

При длительности электронного пучка  $\sim 100$  с двухкомпонентный поток создается за 20—30 нс.

Если источником ионов служат также боковые стенки камеры, то величина ионного потока резко снижается, поскольку продольная скорость ионов заметно падает, хотя величина  $f_e$  возрастает. Поэтому боковые стенки камеры должны быть достаточно удалены от пучка.

В целом инжекционный механизм увлечения ионов может рассматриваться как достаточно эффективный способ генерации двухкомпонентного и более сложных потоков. Его параметры могут быть оценены рассмотренным выше способом.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Быстрицкий В. М., Диденко А. Н. Мощные ионные пучки. М., 1984; Быстрицкий В. М., Диденко А. М. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1983. 14, № 1. С. 181. [2] Adler R. // J. Appl. Phys. 1981. 52, N 5. P. 3099. [3] Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. // УФН. 1971. 103, № 4. С. 611. [4] Воронин В. С., Зозуля Ю. Т., Лебедев А. Н. // ЖТФ. 1972. 42. С. 546. [5] Adler R., Nation J. A., Serlin V. // Phys. Fluids. 1981. 24, N 2. P. 347. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. М., 1967. Т. 2, § 33. [7] Ленский И. Ф. Дипломная работа (физ. ф-т МГУ). М., 1986.

Поступила в редакцию  
07.09.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

УДК 539.123.17; 539.124.17

### О РАДИАЦИОННЫХ ЛЕПТОННОМ И КВАРКОВОМ РАСПАДАХ W-БОЗОНА С УЧЕТОМ ЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ $\gamma$ -КВАНТОВ

Б. К. Керимов, Панагис Бурас (Греция)

(кафедра теоретической физики)

Вычислены характеристики реакций распада  $W^- \rightarrow l \bar{\nu}_l \gamma$ ,  $W^- \rightarrow d \bar{u} \gamma$  с учетом одновременно электромагнитных моментов ( $\mu_w$ ,  $Q_w$ ) W-бозона и циркулярной поляризации фотонов. Обсуждается возможное отклонение от предсказаний стандартной электрослабой теории.

После экспериментального наблюдения [1] промежуточных векторных бозонов  $W^\pm$  и  $Z^0$  одной из актуальных задач физики элементарных частиц является изучение их электрослабых свойств, в частности структуры вершины  $W\bar{W}\gamma$  в радиационных процессах рождения и распада W-бозона.

В настоящей работе рассматриваются радиационные лептонная и кварковая моды распадов W-бозона

$$W^- \rightarrow f_1 + \bar{f}_2 + \gamma, \quad (A)$$

где  $f_1, \bar{f}_2 = l^-, \bar{\nu}_l$  или  $d, \bar{u}$ , с учетом одновременно его магнитного дипольного  $\mu_w$  и электрического квадрупольного  $Q_w$  моментов и циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов. Вычислены дифференциальная вероятность, распределения по энергии и углу вылета заряженных лептонов (кварков) и фотонов реакции (A) в зависимости от произвольной величины аномального магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов W-бозона и спиральности фотонов (формулы (2)—(4)). Получено выражение для степени циркулярной поляризации (СЦП) фотонов распада (A). Показано, что изучение углового и энергетического распределений продуктов распада, и в особенности СЦП излученных фотонов, может дать информацию о значениях аномального магнитного и электрического квадрупольного моментов W-бозона, при которых может наблюдаться значительное отклонение от предсказаний стандартной электрослабой теории Глэшоу—Вайнберга—Салама (ГВС).

Матричный элемент процесса (A), отвечающий диаграммам на рис. 1, записывается в виде

$$M = ie (g/2 \sqrt{2}) e_{(\gamma)}^\nu(k) e_{(w)}^\alpha(q) \bar{u}(p_1) T_{\nu\alpha} (1 + \gamma_5) v(p_2), \quad (1)$$

где

$$T_{\nu\alpha} = \frac{Q_1}{2(k\rho_1)} (2\rho_{1\nu}\gamma_\alpha + \gamma_\nu\widehat{k}\gamma_\alpha) + \frac{Q_2}{2(k\rho_2)} (2\rho_{2\nu}\gamma_\alpha + \gamma_\alpha\widehat{k}\gamma_\nu) + \frac{1}{2(kq)} V_{\alpha\beta\nu}\gamma_\beta. \quad (1a)$$

Здесь  $g = (8m_w^2 G_F / \sqrt{2})^{1/2}$  — константа слабого взаимодействия;  $e$  — заряд протона;  $Q_1$  и  $Q_2$  — заряды фермионов  $f_1$  и  $\bar{f}_2$  в единицах  $e$ ;  $Q_1 = Q_l = -1$ ,  $Q_2 = Q_\nu = 0$  при распаде  $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \gamma$ ,  $Q_1 = Q_d = -1/3$ ,  $Q_2 = Q_u = -2/3$  при распаде  $W^- \rightarrow d \bar{u} \gamma$ ;  $e_{(w)}$  и  $e_{(\gamma)}$  — единичные 4-векторы поляризации  $W$ -бозона и излученного фотона;  $k = (E_\gamma, \mathbf{k})$  и  $q = (E_w, \mathbf{q})$  — 4-импульсы фотона и  $W$ -бозона;  $\rho_1 = (E_1, \mathbf{p}_1)$  и  $\rho_2 = (E_2, \mathbf{p}_2)$  — 4-импульсы  $f_1$  и  $\bar{f}_2$  соответственно. Для вершинной функции  $V_{\alpha\beta\nu}$  взаимодействия  $W\bar{W}\gamma$  будем использовать наиболее общее выражение [2, 3], совместимое с требованиями  $C$ ,  $P$ ,

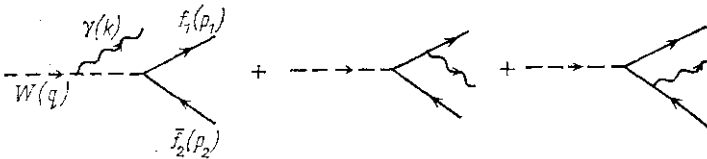


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для процесса  $W^- \rightarrow f_1 \bar{f}_2 \gamma$

$T$ -инвариантности и сохранения электромагнитного тока. При этом магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты  $W$ -бозона даются выражениями

$$\mu_w = (1 + \kappa_w + \lambda_w) e / (2m_w), \quad Q_w = -(\kappa_w - \lambda_w) e / m_w^2.$$

В модели ГВС параметры  $\kappa_w = 1$ ,  $\lambda_w = 0$ .

После суммирования по спиновым состояниям фермионов и усреднения по поляризациям  $W$ -бозона для энергетического спектра распада (А) покоящегося  $W$ -бозона ( $q=0$ ,  $E_w = m_w$ ) с учетом циркулярной поляризации фотонов, рассчитанной по методу [4], получаем следующее выражение:

$$\frac{d^2\Gamma}{dx dx_1} = \frac{\alpha G_0}{2\pi} \{ F_1 + (1 - \kappa_w) F_2 + \lambda_w F_3 + (1 - \kappa_w)^2 F_4 + \lambda_w^2 F_5 + (1 - \kappa_w) \lambda_w F_6 \}, \quad (2)$$

где  $x = 2E_\gamma / m_w$ ,  $x_1 = 2E_1 / m_w$ ,  $E_l = E_l$  при распаде  $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \gamma$  и  $E_l = E_d$  при распаде  $W^- \rightarrow d \bar{u} \gamma$ ;  $G_0 = \eta \Gamma_l$ ,  $\Gamma_l = G_F m_w^3 / (6\pi \sqrt{2})$  — вероятность распада  $W^-$ -бозона на лептонную пару  $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l$ ;  $\eta$  — цветовой множитель:  $\eta = 1$  при распаде  $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \gamma$  и  $\eta = 3$  при распаде  $W^- \rightarrow d \bar{u} \gamma$ , а функции  $F_i$  равны:

$$F_1 = B^2 \frac{[1 - x/2 - s_\gamma (y - x/2)]^2}{x^2 y (x - y)}, \quad (2a)$$

$$F_2 = \frac{B}{2x^2} [x - 2y + s_\gamma (2 - x)], \quad (2б)$$

$$F_3 = s_\gamma B \frac{1 - x}{x^2}, \quad (2в)$$

$$F_4 = \frac{1}{16x^2} [(1 - x) x^2 + 2(1 + x)(x - y)y - s_\gamma x(x - 2y)(1 - x)], \quad (2г)$$

$$F_5 = \frac{1}{16x^2} [(1 - x) x^2 - 2(1 + 2x^2)(x - y)y - s_\gamma x(x - 2y)(1 - x)], \quad (2д)$$

$$F_6 = -\frac{1}{8x^2} [(1 - x) x^2 + (2 + x)(x - y)y - s_\gamma x(x - 2y)(1 - x)]. \quad (2е)$$

Здесь  $y = 1 - x_1$ ;  $B = x(1 + Q_1) - y$ . В формуле (2) первый член, содержащий  $F_1$ , определяет энергетический спектр фотона и фермиона  $f_1$  распада (А) в модели ГВС ( $\kappa_w = 1$ ,

$\lambda_w=0$ ) с учетом циркулярной поляризации фотонов ( $s_\gamma=\pm 1$ ). Зависимости энергетического спектра от параметров  $(1-\kappa_w)^2$  и  $\lambda_w^2$ , а также от их интерференции между собой  $(1-\kappa_w)\lambda_w$  даются выражениями (2г), (2д) и (2е) соответственно. Вклад члена, содержащего  $\lambda_w F_3$ , как видно из (2в), обусловлен лишь циркулярной поляризацией фотонов ( $\lambda_w F_3 \sim s_\gamma \lambda_w$ ). При этом, если  $\lambda_w^2 \ll |\lambda_w|$  и  $\kappa_w=1$ , то дифференциальная вероятность (2) будет определяться суммой только первого ( $\sim F_1$ ) и третьего ( $\sim \lambda_w F_3$ ) членов.

Из формулы (2а) следует, что дифференциальная вероятность радиационного распада  $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \gamma$  обращается в нуль в модели ГВС, когда лептон испускается с максимальной энергией  $E_l = m_w/2$ . Вероятность распада  $W^- \rightarrow d \bar{u} \gamma$  обращается в нуль, если  $E_d = m_w/2 - 2E_\gamma/3$  [5-7].

Переходя от  $x_1$  к переменной  $\cos \theta_{\gamma f_1}$  по формуле  $x_1 = (1-x)[1-x \sin^2(\theta_{\gamma f_1}/2)]^{-1}$ , из (2) — (2е) получаем следующее выражение для углового и энергетического спектра фотонов распада (А) с учетом их циркулярной поляризации (члены  $\sim s_\gamma$ ):

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Gamma}{dx d\cos\theta_{\gamma f_1}} &= \frac{\alpha\Gamma_0}{4\pi} \frac{1-x}{[1-x \sin^2(\theta_{\gamma f_1}/2)]^2} \left\{ (1+2Q_1+z^2) \frac{(1-x/2+s_\gamma xz/2)^2}{x(1-z^2)} + \right. \\ &+ \frac{1}{4} (1+2Q_1+z) [(1-\kappa_w)xz + s_\gamma((1-\kappa_w)(2-x) - 2\lambda_w(1-x))] + \\ &+ \frac{1}{16} (1-\kappa_w - \lambda_w)^2 x \left[ (1-x)(1-zs_\gamma) + \frac{1}{2}(1+x)(1-z^2) \right] + \\ &\left. + \lambda_w [1-\kappa_w - \lambda_w(1-2x)] \frac{x^2(1-z^2)}{32} \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\theta_{\gamma f_1}$  — угол между импульсами фотона и фермиона  $f_1$ ,

$$\cos \theta_{\gamma f_1} = \mathbf{k}\mathbf{p}_1 / (k p_1); \quad z = [1 + (x-2) \sin^2(\theta_{\gamma f_1}/2)] [x \sin^2(\theta_{\gamma f_1}/2) - 1]^{-1}.$$

Интегрируя выражение (3) по  $\theta_{\gamma f_1}$ , находим следующее выражение для энергетического спектра фотонов распада  $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \gamma$  при  $\lambda_w=0$ :

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dx} &= \frac{\alpha\Gamma_l}{4\pi} \left\{ \left[ (x-2)(1-s_\gamma) + \frac{2}{x} \right] \ln \frac{x}{\varepsilon} + 2s_\gamma(2x-3) + \right. \\ &\left. + 4 \left( 1 - \frac{1}{x} \right) + \frac{1}{6} (1-\kappa_w) [x + (1-\kappa_w)x(1-x/2) - s_\gamma \cdot 3(2-x)] \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\varepsilon = (m_l/m_w)^2$ ,  $m_l$  — масса лептона. Отметим, что при выводе формулы (4) мы учитывали массу лептона, что позволило вычислить энергетический спектр фотонов при любых значениях угла  $\theta_\gamma$ .

Полная вероятность распада  $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \gamma$  в модели ГВС определяется выражением

$$\Gamma(W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \gamma) = \frac{\alpha\Gamma_l}{16\pi} [(1-s_\gamma)(2 \ln \varepsilon + 19) + 4(2 \ln \varepsilon - \ln x_{\min} + 4) \ln x_{\min}], \quad (5)$$

где  $x_{\min} = 2E_{\gamma \min}/m_w$ . Отсюда получаем для отношения вероятностей мюонной и электронной моды распадов в случае неполяризованных фотонов

$$\sum_{s_\gamma=-1,1} \Gamma(W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma) / \sum_{s_\gamma=-1,1} \Gamma(W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \gamma) = 0,3 \text{ при } x_{\min} = 0,1.$$

СЦП фотонов процесса (А) определяется выражением

$$P^\gamma = [d\Gamma(s_\gamma=1) - d\Gamma(s_\gamma=-1)] / [d\Gamma(s_\gamma=1) + d\Gamma(s_\gamma=-1)]. \quad (6)$$

На рис. 2 показана рассчитанная по (3) и (6) зависимость СЦП фотонов распада  $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \gamma$  от  $x=2E_\gamma/m_w$  для значений угла  $\theta_\gamma=120^\circ$  при  $\kappa_w=3/2, 1, 0$  и  $\lambda_w=0$ . Видно, что СЦП фотонов обладает значительной чувствительностью к величине аномаль-

ного магнитного дипольного момента  $W$ -бозона в области больших значений угла  $\theta_{\gamma l}$  между импульсами фотона и заряженного лептона. Однако вероятность испускания фотона сильно уменьшается с ростом угла  $\theta_{\gamma l}$ . Например, при  $x=0,4$  и  $\kappa_w=1$  получаем для отношения вероятностей  $d^2\Gamma(\theta_{\gamma l}=150^\circ)/d^2\Gamma(\theta_{\gamma l}=60^\circ) \simeq 0,06$ .

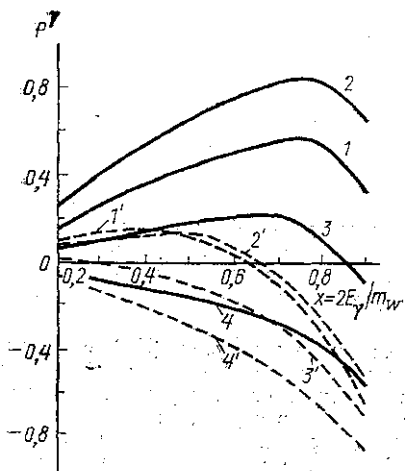


Рис. 2. Зависимость СЦП  $P^{\gamma}$   $\gamma$ -квантов распада  $W^- \rightarrow l^- \nu_l \gamma$  при  $\theta_{\gamma l}=150^\circ$  ( $120^\circ$ ) и  $\lambda_w=0$  от энергии  $x=2E_{\gamma}/m_w$ :  $\kappa_w=1$  (модель ГВС) — 1 (1'); 3/2 — 2 (2'); 1/4 — 3 (3'); 0 — 4 (4')

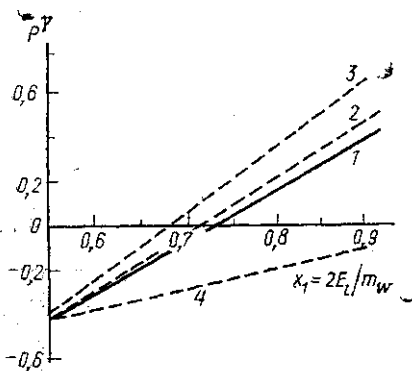


Рис. 3. Зависимость СЦП  $P^{\gamma}$   $\gamma$ -квантов распада  $W^- \rightarrow l^- \nu_l \gamma$  от энергии заряженного лептона  $x_l=2E_l/m_w$  при  $x=2E_{\gamma}/m_w=0,5$  и  $(\kappa_w, \lambda_w) = (1, 0)$  — 1 (модель ГВС);  $(1, 1/4)$  — 2;  $(1, 1)$  — 3;  $(0, 0)$  — 4

На рис. 3 приведена вычисленная по (4) и (6) зависимость СЦП фотонов распада  $W^- \rightarrow l^- \nu_l \gamma$  от энергии  $x_l=2E_l/m_w$  при  $x=2E_{\gamma}/m_w=0,5$  для значений параметров  $(\kappa_w, \lambda_w) = (0, 0)$ ,  $(1, 0)$ ,  $(1, 1/4)$  и  $(1, 1)$ . В расчетах для массы  $W$ -бозона мы использовали значение  $m_w=82$  ГэВ.

Авторы выражают благодарность В. П. Цветкову за полезное обсуждение.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Arnison G. et al.//Phys. Lett. 1983. 122 В. Р. 103; 126 В. Р. 398; 1984. 135 В. Р. 250; Banner M. et al.//Phys. Lett. 1983. 122 В. Р. 476; Bagnaia P. et al.//Phys. Lett. 1983. 129 В. Р. 130. [2] Aronson H.//Phys. Rev. 1969. 186. Р. 1434. [3] Wallet J. C.//Z. Phys. C. 1986. 30. Р. 575. [4] Керимов Б. К., Рыжиков В. Н., Цветков В. П.//Ядерная физика. 1981. 33. С. 766. [5] Grose T. R., Mikaelian K. O.//Phys. Rev. 1981. D23. Р. 123. [6] Samuel M. A., Tupper G.//Progr. Theor. Phys. 1985. 74. Р. 1356. [7] Bardeen W. A., Gastmans F., Lautrup B.//Nucl. Phys. 1972. В 46. Р. 319.

Поступила в редакцию  
26.10.87