

ДВУХФОТОННОЕ РОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНОГО РЕЗОНАНСА В e^+e^- -СТОЛКНОВЕНИЯХ

Д. В. Матвиенко*

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 1 марта 2009 г.

Получена параметризация амплитуды двухфотонного рождения векторного резонанса V с квантовыми числами 1^{++} и 1^{-+} в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-V$. Найдено дифференциальное по передаче импульса сечение рассеяния $d\sigma/dQ^2$ для этой реакции в приближении эквивалентных фотонов. Полученный ответ является модельно-независимым.

PACS: 13.60.Le

1. ВВЕДЕНИЕ

С увеличением светимости стало возможным исследование таких относительно редких процессов, как двухфотонное рождение векторных резонансов. При этом представляют интерес не только мезоны с квантовыми числами 1^{++} , описываемые наивной кварковой моделью, но и так называемые экзотические мезоны 1^{-+} .

Рождение $1^{\pm+}$ -мезонов в $\gamma^*\gamma^*$ -столкновениях исследовалось ранее в работах [1–4]. При этом векторный резонанс рассматривался как нерелятивистское связанное состояние 3P_1 кварка и антикварка.

Мы рассматриваем двухфотонное рождение C -четных векторных мезонов в e^+e^- -столкновениях, когда одна из начальных частиц (возьмем для определенности позитрон) отклоняется в результате рассеяния на малый угол, так что испускаемый ею фотон можно считать квазиреальным. При этом мы не используем какую-либо модель и ведем изложение параллельно как для 1^{++} -, так и для 1^{-+} -резонансов.

Экспериментальные данные по двухфотонному рождению, например $f_1(1285)$ -резонанса с квантовыми числами 1^{++} можно найти в работах коллабораций TRC/2 γ [5], MarkII [6] и L3 [7]. Мезоны 1^{-+} (на-

пример $\pi_1(1400)$) в основном известны по данным взаимодействий NN [8] и πN [9].

2. ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ВЕРШИНЫ $\gamma\gamma^*V$

Как известно, векторная частица не может распасться на два реальных фотона, поэтому вершина взаимодействия $\gamma\gamma^*V$ должна содержать в качестве множителя квадрат импульса q^2 (< 0) второго, виртуального, фотона. После сокращения этого множителя с пропагатором соответствующего фотона наш процесс будет описываться диаграммой с контактным взаимодействием между электроном и резонансом (рис. 1).

Лептонная пара, соответствующая стянутому фотону, эквивалентна векторной «частице» с квадратом «массы» $q^2 \equiv (p_1 - p_3)^2 < 0$ (верхний блок на рис. 1). Под влиянием внешнего электромагнитного поля эта «частица» переходит в векторный резонанс V . Лагранжиан эффективного взаимодействия, описывающий такой переход, построим, используя мультипольное разложение. Возникающие при этом мультипольные моменты в операторе взаимодействия отвечают значениям $j = 0, 1, 2$.

При $j = 0$ имеем, в силу калибровочной инвариантности, следующую комбинацию в рассматриваемой вершине:

*E-mail: dmitry.matvienko@gmail.com

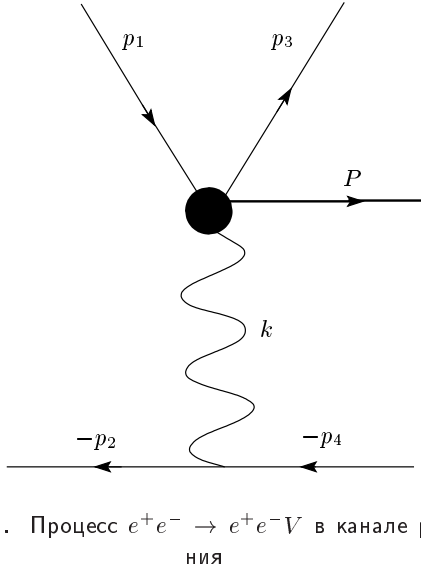


Рис. 1. Процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-V$ в канале рассеяния

$$\{(P+q)_\mu k^2 - [(P+q)k] k_\mu\} A^\mu, \quad (1)$$

где P_μ, k_μ — соответственно импульсы векторного мезона и реального фотона. Выражение (1) обращается в нуль для реального фотона.

Пусть фотон обладает моментом $j = 1$. Положим, например, что резонанс V имеет квантовые числа 1^{-+} . В этом случае электромагнитное поле взаимодействует с эффективным магнитным моментом перехода между «частицей» j_μ ($j_\mu = \bar{u}(p_3)\gamma_\mu u(p_1)$ — дираковский ток) и резонансом v_μ (вектор поляризации резонанса).

В нерелятивистском случае действие спина 1 на векторную волновую функцию имеет следующий вид¹⁾:

$$\hat{s}_a v_b = -i\epsilon_{abc} v_c \quad (\epsilon_{123} = +1).$$

Эффективный магнитный момент равен

$$(\mu_a)_{bc} = \frac{e^3}{\sqrt{2(M^2 - Q^2)}} G_{M1}(Q^2) (-i\epsilon_{abc}),$$

где $Q^2 \equiv -q^2 > 0$, $G_{M1}(Q^2)$ — магнитный дипольный формфактор перехода между «частицей» j_μ и резонансом v_μ , M — масса мезона. Множитель $\sqrt{2(M^2 - Q^2)}$ соответствует нормировке состояний на одну частицу в единице объема. Множитель e^3 включает в себя множители e^2 , соответствующий двухфотонной вершине, и e , появляющийся из тока $e j_\mu$. Поскольку $B_a = -(1/2)\epsilon_{abc} F_{bc}$

($F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$), лагранжиан взаимодействия магнитного момента с внешним полем равен

$$(\mu_a)_{bc} B_a = i \frac{e^3}{2\sqrt{2(M^2 - Q^2)}} \times G_{M1}(Q^2) (\delta_{bd}\delta_{ce} - \delta_{be}\delta_{dc}) F_{de}. \quad (2)$$

В релятивистской задаче дипольная часть лагранжиана имеет вид

$$i \frac{e^3}{2\sqrt{2(M^2 - Q^2)}} G_{M1}(Q^2) (g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} - g_{\mu\beta} g_{\nu\alpha}) F^{\alpha\beta}. \quad (3)$$

Величины $(\Sigma_{\alpha\beta})_{\mu\nu} = g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} - g_{\mu\beta} g_{\nu\alpha}$ являются генераторами группы Лоренца в векторном представлении. Здесь индексы α, β нумеруют генераторы, а индексы μ, ν соответствуют поляризациям частиц.

Пусть теперь фотон обладает моментом $j = 2$. Снова рассмотрим случай 1^{-+} -резонанса. Теперь нужно построить эффективный электрический квадрупольный момент перехода между «частицей» j_μ и резонансом v_μ . Оператор квадрупольного момента для частицы со спином 1 определим стандартным образом:

$$\hat{Q}_{ab} = \frac{3}{2} \frac{e^3}{m_\rho^2} G_{E2}(Q^2) \left(\hat{s}_a \hat{s}_b + \hat{s}_b \hat{s}_a - \frac{4}{3} \delta_{ab} \right),$$

где $G_{E2}(Q^2)$ — электрический квадрупольный формфактор перехода между «частицей» j_μ и резонансом v_μ . Тогда

$$(Q_{ab})_{cd} = -\frac{3}{2} \frac{e^3}{m_\rho^2} G_{E2}(Q^2) \left(\delta_{ad}\delta_{bc} + \delta_{bd}\delta_{ac} - \frac{2}{3} \delta_{ab}\delta_{cd} \right).$$

Размерность квадрупольного момента определяется квадратом массы ρ -мезона m_ρ^2 , потому что характерным размером системы является величина $1/m_\rho$. Масса m_ρ есть характерный массовый параметр, соответствующий легким мезонам, т. е. мезонам, состоящим из u -, d - и s -кварков. Квадрупольный член лагранжиана взаимодействия равен

$$\frac{1}{6} (Q_{ab})_{cd} \partial_b F_{0a} = -e^3 \frac{G_{E2}(Q^2)}{4m_\rho^2} \times \left(\delta_{ac}\delta_{bd} + \delta_{ad}\delta_{bc} - \frac{2}{3} \delta_{ab}\delta_{cd} \right) \partial_b F_{0a}. \quad (4)$$

Видно, что последнее слагаемое в скобках вклада не дает.

¹⁾ Индексы a, b, \dots пробегают значения 1, 2, 3.

В релятивистской задаче квадрупольная часть лагранжиана имеет вид

$$- e^3 \frac{G_{E2}(Q^2)}{4m_\rho^2} \times \frac{P_\alpha + q_\alpha}{\sqrt{2(M^2 - Q^2)}} (g_{\beta\mu}g_{\gamma\nu} + g_{\beta\nu}g_{\gamma\mu}) \partial^\gamma F^{\alpha\beta}. \quad (5)$$

В выражении (5) введен нормировочный член $\sqrt{2(M^2 - Q^2)}$, который из соображений удобства выбран таким же, как в (3).

Матричный элемент процесса $e^- \gamma \rightarrow e^- V$ для векторной частицы 1^{-+} с учетом операторов (3) и (5) имеет вид

$$S_{fi} = \frac{e^3}{M^2 \sqrt{2(M^2 - Q^2)}} \left(iG_{M1}(Q^2) v_\beta^* j_\alpha F^{\alpha\beta} - \frac{1}{4m_\rho^2} G_{E2}(Q^2) (P_\alpha + q_\alpha) v_\beta^* j_\gamma (\partial^\gamma F^{\alpha\beta} + \partial^\beta F^{\alpha\gamma}) \right). \quad (6)$$

Правильная размерность матричного элемента S_{fi} достигнута введением квадрата массы резонанса M^2 .

Матричный элемент для 1^{++} -резонанса имеет вид, аналогичный (6). Следует лишь сделать следующие замены:

$$F_{\alpha\beta} \rightarrow \tilde{F}_{\alpha\beta} \equiv (1/2)\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} F^{\gamma\delta},$$

$$G_{M1}(Q^2) \rightarrow G_{E1}(Q^2), \quad G_{E2}(Q^2) \rightarrow G_{M2}(Q^2).$$

3. СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow e^+e^-V$

Используя приближение эквивалентных фотонов (см., например, работу [10]) и формулу (6), можно получить зависимость сечения от передачи импульса электроном:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^4}{M^4} \left(G_{M1}^2(Q^2) + \frac{G_{E2}^2(Q^2)}{16} \kappa^2 \frac{M^4}{m_\rho^4} \right) I. \quad (7)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\kappa = 1 + Q^2/M^2,$$

$$I = \ln \left(\frac{m_\rho}{m_e} \sqrt{\xi} \right) \left\{ \frac{\xi^2 - 1}{4\xi^2} [\kappa^2(\kappa - 1) + \kappa + 1] - \frac{\xi - 1}{\xi} \left[(\kappa + 1)^2 + \frac{\kappa(\kappa^2 + 1)}{2\xi} \right] + \ln \xi \left[\frac{(\kappa + 1)(\kappa + \xi)}{\xi} + \frac{\kappa^2(\kappa - 1)}{4\xi^2} \right] \right\},$$

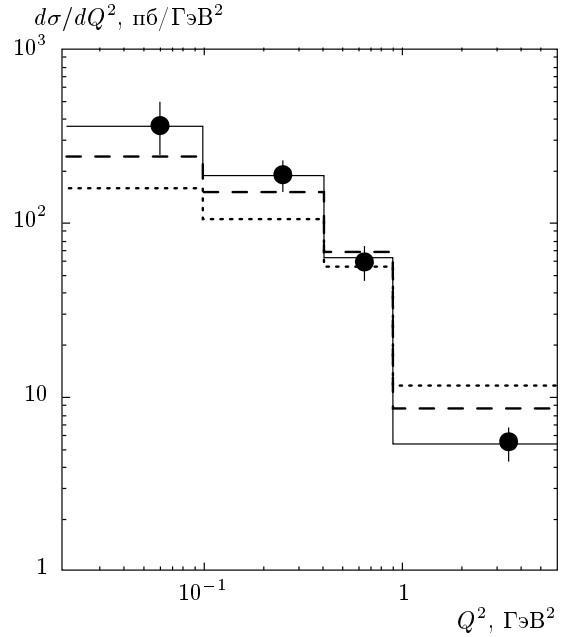


Рис. 2. Дифференциальное сечение $d\sigma/dQ^2$ для реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_1(1285)$: точки — экспериментальные значения [7]; пунктирная и штриховая линии — соответственно результаты работ [3] и [11]; сплошная линия — подгонка

$\xi = s/M^2$, \sqrt{s} — энергия e^+e^- -пучков в системе их центра инерции, m_ρ — масса ρ -мезона, m_e — масса электрона. Заметим, что сечение $d\sigma/dQ^2$ не равно нулю при $Q^2 = 0$.

В предельных случаях выражение (7) выглядит так:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{8\pi\alpha^4}{M^4} \left(G_{M1}^2(Q^2) + \frac{G_{E2}^2(Q^2)}{16} \frac{M^4}{m_\rho^4} \right) \times \ln \left(\frac{m_\rho}{m_e} \sqrt{\xi} \right) \ln \xi, \quad \kappa - 1 \ll 1, \quad \xi \gg 1, \quad (8)$$

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^4}{M^4} \left(G_{M1}^2(Q^2) + \frac{G_{E2}^2(Q^2)}{16} \frac{M^4}{m_\rho^4} \right) \times \ln \left(\frac{m_\rho}{m_e} \right) (\xi - 1)^2, \quad \kappa - 1 \ll 1, \quad \xi - 1 \ll 1. \quad (9)$$

Сечения рождения 1^{-+} - и 1^{++} -мезонов отличаются друг от друга лишь заменой формфакторов $G_{M1}(Q^2) \rightarrow G_{E1}(Q^2)$, $G_{E2}(Q^2) \rightarrow G_{M2}(Q^2)$.

На рис. 2 показано экспериментальное дифференциальное сечение рассеяния $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_1(1285)$ как функция Q^2 [7]. Для сравнения приводятся результаты работ [3] и [11]. Сплошная линия получается подгонкой модельных параметров

Λ и $\tilde{\Gamma}_{\gamma\gamma}$ к экспериментальным данным. Параметр ξ в эксперименте [7] имеет следующие ограничения: $2.0 \cdot 10^4 \leq \xi \leq 2.6 \cdot 10^4$. Как видно из рис. 2, наибольший вклад в сечение $d\sigma/dQ^2$ дают значения $\kappa - 1 \ll 1$.

Используя результаты эксперимента [7] (см. рис. 2), получим из формулы, аналогичной (8), что величина

$$\sqrt{G_{E1}^2(Q^2) + \frac{G_{M2}^2(Q^2)}{16} \frac{M^4}{m_\rho^4}} \approx 0.56,$$

при $Q^2 \approx 0.06 \text{ ГэВ}^2$, $M = 1.285 \text{ ГэВ}$ и $\xi = 2.3 \cdot 10^4$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Следует заметить, что введенные безразмерные формфакторы $G_{M1}(Q^2)$, $G_{E2}(Q^2)$ для 1^{-+} -мезона и $G_{E1}(Q^2)$, $G_{M2}(Q^2)$ для 1^{++} -мезона при $Q^2 < M^2$ по порядку величины сравнимы с единицей. Однако, поскольку состояния 1^{-+} являются экзотическими, можно думать, что формфакторы $G_{M1}(Q^2)$ и $G_{E2}(Q^2)$ будут убывать с ростом Q^2 во всяком случае быстрее, чем $G_{E1}(Q^2)$ и $G_{M2}(Q^2)$. Кроме того, как видно из выражения (7), квадрупольное слагаемое численно подавлено. Однако коэффициент подавления оказывается малым, близким к двойке. С другой стороны, масштаб теории, сравнимый с m_ρ , является феноменологическим параметром и поэтому имеет большую неопределенность. Все же естественно полагать, что в процессе доминирует дипольное слагаемое.

Автор благодарен И. Б. Хриповичу за руководство работой и В. П. Дружинину, привлечшему внимание к этой задаче.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Köpp, T. Walsh, and P. Zerwas, Nucl. Phys. B **70**, 461 (1974).
2. F. M. Renard, Nuovo Cim. A **80**, 1 (1984).
3. R. N. Cahn, Phys. Rev. D **35**, 3342 (1987); **37**, 833 (1988).
4. G. A. Schuler, F. A. Berends, and R. van Gulik, Nucl. Phys. B **523**, 423 (1998).
5. H. Aihara, M. Alston-Garnjost, R. E. Avery et al., Phys. Rev. D **38**, 1 (1988).
6. G. Gidal, J. Boyer, F. Butler et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 2012 (1987).
7. P. Achard, O. Adriani, M. Aguilar-Benitez et al., Phys. Lett. B **526**, 269 (2002).
8. A. Abele, J. Adomeit, C. Amsler et al., Phys. Lett. B **446**, 349 (1999).
9. D. R. Thompson, G. S. Adams, T. Adams et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 1630 (1997).
10. V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin et al., Phys. Rep. C **15**, 181 (1975).
11. F. A. Berends and R. van Gulik, Comput. Phys. Comm. **144**, 82 (2002).