

Zwei-Photon-Austausch bei Elektron-Proton-Streuung

Von RUDOLF RODENBERG

Institut für Theoretische Physik der Universität Frankfurt/M.
(Z. Naturforschg. 17 a, 1038—1039 [1962]; eingeg. am 12. Oktober 1962)

In früheren Arbeiten^{1, 2} wurden mit dem in Arbeit³ angegebenen HAMILTON-Operator in 2. nichtverschwindender Näherung des S-Matrixformalismus die Beiträge der Zwei-Photon-Austausch-Graphen für die Elektron-Kern(bzw. Proton)-Streuung bei Annahme eines punktförmigen Kerns angegeben. Im Elektronenergiebereich $10 \leq E_1 \leq 300$ MeV wichen der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{e,\mathcal{N}}$ in zweiter Näherung um ca. 1% von dem in erster Näherung ab, wobei nur der Interferenzterm in α^3 berücksichtigt wurde.

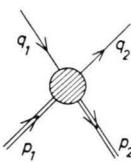


Abb. 1.

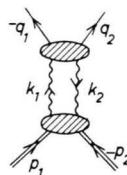


Abb. 2.

Hier sollen in einer dispersionstheoretischen Behandlung die Abweichungen von der ROSENBLUTH-Formel⁴ in α^3 , die von dem Interferenzterm der Ein- und Zwei-Photon-Zwischenzustände herrühren, angegeben werden als Korrekturen zur Elektron-Proton-Streuung und Proton-Antiproton-Vernichtung in ein Elektron-Positron-Paar, entwickelt nach der Streuamplitude des COMPTON-Effekts am Proton^{5, 6}.

Damit ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{e,\mathcal{N}}$ für die Streuung unpolarisierter Elektronen an unpolarisierten Protonen im Laborsystem in der Näherung bis α^3

$$\tilde{\sigma}_{e,\mathcal{N}} = \tilde{\sigma}_{e,\mathcal{N}}^{\text{Rosenbluth}} + \tilde{\sigma}^{\text{Mott}} t \alpha \cdot 2 \operatorname{Re} \left\{ - \left[-F_1 + \frac{t}{2 M^2} \tan^2(\vartheta/2) C_2 \right] B_1 + \frac{t}{2 M^2} C_2 B_2 \tan^2(\vartheta/2) \left[1 - \frac{4 M^2}{t} \sin^2(\vartheta/2) \right]^{1/2} - \left[-F_1 + \frac{t}{4 M^2} \tan^2(\vartheta/2) C_2 \right] B_3 \right\} \quad (5)$$

$$\text{mit } C_1 = F_1 + \frac{t}{2 M} F_2; \quad C_2 = F_1 + 2 M F_2,$$

und ebenso für die Proton-Antiproton-Vernichtung in ein Elektron-Positron-Paar der differentielle Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{pp}$ im Schwerpunktsystem zu

$$\tilde{\sigma}_{pp} = \frac{\alpha^2}{64 \pi^2} \frac{1}{t [1 - (4 M^2/t)]^{1/2}} \left\{ |C_1|^2 \frac{4 M^2}{t} \sin^2 \varphi + |C_2|^2 (1 + \cos^2 \varphi) + \alpha t 2 \operatorname{Re} \left\{ B, \left[C_1^* \frac{4 M^2}{t} \sin^2 \varphi + C_2^* (1 + \cos^2 \varphi) \right] + 2 B_2 C_2^* \cos \varphi \left(1 - \frac{4 M^2}{t} \right)^{1/2} + B_3 \left[C_1^* \frac{4 M^2}{t} \sin^2 \varphi + C_2^* \cos^2 \varphi \right] \right\} \right\}. \quad (6)$$

¹ R. RODENBERG, Internat. Rutherford Jubilee Conf. 1961, C 1/5, p. 240.

² R. RODENBERG, Z. Naturforschg. 16 a, 1242 [1961].

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

Wir definieren die Streuamplitude T durch die S -Matrix für die genannten Prozesse (s. Abb. 1 und 2). zu

$$S = 1 - i 4 \pi^2 \frac{1}{(q_1^0 q_2^0 p_1^0 p_2^0)^{1/2}} T(s, t, u) \quad (1)$$

mit $s = (p_1 + q_1)^2$, $t = (q_1 - q_2)^2$, $u = (p_1 - q_2)^2$ (2 a) und führen folgende Vierervektoren ein *

$$P = \frac{1}{2} (p_1 + p_2), \quad Q = \frac{1}{2} (p_1 - p_2),$$

$$W = \frac{1}{2} (q_1 + q_2), \quad \varrho = P - \frac{P \cdot W}{W^2} W, \quad (2 b)$$

$$\hat{M} = W - \frac{P \cdot W}{P^2} P; \quad S_\mu = \varepsilon_{\mu\nu\varrho\tau} \varrho^\sigma W^\varrho Q^\tau$$

und ebenso für die COMPTON-Amplitude (s. Abb. 2) folgende Variablen und Vierervektoren

$$\beta = (p_1 - k_1)^2, \quad K = \frac{1}{2} (k_1 - k_2),$$

$$\tau = t, \quad \mathcal{H} = P - \frac{P \cdot K}{K^2} K, \quad (3 a)$$

$$\bar{\beta} = (p_1 - k_2)^2, \quad j_\mu = \varepsilon_{\mu\nu\varrho\tau} \mathcal{H}^\sigma K^\varrho Q^\tau.$$

Dann kann man die invariante Streuamplitude T angeben zu

$$T = \sum_{i=1}^3 B_i D_i \quad (4 a)$$

mit

$$D_1 = V, \quad D_2 = A,$$

$$D_3 = \bar{u}_e \tilde{q}_\mu \gamma^\mu u_e \bar{u}_{\mathcal{N}} \tilde{q}_\mu \gamma^\mu u_{\mathcal{N}}. \quad (4 b)$$

Im allgemeinen wird T erst vollständig von 6 invarianten Amplituden beschrieben, jedoch fallen bei hohen Elektronenergien ($m_e = 0$) die skalare, pseudoskalare und tensorielle Wechselwirkung weg, wenn man annimmt, daß das Elektron nur die gewöhnliche elektromagnetische Wechselwirkung und die schwache Wechselwirkung vom $V\text{-}A$ -Typ besitzt.

Dabei sind die Dispersionsrelationen für die Amplitude B_i gegeben zu

$$B_i = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{B_i^A(t', u) dt'}{t' - t} \quad (7)$$

und die absorptiven Anteile B_i^A der Amplituden B_i zu

$$B_1^A = \frac{1}{8\pi^2} \frac{1}{\varrho^2 W^2} \int \frac{d^4 K}{F} \delta(Q^2 + K^2) \delta(4 Q K) \left| \frac{(W P)^2 (H \varrho)}{\hat{M}} (A_1 - A_2) \right. \\ \left. - \left[(H \varrho) (K W) (P W) + \frac{(H S) (K S)}{Q^2} \right] (A_4 - A_5) + \frac{1}{W^2} [(J \varrho) (K S) (W P) - (J S) (K \hat{M}) P^2] A_6 \right|, \quad (8a)$$

$$B_2^A = - \frac{1}{8\pi^2} \frac{1}{\varrho^2} \int \frac{d^4 K}{F} \delta(Q^2 + K^2) \delta(4 Q K) \left| \frac{(H \varrho) (W P)}{\hat{M}} (A_1 - A_2) \right. \\ \left. + \frac{1}{\varrho^2} \left[[(H \varrho) (K \varrho) (W P) + (H \varrho) (K \hat{M}) P^2] (A_4 - A_5) + \frac{1}{W^2} (J \varrho) (K S) A_6 \right] \right|, \quad (8b)$$

$$B_3^A = \frac{1}{8\pi^2} \int \frac{d^4 K}{F} \delta(Q^2 + K^2) \delta(4 Q K) \left| \frac{(H \varrho)}{\hat{M}} (A_1 - A_2) + [(H \tilde{\varrho}) (K \tilde{\varrho}) - (H \tilde{S}) (K \tilde{S})] (A_4 - A_5) \right. \\ \left. + \frac{1}{S^2} [(J \varrho) (K S) (P W) - (J S) (K \hat{M}) P^2] A_6 \right| \quad (8c)$$

mit $F = Q^4 - (W K)^2$,
 $H_\mu = 2 Q^2 W^\tau (\tilde{\mathcal{H}}_\mu \tilde{\mathcal{H}}_\tau + \frac{1}{2} \tilde{K}_\mu \tilde{K}_\tau)$,
 $J_\mu = 2 Q^2 W^\tau (\tilde{\mathcal{H}}_\mu \tilde{j}_\tau + \tilde{j}_\mu \tilde{\mathcal{H}}_\tau)$

mit $\tilde{\mathcal{H}}_\mu$ und A_i nach ⁶ [Gl. (2.9), etc.]. $\hat{R} = R / |R|$.

Dabei wurde der s -Schnitt der Amplitude (s. Abb. 1) vernachlässigt und nur Dispersionsrelationen in t benutzt (s. Anm. ⁵).

Beim Übergang zum Ein-Photon-Austauschdiagramm lauten die B_i ($= \hat{B}_i$) (α mit hineinbezogen)

$$\begin{aligned} \hat{B}_1 &= \frac{\alpha}{(2\pi)^6} \frac{1}{t} \left[C_2(t) - \frac{(P W)^2}{\hat{M} W^2} 2 F_2(t) \right], \\ \hat{B}_2 &= \frac{\alpha}{(2\pi)^6} \frac{1}{t} 2 \frac{P W}{\hat{M}} F_2(t), \\ \hat{B}_3 &= - \frac{\alpha}{(2\pi)^6} \frac{1}{t} 2 \frac{\varrho^2}{\hat{M}} F_2(t). \end{aligned} \quad (9)$$

Nun sind aber die Korrekturen in (5) und (6) um den Faktor α kleiner als die Beiträge der Ein-Photon-Austauschgraphen und die Korrektur würde beim Übergang zum punktförmigen Nukleon ca. 1% betragen ^{1, 2}. Ein möglicher Einfluß kann sich deshalb nur durch die

Resonanzen in der COMPTON-Streuamplitude bemerkbar machen.

FLAMM und KUMMER ⁷ haben diesen Einfluß angegeben mit einem Tensor-Resonanz-Modell für die COMPTON-Streuung und gezeigt, daß die größten Abweichungen von dem Verhalten einer Geraden

$$[A(t) + B(t) \tan^2(\theta/2)]$$

als Funktion von $\tan^2(\theta/2)$ (s. Anm. ^{8, 9}) in ⁷ bei kleinen Winkeln auftreten. Bei der Größenordnung von 1 für die effektiven Kopplungskonstanten beträgt bei $t = -30 \text{ fm}^2$ und kleinen Winkeln die Abweichung von der ROSENBLUTH-Formel ca. 10%. Das Auftreten der Tensorresonanz ist offenbar wichtig im Zusammenhang mit dem kürzlich vorausgesagten 2^+ -Teilchen aus den Vorstellungen der Regge-Pole in der Theorie der Elementarteilchen ¹⁰.

Weitere Untersuchungen über mögliche Resonanzzustände, die sich in den Korrekturen in (5) und (6) bemerkbar machen können, sind im Gange.

Herrn Prof. S. D. DRELL (Stanford, Calif.) danke ich herzlich für anregende Diskussionen während der Sommerschule in Varena und den Hinweis auf den in ⁷ zitierten Preprint.

⁷ D. FLAMM u. W. KUMMER, CERN, 4538/TH. 289, 10. 8. 1962, preprint.

⁸ R. RODENBERG, Z. Naturforschg. **16a**, 1243 [1961].

⁹ M. GOURDIN, Nuovo Cim. **21**, 1094 [1961].

¹⁰ G. F. CHEW u. S. C. FRAUTSCHI, Phys. Rev. Lett. **7**, 394 [1961].