sion for (I.25) can be taken from (I.13) – to derive approximately (s. I.51 and II.9) the inelastic electron-nuclei scattering cross section in the form [6]

$$\frac{d^2 \sigma_{e,\mathcal{N}}}{dE_2\, d\Omega} \sim \alpha \frac{|\,\mathrm{EM}\,|^2\,|\,\mathrm{KM}\,|^2}{1+(2\,E_1/M_0)\,\sin^2(\vartheta/2)} \tag{1}$$

$$\cdot \left\{ F_1(q^2) + \frac{q^2}{4\,m_0^2}\left[2\,(F_1+g_1\,F_2)^2\,\mathrm{tg}^2\,(\vartheta/2) + g_1^2\,F_2^2\right]\right\}$$

with $$q = \frac{2\,E_1 \sin(\vartheta/2)}{[1+(2\,E_1/m_0)\,\sin^2(\vartheta/2)]^{1/2}}$$

(m_0 nucleon mass; M_0 mass of the recoil nucleus).

The EM and the KM are the electron- and nucleon-matrix elements for the point nucleus and finite nuclear size. $F_i(q^2)$ are the elastic form factors, constructed from the general expression $\varrho(L,\tau)$, given in I (s. [6]). This result agrees exactly with the ROSENBLUTH formula for elastic electron-nucleon scattering processes.

The inelastic cross-section (1) with inelastic form factors $\overline{F}_i(q^2, W^2)$, $(i=0,1)$ one can derive exactly from I and II in an analogous form to the ROSENBLUTH formula:

$$\frac{d^2 \sigma_{e,\mathcal{N}}\,(E_1, W^2, q^2)}{dE_2\, d\Omega} \tag{2}$$

$$= \alpha\, A\, \frac{\cos^2(\vartheta/2)}{4\,E_1^2 \sin^4(\vartheta/2)}\, \frac{1}{1+(2\,E_1/M_0)\,\sin^2(\vartheta/2)}$$

$$\cdot \left\{ \overline{F}_1(q^2, W^2) + 2\,\mathrm{tg}^2(\vartheta/2)\,\overline{F}_0(q^2, W^2) \right\}$$

with A and $\overline{F}_i(q^2, W^2)$ taken from I and II, the anomalous magnetic moments of the nucleons neglected [7]. With $g_1 = 0$, (1) follows from (2).

Note added in proof:

It is not nescessary to derive here the construction of form factors for the two-photon-exchange contributions. They give the first correction to the ROSENBLUTH formula arising from the interference terms between α and α^2. It contributes less than 1% in the region of experimental interest [8–10].

It is a pleasure to thank Prof. J. HANS D. JENSEN, Prof. F. BECK and Dr. E. SAUTER for discussions about this problem.

[7] M. GOURDIN, Nuovo. Cim. **21**, 1094 [1961]. — S. D. DRELL and C. L. SCHWARTZ, Phys. Rev. **112**, 568 [1958]. — G. E. MASEK, J. P. TOUTONGHI, R. W. WILLIAMS, and D. H. COWARD, Phys. Rev. **124**, 555 [1961].

[8] S. FUBINI, Report presented at the Aix-en-Provence Int. Conf. 2298/TH. 233.

[9] R. RODENBERG, Proc. Rutherford Jub. Int. Conf., Sept. 1961.

[10] R. RODENBERG, Z. Naturforschg. **16 a**, 1242 [1961].

Zum Symmetrieverhalten des Einflusses des endlichen ausgedehnten Kerns beim Übergang vom (e, $\mathcal{N}$)- zum ($\bar{e}$, $\mathcal{N}$)-Prozeß

Von RUDOLF RODENBERG

Institut für Theoretische Physik der Universität Tübingen

(Z. Naturforschg. **16 a**, 1244—1245 [1961]; eingeg. am 14. November 1961)

Es ist nicht selbstverständlich, daß — abgesehen von der Positronenvernichtung mit Hüllenelektronen und der damit verbundenen Änderung von Z des Kerns — der Einfluß des endlichen ausgedehnten Kerns symmetrisch ist beim Übergang vom (e, $\mathcal{N}$)- zum ($\bar{e}$, $\mathcal{N}$)-Prozeß [1, 2] (weiterhin mit I und II bezeichnet), obgleich die in einer anderen Arbeit [3] (weiterhin mit III bezeichnet) angegebene allgemeinste HAMILTON-Dichte der Wechselwirkung zwischen Kern und Feld, Elektronen und Feld und der direkten COULOMBschen Wechselwirkung (III.7, III.8) und die in erster nichtverschwindender Näherung des S-Matrixformalismus erhaltenen Matrixelemente für den (e, $\mathcal{N}$)-Prozeß (III.13) invariant sind gegenüber dem Übergang Teilchen → Antiteilchen [4].

Wir wollen hier nur kurz an Hand eines speziell gewählten Potentialverlaufs innerhalb und außerhalb des endlichen ausgedehnten Kerns für den inelastischen (e, $\mathcal{N}$)- und ($\bar{e}$, $\mathcal{N}$)-Prozeß das in I angegebene Symmetrieverhalten von (II.9) aufzeigen. Außerhalb des endlichen ausgedehnten Kerns findet das Elektron bzw. Positron wie bei der COULOMB-Anregung von Atomkernen das COULOMB-Potential $V_C^{e,\bar{e}}(r)$ vor. Innerhalb des Kerns für $r \le R$ ($R = R_0\,A^{1/3}$, Kernradius) soll das COULOMB-Potential in ein optisches Potential $V_{\mathrm{opt.}} \sim i\,V(r)$ übergehen (der dispersive Potentialanteil sei hier fortgelassen, da er bei unserer Symmetriebetrachtung herausfällt). Einen „*hard core*"-Anteil lassen wir weg wegen der großen Abstoßung bei so kleinen Abständen und der damit nach der Unschärferelation gegebenen hohen Elektronenenergie ($E_{e,\bar{e}} \sim 10^2$ MeV) im Kerninneren.

Wir haben demnach als Potentialansatz:

$$V(r) = V_C^{e,\bar{e}}(r) + V_{\mathrm{opt.}}(r) \;\text{ in }\; 0 < r < \infty\,,$$
$$V_C^{e,\bar{e}}(r) = \mp Z\,e/r \;\text{ in }\; R \le r < \infty\,, \quad \text{sonst } 0\,, \tag{1}$$

und der Einfachheit halber

$$V_{\mathrm{opt.}} \sim i\,V_0 \;\text{ in }\; 0 \le r < R\,, \;\text{ sonst } 0\,.$$

Damit ergibt sich für die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{e,\mathcal{N}}$ und $\sigma_{\bar{e},\mathcal{N}}$ für den (e, $\mathcal{N}$)- und ($\bar{e}$, $\mathcal{N}$)-Prozeß in erster nichtverschwindender Näherung des S-Matrixformalismus für die potentielle Energie $e\,V$ als Wechsel-

[1] R. RODENBERG, Z. Phys., im Druck.

[2] R. RODENBERG, Z. Phys. **162**, 347 [1961].

[3] R. RODENBERG, Z. Phys. **158**, 44 [1960].

[4] P. ROMAN, Theory of Elementary Particles, North-Holland-Publishing Company, Amsterdam 1960, S. 283/284.

wirkungsenergie mit $\alpha = e^2$

$$\sigma_{e,\mathcal{N}} \sim \alpha \{ |<|V_C^e|>|^2 - |<|V_0|>|^2 \} \sim \sigma_{\bar{e},\mathcal{N}} \, .$$

$$\sigma_{e,\mathcal{N}} = \sigma_{\bar{e},\mathcal{N}} \, . \qquad (2)$$

In jeder höheren Näherung folgt auch die Gleichheit von $\sigma_{e,\mathcal{N}}$ und $\sigma_{\bar{e},\mathcal{N}}$. Wie in I bereits gezeigt wurde, gehen für den totalen und differentiellen $(e,\mathcal{N})$-Wirkungsquerschnitt die Faktoren von (2) in dieselben über wie für den totalen und differentiellen $\sigma_{\bar{e},\mathcal{N}}$.

Damit ist auch (außer der gegebenen Invarianz von (III.7), (III.8) und (III.13) gegenüber $e \rightarrow \bar{e}$ an Hand eines für die inelastische Elektronen- bzw. Positronenstreuung am Atomkern naheliegenden Modells die volle Symmetrie des Einflusses des endlichen ausgedehnten Kerns beim Übergang Elektron → Positron gezeigt.

Herrn Prof. W. C. Barber (High-Energy Physics Laboratory, Stanford, Calif.) danke ich herzlich für die Anregung, die zu dieser Untersuchung geführt hat.

Drei-Alpha-Zerfall von C^{12*}(16,11 MeV)

Von D. Dehnhard, D. Kamke und P. Kramer

Physikalisches Institut der Universität Marburg

(Z. Naturforschg. **16 a**, 1245—1246 [1961]; eingeg. am 16. Oktober 1961)

Das α-Spektrum und das p-α-α–Koinzidenzspektrum der Kernreaktion $B^{11}(p, \alpha)$ wurden untersucht. Innerhalb der Resonanz bei $E_p = 163$ keV kann das Koinzidenzspektrum nicht vollständig dem bisher angenommenen Zerfallsschema [1]

$$C^{12} \rightarrow \alpha_1 + Be^{8*}(2{,}9 \text{ MeV}) \rightarrow \alpha_1 + \alpha_{11} + \alpha_{12}$$

zugeschrieben werden; dort lassen sich die Ergebnisse durch den gleichzeitigen Zerfall von C^{12*} in drei α-Teilchen erklären. Unterhalb und oberhalb der Resonanz dagegen sind sie in Einklang mit dem Kaskaden-Zerfallsschema.

Das ursprüngliche Ziel dieser Arbeit war die nähere Untersuchung der schon früher gefundenen Veränderungen des α-Spektrums in der Nähe der 163 keV-Resonanz [2, 3].

Zur Messung wurden zwei α-Zähler Z_1 und Z_2 (CsJ, 5% energetisches Auflösungsvermögen für Po^{210}-α-Teilchen) in Koinzidenz (0,2 μs Auflösungszeit) benutzt. Die Zähleranordnung läßt sich am bequemsten durch die Angabe der Eulerschen Winkel [4] beschreiben. R_0, R_1, R_2 seien die Richtungen von Protonenstrahl, Target-Z_1, Target-Z_2 mit $R_0 = (0, \vartheta_0, 0)$, $R_1 = (0, 0, 0)$, $R_2 = (\frac{1}{2}\pi, \vartheta_2, 0)$. Der Winkel $\vartheta_2 = 130°$ wurde fest eingestellt und ϑ_0 variiert. Wenn der Zerfall über Be^{8*} (2,9 MeV) führt, erhält man für alle Werte von ϑ_0 zwei breite Linien, α_{11} bei 2,6 MeV und α_1 bei 3,9 MeV, deren *Formen* durch die Kinematik des Zerfalls und durch die Breite des Be^{8*}-Niveaus bestimmt sind.

Die p-α-α–Korrelation sollte sich in der Abhängigkeit der α_1-α_{11}– (bzw. der α_{11}-α_1)–Koinzidenz*rate* vom Winkel ϑ_0 äußern. Koinzidenzen zwischen α-Teilchen aus dem Übergang zum Grundzustand des Be^8 sind bei $\vartheta_2 = 130°$ unmöglich, Koinzidenzen zwischen α_{11} und α_{12} können vernachlässigt werden, da die Energie eines der beiden α-Teilchen unterhalb der Zählerschwelle (bei etwa 1 MeV) liegt.

Bei festem ϑ_2 wurde ϑ_0 zwischen 45° und 150° variiert, dabei wurde das einfache Spektrum und das Koinzidenzspektrum unterhalb, oberhalb und in der Resonanz gemessen. Unterhalb (145 keV) und oberhalb (190 keV) tragen vor allem die Ausläufer der 675 keV ($J = 2$, $-$)- und der 1388 keV ($J = 1$, $-$)-Resonanz zum Wirkungsquerschnitt bei, während der Anteil der 163 keV ($J = 1$, $+$, $\Gamma = 5$ keV)-Resonanz klein ist. Bei 145 keV (Targetdicke 50 keV) fanden wir das Koinzidenzspektrum Abb. 1, Kurve a. Es zeigt die erwartete Form und bestätigt damit das Kaskadenschema. Als Koeffizienten der p-α-α–Korrelation

$$W(\vartheta_0, \vartheta_2) = 1 + a_1(\vartheta_2) \cos \vartheta_0 + a_2(\vartheta_2) \cos^2 \vartheta_0$$

ergaben sich $a_1(130°) = 0{,}9 \pm 0{,}1$; $a_2(130°) = 0{,}1 \pm 0{,}1$.

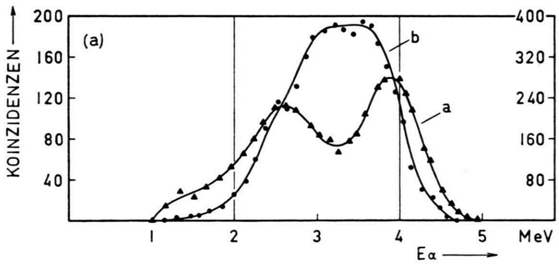

Abb. 1. Gemessene Koinzidenzspektren: (a) unterhalb der Resonanz bei $E_p = 145$ keV, (b) in der Resonanz bei $E_p = 163$ keV. — In beiden Fällen gleiche Monitorrate.

Innerhalb der 163 keV-Resonanz (Targetdicke 4 keV, wodurch der Anteil der höherliegenden Resonanzen auf etwa 15% reduziert wird) fanden wir das in Abb. 1, Kurve b dargestellte, völlig veränderte Koinzidenzspektrum, dessen Ursache in einem veränderten Zerfallsschema zu suchen ist. Immerhin ergibt das gemessene einfache Spektrum noch einen Beitrag des Kaskadenzerfalls von 50 ± 20% (Abb. 2, Kurve b verglichen mit Kurve a).

Die Gesamtzahl der Koinzidenzen bei 163 keV, bezogen auf die Zahl aller C^{12*}-Zerfälle, steigt bei 163 keV

[1] Dieses Zerfallsschema wurde neuerdings für höhere Protonenenergien bestätigt durch E. H. Beckner, C. M. Jones u. G. C. Phillips, Phys. Rev. **123**, 255 [1961].

[2] D. Kamke, Z. Phys. **156**, 603 [1959].

[3] H. Werner, Dissertation, Freiburg i. Br. 1959.

[4] S. Devons u. L. J. B. Goldfarb, Angular Correlations, Handbuch d. Phys. XLII 1957, herausgeg. von S. Flügge.