

## NOTIZEN

### $\beta$ -Zerfall des $N^{13}$ und Fierz-Interferenz bei Fermi-Wechselwirkung

Von H. DANIEL und U. SCHMIDT-ROHR

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

(Z. Naturforschg. **12 a**, 750 [1957]; eingegangen am 21. September 1957)

Für den Koeffizienten der FIERZ-Interferenz<sup>1</sup> bei  
FERMI-Wechselwirkung

$$b_F = \gamma \frac{C_s^* C_V + C_s C_V^* + C_s'^* C_V' + C_s' C_V'^*}{|C_s|^2 + |C_V|^2 + |C_s'|^2 + |C_V'|^2}$$

lag bisher der Wert  $|b_F| \approx 0,2$  vor<sup>2</sup>.

Um eine klare Abschätzung zu erhalten, wurde das  $\beta$ -Spektrum des  $N^{13}$  erneut untersucht. Der Übergang  $N^{13} \rightarrow C^{13}$  wird im wesentlichen durch FERMI-Wechselwirkung vermittelt. Zur Messung diente das Heidelberger Doppellinsen-Spektrometer<sup>3</sup> mit einem Anthracen-Szintillationszähler als Detektor<sup>4</sup>. Die Ansprechwahrscheinlichkeit dieses Detektors als Funktion der Elektronenenergie wurde mit einer starken  $P^{32}$ -Quelle ermittelt. Die Form des  $P^{32}$ -Spektrums ging in die Resultate nicht ein. Messungen sowohl an  $P^{32}$  als auch an  $N^{13}$  zeigten, daß bei den benutzten Quellen und Quellenhaltern keine Störungen durch Selbstabsorption und Rückstreuung zu befürchten waren.

Zur Aufnahme des gesamten  $\beta$ -Kontinuums des  $N^{13}$  wurde der Szintillationszähler mit integraler Diskriminierung meist dicht über der Rauschschwelle des Elektronenvervielfachers verwendet, zur separaten Bestimmung der Grenzenergie der gleiche Szintillationszähler mit Einkanal-Diskriminierung. Außerdem wurde sowohl

mit dem Linsenspektrometer als auch mit einem NaJ-Szintillationsspektrometer<sup>4</sup> nach  $\gamma$ -Strahlung gesucht.

Das  $N^{13}$  wurde durch Deuteronenbeschuß von Graphit im Heidelberger Zyklotron hergestellt. Für die Messungen des  $\beta$ -Spektrums wurde aus dem bestrahlten Graphit eine Art „Aquadag“ bereitet und als homogene Schicht auf einer dünnen Celluloidfolie eingetrocknet. Die Quelledicke wurde zwischen 140 und 300  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  variiert.

Es wurden die folgenden Ergebnisse erhalten:

1. Halbwertszeit  $t = 9,96 \pm 0,03$  min (Fehlergrenze);
2. keine Kern- $\gamma$ -Strahlung;
3. Grenzenergie  $E_0 = 1,190 \pm 0,003$  MeV (Fehlergrenze);
4.  $ft = 4340 \pm 120$  sec (Fehlergrenze);
5. FIERZ-Koeffizient im  $N^{13}$ -Spektrum  
 $b = (-1,48 \pm 2,50) \cdot 10^{-2}$  (mittlerer statistischer Fehler).

Durch Vergleich mit dem  $ft$ -Wert<sup>5</sup> des ebenfalls über-erlaubten Positronenübergangs  $O^{14} \rightarrow N^{14}$  \* errechnet sich der FERMI-Anteil an der gesamten Zerfallswahrscheinlichkeit des  $N^{13}$  zu 0,66. Der Koeffizient  $b_{GT}$  der FIERZ-Interferenz bei GAMOW-TELLER-Wechselwirkung ist sicher klein<sup>2, 6</sup>. Mit  $b_{GT} = 0$  folgt aus der hier beschriebenen Messung für den FIERZ-Term bei FERMI-Wechselwirkung, zumindest für  $\beta^+$ -Strahler<sup>7</sup>,  $|b_F| < 0,14$ ; der Abschätzung ist der dreifache mittlere Fehler als Beitrag der Statistik zur Fehlergrenze zugrunde gelegt worden.

Ein ausführlicher Bericht soll in Kürze erscheinen.

Für die Untersuchung wurden Apparate der Deutschen Forschungsgemeinschaft mitverwendet.

<sup>1</sup> M. FIERZ, Z. Phys. **104**, 553 [1937]. — T. D. LEE u. C. N. YANG, Phys. Rev. **104**, 254 [1956].

<sup>2</sup> K. SIEGBAHN (Herausgeber),  $\beta$ - and  $\gamma$ -ray Spectroscopy, Amsterdam 1955, S. 319 u. 320, und dort zitierte Literatur.

<sup>3</sup> H. DANIEL u. W. BOTHE, Z. Naturforschg. **9 a**, 402 [1954].

<sup>4</sup> H. DANIEL, Z. Naturforschg. **12 a**, 194 [1957].

<sup>5</sup> J. B. GERHART, Phys. Rev. **95**, 288 [1954].

<sup>6</sup> R. SHERR u. R. H. MILLER, Phys. Rev. **93**, 1076 [1954].

<sup>7</sup> Über mögliche Unterschiede in der Wechselwirkung bei  $\beta^-$ - und  $\beta^+$ -Strahlern s. W. B. HERRMANNSELDT, D. R. MAXSON, P. STÄHELIN u. J. S. ALLEN, Phys. Rev. **107**, 641 [1957].

### Zur Vielfachstreuung und Rückdiffusion schneller Elektronen

Von HELMUT FRANK

II. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

(Z. Naturforschg. **12 a**, 750—751 [1957]; eingegangen am 30. Juli 1957)

Während die Vielfachstreuung schneller Elektronen im Bereich kleiner Streuwinkel (bei relativ dünner Schicht) gut bekannt ist, fehlt es noch sehr an Streumessungen mit relativ dicken Streufolien, bei denen die Winkelverteilung mit zunehmender Schichtdicke schließlich den Zustand der „vollständigen Diffusion“ erreicht. Die theoretische Darstellung ist wegen der notwendigen

Berücksichtigung des Energieverlustes in dicker Schicht außerordentlich kompliziert und nur unter vereinfachten Vernachlässigungen gegeben. Über die Winkelverteilung der rückgestreuten Elektronen ist nur sehr wenig bekannt, und ihre Energieverteilung bedarf noch eingehender Untersuchungen, insbesondere in ihrer Abhängigkeit von der Beobachtungsgeometrie und der Ein-schlußenergie.

In kurzer Zusammenfassung soll deshalb hier über Ergebnisse von Streumessungen berichtet werden, die mit Elektronen einheitlicher Energie ( $\Delta E/E < 1\%$ ) aus einem 500 Hz-Betatron im Energiebereich von 1–3,2 MeV an Al, Cu und Pb durchgeführt wurden. Es wurde eine Anordnung benutzt, die es erlaubte, mit engem Elektronenbündel (Divergenz primär:  $\Delta\theta_P \approx 1^\circ$ )



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.

a) Die Winkelverteilung  $W(\Theta)d\Omega$  ( $d\Omega$  Raumwinkel-element) der gestreuten Elektronen ohne Energieauflösung im gesamten Winkelbereich ( $0^\circ - 170^\circ$ , Auflösungsvermögen  $\Delta\Theta = \pm 1,5^\circ$ ) und

b) die Energieverteilung der gestreuten Elektronen im Winkelabstand von  $30^\circ$  bis  $\Theta = 150^\circ$  mit einem magnetischen  $\beta$ -Spektrometer ( $60^\circ$ -Sektorfeld) zu messen.

Die Streufolie konnte gegen den Elektronenstrahl geschwenkt werden (Winkel  $\alpha$ , siehe untenstehende Skizze). Die Elektronen wurden gezählt mit 2 hintereinander liegenden Auslösezählrohren in Koinzidenzschaltung (Z.R.-Fenster:  $1,4 \text{ mg/cm}^2$  Hostaphan).

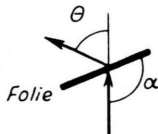


Abb. 1.

### 1. Vorwärtsstreuung ( $\Theta < \alpha$ )

Mit senkrecht zum Elektronenstrahl stehender Folie ( $\alpha = 90^\circ$ ) wurde die Verbreiterung der Winkelverteilung mit zunehmender Foliendicke ( $\sigma$ ) untersucht. Es ergab sich „vollständige Diffusion“ für Schichtdicken  $\sigma \geq \lambda/4$ , dabei ist  $\lambda$  die Streuweglänge, wie sie von BETHE, ROSE und SMITH<sup>1</sup> angegeben ist:

$$1/\lambda = \pi N \int_0^\pi \sin \chi d\chi \cdot q(\chi, E) \cdot (1 - \cos \chi),$$

$N$  = Zahl der streuenden Atome pro  $\text{cm}^3$ ,  $q(\chi)$  = differentieller Wirkungsquerschnitt für Einzelstreuung. Bei  $\sigma = \lambda/4$  wird die Streuverteilung recht gut beschrieben durch  $W(\Theta) \sim \cos^2 \Theta$ , sie wird aber für größere Schichtdicken langsam etwas breiter, ohne die von BETHE, ROSE und SMITH unter Vernachlässigung des Energieverlustes angegebene Kurve zu erreichen.

Bei schräg gestellter Folie (z. B.  $\alpha = 120^\circ$  statt  $90^\circ$ ) zeigt sich bei dünnen Folien – wie auch KNECHT und BOTHE<sup>2</sup> schon gezeigt haben – eine geringe Beeinflussung der Streuverteilung durch den Folienwinkel  $\alpha$ : Die Kurve ist unsymmetrisch, das Maximum ein wenig von  $0^\circ$  zur Foliennormalen hin verschoben. Mit wachsender Schichtdicke verschiebt sich das Maximum weiter, um bei  $\sigma > \lambda/4$  in Richtung der Foliennormalen zu liegen: Die Streuverteilung ist schließlich symmetrisch zur Foliennormalen und zeigt denselben Verlauf wie bei  $\alpha = 90^\circ$ .

### 2. Rückstreuung

a) Bei senkrechtem Einschluß ( $\alpha = 90^\circ$ ) ist die Winkelverteilung der rückgestreuten Elektronen breiter als in Vorwärtsrichtung und zwar um so breiter, je geringer der Rückstreuoeffizient  $p$  ist. So ergeben sich z. B. im Falle der Sättigungsrückstreuung („unendlich dicke“ Schicht) die Halbwertswinkel:  $51,5^\circ$  für Pb,  $53^\circ$  für Cu und  $55^\circ$  für Al.

Durch (räumliche) Integration der gemessenen Kurven wurde der Rückstreuoeffizient  $p$  ( $p = N_r/N_0$ ;  $N_r$  Zahl der insgesamt rückgestreuten Elektronen,  $N_0$  Zahl der eingefallenen Elektronen) ermittelt zu: 36% für Pb, 18% für Cu, 5% für Al bei Sättigung und 1,75 MeV Einschlußenergie. In diesem Energiebereich ist also die Rückstreuung geringer als bei kleineren Energien (vgl. z. B. Messungen von TRUMP und VAN DE GRAAF<sup>3</sup>).

b) Bei schrägem Einschluß auf die Rückstreufläche steigt die Zahl der Streuelektroden an, wobei das Maximum in die Nähe des Reflexionswinkels verschoben ist. Die Höhe dieses Maximums steigt für kleine Ordnungszahlen ( $Z$ ) mit zunehmender Schrägstellung stärker an als für große  $Z$ , so daß z. B. für  $\alpha = 30^\circ$  im Maximum die Rückstreuung von Al 80% des entsprechenden Wertes von Pb erreicht.

### 3. Energieverteilung

Die Energieverteilung wurde vor allem für die rückgestreuten Elektronen (Sättigungsdicke) untersucht und dabei eine starke Abhängigkeit von der Beobachtungsgeometrie festgestellt. So hat man bei schräg gestellter Streuebene im Maximum der Winkelverteilung eine Energieverteilung mit steilem Maximum bei kleinen Energieverlusten, ähnlich dem in der Literatur für kleinere Einschlußenergie angegebenen Kurven<sup>4</sup>.

Dagegen ist das Spektrum bei senkrechtem Einschluß verbreitert mit einem zu kleinen Energien verschobenen Maximum (z. B.  $E_{\text{max}}/E_0 = 50\%$  bei Cu und  $E_0 = 1,75 \text{ MeV}$ ).

Vergleichsmessungen mit Primärelektronen von 3,2 MeV ergaben eine weitere Verschiebung des Spektrums zu größeren relativen Energieverlusten.

Eine ausführliche Darstellung der hier mitgeteilten Untersuchungen erfolgt demnächst.

Herrn Prof. Dr. W. PAUL und Herrn Prof. Dr. A. FLAMMERSFELD danke ich sehr für die Förderung und Unterstützung dieser Arbeit. Für die zur Verfügung gestellten Mittel sei der Deutschen Forschungsgemeinschaft besonders gedankt.

<sup>1</sup> H. A. BETHE, M. E. ROSE u. L. P. SMITH, Proc. Amer. Phil. Soc. **78**, 573 [1938].

<sup>2</sup> O. KNECHT u. W. BOTHE, Z. Naturforschg. **8a**, 805 [1953]. — W. BOTHE, S.-B. Heidelb. Akad. **1951**, 7. Abh. 307.

<sup>3</sup> J. G. TRUMP u. R. J. VAN DE GRAAFF, Phys. Rev. **75**, 44 [1949].

<sup>4</sup> W. BOTHE, Z. Naturforschg. **4a**, 542 [1949]. — W. BOTHE, Ann. Phys., Lpz. **6**, 44 [1949].