

$$\beta_{13}^{(0)} = \frac{m_p \sqrt{\omega^2}}{\omega^2 + m_p^2} \sqrt{1 - x^2} \{8\omega^4(1 - 2x^2)v^{-1} + (v - t) - (v + t)[(1 + x)t^{-1}z + u(u + z)^{-1}]\}, \quad (\text{П.3})$$

$$\beta_{11}^{(4)} = -\omega^2 \{(1 + x)(1 - x^2)(u + z)[2m_p^2 + t^{-1}(v^2 - t^2)]v^{-2} + (1 - x^2)[uv^{-2}(u + z) + (v - t)(v + t)^{-1}] + 2x^2\}, \quad (\text{П.4})$$

$$\beta_{22}^{(4)} = -2\omega^2, \quad (\text{П.5})$$

$$\beta_{13}^{(4)} = \frac{m_p \sqrt{\omega^2}}{\omega^2 + m_p^2} \sqrt{1 - x^2} \{x(1 + x)\omega^2(u + z)t^{-1}[2 - v^{-2}(u + z)(1 - x)t] - 2(v + t)\omega^2 uv^{-2}\}, \quad (\text{П.6})$$

причем функции v, t, u, z , входящие в эти соотношения, определяются следующим образом:

$$v = \omega^2 + m_p^2 + x(\omega^2 - m_p^2), \quad u = \omega^2 - m_p^2 + x(\omega^2 + m_p^2), \quad (\text{П.7})$$

$$t = \omega^2 + m_p^2 - x(\omega^2 - m_p^2), \quad z = \omega^2 - m_p^2 - x(\omega^2 + m_p^2).$$

Примечание (1 октября 1970 г.) После того как статья была послана в печать, нам стало известно о работах [15, 16], посвященных одиночному рождению W -бозонов. Автор согласен с содержащимися в них указаниями на неправильность результатов работы [8]. В работе [15] получены сечения процессов (4), (5) для значений s вблизи порога и в асимптотической области, когда $\ln(s/m_W^2) \gg 1$. В отличие от работы [15], мы пренебрегаем $\ln(s/m_W^2)$ по сравнению с $\ln(s/m_{e2})$, но коэффициент при $\ln(s/m_e^2)$ находим с учетом всех степеней $\ln(s/m_W)$. В работе [16] результаты для сечений процесса (4) находятся только численно. Кроме того, как в работе [15], так и в работе [16] аномальный магнитный момент W -бозона полагается равным нулю.

Литература

- [1] V. L. Auslander, G. I. Budker, Yu. N. Pestov et al. Phys. Lett., B25, 433, 1967.
- [2] J. E. Augustin, J. C. Bizot, J. Buon et al. Phys. Lett., B28, 508, 513, 517, 1969.
- [3] G. Altarelli, E. Celeghini, R. Gatto et al. Nuovo Cim., 47, 113, 1967.
- [4] Lo Shui-yin. Phys. Rev., 148, 1431, 1966.
- [5] M. C. Chen. Phys. Rev., 159, 1228, 1967.
- [6] Э. А. Чобан. Письма ЖЭТФ, 11, 505, 1970.
- [7] M. Gell-Mann, F. Zachariasen. Phys. Rev., 124, 953, 1961.
- [8] Э. А. Чобан. ЯФ, 7, 375, 1968.
- [9] J. H. Baroff. Nuovo Cim., 34, 709, 1964.
- [10] O. Nachtmann. Препринт Ref. TH. 1183 — CERN.
- [11] А. В. Берков, Ю. П. Никитин, М. В. Терентьев. ЖЭТФ, 46, 2202, 1964.
- [12] N. Cabibbo, R. Gatto. Nuovo Cim., 20, 185, 1961.
- [13] А. Д. Долгов, В. В. Соловьев. ЯФ, 1, 860, 1965.
- [14] С. М. Дарбинян, Ю. Г. Шахназарян. ЯФ, 3, 1079, 1966.
- [15] А. М. Алтухов, И. Б. Хриплович. Препринт ИЯФ СО АН СССР 20-70, Новосибирск, 1970; ЯФ, этот выпуск.
- [16] F. A. Berends, G. V. West. Phys. Rev., D1, 122, 1970.

PRODUCTION OF NEUTRAL VECTOR MESONS AND OF INTERMEDIATE BOSON IN COLLIDING LEPTON BEAMS

Е. А. СЧОВАН

Production of single neutral vector mesons and of intermediate boson in colliding lepton beams is considered when the total mass of the initial particles is much more than the mass of the produced particle. Differential and total cross sections of the processes in view are obtained and compared with the previously studied cross sections of the processes of production of the vector mesons and the intermediate boson. The components of the quadrupole polarization tensor of neutral vector mesons are found and it is shown that their dipole polarization equals to zero.

ОДИНОЧНОЕ РОЖДЕНИЕ W -БОЗОНА НА ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

А. М. АЛТУХОВ, И. Б. ХРИПЛОВИЧ

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

(Поступила в редакцию 8 июля 1970 г.)

Найдены полные сечения процессов $e^- + e^\pm \rightarrow W^- + e^\pm + \nu$. Применимость метода Вайцзеккера — Вильямса, используемого в расчетах, обеспечивается здесь ультрарелятивизмом электронов.

В настоящей работе вычислено полное сечение процесса

$$e^- + e^- \rightarrow W^- + e^- + \nu_e, \quad (1)$$

а также процессов

$$e^- + e^+ \rightarrow W^\mp + e^\pm + \nu_e \quad (2)$$

ниже порога реакции парного электромагнитного рождения W -бозонов [1-4]

$$e^- + e^+ \rightarrow W^- + W^+. \quad (3)$$

Сечения процессов (1) и (2) существенно меньше сечения реакции (3), но пороговые энергии вдвое ниже, чем пороговая энергия парного рождения. А так как масса W -бозона заведомо не меньше нескольких $\Gamma_{e\nu}$, то это преимущество реакций одиночного рождения W -бозона может оказаться очень важным [5, 6].

Для расчета мы использовали ковариантную формулировку метода Вайцзеккера — Вильямса, развитую в статье [7]. По существу, приближение сводится к тому, что мы учитываем лишь диаграммы типа тормозного излучения (рис. 1, 2). Они выделены тем, что инвариантная масса обменного γ -кванта, стоящая в знаменателях соответствующих матричных элементов, может быть очень малой по сравнению с характерной энергией процесса, обменный γ -квант может быть почти реальным. Этот факт обусловлен тем, что электрон (позитрон), излучающий γ -квант, является ультрарелятивистским в начальном и конечном состояниях.

Использование техники работы [7], с учетом вклада магнитного момента электрона в излучение обменного γ -кванта, приводит к следующему выражению для полных сечений процессов (1) и (2):

$$\sigma = \eta \frac{\alpha}{\pi} \int_{\mu^2}^s \frac{ds_\gamma}{s_\gamma} \ln \frac{s}{m^2} \left(1 - \frac{s_\gamma}{s} + \frac{s_\gamma^2}{2s^2}\right) \sigma_\gamma(s_\gamma). \quad (4)$$

Здесь σ_γ и s_γ — полное сечение и инвариантная энергетическая перемен-

¹⁾ Сечения процессов (1) и (2) рассчитывались ранее в работе [6], которая, однако, является заведомо ошибочной. Кроме того, эти реакции рассматривались также в недавней статье [8], которая стала известна нам лишь после того, как настоящая работа была направлена в печать. Результаты работы [8] расходятся с нашими (подробное обсуждение см. ниже).

ная реакции фоторождения W -бозона на лептоне, s — инвариантная энергетическая переменная реакций (1) и (2), μ и m — массы W -бозона и электрона.

Множитель η равен 2 для e^-e^- - и 1 для e^-e^+ -рассеяния. Удвоение сечения в первом случае отражает тот факт, что каждый из электронов может перейти в W^- . Интерференция между соответствующими амплитудами в

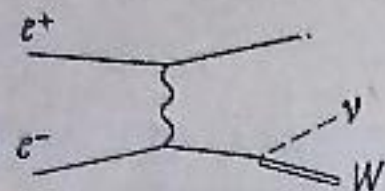


Рис. 1

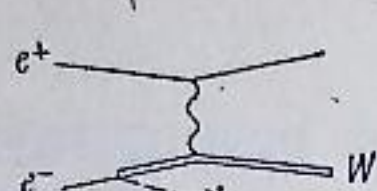


Рис. 2

принятом приближении отсутствует из-за малости угла отклонения излучающего электрона. Во втором случае происходит, разумеется, рождение и W^+ -бозона с тем же полным сечением, что и рождение W^- . В наиболее интересной области $s \gtrsim \mu^2$ параметр приближения $\ln(s/m^2)$ велик вследствие ультрарелятивизма излучающего электрона ($s/m^2 \gg 1$), а не вследствие квазиклассичности его движения; ведь в указанной области, в отличие от обычных случаев применения метода Вайцеккера — Вильямса, потеря энергии этим электроном не мала по сравнению с самой энергией, так что $s - s_\nu \sim s \sim s_\nu$. Отметим, что не степенное (как утверждалось в [6]), а логарифмическое по s/m^2 усиление вклада полюсных диаграмм 1 и 2 по сравнению с отброшенными диаграммами является следствием закона сохранения тока. С другой стороны, из-за неперенормируемости электромагнитного взаимодействия векторных бозонов вклад диаграмм 1 и 2 по сравнению с отброшенными усилен только на $\ln(s/m^2)$. Это подтверждается также непосредственными вычислениями одного из авторов [9]. Поэтому учет в работе [8], авторы которой также ограничиваются диаграммами 1 и 2, членов, не содержащих этот логарифм, является превышением точности.

Для дальнейшего следует вычислить полное сечение фоторождения W -бозона, что нетрудно сделать. Так как, с одной стороны, нет оснований предполагать наличие у W -бозона больших индуцированных аномального магнитного и электрического квадрупольного моментов (см., например, [10]), а с другой стороны, учет этих величин все равно не изменил бы качественно результат в наиболее интересной для нас области энергий, небольших по сравнению с μ , то мы будем полагать эти моменты равными нулю. Тогда электромагнитная вершина W -бозона имеет следующий вид:

$$\Gamma_{p, \mu\lambda}(k; p, p - k) = (2p - k)_\rho \delta_{\mu\lambda} - p_\lambda \delta_{\mu\rho} - (p - k)_\mu \delta_{\lambda\rho}. \quad (5)$$

После довольно длинных вычислений получаем следующее выражение для сечения фотопроецесса:

$$\sigma_\nu = \alpha \frac{G}{\sqrt{2}} f(s_\nu/\mu^2), \quad (6)$$

$$f(x) = \frac{x-1}{2x^2} \left[\left(\frac{1}{x} + \frac{1}{8} \right) (x-1) + \left(\frac{x}{2} - \frac{4}{x} - 2 \right) \ln x + 2 \left(1 + \frac{4}{x} \right) \left(1 - \frac{\ln x}{x-1} \right) \right]. \quad (7)$$

В предельных случаях малых и больших энергий имеем

$$\sigma_\nu|_{s_\nu \rightarrow \mu^2} \approx \frac{5\alpha G}{16\sqrt{2}} \left(\frac{s_\nu}{\mu^2} - 1 \right)^2 \sim 0,4 \cdot 10^{-35} \left(\frac{s_\nu}{\mu^2} - 1 \right)^2 \text{ см}^2 \quad (8)$$

$$\sigma_\nu|_{s_\nu \rightarrow \infty} \sim \frac{\alpha G}{4\sqrt{2}} \ln \frac{s_\nu}{\mu^2} \sim 0,5 \cdot 10^{-35} \ln \frac{s_\nu}{\mu^2} \text{ см}^2. \quad (9)$$

Своеобразное пороговое поведение сечения (8) обусловлено безмассовостью нейтрино. Если бы масса нейтрино m_ν была отлична от нуля, то в выражении (8) один из факторов $(s_\nu - \mu^2)$, который соответствует энергии нейтрино, перешел бы в величину, пропорциональную m_ν , а второй фактор $(s_\nu - \mu^2)$, соответствующий импульсу конечных частиц, оказался бы известным радикалом $[s_\nu^2 - 2s_\nu(\mu^2 + m_\nu^2) + (\mu^2 - m_\nu^2)^2]^{1/2}$. Обратим также внимание на логарифмический рост σ_ν при $s_\nu \rightarrow \infty$. Отсутствие убывания σ_ν в асимптотической области связано с неперенормируемостью взаимодействия векторного бозона с электромагнитным полем, а наличие $\ln(s_\nu/\mu^2)$ обусловлено тем, что амплитуда фотопроецесса имеет полюс в t -канале.

С помощью выражений (4), (6) и (7) можно найти полные сечения интересующих нас процессов одиночного рождения W -бозона на встречных пучках. При этом в промежуточной области энергий $s \gtrsim \mu^2$ удобно вычислять интеграл в (4) численно. Аналитическое вычисление этого интеграла в общем случае не имеет смысла, так как результат интегрирования будет трудно обозримым, а главное, мало пригодным для численных расчетов, поскольку он является малой разностью больших величин. Поэтому мы приведем явный вид сечения лишь в предельных случаях. Здесь следует, однако, уточнить структуру логарифмического множителя в формуле (4). Вблизи порога он равен $\ln[(s - \mu^2)^2/m^2\mu^2]$, а в асимптотической области из-за учета зависимости сечения виртуального фотопроецесса от инвариантной массы обменного γ -кванта он переходит в $\ln(s^2/m^2s_\nu)$. На пороге сечение равно

$$\sigma|_{s \rightarrow \mu^2} = \eta \frac{5\alpha^2 G}{48\pi\sqrt{2}} \left(\frac{s}{\mu^2} - 1 \right)^3 \ln \frac{s - \mu^2}{\mu m} \sim \sim \eta \cdot 0,4 \cdot 10^{-35} \left(\frac{s}{\mu^2} - 1 \right)^3 \ln \frac{s - \mu^2}{\mu m} \text{ см}^2, \quad (10)$$

Формула (10), очевидно, справедлива в области $\mu m \ll s - \mu^2 \ll \mu^2$, так что электрон в конечном состоянии по-прежнему остается ультрарелятивистским. Отметим, что пороговое сечение (10) определяется магнитным излучением электрона (позитрона).

Асимптотическое выражение для сечения таково:

$$\sigma|_{s \rightarrow \infty} = \frac{\alpha^2 G}{4\pi\sqrt{2}} \ln^2 \frac{s}{\mu^2} \left(\ln \frac{s}{m^2} + \frac{1}{3} \ln \frac{s}{\mu^2} \right) \sim \sim 10^{-35} \ln^2 \frac{s}{\mu^2} \ln \frac{s}{m^2} \text{ см}^2. \quad (11)$$

Заметим сразу, что полное сечение реакции $e^- + e^+ \rightarrow W^- + e^+ + \nu$ при $s > 4\mu^2$ определяется, по существу, процессом парного рождения реальных W -бозонов (3), так что формула (11) описывает асимптотику полного сечения рождения W -бозона лишь для электрон-электронных пучков.

Разумеется, второе слагаемое в (11) имеет смысл удерживать лишь в области фантастических энергий, где $\ln(s/\mu^2) \sim \ln(\mu^2/m^2)$. Мы выписали это слагаемое, главным образом, для того, чтобы отметить, что оно возникает из-за квазиклассичности движения излучающего электрона в этой области и соответствует обычной ситуации в методе Вайцеккера — Вильямса.

Что касается результатов Берендса и Веста [6], то они приводятся лишь в численном виде, что затрудняет сравнение. Можно видеть, однако, что полученные этими авторами сечения в 2—3 раза меньше найденных нами. Кроме того, асимптотика сечения, которую можно получить из промежуточных формул указанной работы, является дважды логарифмической, в отличие от найденной нами. Наш результат — асимптотический рост се-

чения (11) с энергией $\sim \ln^3 s$ является следствием того, что сечение фото-процесса σ_γ растет с энергией, как $\ln s_\gamma$, и не вызывает у нас сомнений (см. (4) и (9)).

Несколько слов об угловом распределении частиц в обсуждаемых процессах. Так как квадраты соответствующих матричных элементов имеют полюс по инвариантной массе виртуального фотона k^2 , причем

$$k^2 \approx -\frac{1}{4}(s - s_\gamma) \left[\theta^2 + \frac{4m^2 s_\gamma}{s(s - s_\gamma)^2} \right], \quad (12)$$

где θ — угол рассеяния излучающего электрона, то этот электрон отклоняется на угол $\theta \sim m/\sqrt{s}$. Что же касается W -бозона, то его угловое распределение при $s \sim \mu^2$ является относительно плавным.

В заключение мы благодарим А. И. Вайнштейна за интерес к работе и ценные обсуждения. Мы признательны также С. И. Середнякову, привлечшему наше внимание к рассмотренной задаче, и В. М. Будневу, указавшему на работу [8].

Литература

- [1] N. Cabibbo, R. Gatto. Nuovo Cim., 20, 185, 1961; Phys. Rev., 124, 1577, 1961.
 [2] А. А. Комар. Тр. совещания по слабым взаимодействиям, Дубна, 1961.
 [3] Нгуен Ван Хьеу. ЖЭТФ, 42, 1611, 1962.
 [4] А. Д. Долгов, В. В. Соловьев. ЯФ, 1, 860, 1965.
 [5] С. М. Дарбинян, Ю. Г. Шахназарян. ЯФ, 3, 1079, 1966.
 [6] Э. А. Чобан. ЯФ, 7, 375, 1968.
 [7] В. Н. Грибов, В. А. Колкунов, Л. Б. Окунь, В. М. Шехтер. ЖЭТФ, 41, 1839, 1961.
 [8] F. A. Berends, G. B. West. Phys. Rev., 1D, 122, 1970.
 [9] А. М. Алтухов. ЯФ, этот выпуск.
 [10] Б. Л. Иоффе. ЖЭТФ, 47, 975, 1964.

SINGLE PRODUCTION OF W BOSON IN COLLIDING ELECTRON BEAMS

A. M. ALTUKHOV, I. V. KHRIPLOVICH

The total cross sections of the processes $e^- + e^\pm \rightarrow W^- + e^\pm + \nu$ are found. The Weizsäcker—Williams method used in the calculations is valid in this case due to that the electrons are ultrarelativistic.

ОДИНОЧНОЕ РОЖДЕНИЕ W -БОЗОНА НА ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ

А. М. АЛТУХОВ

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

(Поступила в редакцию 20 августа 1970 г.)

Найдены полные сечения процессов $e^+ + e^- \rightarrow W^\pm + \mu^\mp + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$.

Процессы одиночного рождения W -бозона

$$e^+ + e^- \rightarrow W^\pm + \mu^\mp + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu), \quad (1)$$

$$e^- + e^+ \rightarrow W^- + e^+ + \nu_e \quad (2)$$

имеют существенно меньшие сечения, чем процесс парного рождения

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-. \quad (3)$$

Однако пороговая энергия процессов (1) и (2), рассматривавшихся соответственно в работах [1] и [2-4], вдвое меньше пороговой энергии реакции (3). Это преимущество реакций (1) и (2) может оказаться очень важным, так как масса W -бозона не меньше нескольких $\Gamma_{эв}$.

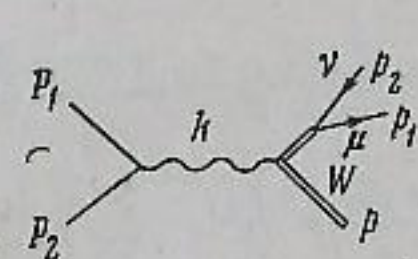


Рис. 1

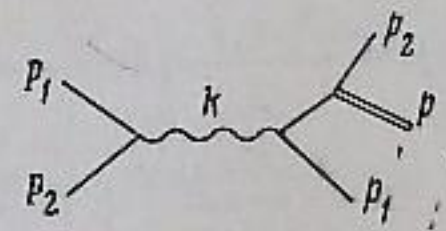


Рис. 2

В настоящей работе вычислено полное сечение процесса (1)¹⁾. Этому процессу соответствуют диаграммы рис. 1, 2; там же введены обозначения импульсов.

Будем считать для простоты, что аномальный магнитный и электрический квадрупольный моменты W -бозона равны нулю. В этом случае электромагнитная вершина W -бозона имеет вид

$$e\Gamma_{\mu, \alpha\beta}(k; p, k-p) = e[(2p-k)_\mu g_{\alpha\beta} + (k-p)_\alpha g_{\beta\mu} - p_\beta g_{\alpha\mu}]. \quad (4)$$

Всюду в расчете мы пренебрегаем массой мюона. Полное сечение реакции (1) записывается в виде

$$\sigma = \frac{G\mu^2\alpha^2}{\sqrt{2}\cdot 4\pi k^2} \int d\rho \frac{t_{\mu\nu} T_{\mu\nu}}{k^4}, \quad (5)$$

¹⁾ Соответствующие вычисления в [1] ошибочны. В частности, авторы неверно выбрали относительный знак вкладов диаграмм, описывающих процесс (см. рис. 1, 2).