. CAMPBELL, Phys. Rev. **92**, 523 [1953].

² T. R. GERHOLM, Arkiv Fysik **10**, 523 [1956].

³ S. GORODETZKY, R. MANQUENOUILLE, R. RICHTER u. A. KNIPPER, J. Phys. Radium **22**, 699 [1961].

⁴ O. NATHAN, Nucl. Phys. **30**, 332 [1962].

⁵ Y. K. LEE u. C. S. WU, Phys. Rev. **132**, 1200 [1963].

⁶ G. CHANDRA, Nuovo Cim. **31**, 297 [1964].

⁷ G. MANING u. J. D. ROGERS, Nucl. Phys. **15**, 166 [1960].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

(B_{\pm} bedeutet jeweils entgegengesetzte Feldrichtung). Das Vorzeichen von R hängt vom Schraubensinn, definiert durch die Richtungen von Quant 1 und 2 und des Feldes, ab.

Experimentelle Anordnung

Beide Detektoren (NaJ/Tl $1,5 \times 2$ inch; 25 cm Lichtleiter; 56 AVP Photovervielfacher) bildeten einen Winkel von 135° . Der Abstand Quelle–Detektor betrug 5 cm. Gegen das Feld waren die Photovervielfacher durch eine fünffache Abschirmung aus Mu-Bleichen und Eisen geschützt. Die Energiekanäle waren auf die Photopeaks bei 1,06 bzw. 0,57 MeV eingestellt. Über einen Zeit-Impulshöhenkonverter wurde das Zeitspektrum der Koinzidenzen zwischen den beiden Quanten für jede Feldrichtung in je eine Hälfte eines Vielkanalanalysators eingespeichert. Das Feld wurde alle 10 Minuten umgepolt. Zur Auswertung wurde die Koinzidenzrate in gleichen Zeitintervallen (vom Schwerpunkt des Zeitspektrums gemessen) für jede Feldrichtung summiert. Dadurch war gleiche Auflösungszeit τ_0 für B_+ und B_- gewährleistet. Bei der so bestimmten Auflösungszeit $2\tau_0 = 12,5$ nsec und der Präparatstärke von $5 \mu\text{C}$ lag das Verhältnis zufällige zu echten Koinzidenzen bei 0,1%. Es wurde eine flüssige Quelle verwendet. Eine laufende Kontrolle der Einzelraten ergab für diese eine Änderung von ca. 0,02% durch das Umpolen des Feldes.

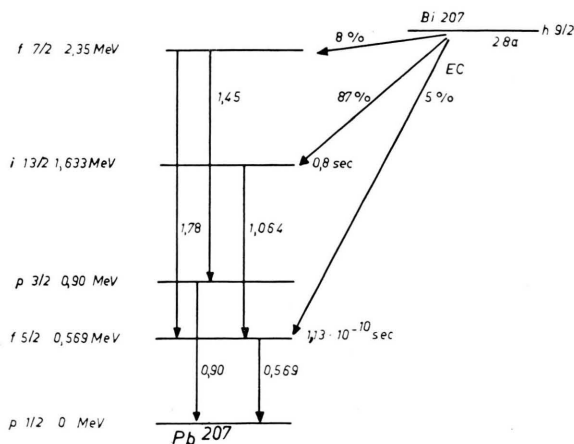


Abb. 1. Zerfallsschema von Bi 207.

Eine strenge Kontrolle dafür, daß der Effekt nicht durch magnetische Störung der Photovervielfacher verursacht war, wurde vorgenommen: R muß sein Vorzeichen wechseln, wenn der Winkel zwischen den Detektoren von θ nach $2\pi - \theta$ geändert wird. Wie von MANING und ROGERS⁷ vorgeschlagen, wurde der Winkel „elektrisch“ geändert, d. h. durch Vertauschen der Energiefenster der Impulshöhenanalysatoren für beide Detektoren. Durch den geänderten Schraubensinn muß die Verschiebung der Winkelkorrelation ihr Vorzeichen umkehren, während Störeffekte durch das Magnetfeld wegen der unveränderten geometrischen Anordnung gleichgerichtet bleiben und so eliminiert werden können.

Die Messung ergab nach Registrieren von $1,4 \cdot 10^6$ Koinzidenzen: $|R| = 0,0018 \pm 0,0011$. Mit den Koeffizienten der Winkelkorrelation¹ folgt nach Korrektur für endlichen Raumwinkel:

$$\omega_L \tau = + (0,0034 \pm 0,0021).$$

Das Vorzeichen wurde sichergestellt durch eine Vergleichsmessung des bekannten magnetischen Momentes des 82 keV-Niveaus von Cs 133⁸.

Wegen der Diskrepanzen der bisher veröffentlichten Lebensdauern²⁻⁶ wurde diese neu bestimmt. Aus dem Halbwertsabfall der Verzögerungskurve ergab sich:

$$T_{1/2} = (1,13 \pm 0,07) \cdot 10^{-10} \text{ sec}.$$

Mit diesem Wert folgt aus $\omega_L \tau$ für den g -Faktor:

$$g = + (0,44 \pm 0,28).$$

Mit $j = 5/2$ ergibt sich für das magnetische Moment des 0,57 MeV-Niveaus:

$$\mu = + (1,10 \pm 0,72) \mu_k.$$

Es kann eindeutig der oberen SCHMIDT-Linie für $j = l - 1/2$ zugeordnet werden.

Eine ausführliche Diskussion erfolgt in Kürze.

Herrn Professor Dr. W. HANLE und Herrn Priv.-Doz. Dr. H. SCHNEIDER danke ich für wertvolle Unterstützung und zahlreiche Diskussionen. Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung sei für die Bereitstellung von Forschungsmitteln gedankt.

⁸ E. BODENSTEDT, H. J. KÖRNER u. E. MATTHIAS, Nucl. Phys. **11**, 584 [1959].