

A52
**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

И Я Ф 20 - 70

А.М.Алтухов, И.Б.Хриплович

**ОДИНОЧНОЕ РОЖДЕНИЕ ω - БОЗОНА
НА ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ**



Новосибирск

1970

+

А.М.Алтухов, И.В.Хриплович

ОДИНОЧНОЕ РОЖДЕНИЕ W - БОЗОНА НА ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

АННОТАЦИЯ

Найдены полные сечения процессов $e^- + e^+ \rightarrow$

$\rightarrow W^- + e^+ + \nu$. Применимость метода Вайцзекера-Вильямса, используемого в расчётах, обеспечивается здесь ультрарелятивизмом электронов.

A.M. Altukhov, I.B. Khriplovich

SINGLE W-BOSON PRODUCTION
ON THE COLLIDING ELECTRON BEAMS

abstract

Total cross-sections of the processes $e^- + e^+ \rightarrow W^- + e^\pm + \nu$ are found. The Weizsaecker-Williams method is used for computations. It is applicable here due to the fact that the electrons are ultra-relativistic.

Гипотетический векторный бозон, переносящий слабые взаимодействия, мог бы быть обнаружен в экспериментах на встречных электрон-позитронных и электрон-электронных пучках. Реакция парного рождения W -бозонов:

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

уже неоднократно обсуждалась /1-4/. Это чисто электромагнитный процесс с сечением $\sim \pi \alpha^2 / \mu^2$ (μ - масса W -бозона). Реакции одиночного рождения W -бозона на встречных пучках:

$$e^- + e^+ \rightarrow W^\pm + \mu^\mp + \tilde{\nu}_\mu (\nu_\mu) \quad (2)$$

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

имеют существенно меньшие характерные сечения $\sim \frac{\alpha^2 G}{\pi \sqrt{2}}$ (G - константа слабого взаимодействия). Однако пороговые энергии этих процессов вдвое ниже, чем пороговая энергия парного рождения. А так как масса W -бозона заведомо не меньше нескольких Гэв, то это преимущество реакций одиночного рождения W -бозона может оказаться очень важным /5,6/.

В настоящей работе вычислено полное сечение процесса

$$e^- + e^- \rightarrow W^- + e^- + \nu_e, \quad \text{а также процес-}$$
$$\text{са } e^- + e^+ \rightarrow W^\mp + e^\pm + \nu_e \quad \text{ниже порога ре-}$$

акции (1). (Эти же сечения рассчитывались ранее в работе /6/, которая, однако, является ошибочной). Для расчёта мы используем ковариантную формулировку метода Вайцекера-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.

Так как, с одной стороны, нет особых оснований предполагать наличие у W - бозона больших индуцированных аномального магнитного и электрического квадрупольного моментов (см., например, /8/), а с другой стороны, учёт этих величин всё равно не изменил бы качественно результат в наиболее интересной для нас области энергий, небольших по сравнению с M , то мы будем полагать эти моменты равными нулю. Тогда электромагнитная вершина W - бозона имеет следующий вид:

$$\Gamma_{\rho, \mu \lambda}(K; p, p-K) = e [(2p-K)_\rho \delta_{\mu \lambda} - p_\lambda \delta_{\mu \rho} - (p-K)_\mu \delta_{\lambda \rho}] \quad (4)$$

Лагранжиан взаимодействия W - бозона с лептонами запишем так:

$$L = \left(\frac{GM^2}{\sqrt{2}}\right)^{1/2} W_\alpha \bar{U}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) U_e + \text{э.с.} \quad (5)$$

Сечение рассматриваемого процесса, усредненное по поляризациям начальных частиц, просуммированное по поляризациям конечных частиц и проинтегрированное по импульсам W - бозона и нейтрино, можно представить в следующем виде (см. обозначения импульсов на диаграммах 1, 2):

$$d\sigma = \frac{e^2}{4V(\ell_1 \ell_2)^2 - e^2 e^2} \frac{t_{\rho\sigma} e^2 GM^2}{K^4 \sqrt{2}} T_{\rho\sigma} \frac{d\ell_2}{2\ell_{20} (2\pi)^3} \quad (6)$$

Здесь $t_{\rho\sigma}$ является, по-существу, квадратом тока излучающего электрона (позитрона):

$$t_{\rho\sigma} = \frac{1}{2} \text{Sp} \gamma_\rho (\hat{\ell}_1 + m) \gamma_\sigma (\hat{\ell}_2 + m) =$$

$$= (2\ell_1 - K)_\rho (2\ell_2 - K)_\sigma + (\delta_{\rho\sigma} K^2 - K_\rho K_\sigma) \quad (7)$$

Отметим, что последнее слагаемое в (7) соответствует вкладу магнитного момента электрона в излучение.

Тензор $T_{\rho\sigma}(K, \ell)$ описывает сумму нижних блоков диаграмм 1, 2 - фотопроект с виртуальным γ - квантом. Он равен:

$$T_{\rho\sigma} = \frac{1}{4\pi^2} \int \frac{d\bar{q}}{2q_0} \frac{d\bar{p}}{2p_0} \delta(K + \ell - p - q) \times \\ \times \frac{1}{2} \text{Sp} \hat{q} \hat{M}_{\mu\rho} \hat{\ell} \hat{M}_{\nu\sigma} (-\delta_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{M^2}) \quad (8)$$

$$\hat{M}_{\mu\rho} = + \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \frac{\hat{K} + \hat{\ell}}{2K \cdot \ell} \gamma_\rho - \\ - \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \frac{2p_\rho \delta_{\lambda\mu} - K_\lambda \delta_{\mu\rho} + K_\mu \delta_{\lambda\rho}}{2p \cdot K}, \quad \hat{M} = \gamma_0 M \gamma_0 \quad (8a)$$

В выражении (8a) мы пренебрегли K^2 и массой электрона m , а также использовали поперечность тензоров $t_{\rho\sigma}$ и $(-\delta_{\mu\nu} + p_\mu p_\nu / M^2)$, с которыми свертывается $\text{Sp} \hat{q} \hat{M}_{\mu\rho} \hat{\ell} \hat{M}_{\nu\sigma}$.

Тензор $T_{\rho\sigma}$ является симметричным и поперечным по K . Поэтому он может быть записан в виде /7/.

$$T_{\rho\sigma}(K, \ell) = A [(K \cdot \ell)(K_\rho \ell_\sigma + \ell_\rho K_\sigma) - K^2 \ell_\rho \ell_\sigma - (K \cdot \ell)^2 \delta_{\rho\sigma}] +$$

$$+ B(K^2 \delta_{\rho\delta} - K_\rho K_\delta) \quad (9)$$

Отметим, что сечение фотопроцесса с реальным γ -квантом выражается через $T_{\rho\delta}$ следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma_\gamma &= \frac{1}{4(eK)} \frac{e^2 G \mu^2}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} (-T_{\rho\rho})|_{K^2=0} \equiv \\ &\equiv \frac{e^2 G \mu^2}{\sqrt{2}} \frac{1}{4s_\gamma} f(s_\gamma/\mu^2) \end{aligned} \quad (10)$$

где $s_\gamma = (e+K)^2 \approx 2eK$ - инвариантная энергетическая переменная фотопроцесса.

Подставляя в (6) выражения (7) и (9) и ограничиваясь величинами, сингулярными по K^2 , получаем для сечения, дифференциального по импульсу конечного электрона (позитрона), выражение:

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{\alpha^2 G \mu^2}{\pi \sqrt{2}} \frac{1}{s} \frac{1}{-K^2} \frac{1}{s_\gamma^2} f(s_\gamma/\mu^2) \times \\ &\times [s^2 - s s_\gamma + \frac{s_\gamma^2}{2} + \frac{m^2 s_\gamma^2}{K^2}] \frac{d\vec{e}_2}{2e_{20}} \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $s = (e+e_1)^2 \approx 2(ee_1)$, $e_{20} = \frac{s-s_\gamma}{2\sqrt{s}}$

Инвариантная масса виртуального γ -кванта равна

$$K^2 = -\frac{1}{4}(s-s_\gamma) \left[\theta^2 + \frac{4m^2 s_\gamma^2}{s(s-s_\gamma)^2} \right] \quad (11a)$$

θ - угол рассеяния излучающего электрона.

Проводя интегрирование по углу вылета конечного электрона (позитрона) с логарифмической точностью, представим полное сечение в следующем виде:

$$\begin{aligned} \sigma &= 2 \frac{\alpha^2 G \mu^2}{\sqrt{2}} \int_{\mu^2}^s \frac{ds_\gamma}{s_\gamma^2} \ln \frac{s(s-s_\gamma)^2}{m^2 s_\gamma^2} \times \\ &\times \left(1 - s_\gamma/s + s_\gamma^2/2s^2 \right) f\left(\frac{s_\gamma}{\mu^2}\right) \end{aligned} \quad (12)$$

Множитель 2 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 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 $s \approx \mu^2$ параметр приближения $\ln \frac{s(s-s_\gamma)^2}{m^2 s_\gamma^2}$ велик за счет ультрарелятивизма излучающего электрона ($s/m^2 \gg 1$), а не за счет квазиклассичности его движения, ведь в указанной области, в отличие от обычных случаев применения метода Вайцзекера-Вильямса, потеря энергии этим электроном отнюдь не мала по сравнению с самой энергией, так что $s-s_\gamma \sim s \sim s_\gamma$. Отметим, что нестепенное (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, в силу которого произведение тензоров $t_{\rho\delta}$ и $T_{\rho\delta}$ само пропорционально K^2 (сравни (6), (11)).

Используя формулы (8) и (8a) найдем теперь явный вид величины $f(s_\gamma/\mu^2) = -T_{\rho\rho}|_{K^2=0}$.

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \frac{x-1}{x} \left[\left(\frac{1}{x} + \frac{1}{8} \right) (x-1) + \right. \\ \left. + \left(\frac{x}{2} - \frac{4}{x} - 2 \right) \ln x + 2 \left(1 + \frac{4}{x} \right) \left(1 - \frac{\ln x}{x-1} \right) \right] \\ x = s/\mu^2 \quad (13)$$

Приведем значения функции $f(x)$ при $x \rightarrow 1$ и $x \rightarrow \infty$, соответствующие пороговой и асимптотической областям для обсуждаемых фото- и электропроцессов:

$$f(x)|_{x \rightarrow 1} \approx \frac{5}{16\pi} (x-1)^2 \quad (14)$$

$$f(x)|_{x \rightarrow \infty} \approx \frac{1}{4\pi} x \ln x$$

Выражения (10) и (13) определяют полное сечение фото-процесса σ_{γ} . В частности, в предельных случаях малых и больших энергий получаем:

$$\sigma_{\gamma}|_{s \rightarrow \mu^2} \approx \frac{5\alpha G}{16\sqrt{2}} (s/\mu^2 - 1)^2 \sim \\ \sim 0,4 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2 (s/\mu^2 - 1)^2 \quad (15)$$

$$\sigma_{\gamma}|_{s \rightarrow \infty} \approx \frac{\alpha G}{4\sqrt{2}} \ln s/\mu^2 \sim \\ \sim 0,5 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2 \ln s/\mu^2 \quad (16)$$

Своеобразное пороговое поведение сечения (15) обусловлено безмассовостью нейтрино. Если бы масса нейтрино m_{ν} была отлична от нуля, то в выражении (15), один из факторов $(s - \mu^2)$, который соответствует энергии нейтрино, перешел бы в величину, пропорциональную m_{ν} , а второй фактор $(s - \mu^2)$, соответствующий импульсу конечных частиц, оказался бы известным радикалом $[s^2 - 2s(\mu^2 + m_{\nu}^2) + (\mu^2 - m_{\nu}^2)^2]^{1/2}$

Обратим также внимание на логарифмический рост σ_{γ} при $s \rightarrow \infty$. Это свойство σ_{γ} связано с неперенормируемостью взаимодействия векторного бозона с электромагнитным полем.

Выражения (12) и (13) позволяют вычислить полное сечение интересующего нас процесса электророждения W - бозона на электро-не. На пороге это сечение равно

$$\sigma|_{s \rightarrow \mu^2} = 2 \frac{5\alpha^2 G}{48\pi\sqrt{2}} (s/\mu^2 - 1)^3 \ln \frac{s - \mu^2}{\mu m} \approx \\ \approx 2 \cdot 0,4 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2 (s/\mu^2 - 1)^3 \ln \frac{s - \mu^2}{\mu m} \quad (17)$$

Формула (17), 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 (17) определяется магнитным излучением электрона (позитрона), т.е. вторым слагаемым в выражении (7).

Асимптотическое выражение для сечения таково:

$$\sigma/s \rightarrow \infty \approx \frac{\alpha^2 G}{4\pi V^2} \ln^2 \frac{s}{\mu^2} \left[\ln \frac{s}{m^2} + \frac{2}{3} \ln \frac{s}{\mu^2} \right] \sim$$

$$\sim 10^{-38} \text{ см}^2 \ln^2 \frac{s}{\mu^2} \times \ln \frac{s}{m^2} \quad (18)$$

Заметим сразу, что полное сечение реакции $e^- + e^+ \rightarrow W^- + e^+ + \nu$ при $s \geq 4\mu^2$ определяется по-существу процессом парного рождения реальных W -бозонов (1), так что формула (18) описывает асимптотику рождения W -бозона лишь для электрон-электронных пучков.

Разумеется, второе слагаемое в (18) 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 излучаемого электрона в этой области ($\ln(s - s_x/s_y) \gg 1$, см. (12)) и соответствует обычной ситуации в методе Вайцекера-Вильямса.

Асимптотический рост сечения (18) с энергией $\sim \ln^3 s$ является следствием того, что сечение фотопроцесса σ_γ растет с энергией, как $\ln s_y$.

Несколько слов об угловом распределении частиц в обсуждаемых процессах. Как видно из выражений для K^2 (см. (11a)), излучающий электрон отклоняется на угол $\theta \sim 1/\gamma$. Что же касается W -бозона, то его угловое распределение при $s \geq \mu^2$ 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.

Л и т е р а т у р а

1. N.Cabibbo, R.Gatto. Nuovo Cim., 20, 185, 1961; Phys. Rev., 124, 1577, 1961.
2. А.А.Комар. Труды Совещания по слабым взаимодействиям. Дубна, 1961.
3. Нгуен ВанХьёу. 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. Б.Л.Иоффе. ЖЭТФ, 47, 975, 1964.

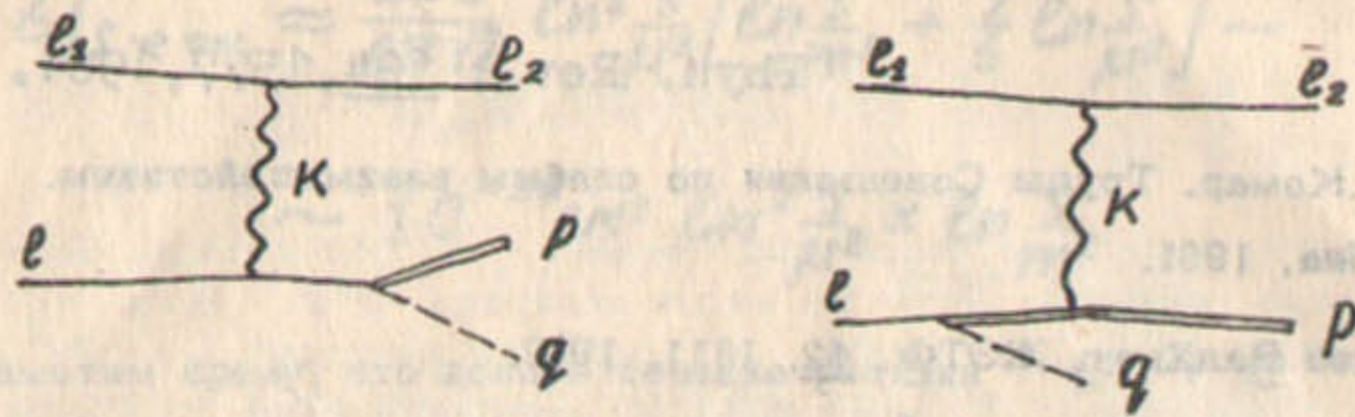


Рис.1.

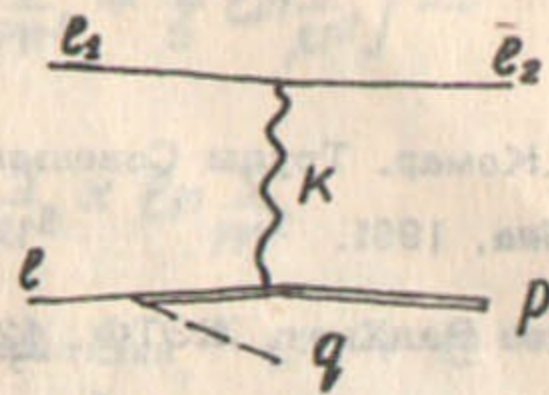


Рис.2.

Handwritten signature or initials.

Ответственный за выпуск А.М.Алтухов
 Подписано к печати 29.1У-1970г.
 Усл. 0,7 печ.л., тираж 200 экз.
 Заказ № 20 , бесплатно. ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР, лв.