

Р. Ш. ЯХЬЯЕВ

ОБРАЗОВАНИЕ ПРОТОННО-АНТИПРОТОННЫХ ПАР НА МЮОННЫХ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

Рассматривается процесс образования продольно-поляризованных протонно-антипротонных пар при столкновении поляризованных мюонных пучков, обладающих распределенным зарядом и аномальным магнитным моментом. Получено угловое и энергетическое распределение процесса образования протонно-антипротонных пар с учетом формфакторов и продольных поляризаций частиц в начальных и конечных состояниях. Найдены выражения, описывающие угловую и энергетическую зависимость степени продольной поляризации, а также относительные вероятности образования протонно-антипротонных пар в состояниях $s_p s_{\bar{p}} = -1$ и $s_p s_{\bar{p}} = 1$.

Как известно, одной из важных задач физики высоких энергий является изучение структуры и электромагнитных свойств сильно взаимодействующих частиц. С помощью проводящихся в настоящее время экспериментов по столкновению встречных пучков (электронно-позитронных, а также мюонных) можно получить сведения о распределении электрического заряда и магнитного момента фермионов, а также о применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях.

В работах [1, 2] был теоретически рассмотрен ряд процессов образования сильно взаимодействующих частиц при встречных столкновениях электронных и позитронных пучков высокой энергии без учета спиновых состояний участвующих в процессе фермионов. Процесс образования протонно-антипротонных пар при столкновении электронов и позитронов с учетом продольных поляризаций и формфакторов всех частиц был рассмотрен в [3].

В связи с возможностью получения мюонных пучков большой энергии представляет интерес исследовать процесс образования протонно-антипротонных пар при столкновении этих пучков.

В настоящей работе вычисляется сечение процесса

$$\mu^- + \mu^+ \rightarrow p + \bar{p} \quad (1)$$

с учетом формфакторов и продольных поляризаций частиц в начальном и конечном состояниях. Расчет произведен в низшем порядке теории возмущений, соответствующем однофотонному обмену. Матричный элемент, соответствующий процессу (1), имеет

$$M = (2\pi)^4 \frac{e^2}{q^2} (\bar{U}_{\mu^+}(-p_+) \Gamma_{\mu} U_{\mu^-}(p_-)) (\bar{v}_p(P_-) T_{\mu} v_{\bar{p}}(-P_+)) \times \\ \times \delta(p_- + p_+ - P_- - P_+), \quad (2)$$

где

$$\Gamma_\mu = f_1(q^2)\gamma_\mu - \frac{\mu_a}{2m} f_2(q^2) \sigma_{\mu\nu} q_\nu,$$

$$T_\mu = F_1(q^2)\gamma_\mu + \frac{\kappa_a}{2M} F_2(q^2) \sigma_{\mu\nu} q_\nu,$$

$$2\sigma_{\mu\nu} = i(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu), \quad \gamma_\mu = (-i\vec{\beta}\vec{\alpha}, \beta), \quad q = p_- + p_+ = P_- + P_+.$$

Здесь p_- , p_+ и P_- , P_+ — четырехмерные импульсы μ^- , μ^+ -мезонов и протона, антипротона соответственно, Γ_μ и T_μ — четырехмерный вершинный оператор взаимодействия, q — передаваемый четырехмерный импульс. Скалярные функции $f_1(q^2)$, $f_2(q^2)$ и $F_1(q^2)$, $F_2(q^2)$ — формфакторы, описывающие внутреннюю структуру μ -мезона и протона; μ_a и κ_a — аномальные магнитные моменты, m и M — массы μ -мезона и протона, U_μ и V_p — спинорные амплитуды мюона и протона.

Для дифференциального сечения процесса (1) с учетом формфакторов и продольных поляризаций начальных и конечных частиц в системе центра инерции нами получено следующее выражение*:

$$d\sigma = \frac{\pi}{32} \cdot \frac{\alpha^2 \beta}{E^2} \beta_\mu^{-1} \left[\Phi_0 + s_{\mu^-} s_{\mu^+} \Phi_1 + s_p s_{\bar{p}} \Phi_2 + \right. \\ \left. + (s_{\mu^-} - s_{\mu^+}) (s_p - s_{\bar{p}}) \Phi_3 + s_{\mu^-} s_{\mu^+} s_p s_{\bar{p}} \Phi_4 \right] d(\cos \theta), \quad (3)$$

$$\Phi_{0,2}(E, \theta) = |f_1|^2 \left\{ \frac{|F_1|^2}{\gamma^2} [(1 - \beta_\mu^2 \cos^2 \theta) \pm \gamma^2 (2 - \beta_\mu^2 \sin^2 \theta)] + \right. \\ \left. + \kappa_a^2 |F_2|^2 [\gamma^2 (1 - \beta_\mu^2 \cos^2 \theta) \pm (2 - \beta_\mu^2 \sin^2 \theta)] \pm \kappa_a (F_1^+ F_2 + F_1 F_2^+) b_{0,2} \right\} + \\ + \gamma_0^2 \mu_a^2 |f_2|^2 \left\{ \frac{|F_1|^2}{\gamma^2} [(1 \pm 2\gamma^2 \mp \gamma^2 \beta_\mu^2) \mp \beta_\mu^2 (\gamma^2 \cos^2 \theta \pm \sin^2 \theta)] + \right. \\ \left. + \kappa_a^2 |F_2|^2 [(\gamma^2 \pm 2 \mp \beta_\mu^2) \mp \beta_\mu^2 (\cos^2 \theta \pm \gamma^2 \sin^2 \theta)] \pm \kappa_a (F_1^+ F_2 + F_1 F_2^+) b_{0,2}' \right\} + \\ + \mu_a (f_1^+ f_2 + f_1 f_2^+) (a_2 \pm 2a_1),$$

$$\Phi_{1,4}(E, \theta) = |f_1|^2 \left\{ \frac{|F_1|^2}{\gamma^2} [1 - \beta_\mu^2 (\cos^2 \theta \pm \gamma^2 \sin^2 \theta) - 2(\sin^2 \theta \pm \gamma^2 \cos^2 \theta)] + \right. \\ \left. + \kappa_a^2 |F_2|^2 [\gamma^2 - \beta_\mu^2 (\gamma^2 \cos^2 \theta \pm \sin^2 \theta) - (2\gamma^2 \sin^2 \theta \pm \cos^2 \theta)] \mp \right. \\ \left. \mp \kappa_a (F_1^+ F_2 + F_1 F_2^+) b_{1,4} \right\} - \gamma_0^2 \mu_a^2 |f_2|^2 \left\{ \frac{|F_1|^2}{\gamma^2} [1 \mp \beta_\mu^2 (\gamma^2 (1 + \cos^2 \theta) \pm \right. \\ \left. \pm \sin^2 \theta) - 2(1 \mp \gamma^2) \cos^2 \theta] + \kappa_a^2 |F_2|^2 [\gamma^2 \mp \beta_\mu^2 ((1 + \cos^2 \theta) \pm \gamma^2 \sin^2 \theta) \pm \right. \\ \left. \pm 2(1 \mp \gamma^2) \cos^2 \theta] + \kappa_a (F_1^+ F_2 + F_1 F_2^+) b_{1,4}' \right\} + \mu_a (f_1^+ f_2 + f_1 f_2^+) \times \\ \times [a_2 (1 - 2 \cos^2 \theta) \pm 2a_1 \cos^2 \theta],$$

$$\Phi_3(E, \theta) = 2a_1 \cos \theta [|f_1|^2 + (1 - \beta_\mu^2) \gamma_0^2 \mu_a^2 |f_2|^2 - \mu_a (f_1^+ f_2 + f_1 f_2^+)],$$

$$b_0 = (3 - \beta_\mu^2), \quad b_0' = (3 - 2\beta_\mu^2), \quad b_1 = (1 + \beta_\mu^2), \quad b_1' = (1 - 2\beta_\mu^2),$$

* Используется система единиц, в которой $\hbar=c=1$, $\alpha=e^2/4\pi=1/137$.

$$b_2 = (1 - \beta_\mu^2) + 2\beta_\mu^2 \cos^2 \theta,$$

$$b'_2 = (1 - 2\beta_\mu^2 \cos^2 \theta), \quad b_4 = (3 - \beta_\mu^2) \cos^2 \theta - (1 - \beta_\mu^2) \sin^2 \theta, \quad b'_4 = \beta_\mu^2 - b_4,$$

$$a_1(E) = |F_1 + \kappa_a F_2|^2, \quad a_2(E) = \left| \frac{M}{E} F_1 + \kappa_a \frac{E}{M} F_2 \right|^2,$$

$$\beta = \sqrt{\gamma^2 - 1} / \gamma, \quad \gamma = E/M, \quad \gamma_0 = E/m.$$

Здесь верхний знак относится к функциям $\Phi_0(E, \Theta)$ и $\Phi_1(E, \Theta)$, а нижний — к $\Phi_2(E, \Theta)$ и $\Phi_4(E, \Theta)$, E — полная энергия, β_μ — скорость μ -мезона в системе центра инерции, Θ — угол вылета протонов по отношению к направлению движения мюонов. Величины $s_i = \pm 1$ собственные значения проектирующего оператора, характеризующего продольную поляризацию всех участвующих частиц; при $s_i = +1$ имеем правополяризованный (спин направлен по импульсу), а при $s_i = -1$ левополяризованный (спин направлен против импульса) фермион (см. [4], § 20, 21). В (3) члены $\sim s_i s_j$ определяют парную ($i \neq j = \mu^-, \mu^+, p, \bar{p}$), а член $\sim s_\mu - s_\mu + s_p s_{\bar{p}}$ — четверную продольную спиновую корреляцию участвующих в процессе фермионов.

Из (3) видно, что при столкновении неполяризованных мюонных пучков также образуются продольно-поляризованные протонно-антипротонные пары (корреляционный член $\sim s_2 s_{\bar{p}}$).

После интегрирования (3) по углу вылета протона получим следующее выражение для полного сечения образования протонно-антипротонных пар при столкновении мюонов

$$\sigma = \frac{\pi}{48} \cdot \frac{\alpha^2 \beta}{E^2} \beta_\mu^{-1} (A_0 + s_\mu - s_\mu + A_1) (G_0 + s_p s_{\bar{p}} G_1), \quad (4)$$

где

$$A_0(E) = (3 - \beta_\mu^2) |f_1|^2 + (3 - 2\beta_\mu^2) \gamma_0^2 \mu_a^2 |f_2|^2 + 3\mu_a (f_1 f_2^+ + f_1^+ f_2),$$

$$A_1(E) = -(1 + \beta_\mu^2) |f_1|^2 - (1 - 2\beta_\mu^2) \gamma_0^2 \mu_a^2 |f_2|^2 - \mu_a (f_1 f_2^+ + f_1^+ f_2),$$

$$G_{0,1}(E) = a_2(E) \pm 2a_1(E).$$

Из (4) видно, что полное сечение процесса (1) не зависит от лептон-барионных спиновых корреляций типа $s_\mu - s_p$, $s_\mu + s_{\bar{p}}$ и других.

Производя в (4) усреднение по начальным и суммирование по конечным спиновым состояниям частиц и считая, что $f_1 = 1$ и $f_2 = 0$ (точечный μ -мезон без аномального магнитного момента), получаем следующее соотношение между полными сечениями процесса (1) и процесса образования протонно-антипротонных пар при столкновении неполяризованных точечных электронных и позитронных пучков:

$$\sigma(\mu^- \mu^+ \rightarrow p \bar{p}) = \frac{1}{2} \beta_\mu^{-1} (3 - \beta_\mu^2) \sigma(e^- e^+ \rightarrow p \bar{p}), \quad (5)$$

где $\sigma(e^- e^+ \rightarrow p \bar{p})$ определяется формулой (4) в работе [3]. Отсюда видно, что если не интересоваться поляризацией частиц, то отличие в поведении сечений рождения пар (p, \bar{p}) при столкновениях точечных электронов и позитронов и точечных мюонов обусловлено только различием в массах электрона и мюона.

Усредняя (3) и (4) по спиновым состояниям мюонов, при $f_1=1, f_2=0$ находим

$$d\sigma = \frac{\pi}{32} \cdot \frac{\alpha^2 \beta}{E^2} \beta_\mu^{-1} (\varphi_0 + s_p s_{\tilde{p}} \varphi_2) d(\cos \theta), \quad (6)$$

$$\sigma = \frac{\pi}{48} \cdot \frac{\alpha^2 \beta}{E^2} \beta_\mu^{-1} (3 - \beta_\mu^2) (G_0 + s_p s_{\tilde{p}} G_1), \quad (7)$$

где

$$\varphi_{0,2}(E, \theta) = \frac{|F_1|^2}{\gamma^2} \left[(1 - \beta_\mu^2 \cos^2 \theta) \pm \gamma^2 (2 - \beta_\mu^2 \sin^2 \theta) \right] + \\ + \kappa_a^2 |F_2|^2 [\gamma^2 (1 - \beta_\mu^2 \cos^2 \theta) \pm (2 - \beta_\mu^2 \sin^2 \theta)] \pm \kappa_a (F_1^+ F_2 + F_1 F_2^+) b_{0,2}.$$

Отсюда видно, что в процессе (1) допускается образование как правополяризованных (левополяризованных) протонно-антипротонных пар ($s_p = s_{\tilde{p}} = +1$ или -1), так и пар, одна из частиц которых имеет левую (правую), другая правую (левую) поляризацию ($s_p = -s_{\tilde{p}} = +1$ или -1).

При этом из (6) и (7) для угловой и энергетической зависимости степени продольной поляризации возникших протонно-антипротонных пар, определяемой как отношение разности сечений при спиновой корреляции $s_p s_{\tilde{p}} = +1$ и $s_p s_{\tilde{p}} = -1$ к их сумме, получим

$$P(\theta) = 1 - \frac{2a_1(2 - \beta_\mu^2 \sin^2 \theta)}{\varphi_0}, \quad (8)$$

$$P(E) = 1 - \frac{4a_1}{a_2 + 2a_1}. \quad (9)$$

Аналогично этому из (6) и (7) для углового и энергетического распределений относительных вероятностей рождения протонно-антипротонных пар со спиновыми корреляциями $s_p s_{\tilde{p}} = -1$ (N_0) и $s_p s_{\tilde{p}} = +1$ (N_1) получаем

$$N_0(\theta) = \frac{a_1(2 - \beta_\mu^2 \sin^2 \theta)}{\varphi_0}, \quad (10)$$

$$N_1(\theta) = 1 - N_0(\theta), \quad (11)$$

$$N_0(E) = \frac{2a_1}{a_2 + 2a_1}, \quad (12)$$

$$N_1(E) = 1 - N_0(E). \quad (13)$$

Для количественного анализа полученных формул (6)–(13) оценим влияние формфакторов протона на образование поляризованных протонно-антипротонных пар при столкновении точечных мюонов без учета их аномального магнитного момента. При этом воспользуемся выражениями формфакторов протона, определенных из свойства резонансов в области временноподобных значений передаваемого импульса [5]

$$F_1 = 1 - \frac{1,18q^2}{q^2 + 30m_\pi^2}, \quad F_2 = 1 - \frac{1,59q^2}{q^2 + 30m_\pi^2}. \quad (14)$$

Здесь m_π — масса π^\pm -мезона, $q^2 = -4E^2$.

На рис. 1, а и 1, б показана зависимость дифференциального сечения образования протонно-антипротонных пар от угла вылета протона Θ при $\gamma=1,5$ и 2 соответственно.

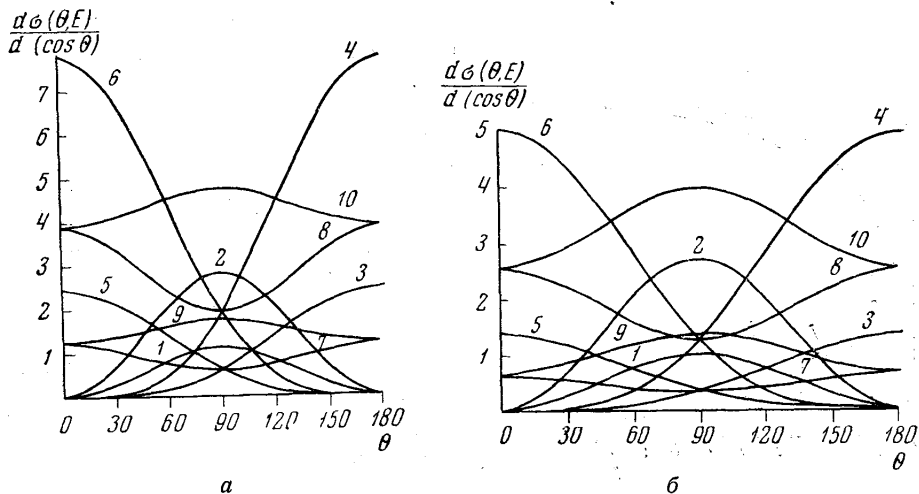


Рис. 1. Зависимость дифференциального сечения от угла вылета протона (в единицах $\mu\alpha^2/6M^2$) при $\gamma=1,5$ и 2. Кривые 1, 3, 5, 7 и 9 относятся к протяженным, кривые 2, 4, 6, 8 и 10 — к точечным протонам

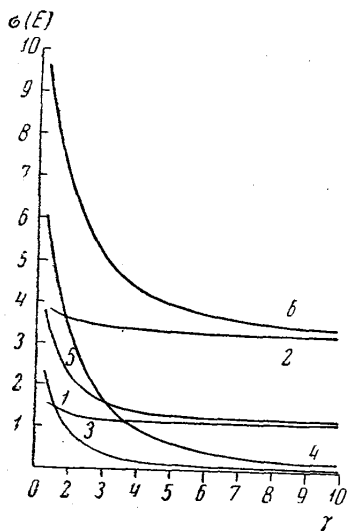


Рис. 2. Зависимость полного сечения от энергии μ -мезона (в единицах $\mu\alpha^2/6M^2$). Кривые 1, 3, 5 относятся к протяженным, кривые 2, 4, 6 — к точечным протонам

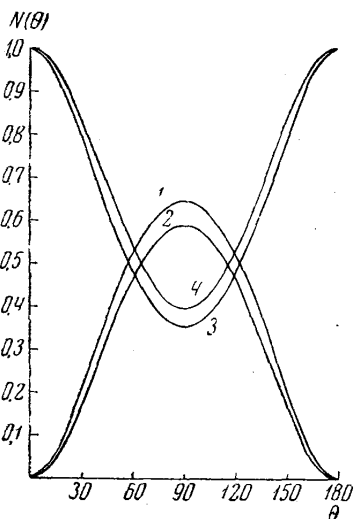


Рис. 3. Зависимости относительных вероятностей состояний $S_p S_{\bar{p}} = -1 (N_0(\Theta))$ и $S_p S_{\bar{p}} = +1 (N_1(\Theta))$ от угла вылета протона при $\gamma=1,5$. Кривые 1 и 2 относятся к $N_1(\Theta)$ кривые 3 и 4 — к $N_0(\Theta)$

На рис. 2 представлена зависимость полного сечения процесса (1) от энергии μ -мезона.

Из рис. 1, а, б и 2 видно, что учет формфакторов протона оказывает сильное влияние на угловое и энергетическое распределения образования

поляризованных и неполяризованных протонно-антипротонных пар. При этом в зависимости от различных спиновых состояний частиц, формфакторы (14) значительно уменьшают значения дифференциального и полного сечений (кривые с нечетными номерами) по сравнению с их соответствующими значениями, относящимися к точечному протону (кривые с четными номерами).

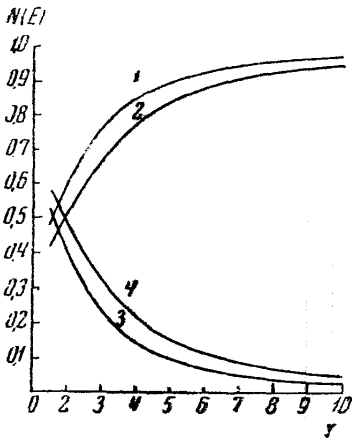


Рис. 4. Зависимости относительных вероятностей состояний $S_p S_{\bar{p}} = -1 (N_0(E))$ и $S_p S_{\bar{p}} = +1 (N_1(E))$ от энергии μ -мезона. Кривые 1 и 2 относятся к $N_1(E)$, кривые 3 и 4 — к $N_0(E)$.

На рис. 3 представлена вычисленная из (10) и (11) зависимость относительных вероятностей $N_0(\theta)$ и $N_1(\theta)$ от угла вылета протона θ при $\gamma = 1,5$.

Зависимость относительных вероятностей $N_0(E)$ и $N_1(E)$ от энергии μ -мезона, подсчитанная из (12) и (13), приведена на рис. 4.

Угловые зависимости $P(\theta)$, $N_0(\theta)$ и $N_1(\theta)$ показывают, что при малых углах образуются протонно-антипротонные пары с продольными поляризациями разного знака ($s_p s_{\bar{p}} = -1$, $s_p = -s_{\bar{p}} = +1$ или -1). С увеличением угла (до 90°) растет для протонно-антипротонных пар с продольной поляризацией одинакового знака $s_p s_{\bar{p}} = +1$ ($s_p = s_{\bar{p}} = +1$ или -1).

Энергетические зависимости $P(E)$ и $N_1(E)$ показывают, что с увеличением энергии мюонов растет доля протонно-антипротонных пар с продольной поляризацией одинакового знака.

Как видно из рис. 4, при больших энергиях число пар с продольной спиновой корреляцией $s_p s_{\bar{p}} = +1$ преобладает над числом пар с продольной спиновой корреляцией $s_p s_{\bar{p}} = -1$. Относительная же вероятность рождения протонно-антипротонных пар в состояниях с продольной поляризацией разного знака $s_p s_{\bar{p}} = -1$ (N_0) уменьшается с ростом энергии мюонов.

В заключение выражаю благодарность проф. А. А. Соколову, Б. К. Керимову и А. И. Мухтарову за ценные советы и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cabibbo N., Gatto R. Phys. Rev., 124, 1577, 1961.
2. Байер В. Н. «Успехи физических наук», 78, 619, 1962.
3. Садыхов Ф. С., Джафаров И. Г., Яхьяев Р. Ш. ЖЭТФ, 47, 1463, 1964.
4. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., Физматгиз, 1958.
5. Fubini S. Proceedings of the Aix-en-Provence Intern. Conf. on Elementary Particles, 1961.

Поступила в редакцию
27. 6 1964 г.

Кафедра
теоретической физики