*Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 505 – 508* *20 мая 1970 г.*

# РОЖДЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ В ПРОЦЕССАХ $e^- + e^+ \to \rho^\circ(\omega^\circ, \phi^\circ) + \gamma$

*Э.А.Чобан*

В настоящее время эксперименты на встречных электрон-позитронных пучках, проведенные в Новосибирске и Орсэ [1, 2], свидетельствуют о том, что сечения процессов $e^- e^+ \to \pi^- \pi^+$, $e^- e^+ \to \pi^- \pi^+ \pi^\circ$, $e^- e^+ \to K^\circ_L K^\circ_s (\pi^- \pi^+ \pi^\circ)$, имеют резонансный характер при суммарной энергии начальных частиц вблизи масс соответственно $\rho^\circ$, $\omega^\circ$, $\phi^\circ$-мезонов. С ростом энергии сечения этих процессов выходят из резонансной области и быстро падают ввиду сильного уменьшения электромагнитных формфакторов. В работе [3] рассмотрены радиационные поправки к резонансной аннигиляции электрона и позитрона при энергии начальных частиц вблизи массы векторного резонанса. Было показано, что радиационная поправка наряду с дополнительной электромагнитной константой $\alpha$ содержит большой множитель $\ln s/m_e^2$, где $s = 4E^2$, $E$ – энергия начальной частицы в системе центра инерции электрона и позитрона, обозначаемой в дальнейшем как СЦИ, а $m_e$ – масса электрона. Кроме того, испускание фотона приводит к тому, что рождение псевдоскалярных мезонов идет через векторный резонанс, даже если суммарная энергия начальных частиц не совпадает с массой векторного мезона.

2. Приведенные соображения сохраняют свою силу и с ростом энергии $E$, когда испускается жесткий фотон. В настоящей работе мы будем интересоваться областью энергий, в которой $s - m_V^2 \gtrsim m_V^2$, где $m_V$ – масса векторного мезона. Тогда в силу того, что $m_V >> \Gamma_V$, где $\Gamma_V$ – ширина распада векторных мезонов на псевдоскалярные мезоны, можно рассматривать рождение реальных векторных мезонов в процессах:

$$e^- + e^+ \to \rho^\circ(\omega^\circ, \phi^\circ) + \gamma. \qquad (1)$$

Сначала все вычисления будем проводить для процесса с $\rho$-мезоном, амплитуда которого определяется диаграммами Фейнмана для двухквантовой аннигиляции электрон-позитронной пары, где один фотон переходит в $\rho$-мезон. Введем угол $\theta_1$ между импульсами $\rho$-мезона и электрона в СЦИ начальных частиц, причем обозначим $x = \cos\theta_1$. Тогда угловое распределение $\rho$-мезонов имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dx} = 2D\,\gamma^{-2}(1 - x^2 + 4m_e^2/s)^{-1}\left\{1 + x^2\gamma^2 - 16\frac{m_e^2 m_\rho^2}{(s+m_\rho^2)^2}(1 - x^2 + 4m_e^2/s)^{-1}\right\} \qquad (2)$$

Здесь введены обозначения:

$$D = (\pi\alpha^3/\ 12s^2\ )(s - m_\rho^2)\left(\frac{m_\rho}{\Gamma_\rho}\right)\left(1 - 4\frac{m_\pi^2}{m_\rho^2}\right)^{3/2}; \quad \gamma = \frac{s - m_\rho^2}{s + m_\rho^2}; \quad \alpha = 1/137 \qquad (3)$$

причем масса $\pi$-мезона обозначена через $m_\pi$. Интегрируя угловое распределение, получим полное сечение рассматриваемого процесса при $s - m_\rho^2 \gtrsim m_\rho^2$ в следующем виде:

$$\sigma = 4D(s - m_\rho^2)^{-2}(s^2 + m_\rho^4)\left[\ln(s/m_e^2) - 1\right], \qquad (4)$$

где величина $D$ определяется формулой (3). Если взять $s = 30\,m_\rho^2$, что соответствует $E = 1{,}8$ *Гэв*, то из формулы (4) получим для процесса (1) $\sigma \approx 0{,}8\cdot10^{-33}$ *см*$^2$, а для процесса $e^- e^+ \to \rho^\circ\pi^\circ$ имеем $\sigma \approx 10^{-35}$ *см*$^2$ [4]. Используя формулы (3) и (4), можно представить отношение сечения процесса (1) к сечению процесса электрон-позитронной аннигиляции в два $\pi$-мезона в виде

$$\frac{a}{s}\left(\frac{m_\rho}{\Gamma_\rho}\right)\frac{s^2+m_\rho^4}{s-m_\rho^2}\ln\frac{s}{m_e^2}\Big/\,|F_\pi(s)|^2 ,$$

где $F_\pi$ — электромагнитный формфактор $\pi$-мезона. Отсюда следует, что уже при $s - m_\rho^2 \approx m_\rho^2$ сечения обоих процессов одного порядка, а при $s \gg m_\rho^2$ сечение процесса (1) гораздо больше. Учитывая предсказываемую теорией SU(3)-симметрии связь констант переходов $\gamma$-кванта в векторные мезоны $g_{\rho\gamma} : g_{\omega\gamma} : g_{\phi\gamma} = 1 : \frac{\sin\theta}{\sqrt{3}} : \frac{\cos\theta}{\sqrt{3}}$, где $\theta$ — угол $\phi_\omega$ — смешивания, из формул (2) — (4) нетрудно получить соответствующие результаты для рождения $\omega^0$ и $\phi^0$-мезонов.

3. Рассмотрим параметры поляризации векторных мезонов. В силу того, что матрица плотности векторных мезонов симметрична, дипольная поляризация равна нулю. Если выбрать импульс векторного мезона за ось 3, ось 1 расположить в плоскости импульсов векторного мезона и начального электрона, то независимые компоненты тензора квадруполяризации при $\theta_1 \gg \frac{m_e}{\sqrt{s}}$ и $\pi - \theta_1 \gg m_e/\sqrt{s}$

имеют следующий вид в случае рождения $\rho$-мезонов:

$$r_{ik} = a_{ik} - D\beta_{ik}/(d\sigma/dx), \qquad (5),$$

где величины $d\sigma/dx$ и $D$ определяются формулами (2) и (3), а тензоры $a_{ik}$ и $\beta_{ik}$ имеют вид:

$$a_{11} = a_{22} = 2/3;\quad a_{12} = a_{13} = a_{23} = \beta_{12} = \beta_{23} = 0,$$

$$\beta_{11} = 2\,\frac{1+x^2/\gamma^2}{1-x^2};\quad \beta_{22} = 2\,\frac{1+x^2\gamma^2}{\gamma^2(1-x^2)};\quad \beta_{13} = 4\,\frac{x m_\rho\sqrt{s}}{\gamma^2(s+m_\rho^2)\sqrt{1-x^2}} \qquad (6),$$

причем $\gamma$ дается формулой (3). В предельном случае $s \gg m_\rho^2$ из формул (5) и (6) получим $r_{11} = r_{22} = -1/3$, $r_{13} = 0$. Это означает, что спин $\rho$-мезона полностью выстроен по и против его импульса. Подобный результат объясняется тем, что при $s \gg m_\rho^2$ можно пренебречь массой $\rho$-мезона и его поляризационное состояние должно совпадать с поляризационным состоянием фотона.

4. Ввиду того, что время жизни векторных мезонов мало, рассмотрим аннигиляцию электрона и позитрона в два $\pi$- или $K$-мезона и фотон. Если не вводить в рассмотрение гипотетический $\sigma$-мезон, обсуждавшийся в работах [5–7], и оставаться в рамках $C$-инвариантной теории, то в рассматриваемой области энергий достаточно учесть лишь вклад диаграмм, в которых фотон испускается из электронной и позитронной линий. Введем угол $\theta_2$ между импульсами $\pi$-мезона и начального электрона в СЦИ двух $\pi$-мезонов. Если ввести $z = \cos\theta_2$, а через $\omega^2$ обозначить массу системы двух $\pi$-мезонов, то нетрудно показать, что при всех $\omega^2$ угловое распределение $\pi$-мезонов определяется множителем $1 - z^2$. Интегрируя угловое распределение по $z$, получим дифференциальное

сечение в приближении, когда $\ln \frac{s}{m_e^2} >> 1$, в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{d\omega^2} = \frac{a^3(\omega^2 - 4m_\pi^2)^{3/2}(s^2+\omega^4)m_\rho^4 \ln(s/m_e^2)}{3s^2(s-\omega^2)\omega^4\sqrt{\omega^2}[(\omega^2-m_\rho^2)^2+m_\rho^2\Gamma_\rho^2]} . \qquad (7)$$

Если учесть соотношение $\omega^2 = s - 2\sqrt{s}\,\epsilon_\gamma$, где $\epsilon_\gamma$ – энергия $\gamma$-кванта в СЦИ начальных частиц, то из формулы (7) нетрудно получить энергетические распределения $\gamma$-квантов в рассматриваемых нами процессах, наблюдение которых позволило бы изучать векторные мезоны на встречных пучках при более высоких энергиях, чем те, о которых идет речь в работах [1,2].

Автор глубого благодарен В.М.Шехтеру за постоянный интерес к работе, многочисленные консультации и обсуждение работы.

Ленинградский
политехнический институт
им. М.И.Калинина

Поступила в редакцию
6 апреля 1970 г.

Литература

[1] V.L.Auslander, G.I.Budker et al., Phys. Lett., B25, 433, 1967.
[2] J.E.Augustin et al. Phys. Lett., B28, 508, 513, 517, 1969.
[3] V.N.Baier, V.S.Fadin. Phys. Lett., B27, 223, 1967.
[4] Lo Shui-yin. Phys. Rev., 148, 1431, 1966.
[5] F.I.Gilman, H.Harari. Phys. Rev., 165, 1803, 1968.
[6] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 22, 1023, 1969.
[7] M.I.Creutz, M.B.Einhorn. Phys. Rev. Lett., 24, 341, 1970.