

С 332.3

ЯФ, 1966, т. 4, №6,

2/15-66

ЖС-911

С. 1210-1213.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2602



В.И. Журавлев, Л.Д. Соловьев

ВКЛАД ВИРТУАЛЬНОГО
КОМПТОН-ЭФФЕКТА В СЕЧЕНИЕ
ОБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

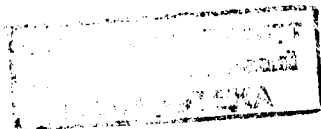
1966

P - 2602

В.И. Журавлев, Л.Д. Соловьев

ВКЛАД ВИРТУАЛЬНОГО
КОМПТОН-ЭФФЕКТА В СЕЧЕНИЕ
ОБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР

Направлено в ЯФ



4/02/1 28

Для проверки квантовой электродинамики можно изучать фоторождение пар e^+e^- /1/. Помимо бете-гайтлеровского механизма (рис.1), в образование пар будут давать вклад сильные взаимодействия, обусловленные диаграммой виртуального комптон-эффекта (рис. 2). Поэтому при анализе возможных отклонений от электродинамики необходимо учитывать сильные взаимодействия.

Здесь мы оценим вклад в сечение образования пар диаграммы виртуального комптон-эффекта.

Как и в /1/, будем рассматривать "симметричный" случай (комpton-эффект вперед). Тогда бете-гайтлеровская и комптоновская амплитуды не интерферируют /2/ и сечение образования пар будет равно сумме бете-гайтлеровского сечения и сечения образования пар за счет виртуального комптон-эффекта. Первое из этих сечений при малых θ имеет вид:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE d\Omega + d\Omega_-} \right)_{\text{БГ.}} = \frac{\alpha^3}{\pi^2 k E^2 \theta^6} , \quad (1)$$

где k - энергия фотонов, E - энергия одной из частиц пары ($k = 2E$) и θ - угол между направлением вылета e^+ (e^-) и направлением падающего пучка фотонов (все в лабораторной системе).

Матричный элемент, соответствующий диаграмме на рис. 2, запишем в виде:

$$M = \frac{ie(2\pi)^4}{\sqrt{2k_0}} \bar{u}(Q) K_{\mu\nu} e_\nu u(Q) \frac{1}{q} \bar{u}(p_-) \gamma_\mu u(p_+) , \quad (2)$$

где $K_{\mu\nu}$ - комптоновский тензор /3/:

$$e'_\mu K_{\mu\nu} e_\nu = (\vec{e}\vec{e}')A + \vec{\sigma}[\vec{e}' \times \vec{e}']B . \quad (3)$$

Введем обозначение

$$e'_\mu = \bar{u}(p_-) \gamma_\mu u(p_+) . \quad (4)$$

Так определенная величина не обладает свойствами вектора поляризации реального фотона ($\epsilon'_0 \neq 0$). Но в дальнейшем мы будем полагать, что

$$K_{0\nu} = K_{\mu 0} = 0,$$

т.е. будем пренебрегать продольной поляризацией виртуального фотона. К этому вопросу мы еще вернемся. Беря квадрат матричного элемента (2) и производя соответствующие суммирования, получим с учетом (3):

$$|M|^2 = \frac{e^2 (2\pi)^8}{2E^2} \frac{(P_+ P_-)}{q^2} (|A|^2 + |B|^2). \quad (5)$$

Выражение в скобках непосредственно связано с сечением комптоновского рассеяния вперед. Учитывая это, получим вклад в сечение рождения пар за счет виртуального комптон-эффекта:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE d\Omega_+ d\Omega_-} \right)_K = \frac{\alpha}{8\pi^2 E \sin^2 \theta} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_K^0. \quad (6)$$

Полное сечение рождения пар равно сумме (1) и (6). Экспериментальных данных о сечении комптоновского рассеяния вперед нет. Однако известно сечение следующего процесса^{/4/}:

$$\gamma + P \rightarrow P + \rho^0. \quad (7)$$

С другой стороны, лагранжианы взаимодействий γ и ρ имеют одинаковый вид с точностью до констант взаимодействия и изотопической структуры. Например:

$$L_{\gamma NN} = e: (\bar{\psi} \frac{1+\gamma_3}{2} \gamma_\alpha \psi) A_\alpha;$$

$$L_{\rho NN} = g_{\rho NN}: (\bar{\psi} \gamma_\beta \gamma_\alpha \psi) \rho_\alpha^\beta;$$

$$L_{\rho \pi \pi} = g_{\rho \pi \pi} \epsilon_{\alpha\beta\gamma}: \Pi^\alpha \partial^\beta \Pi^\gamma \rho_\alpha^\beta;$$

$$L_{\gamma \pi \pi} = e \epsilon_{\alpha\beta\gamma}: \Pi^\alpha \partial^\beta \Pi^\gamma A_\alpha;$$

$$L_{\rho KK} = i g_{\rho KK} / 2: (K^+ \gamma_\alpha \partial^\alpha K - \partial^\alpha K^+ \gamma_\alpha K) \rho_\alpha^0;$$

$$L_{\gamma KK} = i e: (K^+ \frac{1+\gamma_3}{2} \partial^\alpha K - \partial^\alpha K^+ \frac{1+\gamma_3}{2} K) A_\alpha;$$

Из SU(3) и из резонансных моделей для формфакторов следует, что $g_{\rho \pi \pi} = g_{\rho KK}$. Соотношение $g_{\rho NN} = \frac{1}{2} g_{\rho \pi \pi}$ не противоречит имеющимся данным об этих константах: $\frac{g_{\rho \pi \pi}^2}{4\pi} = 2$, $\frac{g_{\rho NN}^2}{4\pi} = 1 \pm 0,4$ (см., например,^{/5/}). Учитывая также, что в реакции (7) образуются поперечно поляризованные мезоны^{/4/}, можно допустить, что изовекторная часть фотона аналогична ρ ^{/6,7/}. Изоскалярную часть фотона можно

было бы связать с ω^0 -мезоном. Однако, по имеющимся экспериментальным данным^{/8/}, вероятность рождения ω^0 примерно в 9 раз меньше вероятности рождения ρ^0 ^{x/}. Таким образом, каждой диаграмме с γ в конце можно сопоставить диаграмму с ρ в конце. Тогда из сравнения выше выписанных лагранжианов видно, что

$$\frac{\sigma_{\rho^0}}{\sigma_\gamma} = \frac{g_{\rho \pi \pi}^2 / 4\pi}{\alpha} = \frac{2}{\alpha}. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (6), получим

$$\left(\frac{d\sigma}{dE d\Omega + d\Omega_-} \right)_K = \frac{\alpha^2}{8\pi^2 k \sin^2 \theta} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\rho^0. \quad (9)$$

Теперь обсудим зависимость сечения от массы виртуального фотона. Следует ожидать, что эта зависимость будет определяться главным образом диаграммой рис. 3. Аналогичную диаграмму с ω -мезоном можно не учитывать, так как $\sigma_\omega \ll \sigma_\rho$, как уже отмечалось, а для констант, описывающих $\rho\gamma$ и $\omega\gamma$ вершины, SU(6) дает соотношение $\gamma_\omega = \frac{1}{3} \gamma_\rho$. Константу γ_ρ можно оценить, если предположить, что ρ -мезон полностью определяет электромагнитный формфактор пиона. Тогда

$$g_{\rho \pi \pi} = 2\gamma_\rho.$$

Связь векторного мезона с фотоном запишем в виде^{/8/}:

$$(e/2\gamma_\rho) m_\rho^2 e(\gamma) e(\rho).$$

Для сечения получим:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE d\Omega + d\Omega_-} \right)_K^1 = \frac{\alpha^2}{8\pi^2 k \sin^2 \theta} \frac{1}{(1 - v/m_\rho^2)^2 + \Gamma_\rho^2/m_\rho^2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\rho, \quad (10)$$

где $v = (p_+ + p_-)^2$ - квадрат массы виртуального фотона. Видно, что при $v = m_\rho^2$ ожидается увеличение сечения, которое отсутствует в (9). Такое увеличение было обнаружено в спектре мюонных пар^{/10/}. Поэтому следует считать, что в области резонанса виртуальность будет существенной. Мы будем пренебрегать виртуальностью, выбрасывая из рассмотрения область резонанса.

По данным работы^{/4/},

^{x/}Заметим, что модель дифракционного образования векторных мезонов Бермана и Дрелла^{/9/} дает для отношения этих сечений величину

$$\frac{(d\sigma/d\Omega)_\omega}{(d\sigma/d\Omega)_\rho} = \frac{g_{\gamma \pi \rho} / 4\pi}{g_{\gamma \pi \omega} / 4\pi},$$

которая из SU(6) равна 1/9.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\rho^0}_{4,4 \text{ ГэВ}} = 1,26 \pm 0,17 \text{ мб/стерад.}$$

Для численных оценок при более высоких энергиях будем считать процесс (7) чисто дифракционным, т.е.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \approx k^2.$$

Оценки показывают, что учет виртуального комптон-эффекта не может объяснить отклонения от электродинамики, наблюдавшегося в /1/. При энергиях и углах, которые использовались в /1/, вклад виртуального комптон-эффекта в сечение образования пар составляет несколько процентов от бете-гайтлеровского сечения.

Проведенная оценка является довольно грубой. Поэтому желательно подобрать такие экспериментальные условия, при которых вклад в сечение диаграммы рис. 2 мал. На графике приведены значения углов и энергий, для которых вклад виртуального комптон-эффекта в сечение образования пар составляет 5%, 10% и 20% бете-гайтлеровского сечения. Из графика видно, что малое изменение в угле разлета частиц пары приводит к значительному изменению величины этого вклада.

Однако не всегда можно произвольно уменьшить вклад виртуального комптон-эффекта в сечение образования пар. Рассмотрим, например, импульс, переданный электрону (см. рис. 1),

$$q_F^2 = -\frac{k^2 \theta^4}{4}.$$

Так как

$$R = \frac{\sigma_K}{\sigma_{Б.Г.}} = k^4 \theta^4,$$

при уменьшении R q_F также будет уменьшаться, а расстояние, до которого таким образом можно проверить электродинамику, будет соответственно возрастать. Так, для $R = 5\%$ и $k = 5$ ГэВ это расстояние будет $\approx 0,7 F$, а при увеличении энергии оно будет расти. Поэтому при исследовании фермионного пропагатора на малых расстояниях нельзя не учитывать виртуального комптон-эффекта.

Авторы благодарны Л.И. Лapidусу за обсуждение затронутых здесь вопросов.

Л и т е р а т у р а

1. R. Blumental et al. Phys. Rev. Lett., 14, 660 (1965).
2. J. Byorken, S. Drell, S. Frautschi. Phys. Rev., 112, 1409 (1958).
3. Л.И. Лapidус. ЖЭТФ, 34, 922 (1958).
4. L.L. Lanzarotti et al. Phys. Rev. Lett., 15, 210 (1965).
5. Л.Д. Соловьев, А.В. Шелкачев. Препринт ОИЯИ, Р-1741, Дубна, 1964.

6. I.I. Sakurai. Ann. of Phys., 11, 1 (1962).

Перевод: Элементарные частицы и компенсирующие поля, "Мир", Москва, 1964.

7. Л.Д. Соловьев, Чэнь Цзун-Мо. ЖЭТФ, 42, 526 (1962).

8. H.R. Crouch et al. Phys. Rev. Lett., 13, 640 (1964).

Вопросы физики элементарных частиц, Ереван, 1965.

9. S.M. Berman, S.D. Drell. Phys. Rev., 133, B791 (1964).

10. I.K. de Pagter et al. Phys. Rev. Lett., 16, 35 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
4 марта 1966 г.

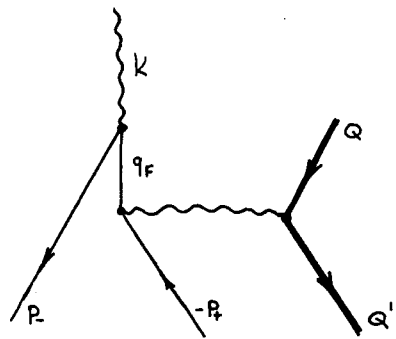


Рис. 1.

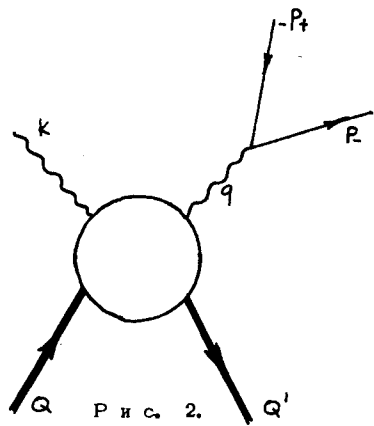


Рис. 2.

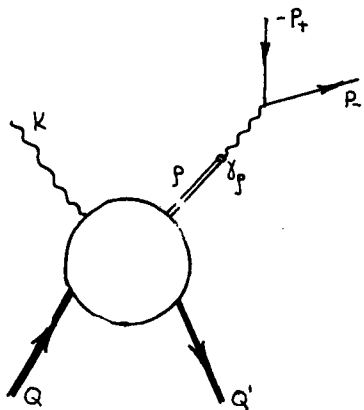


Рис. 3.

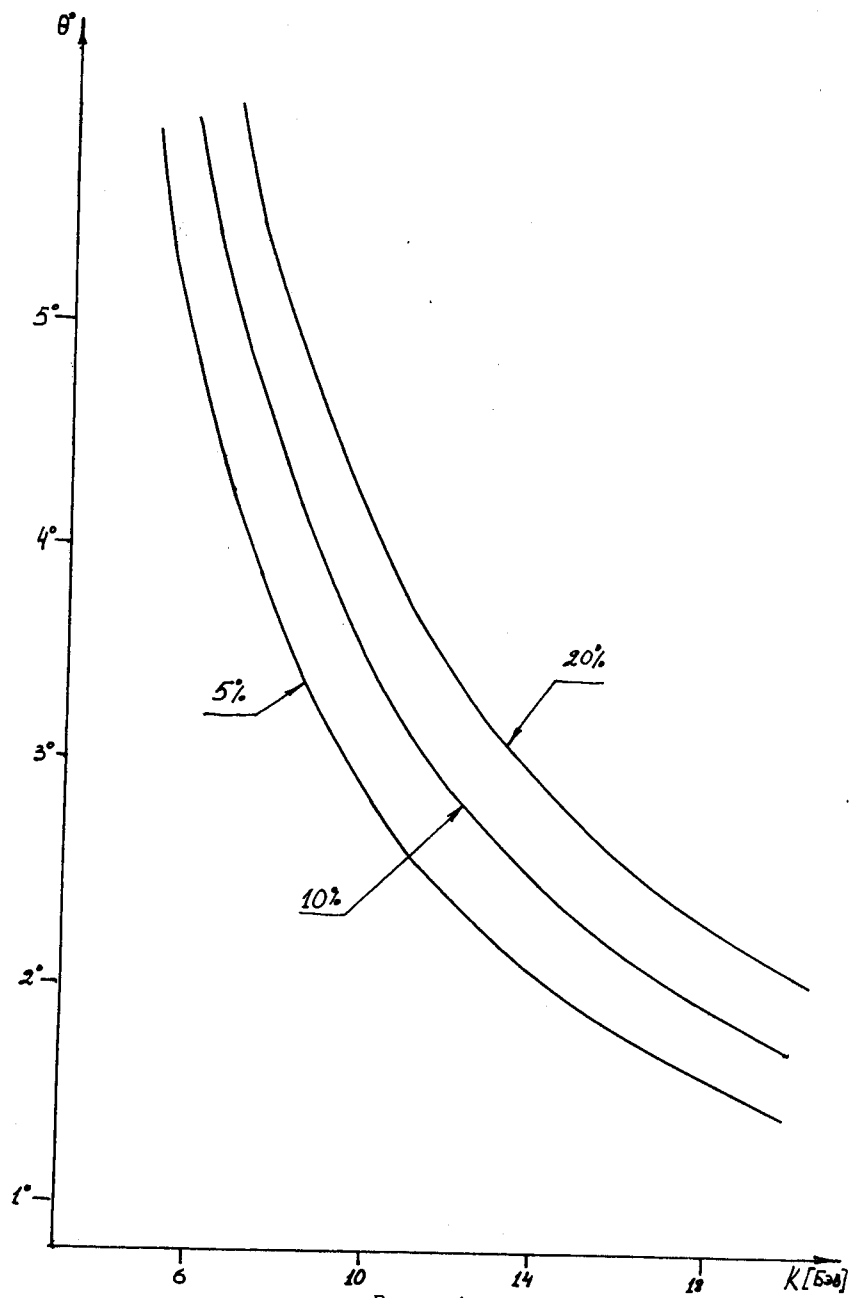


Рис. 4.