ЕРЕВАНСКИЙ
ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ

ЕФИ-ТФ-4(68)

Ю.Г.ШАХНАЗАРЯН

ОБРАЗОВАНИЕ ПАРЫ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ 2 ВО ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН - ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ

ЕРЕВАН
1968

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕРФИ-ТФ-4(68)

Ю.Г.ШАХНАЗАРЯН

ОБРАЗОВАНИЕ ПАРЫ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ 2 ВО ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ

ЕРЕВАН 1968

Теоретически рассмотрено образование частиц со спином 2 при аннигиляции электрон-позитронной пары. Получено выражение для дифференциального сечения в общем случае произвольно поляризованных лептонов. Рассмотрены также некоторые частные случаи поляризаций начальной пары. Получены соотношения между "инвариантными" и физическими формфакторами частиц со спином 2.

A B S T R A C T

The formation of particles with spin 2 in the annihilation of electron-positron pair is theoretically considered. Expression for the differential cross-section in the general case of arbitrarily polarized leptons is obtained. Some particular cases of initial pair polarizations are considered also. Relations between the "invariant" and physical form factors of the particles with spin 2 are obtained.

Успешное осуществление первых экспериментов на встречных пучках повышает интерес к теоретическому рассмотрению ряда процессов, которые могут идти при этом. В результате столкновения частиц и античастиц, как известно, могут рождаться пары любых частиц, которые разрешены с энергетической точки зрения. Выражения для сечений образования пар частиц со спином $S \leq \frac{3}{2}$ при аннигиляции электрон-позитронной пары приводятся в ряде работ [I-3].

В настоящей работе рассматривается образование частиц со спином 2 в реакции

$$\bar{e} + e^{+} \to 2 + \bar{2}, \qquad (I)$$

где в качестве конечных частиц могут выступать известные мезоны ($A_2(I300)$, $K_V(I420)$). Приводится выражение для сечения процесса (I) в общем случае произвольных поляризаций начальных частиц, а также рассматриваются некото[рые] частные случаи. Устанавливается связь между так называемыми инвариантными формфакторами частицы со спином 2, которые определяют наиболее простой вид электромагнитной вершины, и ее физическими формфакторами, через которые сечения выражаются наиболее просто из-за отсутствия интерференции между ними.

Матричный элемент, соответствующий рассматриваемому процессу (I) в однофотонном приближении (рис.I), имеет вид *)

$$M_{if} = -i(2\pi)^4 \frac{e^2}{q^2} \frac{m}{(4K_{10}K_{20}\omega_1\omega_2)^{1/2}} [\bar{v}(-\vec{K}_2)\gamma_\mu u(\vec{K}_1)] \langle q_1 q_2 | J_\mu | 0 \rangle \delta(K_1+K_2-q_1-q_2), \quad (2)$$

где в качестве электромагнитной вершины для спина 2 берется выражение

$$\langle q_1 q_2 | J_\mu | 0 \rangle = \epsilon^{(\lambda_1)*}_{\alpha_1\alpha_2}(\vec{q}_1)\, \Gamma_\mu^{\alpha_1\alpha_2,\beta_1\beta_2} \left(\epsilon^{(\lambda_2)}_{\beta_1\beta_2}(-\vec{q}_2)\right)^*. \quad (3)$$

Здесь m – масса электрона, $\epsilon^{(\lambda_1)*}_{\alpha_1\alpha_2}(\vec{q}_1)$ и $(\epsilon^{(\lambda_2)}_{\beta_1\beta_2}(-\vec{q}_2))^*$ – соответственно тензоры поляризации образованных частицы и античастицы со спином 2, λ_1 и λ_2 – их спиральности; связь амплитуды $\epsilon^*_{\alpha_1\alpha_2}$ с комплексно сопряженной амплитудой $(\epsilon_{\alpha_1\alpha_2})^*$ дается соотношением

$$\epsilon^*_{\alpha_1\alpha_2} = (-1)^{\ell} (\epsilon_{\alpha_1\alpha_2})^*, \quad (4)$$

где ℓ –число индексов 4 среди данных значений α_1 и α_2.

Известно, что электромагнитная вершина частиц со спином S описывается $2S+1$ С–и Р–четными мультиполями. В рассматриваемом случае $S=2$ независимых комбинаций будет пять. В качестве вершинного оператора $\Gamma_\mu^{\alpha_1\alpha_2,\beta_1\beta_2}$ будем брать выражение, приведенное в работе [4], которое для спина 2 записывается в виде

$$\Gamma_\mu^{\alpha_1\alpha_2,\beta_1\beta_2} = P_\mu \Big[\delta_{\alpha_1\beta_1}\delta_{\alpha_2\beta_2}\mathcal{F}_0(q^2) + \frac{1}{2M^2} q_{\alpha_1} q_{\beta_1}\delta_{\alpha_2\beta_2}\mathcal{F}_2(q^2) + \frac{1}{4M^4} q_{\alpha_1} q_{\alpha_2} q_{\beta_1} q_{\beta_2}\mathcal{F}_4(q^2)\Big] + q_\gamma I^{\alpha_1\beta_1}_{\gamma\mu}\Big[\delta_{\alpha_2\beta_2}\mathcal{F}_1(q^2) + \frac{1}{2M^2} q_{\alpha_2} q_{\beta_2}\mathcal{F}_3(q^2)\Big]. \quad (5)$$

Здесь M – масса конечных частиц,

$$q = K_1 + K_2 = q_1 + q_2; \quad P = q_1 - q_2, \quad (6)$$

*) В работе используется система единиц $c=\hbar=1$, $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$ и метрика $(ab) = \vec{a}\vec{b} - a_0 b_0$, $a = (\vec{a}, ia_0)$.

$\mathcal{F}_0, \dots, \mathcal{F}_4$ –"инвариантные" формфакторы частицы со спином 2 во временниподобной области передаваемых импульсов $q^2 \leq -4M^2$,

$$I^{\alpha\beta}_{\gamma\mu} = \delta_{\alpha\mu}\delta_{\beta\gamma} - \delta_{\alpha\gamma}\delta_{\beta\mu}. \quad (7)$$

Воспользовавшись следующими выражениями для матриц плотности электрона и позитрона

$$\mathcal{P}^{(+)}(K_1) = \frac{1}{4m}(1 - i\hat{a}_1\gamma_5)(m - i\hat{K}_1)\gamma_4,$$
$$\mathcal{P}^{(-)}(K_2) = -\frac{1}{4m}(1 - i\hat{a}_2\gamma_5)(m + i\hat{K}_2)\gamma_4, \quad (8)$$

где a_1 и a_2 – 4–векторы поляризаций этих частиц, и произведя суммирование по поляризациям конечных частиц, представим дифференциальное сечение процесса (I) в произвольной системе координат в виде

$$d\sigma = \frac{1}{8}\alpha^2 \frac{|\vec{q}_1|}{\omega_2 q^4} (-q^2 K^2)^{-1/2} A_{\mu\nu} B_{\mu\nu} \left|\frac{dE_f}{d\omega_1}\right|^{-1} d\Omega. \quad (9)$$

Тензор $A_{\mu\nu}$, соответствующий лептонной вершине, выражается так

$$A_{\mu\nu} = 2\Big\{[1+(a_1a_2)](q^2\delta_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu + K_\mu K_\nu) - q^2(a_{1\mu}a_{2\nu} + a_{2\mu}a_{1\nu}) - 2(a_1K_2)(a_2K_1)\delta_{\mu\nu} + 2(a_1K_2)(a_{2\mu}K_{1\nu} + a_{2\nu}K_{1\mu}) + 2(a_2K_1)(a_{1\mu}K_{2\nu} + a_{1\nu}K_{2\mu}) + 2m(a_{1\alpha} + a_{2\alpha})q_\beta e_{\alpha\beta\mu\nu}\Big\}, \quad (10)$$

где

$$K = K_1 - K_2.$$

Нетрудно убедиться, что тензор $A_{\mu\nu}$ удовлетворяет требованию сохранения тока в вершине

$$q_\mu A_{\mu\nu} = q_\nu A_{\mu\nu} = 0 \quad (11)$$

Тензор $B_{\mu\nu}$ соответствует электромагнитной вершине для спина 2 и имеет вид

$$B_{\mu\nu} = -\sum_{\lambda_1,\lambda_2} \Big[\epsilon^{(\lambda_1)*}_{\alpha_1\alpha_2}(\vec{q}_1)\,\Gamma_\mu^{\alpha_1\alpha_2,\beta_1\beta_2}\big(\epsilon^{(\lambda_2)}_{\beta_1\beta_2}(-\vec{q}_2)\big)^*\Big]^* \Big[\epsilon^{(\lambda_1)}_{\rho_1\rho_2}(\vec{q}_1)\,\tilde{\Gamma}_\nu^{\rho_1\rho_2,\sigma_1\sigma_2}\big(\epsilon^{(\lambda_2)*}_{\sigma_1\sigma_2}(-\vec{q}_2)\big)^*\Big], \quad (12)$$

где

$$\Gamma^{\rho_1\rho_2,\sigma_1\sigma_2}_{\nu} = P_\nu\Big[\delta_{\rho_1\sigma_1}\delta_{\rho_2\sigma_2}\mathcal{F}_0^*(q^2) + \frac{1}{2M^2}q_{\rho_1}q_{\sigma_1}\delta_{\rho_2\sigma_2}\mathcal{F}_2^*(q^2) + \frac{1}{4M^4}q_{\rho_1}q_{\rho_2}q_{\sigma_1}q_{\sigma_2}\mathcal{F}_4^*(q^2)\Big] +$$
$$+ q_\delta I^{\rho_1\sigma_1}_{\delta\nu}\Big[\delta_{\rho_2\sigma_2}\mathcal{F}_1^*(q^2) + \frac{1}{2M^2}q_{\rho_2}q_{\sigma_2}\mathcal{F}_3^*(q^2)\Big]. \qquad (13)$$

Легко видеть, что тензор $B_{\mu\nu}$ также удовлетворяет требованию сохранения тока

$$q_\mu B_{\mu\nu} = q_\nu B_{\mu\nu} = 0. \qquad (14)$$

Произведя в выражении (12) суммирование по поляризациям частиц со спином 2 согласно формуле

$$\sum_{\lambda_1}\epsilon^{(\lambda_1)*}_{\alpha_1\alpha_2}(\vec q)\,\epsilon^{(\lambda_1)}_{\rho_1\rho_2}(\vec q) = \sum_{\lambda_2}\Big(\epsilon^{(\lambda_2)*}_{\alpha_1\alpha_2}(-\vec q)\,\epsilon^{(\lambda_2)}_{\rho_1\rho_2}(-\vec q)\Big)^* =$$
$$\frac{1}{3}\delta_{\alpha_1\alpha_2}\delta_{\rho_1\rho_2} + \frac{1}{2}\big(\delta_{\alpha_1\rho_1}\delta_{\alpha_2\rho_2} + \delta_{\alpha_1\rho_2}\delta_{\alpha_2\rho_1}\big) + \frac{1}{2M^2}\big(\delta_{\alpha_1\rho_1}q_{\alpha_2}q_{\rho_2} + \delta_{\alpha_1\rho_2}q_{\alpha_2}q_{\rho_1} + \qquad (15)$$
$$+\delta_{\alpha_2\rho_1}q_{\alpha_1}q_{\rho_2} + \delta_{\alpha_2\rho_2}q_{\alpha_1}q_{\rho_1}\big) - \frac{1}{3M^2}\big(\delta_{\alpha_1\alpha_2}q_{\rho_1}q_{\rho_2} + \delta_{\rho_1\rho_2}q_{\alpha_1}q_{\alpha_2}\big) + \frac{2}{3M^4}q_{\alpha_1}q_{\alpha_2}q_{\rho_1}q_{\rho_2},$$

после довольно громоздких выкладок для $B_{\mu\nu}$ получаем

$$B_{\mu\nu} = B_1\big(q^2\delta_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu\big) + B_2 P_\mu P_\nu, \qquad (16)$$

где B_1 и B_2 представляют собой следующие комбинации формфакторов:

$$B_1 = (\lambda - 1)\Big(|\mathcal{F}_1|^2 + \frac{1}{6}\big|(3-4\lambda)\mathcal{F}_1 - 4\lambda(1-\lambda)\mathcal{F}_3\big|^2\Big),$$
$$B_2 = -2|\mathcal{F}_0|^2 + \lambda|\mathcal{F}_1|^2 - 2\big|(1-2\lambda)\mathcal{F}_0 - \lambda[\mathcal{F}_1 + (1-\lambda)\mathcal{F}_2]\big|^2 +$$
$$+\frac{1}{6}\lambda\big|(3-4\lambda)\mathcal{F}_1 - 4\lambda(1-\lambda)\mathcal{F}_3\big|^2 - \frac{1}{9}\big|[1+2(1-2\lambda)^2]\mathcal{F}_0 - \qquad (17)$$
$$-4\lambda(1-2\lambda)[\mathcal{F}_1 + (1-\lambda)\mathcal{F}_2] + 8\lambda^2(1-\lambda)[\mathcal{F}_3 + (1-\lambda)\mathcal{F}_4]\big|^2,$$

а параметр λ есть

$$\lambda = -\frac{q^2}{4M^2}.$$

Подставляя выражения (10) и (16) в (9), для дифференциального сечения получаем

$$d\sigma = \frac{1}{4}\alpha^2\frac{|\vec q_1|}{\omega_2 q^4}\big(-q^2K^2\big)^{-1/2}\Big\{2q^2\big(q^2 - 2m^2[1 + (a_1a_2)]\big)B_1 +$$
$$+\Big([q^2p^2 + (Kp)^2][1 + (a_1a_2)] - 2q^2(a_1p)(a_2p) - 2p^2(a_1K_2)(a_2K_1) + \qquad (18)$$
$$+4(a_1p)(a_2K_1)(K_2p) + 4(a_1K_2)(a_2p)(K_1p)\Big)B_2\Big\}\Big|\frac{dE_f}{d\omega_1}\Big|^{-1}d\Omega.$$

Прежде чем выписать сечение в с.ц.м., удобно выразить B_1 и B_2 через физические формфакторы частицы со спином 2.

Перейдем к установлению связи между инвариантными формфакторами, входящими в выражение (5), и физическими формфакторами с помощью метода, изложенного в работе [5]. Для этого рассмотрим матричный элемент электромагнитного тока частиц со спином 2

$$\langle q_1,\lambda_1|J_\mu|q_2,\lambda_2\rangle = \frac{1}{(4\omega_1\omega_2)^{1/2}}\epsilon^{(\lambda_1)*}_{\alpha_1\alpha_2}(\vec q_1)\,\Gamma_\mu^{\alpha_1\alpha_2,\beta_1\beta_2}\,\epsilon^{(\lambda_2)}_{\beta_1\beta_2}(\vec q_2), \qquad (19)$$

где вершинная функция $\Gamma_\mu^{\alpha_1\alpha_2,\beta_1\beta_2}$ задается формулой (5), в которой нужно положить

$$q = q_1 - q_2, \quad p = q_1 + q_2 \qquad (20)$$

Удобно перейти к брейтовской системе координат, где матричный элемент тока имеет вид

$$\langle q_1,\lambda_1|J_\mu|q_2,\lambda_2\rangle = \frac{1}{2\omega}\epsilon^{(\lambda_1)*}_{\alpha_1\alpha_2}\Big(\frac{\vec q}{2}\Big)\Gamma_\mu^{\alpha_1\alpha_2,\beta_1\beta_2}\epsilon^{(\lambda_2)}_{\beta_1\beta_2}\Big(-\frac{\vec q}{2}\Big). \qquad (21)$$

Направив импульс $\vec q$ вдоль оси z, для отличных от нуля матричных элементов компонент тока J_0 и $J_+ = \frac{1}{\sqrt 2}(J_1 + iJ_2)$ получаем

$$\langle 2|J_0|2\rangle = \langle -2|J_0|-2\rangle = \mathcal{F}_0,$$
$$\langle 1|J_0|1\rangle = \langle -1|J_0|-1\rangle = (1-2\lambda)\mathcal{F}_0 - \lambda[\mathcal{F}_1 + (1-\lambda)\mathcal{F}_2],$$
$$\langle 0|J_0|0\rangle = \frac{1}{3}\Big\{[1 + 2(1-2\lambda)^2]\mathcal{F}_0 - 4\lambda(1-2\lambda)[\mathcal{F}_1 + (1-\lambda)\mathcal{F}_2] + 8\lambda^2(1-\lambda)[\mathcal{F}_3 + (1-\lambda)\mathcal{F}_4]\Big\},$$
$$\langle 2|J_+|1\rangle = \langle -1|J_+|-2\rangle = -\sqrt{-\frac{\lambda}{2}}\,\mathcal{F}_1,$$
$$\langle 1|J_+|0\rangle = \langle 0|J_+|-1\rangle = -\frac{1}{2}\sqrt{-\frac{\lambda}{3}}\big[(3-4\lambda)\mathcal{F}_1 - 4\lambda(1-\lambda)\mathcal{F}_3\big]. \qquad (22)$$

С другой стороны, как показано в работе[5], компонента тока J_0 выражается только через электрические формфакторы частицы, а компоненты $J_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(J_1 \pm i J_2)$ – только через магнитные формфакторы. Для спина 2 имеем

$$\begin{aligned} J_0 &= G_0 T_0^0 + \frac{2}{3}\lambda G_2 T_2^0 + \frac{16}{105}\lambda^2 G_4 T_4^0, \\ J_+ &= \frac{q}{2M}\left(G_1 T_1^1 + \frac{4}{5}\lambda G_3 T_3^1\right), \end{aligned} \tag{23}$$

где $G_0, \dots, G_4$ являются функциями от q^2 и представляют собой физические формфакторы частицы со спином 2, нормированные следующим образом:

$G_0(0)$ – электрический заряд в единицах e,

$G_1(0)$ – дипольный магнитный момент в единицах $\frac{e}{2M}$,

$G_2(0)$ – квадрупольный электрический момент в единицах $\frac{e}{M^2}$,

$G_3(0)$ – октупольный магнитный момент в единицах $\frac{e}{2M^3}$,

$G_4(0)$ – шестнадцатипольный электрический момент в единицах $\frac{e}{M^4}$.

T_L^M представляет собой матрицы, элементы которых выражаются через $3j$ – символы Вигнера по формуле

$$\langle \lambda_1 | T_L^M | \lambda_2 \rangle = (-1)^{\lambda_1} \frac{\begin{pmatrix} 2 & L & 2 \\ -\lambda_1 & M & \lambda_2 \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} 2 & L & 2 \\ -2 & 0 & 2 \end{pmatrix}}. \tag{24}$$

Сравнение матричных элементов, взятых от компонент тока (23), с соответствующими выражениями (22) дает следующие соотношения между физическими и инвариантными формфакторами

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_0 &= G_0 + \frac{2}{3}\lambda G_2 + \frac{16}{105}\lambda^2 G_4, \\ \mathcal{F}_1 &= G_1 + \frac{4}{5}\lambda\sqrt{6}\, G_3, \\ (3-4\lambda)\mathcal{F}_1 &- 4\lambda(1-\lambda)\mathcal{F}_3 = 3G_1 - \frac{8}{5}\lambda\sqrt{6}\, G_3, \\ (1-2\lambda)\mathcal{F}_0 &- \lambda[\mathcal{F}_1 + (1-\lambda)\mathcal{F}_2] = G_0 - \frac{1}{3}\lambda G_2 - \frac{64}{105}\lambda^2 G_4, \\ [1+2(1-2\lambda)^2]\mathcal{F}_0 &- 4\lambda(1-2\lambda)[\mathcal{F}_1 + (1-\lambda)\mathcal{F}_2] + 8\lambda^2(1-\lambda)[\mathcal{F}_3 + (1+\lambda)\mathcal{F}_4] = \\ &= 3G_0 - 2\lambda G_2 + \frac{96}{35}\lambda^2 G_4. \end{aligned} \tag{25}$$

Разрешив систему (25) относительно физических формфакторов, получаем

$$\begin{aligned} G_0 &= \left(1 - \frac{2}{3}\lambda\right)\mathcal{F}_0 - \frac{2}{3}\lambda\mathcal{F} + \frac{16}{45}\lambda^2 G_4, \\ G_1 &= \mathcal{F}_1 - \frac{4}{5}\lambda\sqrt{6}\, G_3, \\ G_2 &= \mathcal{F}_0 + \mathcal{F} - \frac{16}{21}\lambda G_4, \\ \sqrt{6}\, G_3 &= \mathcal{F}_1 + (1-\lambda)\mathcal{F}_3, \\ G_4 &= \frac{3}{2}\left\{\mathcal{F} + (1-\lambda)[\mathcal{F}_3 + (1-\lambda)\mathcal{F}_4]\right\}, \end{aligned} \tag{26}$$

где
$$\mathcal{F} \equiv \mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_1 + (1-\lambda)\mathcal{F}_2.$$

Соотношения (25) и (26) получены в пространственноподобной области передаваемых импульсов $q^2 \geqslant 0$, $\lambda \leqslant 0$. Очевидно, что те же соотношения имеют место и во времениподобной области, где $q^2 \leqslant -4M^2$, $\lambda \geqslant 1$.

Подставляя выражения (25) в (17), для функций B_1 и B_2, выраженных через физические формфакторы, получаем

$$\begin{aligned} B_1 &= \frac{5}{2}(\lambda-1)\left[|G_1|^2 + \left(\frac{8}{5}\lambda\right)^2 |G_3|^2\right], \\ -B_2 &= 5|G_0|^2 + \frac{14}{9}\lambda^2|G_2|^2 + \frac{512}{315}\lambda^4|G_4|^2 - \frac{\lambda}{\lambda-1}B_1. \end{aligned} \tag{27}$$

Как и ожидалось, интерференционных членов между физическими формфакторами не возникает.

Выпишем теперь выражение для сечения процесса(I) в с.ц.м., в котором пренебрежено массой электрона,

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{d\sigma_0}{d\Omega} + \frac{1}{8}\alpha^2\frac{\beta^3}{W^2}\{2\lambda v_i v_k D_1 - \\ &- [\sin^2\theta\,\delta_{ik} - 2(n_i - \cos\theta\, v_i)(n_k - \cos\theta\, v_k)]B_2\}\,\zeta_{1i}\,\zeta_{2k}, \end{aligned} \tag{28}$$

где

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{1}{8}\alpha^2\frac{\beta^3}{W^2}\left[(1+\cos^2\theta)\lambda D_1 + \sin^2\theta\, D_2\right] \tag{29}$$

представляет собой сечение с неполяризованными начальными частицами, а D_1 и D_2 есть

$$D_1 = \frac{5}{2}\left[|G_1|^2 + \left(\frac{8}{5}\lambda\right)^2|G_3|^2\right],$$
$$D_2 = 5|G_0|^2 + \frac{14}{9}\lambda^2|G_2|^2 + \frac{512}{315}\lambda^4|G_4|^2. \qquad (30)$$

Здесь используются следующие обозначения: W – полная энергия реакции, β – скорость образующихся частиц, $\vec{\nu}$ и $\vec{n}$ – соответственно единичные вектора в направлении импульсов электрона и частицы со спином 2, θ – угол между ними, $\vec{\zeta}_1$ и $\vec{\zeta}_2$ – векторы поляризации электрона и позитрона в их системе покоя, $\lambda = \frac{W^2}{4M^2}$.

Из выражения (28) видно, что наличие возможной поляризации у начальных частиц приводит к значительному отличию сечения от случая неполяризованных лептонов, однако при этом новых комбинаций формфакторов не возникает.

Рассмотрим некоторые частные случаи формулы (28). В случае поперечных поляризаций начальных частиц имеем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} - \frac{1}{8}\alpha^2\frac{\beta^3}{W^2}\left(\sin^2\theta\,\delta_{ik} - 2n_i n_k\right)\zeta_{1i}\zeta_{2k}B_2. \qquad (31)$$

Если при этом $\vec{\zeta}_1$ и $\vec{\zeta}_2$ параллельны или антипараллельны, то

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{8}\alpha^2\frac{\beta^3}{W^2}\left[2\lambda D_1 - \sin^2\theta\left(1 \pm \zeta_1\zeta_2\cos 2\gamma\right)B_2\right], \qquad (32)$$

где γ – угол между плоскостью реакции и плоскостью, перпендикулярной $\vec{\zeta}$.

В случае полных поперечных поляризаций, когда $\vec{\zeta}_1$ и $\vec{\zeta}_2$ параллельны и лежат в плоскости реакции, а также когда $\vec{\zeta}_1$ и $\vec{\zeta}_2$ антипараллельны и перпендикулярны к плоскости реакции, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ не зависит от угла θ и определяется только магнитными формфакторами частицы

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{16}\alpha^2\frac{\beta^3}{M^2}D_1. \qquad (33)$$

Если осуществляются обратные указанным комбинации, то

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4}\alpha^2\frac{\beta^3}{W^2}\left(\cos^2\theta\,\lambda D_1 + \sin^2\theta\, D_2\right) \qquad (34)$$

и при значении $\theta = \frac{\pi}{2}$ сечение определяется только зарядовыми формфакторами.

В случае продольных поляризаций начальных частиц

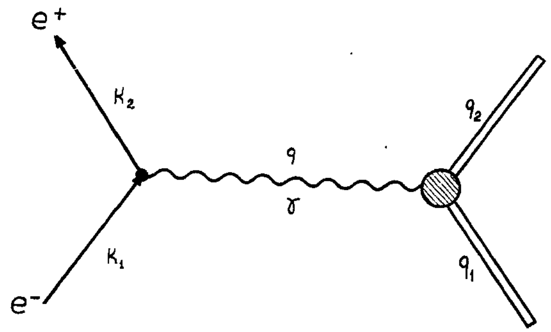
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(1 \pm \zeta_1\zeta_2\right)\frac{d\sigma_0}{d\Omega}, \qquad (35)$$

где верхний знак соответствует параллельным $\vec{\zeta}_1$ и $\vec{\zeta}_2$, а нижний – антипараллельным. При $\zeta_1 = \zeta_2 = 1$ получаем известный результат [6].

В заключение приведем выражение для сечения, усредненного по поляризациям начальных частиц и проинтегрированного по углам

$$\sigma_0 = \frac{\pi}{3}\alpha^2\frac{\beta^3}{W^2}\left(2\lambda D_1 + D_2\right). \qquad (36)$$

Автор выражает благодарность С.Г. Матиняну за постоянное внимание к работе.



Л И Т Е Р А Т У Р А

I. N.Cabibbo,R.Gatto. Phis.Rev.124,1577,1961.

2. В.Н.Байер,В.С.Фадин. ДАН СССР,I6I,74,I965.

3. Ю.Г.Шахназарян. ЯФ,7,385,I968.

4. M.Gourdin,J.Micheli. Nuovo Cimento,40A,225,1965.

5. M.Gourdin.Nuovo Cimento.36,129,1965.

6. Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ,4I,9I2,I96I.

Рукопись поступила 27 Июня I968г.

Заказ I95 ВФ 0328I Тираж 250

Множительно-копировальный сектор,Ереванского физического института, Ереван 36,Маркаряна 2