

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 $\Gamma_{ав}$.

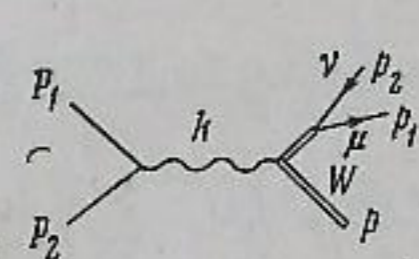


Рис. 1

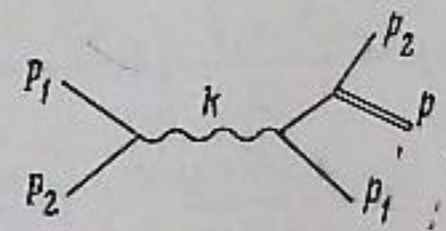


Рис. 2

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).

Обозначения в (5) следующие:

$$d\rho = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{d^3 p d^3 p_1 d^3 p_2}{2p_0 \cdot 2p_{10} \cdot 2p_{20}} \delta^{(4)}(k - p - p_1 - p_2), \quad (6)$$

$$t_{\mu\nu} = \text{Sp} \hat{P}_2 \gamma_\mu \hat{P}_1 \gamma_\nu, \quad (7)$$

$$T_{\mu\nu} = \text{Sp} \hat{p}_1 M_{\mu\alpha} \hat{p}_2 \bar{M}_{\nu\beta} \left(\frac{P_\alpha P_\beta}{\mu^2} - g_{\alpha\beta} \right), \quad (8)$$

где

$$M_{\mu\alpha} = \Gamma_{\mu,\alpha\lambda}(k; p, k-p) \frac{\gamma_\lambda}{(k-p)^2 - \mu^2} + \gamma_\mu \frac{\hat{k} - \hat{p}_1}{(k-p_1)^2} \gamma_\alpha \left. \vphantom{M_{\mu\alpha}} \right\} (1 + \gamma_5); \quad \bar{M} = \gamma_0 M^t \gamma_0. \quad (9)$$

Тензор $T_{\mu\nu}$ описывает переход виртуального фотона в W -бозон, мюон и нейтрино. Из-за сохранения электромагнитного тока этот тензор поперечен, так что

$$\int d\rho T_{\mu\nu} = \frac{1}{3} \left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right) \int d\rho T_{\lambda\lambda}. \quad (10)$$

Воспользовавшись (10), получаем для полного сечения выражение

$$\sigma = \frac{G\mu^2 \alpha^2}{\sqrt{2} \cdot 3\pi k^4} \int d\rho (-T_{\lambda\lambda}). \quad (11)$$

Далее вычисляем шпур, интегрируем по угловым переменным и энергии W -бозона в с.д.и., в результате

$$\sigma = \frac{G\alpha^2}{\sqrt{2} \cdot 12\pi s^3} \int_1^s \varphi(x) dx, \quad (12)$$

$$\varphi(x) = \frac{16-s^2}{2} \left(\ln \frac{x}{z} - \frac{v}{z} \right) + \left(4-s + \frac{4(s+2)}{x} \right) \times \\ \times \left(\ln \frac{x}{z} - \frac{v}{x} \right) + v \frac{x-4}{x} \ln \frac{x}{z} + \left(x + \frac{5}{4} \right) \frac{v^2}{x^2}, \quad (13)$$

$$s \equiv \frac{k^2}{\mu^2}, \quad x \equiv \frac{(k-p_1)^2}{\mu^2} = s - 2\sqrt{s} \frac{p_{10}}{\mu}, \\ v = (s-x)(x-1), \quad z = x^2 - sx + s, \quad (14)$$

причем p_{10} — энергия мюона в с.д.и. реакции.

Функция $\varphi(x)$ описывает энергетические спектры мюонов для каждой реакции (1) в отдельности, но реально спектр μ^- , например, будет искажаться за счет мюонов, возникающих при распаде W^- в зарядово-сопряженной реакции.

Основной вклад вблизи порога реакции дает диаграмма рис. 2, так как W -бозон на диаграмме рис. 1 рождается в p -волне. Полное сечение на пороге равно

$$\sigma \approx \frac{G\alpha^2}{\sqrt{2} \cdot 12\pi} \frac{(s-1)^5}{10} = (s-1)^5 \cdot 0,4 \cdot 10^{-39} \text{ см}^2. \quad (15)$$

Такое поведение сечения на пороге объясняется тем, что уже матричный элемент имеет порядок $(s-1)^2$ благодаря безмассовости нейтрино и мюона [4].

Ввиду громоздкости общей формулы для полного сечения, которую легко получить из (12), (13), мы не станем ее выписывать. График зависимости полного сечения от s изображен на рис. 3. Сечение меняется довольно быстро благодаря сильному подавлению σ на пороге (см. (15)). При $s = 1,9$ $\sigma = 0,6 \cdot 10^{-39} \text{ см}^2$, что вдвое меньше, чем в [4].

Сравним рассчитанные сечения и сечения процессов (2) (см. [4]). Вообще говоря, выигрыш в сечениях процессов (2) по сравнению с (1) только логарифмический $\sim \ln(s/m^2)$. Но на пороге сечения реакций (2) пропорциональны $(s-1)^3$. Более слабая пороговая зависимость получается за счет того, что инвариантная масса виртуального фотона, которая пропорциональна энергии конечного электрона в процессах (2), сокращается в числителе и знаменателе квадрата соответствующего матричного элемента.

При $s=4$ становится возможным рождение двух W -бозонов. При рассмотрении вопроса о поведении сечения при $s \rightarrow 4$ удобнее интегрировать в последнюю очередь по энергии W -бозона. Из-за того, что W -бозоны рождаются в p -состоянии, выражение, соответствующее диаграмме рис. 1, при $s=4$ содержит лишь слагаемые $\sim \int \frac{d(p^2)}{\sqrt{p^2}}$, т. е. особенности в полном сечении нет даже при

равной нулю полной ширине W -бозона. При $s > 4$ наше выражение для сечения переходит в произведение сечения реакции (3) на отношение парциальной ширины распада $W \rightarrow \mu^+ + \nu$ к полной ширине.

Автор искренне благодарен И. Б. Хриповичу за предложенную задачу и А. И. Вайнштейну за обсуждение.

Литература

- [1] С. М. Дарбинян, Ю. Г. Шахназарян. ЯФ, 3, 1079, 1966.
- [2] Э. А. Чобан. ЯФ, 7, 375, 1968.
- [3] F. A. Berends, G. V. West. Phys. Rev., 1D, 122, 1970.
- [4] А. М. Алтухов, И. Б. Хрипович. ЯФ, этот выпуск.

SINGLE PRODUCTION OF W BOSON IN COLLIDING ELECTRON-POSITRON BEAMS

A. M. ALTUKHOV

The total cross sections of the processes $e^+ + e^- \rightarrow W^\pm + \mu^\mp + \bar{\nu}_\mu$ (ν_μ) are found.

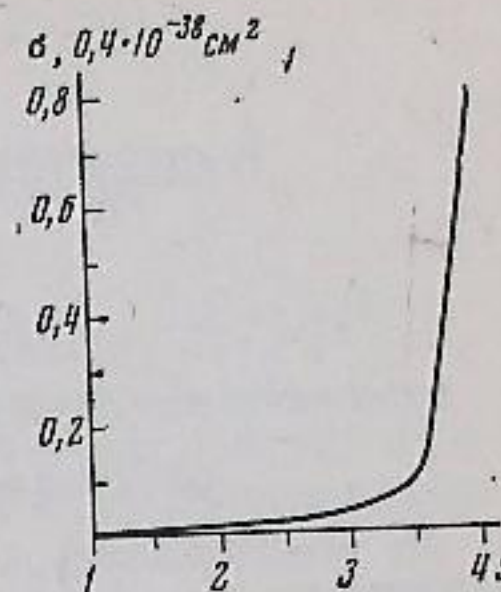


Рис. 3