

К.93
ИЯФ

52

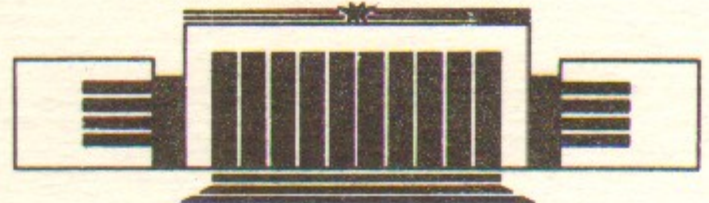
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Э.А. Кураев, А.Н. Перышкин, В.С. Фадин

ОБ ОБРАЗОВАНИИ ДВУХ ФЕРМИОННЫХ ПАР
ПРИ e^+e^- -СТОЛКНОВЕНИЯХ

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИНВ. № _____

ПРЕПРИНТ 86-91



НОВОСИБИРСК
1986

АННОТАЦИЯ

Получены аналитические выражения для дифференциальных сечений процессов с двумя парами заряженных лептонов в конечном состоянии, идущих при e^+e^- -столкновениях. Расчет проведен в борновском приближении, для случая больших энергий и углов вылета конечных частиц, когда массами всех лептонов можно пренебречь. Наряду с фотонным учтен также вклад промежуточного Z^0 -бозона.

В работе получены аналитические выражения для дифференциальных сечений процессов

$$e^-e^+ \rightarrow L_1^- L_1^+ L_2^- L_2^+, \quad (1)$$

где $L_{1,2}$ — заряженные лептоны; в зависимости от их сорта возможны четыре различных случая:

$$L_1 = L_2 = e, \quad (1a)$$

$$L_2 \neq L_1 = e, \quad (1б)$$

$$L_2 = L_1 \neq e, \quad (1в)$$

$$L_2 \neq L_1, L_{1,2} \neq e. \quad (1г)$$

Реакции типа (1) нуждаются в изучении главным образом потому, что они являются фоновыми в большом числе экспериментов по рождению адронов, поискам новых частиц и т. д. Некоторый самостоятельный интерес они представляют как процессы высокого порядка в квантовой электродинамике. Кроме того, они могут служить источником лептонов, свойства которых еще не изучены детально (например, τ). Наконец, сечения реакций (1) дают также сечения рождения кварковых пар (после очевидного учета дробного заряда и цвета кварка), порождающих адронные струи.

Процессы (1) исследовались в большом числе теоретических и экспериментальных работ (см., например, обзор [1]). В основном исследованию подвергались процессы электророждения в области малых передач импульса; при этом рассматривались только вкла-

ды фейнмановских диаграмм рассеивательного типа (по преимуществу, двухфотонных).

В работе рассматривается случай высоких энергий и больших углов вылета конечных частиц как по отношению к начальным, так и друг к другу. В этой кинематике необходим учет всех фейнмановских диаграмм процесса.

В настоящее время имеется несколько экспериментальных наблюдений процесса (1) в рассматриваемой кинематике на ряде установок со встречными e^+e^- -пучками: PEP [2], PETRA [3] (здесь наблюдались также события с образованием двух струй адронов вместе с $\mu^+\mu^-$ -парой [4]), ВЭПП-2М [5]. Наибольшая статистика (несколько десятков событий) набрана на ВЭПП-2М, что связано с обратно пропорциональной зависимостью сечения в данной кинематике от квадрата энергии.

Среди теоретических работ, посвященных вычислению дифференциальных сечений процесса (1) в случае больших углов вылета конечных частиц, наиболее продвинутыми являются работы [6, 7]. В работе [6] был предложен метод расчета и проведены вычисления в пренебрежении всеми массами. В работе [7] метод, предложенный в [6], был несколько усовершенствован, и были проведены вычисления с учетом масс частиц.

Наши вычисления в некоторых пунктах отличаются от приведенных в [6, 7]. Мы не вводим в задачу дополнительных векторов для определения базисных спиноров и потому избегаем появления в результатах ложных сингулярностей, связанных с этими векторами. Далее, мы учитываем обмен не только фотоном, но и Z^0 -бозоном (считая его «чистым аксиалом»), расширяя тем самым область применимости результата. В отличие от [6, 7] окончательный результат мы приводим в виде явной формулы для сечения.

Так же, как в [6], мы пренебрегаем массами лептонов. Точность приведенных ниже формул ограничивается:

а) массовыми поправками $m^2/|t_0|$; m — наибольшая лептонная масса, $|t_0|$ — наименьший инвариант задачи;

б) радиационными поправками $\sim \alpha/\pi \ln(s/m_e^2)$; m_e — масса электрона, s — энергетический инвариант; $s = (p_+ + p_-)^2 = 4e^2$;

в) поправками за счет векторной связи Z^0 -бозона с лептонами $\sim |4 \sin^2 \theta_w - 1| |s/(s + M_Z^2)|$, поскольку, как уже говорилось, мы пренебрегаем ею, считая Z^0 «чистым аксиалом». Экспериментально измеренная величина $|4 \sin^2 \theta_w - 1| = 0,06 \pm 0,05$.

Использованный нами метод расчета близок к сформулированному в работах [6–8], и мы не будем останавливаться на нем, а приступим сразу к изложению результатов.

Пусть p_-, q_-, k_- (p_+, q_+, k_+) — 4-импульсы соответствующих частиц e^-, L_1^-, L_2^- (e^+, L_1^+, L_2^+). Усредненное по поляризациям начальных и просуммированное по поляризациям конечных частиц сечение имеет вид

$$d\sigma = \frac{\alpha^4}{64\pi^4 s} m \frac{d^3q_+}{q_+^0} \frac{d^3q_-}{q_-^0} \frac{d^3k_+}{k_+^0} \frac{d^3k_-}{k_-^0} \delta^{(4)}(p_+ + p_- - k_+ - q_+ - k_- - q_-), \quad (2)$$

где величина m выражается через сумму квадратов модулей спиральных амплитуд

$$m = (4\pi\alpha)^{-4} \frac{1}{2} \sum_{\{\lambda\}} |M_{\lambda_e^+ \lambda_e^-}^{\lambda_{L_1^+} \lambda_{L_1^-} \lambda_{L_2^+} \lambda_{L_2^-}}|^2. \quad (3)$$

Вообще говоря, в (3) суммируются вклады 64 спиральных амплитуд, но при нулевых массах лептонов часть из них зануляется.

Рассмотрим сначала случай (1а) ($L_1 = L_2 = e$). Здесь отличны от нуля 20 спиральных амплитуд [6]. Так как мы пренебрегаем векторной связью Z^0 , что приводит к эффективному сохранению P -четности, то m выражается через 10 амплитуд

$$\begin{aligned} (4\pi\alpha)^4 m = & |M_{-+}^{-++}|^2 + |M_{-+}^{+-+}|^2 + |M_{-+}^{+--}|^2 + \\ & + |M_{-+}^{-+-}|^2 + |M_{-+}^{+--}|^2 + |M_{-+}^{-+-}|^2 + |M_{-+}^{+--}|^2 + \\ & + |M_{-+}^{-+-}|^2 + |M_{-+}^{+--}|^2 + |M_{-+}^{-+-}|^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Эти амплитуды выражаются через вклады 144 диаграмм Фейнмана, 36 из которых — чисто электродинамические (не содержат Z^0).

Полученное нами выражение для m можно представить в следующем виде

$$\begin{aligned} m = & |(1 - P_{q_+}^{k_+}) A^{++} (q_+ q_- k_+ k_-) + (1 - P_{q_+}^{k_+}) (1 - P_{q_-}^{k_-}) B^+ (q_+ q_- k_+ k_-)|^2 + \\ & + |(1 - P_{q_+}^{k_+}) A^{--} (q_- q_+ k_- k_+) + (1 + P_{q_+}^{k_+}) (1 + P_{q_-}^{k_-}) \times \\ & \times |A^{+-} (q_+ q_- k_- k_+) + B^- (q_+ q_- k_- k_+)|^2 + \\ & + (1 + P_{q_+}^{k_+}) |(1 - P_{q_-}^{k_-}) C^- (q_+ q_- k_- k_+)|^2 + \\ & + (1 + P_{q_-}^{k_-}) |(1 - P_{q_+}^{k_+}) C^+ (q_+ q_- k_+ k_-)|^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь P_q^k — оператор замены импульсов $k \leftrightarrow q$, а величины A, B, C определены следующим образом:

$$A^{\lambda\lambda'}(abcd) = N(1 + P_X^k P_c^a P_d^b) \times$$

$$\times \left[\lambda \frac{\psi_1(abcd) + \psi_2(abcd)}{(p_+ + p_-)_\lambda^2 (c+d)_\lambda^2} + \frac{\psi_3(abcd)}{(a+b)_\lambda^2 (c+d)_\lambda^2} \right];$$

$$B^\lambda(abcd) = N \times$$

$$\times \left[\frac{\psi_1(abcd) + \psi_3(abcd)}{(p_+ - a)_+^2 (c+d)_\lambda^2} + \frac{\psi_2(abcd) + \psi_3(cdab)}{(p_- - b)_+^2 (c+d)_\lambda^2} - \lambda \frac{\psi_4(abcd) + \psi_3(adcb)}{(p_+ - a)_\lambda^2 (p_- - b)_\lambda^2} \right];$$

$$C^\lambda(abcd) = N \times$$

$$\times \left[\frac{\psi_5(abcd) + \psi_6(abcd)}{(p_+ - a)_-^2 (c+d)_\lambda^2} + \frac{\psi_6(bacd) + \psi_7(abcd)}{(p_- - b)_-^2 (c+d)_\lambda^2} + \lambda \frac{\psi_5(acbd) - \psi_7(cbda)}{(p_- - b)_-^2 (p_+ - a)_\lambda^2} \right];$$

$$N = 8\varepsilon [a^- b^- c^- d^-]^{-1/2}. \quad (6)$$

Входящие в (6) величины таковы:

$$\begin{aligned} \psi_1(abcd) &= a^- Y(b, d) Z(c, d+b) (b+c+d)^{-2}; \\ \psi_2(abcd) &= b^\perp Y^*(c, a) Y(d, c+a) (c+d+a)^{-2}; \\ \psi_3(abcd) &= b^\perp (a^{\perp*}/a^+) c^- Z(d, p_- - c, a) (p_- - c - d)^{-2}; \\ \psi_4(abcd) &= (b+d)^\perp Y(b, d) Y^*(c, a) (b+d-p_-)^{-2}; \\ \psi_5(abcd) &= d^- Y^*(b, a) Z(c, d-p_-) (c+d-p_-)^{-2}; \\ \psi_6(abcd) &= (a^{\perp*}/a^+) Y^*(b, c) Z(d, p_+ + p_-, a) (a-p_+ - p_-)^{-2}; \\ \psi_7(abcd) &= d^\perp Y^*(a, b) Y^*(d-p_+, c) (c+d-p_+)^{-2}. \end{aligned} \quad (7)$$

В (6, 7) использованы обозначения, принятые в [8]:

$$\begin{aligned} a^\pm &= a_0 \pm a_z, \quad a^\perp = a_x + ia_y, \quad a^{\perp*} = a_x - ia_y, \\ Z(a, b) &= a^- b^+ - a^{\perp*} b^\perp, \\ Y(a, b) &= a^- b^\perp - b^- a^\perp, \\ Z(a, b, c) &= c^+ Y(a, b) - c^\perp Z^*(a, b), \\ p_-^- &= p_+^+ = 0, \quad p_-^+ = p_+^- = 2\varepsilon, \quad \lambda = \pm 1 \end{aligned} \quad (8)$$

Наконец

$$\frac{1}{q_\lambda^2} = \frac{1}{q^2} + \frac{\lambda}{4\sin^2(2\theta_W) (q^2 - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z)} \approx \frac{1}{q^2} + \frac{\lambda/3}{q^2 - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z}, \quad (9)$$

где M_Z, Γ_Z — масса и ширина Z^0 — бозона, θ_W — угол Вайнберга.

Выражение для t не меняется при перестановке импульсов тождественных частиц. Это обеспечивается очевидным из (6) свойством A ;

$$A^{\lambda\lambda'}(abcd) = A^{\lambda'\lambda}(cdab).$$

Для умеренно больших энергий $s/M_Z^2 \ll 1$ можно заменить

$$\frac{1}{q_\lambda^2} \rightarrow \frac{1}{q^2}.$$

Численное моделирование в этом случае по приведенным выше формулам совпадает с результатом, полученным по схеме Клейсса [6].

Чтобы получить величину t для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ (1б), из соответствующей величины для $e^+e^- \rightarrow 2e^+2e^-$ надо опустить в (5) слагаемые, содержащие операторы перестановки, $|A^{+-}(k_+k_-q_-q_+)|^2$. Для процесса образования двух различных пар, не совпадающих с электрон-позитронной (1г), надо, кроме этого, опустить в (5) величины B и C . Для описания процесса образования двух мюонных пар (1в) в (5) достаточно опустить величины B и C , но оставить операторы перестановки, действующие на величины A .

Полученные результаты, как уже упоминалось, можно применить и к процессам с образованием струй адронов

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- + 2 \text{ струи}, \quad e^+e^- \rightarrow e^+e^- + 2 \text{ струи},$$

предполагая, что струи порождаются кварками и антикварками.

Авторы благодарны В.А. Таюрскому и С.И. Середнякову за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baier V.N. et al. Phys. Rep., 1981, v.78, N 3, p.294.
2. Cain M.P. et al. Phys. Lett., 1984, v.147B, p.232; Fernandez E. Phys. Rev. Lett., 1983, v.50, p.1238; Perl M.L. et al. Phys. Rep., 1985, v.32D, p.2859.
3. Adeva B. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, v.48, p.721; Bartel W. Preprint DESY-86-005 (1986); Zhang C.C. Preprint DESY-85-073 (1985); Behrend H.J. et al. Phys. Lett., 1983, v.126B, p.384; Behrend H.J. et al. Z. Phys. 1983, v.C16, p.301.
4. Behrend H.J. et al. CELLO Coll. Phys. Lett., 1984, v.141B, p.145.
5. Dolinsky S.I. et al. Preprint INP 85-98. Novosibirsk, 1985.
6. Kleiss R. Nucl. Phys. 1984, v.B241, p.61.
7. Berends F.A. et al. Nucl. Phys. 1985, v.B253, p.441.
8. Kuraev E.A., Peryskin A.N. Preprint INP 85-69. Novosibirsk, 1985; ЯФ, 1985, т.42, с.1195.

Э.А. Кураев, А.Н. Перышкин, В.С. Фадин

**Об образовании двух фермионных пар
при e^+e^- -столкновениях**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 19 апреля 1986 г.

Подписано к печати 5.06.1986 г. МН 11744.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0,8 печ.л., 0,7 уч.-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 91

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*