

(5), соответствующий выбору конформного фактора

$$\Omega(x) = \sum_{i=1}^N 2(1 - \alpha_i) \ln |\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|. \quad (11)$$

В этом случае V_2 представляет собой локально-плоскую двумерную поверхность с N коническими особенностями, расположенными в точках с координатами x_i , а параметры α_i определяют связанный с i -й особенностью дефицит угла [2]. В космологическом приложении (1), (5), (11) определяют метрику пространства-времени N параллельных космических струн [6]. При этом ток (2) можно связать с током сверхпроводящей космической струны, существование которой было предсказано в работе [7]. Из (6) и (11) видно, что при $N > 1$ вклады от различных конических особенностей, будучи записаны в конформных координатах, входят в энергию самодействия аддитивно, и можно говорить о "конформном принципе суперпозиции" [5]. Для силы топологического самодействия из (10) получим

$$\frac{F(x)}{\int dz} = e^{\alpha/2} \sum_{i=1}^N J^2 (1 - \alpha_i) \frac{\mathbf{n}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}, \quad \text{где } \mathbf{n} = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}. \quad (12)$$

Чтобы проинтерпретировать полученный результат, рассмотрим случай $N=1$. Переходя к новой координате $\rho = \alpha^{-1} r^\alpha$, получим

$$\frac{F(x)}{\int dz} = J^2 \frac{(1 - \alpha)}{\alpha \rho^2} \rho. \quad (13)$$

Координата ρ дает истинное геодезическое расстояние от конической особенности. Таким образом, полученный результат говорит о том, что 4-ток (2), находящийся в локально-плоском коническом пространстве, взаимодействует с линейным коническим дефектом так, как он взаимодействовал бы с током

$I^\mu(x) = \alpha^{-1}(1 - \alpha) J^\mu \delta^2(x)$ в пространстве Минковского. Знак силы зависит от того, какова плотность тока (2): времениподобна (отталкивание) или пространственноподобна (притяжение).

Мы видим, что при $N = 1$ наш результат согласуется с результатом [8], однако используемый там метод получения функции Грина не позволяет рассматривать более одной конической особенности, и тем более случай, когда риманова поверхность V_2 не является локально-плоской. Рассмотренный эффект имеет чисто топологическую природу и обусловлен глобальным отличием мультиконического пространства от пространства Минковского. Если иметь в виду возможности наблюдательных проявлений эффекта, то заметим, что сила топологического самодействия пропорциональна дефицитам углов $(1 - \alpha_i)$, которые весьма малы в случае космических струн ($\sim 10^{-6}$), но могут достигать больших значений (~ 1) в случае дисклинаций.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант (96-02-18899).

Литература

1. Kibble T.W. // J. Phys. 1976. **A9**. P.1387.
2. Deser S., Jackiw R., 't Hooft G. // Ann. Phys. 1984. **152**. P.220.
3. Katanaev M.O., Volovich I.V. // Ann. of Phys. (N.Y.) 1992. **216**. P.1.
4. Грац Ю.В., Лаврентьев А.Б. // Известия вузов, Физика. 1994. №9. С.99.
5. Grats Y., Garcia A. // Class. Quantum Grav. 1996. **13**. P.189.
6. Letelier P.C. // Class. Quantum Grav. 1987. **4**. P.L75.
7. Witten E. // Nucl. Phys. 1985. **B249**. P.557.
8. Bezerra E.R. de Mella, Bezerra V.B., Furtado C., Moraes F. // Phys. Rev. 1995. **D51**. P.7140.

Поступила в редакцию
23.10.96

УДК 539.12.01

АССОЦИАТИВНОЕ РОЖДЕНИЕ ХИГГСОВСКИХ БОЗОНОВ ЛЕПТОНАМИ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

К.В. Жуковский, П.А. Эминов

(кафедра теоретической физики)

Рассчитана вероятность ассоциативного рождения хиггсовского и Z-бозона заряженным лептоном в поле плоской электромагнитной волны произвольной интенсивности. Показано, что в частном случае лобового столкновения электрона с волной слабой интенсивности с поглощением одного фотона имеет место логарифмический рост сечения исследованного нами процесса в области сверхвысоких энергий до величины, существенно превосходящей сечение реакции $e^+ + e^- \rightarrow Z + H$ при аналогичных условиях.

Одна из актуальных задач физики элементарных частиц – поиск и исследование свойств хиггсовского бозона, масса которого является свободным параметром Стандартной модели электро-слабых взаимодействий. Константа взаимодействия хиггсовского бозона с другими частицами оп-

ределяется массами этих частиц. Поэтому процессы совместного рождения хиггсовского бозона с массивными W^+, W^-, Z – бозонами считаются наиболее перспективными при выборе различных механизмов рождения хиггсовского бозона и являются предметом постоянного теоретического и

экспериментального исследования. В электрон-позитронных столкновениях рождение хиггсовского бозона должно в основном происходить за счет процессов $e^+ + e^- \rightarrow W^+ W^- \nu_e \bar{\nu}_e \rightarrow H + \nu_e + \bar{\nu}_e$ и $e^+ + e^- \rightarrow Z \rightarrow Z + H$ [1-3]. Эксперименты по обнаружению последнего процесса на LEP1 дают ограничения на массу хиггсовских частиц: $m_H > 65,2$ ГэВ.

Другим возможным каналом рождения хиггсовских частиц являются электрон-фотонные столкновения. Например, в работе [4] изучена зависимость сечения процесса $e + \gamma \rightarrow W + H + \nu_e$ от массы хиггсовского бозона в диапазоне энергий $\sqrt{s} = 200 \div 2000$ ГэВ, а в работе [5] рассмотрена реакция $e + \gamma \rightarrow e \gamma \gamma \rightarrow e + H$, в которой при энергиях сталкивающихся частиц $\sqrt{s} > 500$ ГэВ возможно рождение хиггсовских частиц с массой $m_H > 140$ ГэВ.

Для получения жестких фотонов предлагается использовать обратный комптон-эффект, для которого спектр рассеянного излучения при $\chi = 2\omega E/m^2 \gg 1$ приближается к монохроматическому, имея максимум при $\omega' \approx E$ (ω, ω', E – энергия падающего, рассеянного фотонов и релятивистского электрона соответственно).

Нами исследуется ассоциативное рождение хиггсовского бозона и Z-бозона заряженным лептоном в поле плоской электромагнитной волны произвольной интенсивности. В стандартной модели электрослабых взаимодействий матричный элемент изучаемого процесса имеет следующий вид [6]:

$$\langle f | S^2 | i \rangle = \frac{ig^2 m_Z}{\cos^2 \Theta_w \sqrt{4k_0 k'_0}} J^\mu \left[g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{m_Z^2} \right] \frac{e_\nu^{(\lambda)*}(k')}{p^2 - m_Z^2 + i\Gamma_Z m_Z},$$

где $k = (k_0, \mathbf{k})$, $k' = (k'_0, \mathbf{k}')$ – 4-импульсы хиггсовского и Z-бозона в конечном состоянии, p – 4-импульс промежуточного Z-бозона, J^μ – электрослабый ток:

$$J^\mu = \int d^4x \bar{\psi}_q(x) \gamma^\mu (g_V + g_A \gamma^5) \psi_q(x) \exp(ipx),$$

$g_A = -1/4$, $g_V = -1/4 + 2\sin^2 \Theta_w$, $\psi_q(x)$ – волновые функции электрона в поле циркулярно поляризованной волны, заданной вектор-потенциалом

$$A^\mu(x) = a_1^\mu \cos \phi + a_2^\mu \sin \phi, \quad a_1^2 = a_2^2 = 0, \quad \phi = nx,$$

хорошо известны [7], и мы их не приводим.

Вероятность исследуемого процесса может быть записана в виде

$$W = \sum_{s_0} \int_{u_1}^{u_2} \frac{du}{(1+u)^2} \int_{M^2}^{\tau(u)} \frac{d\tau \sqrt{(\tau - m_Z^2 - m_H^2)^2 - 4m_Z^2 m_H^2}}{\tau((\tau - m_Z^2)^2 + (\Gamma_Z m_Z)^2)} \times \\ \times \left\{ AE - 4g_A^2 \frac{m^2}{m_Z^2} F \left(B \frac{(\tau - m_Z^2)^2}{m_Z^4} + A \left(2 - \frac{\tau}{m_Z^2} \right) \right) \right\}, \quad (1)$$

$$E = (g_A^2 + g_V^2) \left[-2\xi^2 \frac{u^2 + 2u + 2}{u+1} (J_{s+1}^2 + J_{s-1}^2 - 2J_s^2) + \right.$$

$$\left. + 8J_s^2 \left(1 - \frac{\tau}{2m^2} \right) \right] + 16(g_V^2 - g_A^2) J_s^2 + \quad (2)$$

$$+ 2g_V g_A \frac{u+2}{u+1} J_s (J_{s-1} - J_{s+1}) \frac{np}{m^2} 4z \left(1 - \frac{2\xi^2}{1+\xi^2} \frac{u}{u_s z^2} \right),$$

$$F = -2 \frac{\tau}{m^2} J_s^2 + \frac{u^2}{u+1} \xi^2 (J_{s+1}^2 + J_{s-1}^2 - 2J_s^2), \quad u_s = \frac{2s(np)}{m_s^2},$$

$$A = \frac{8\tau m_Z^2 + (\tau + m_Z^2 - m_H^2)^2}{12\tau m_Z^2}, \quad B = \frac{(\tau + m_Z^2 - m_H^2)^2 - \tau m_Z^2}{3\tau^2},$$

Γ_Z – ширина распада Z-бозона, $M = m_Z + m_H$, $\xi^2 = -e^2 a^2 / (m^2)$ – классический параметр интенсивности волны. Каждый член суммы в (1) соответствует рождению хиггсовского и Z-бозона за счет поглощения из волны s фотонов, минимальное число которых равно

$$s_0 = \frac{(M + m_s)^2 - m_s^2}{2(ng)}, \quad m_s^2 = m^2(1 + \xi^2),$$

$$g_\mu = p_\mu - e^2 \frac{a^2}{2(np)} n_\mu - \text{квазиимпульс электрона.}$$

В формулах (1), (2) введены инвариантные переменные интегрирования $u = -1 + \frac{(ng)}{(ng')}$, $\tau = (sn + g - g')^2$, причем

$$u_{12} = \frac{(sn + g)^2 - M^2 - m_s^2 \pm \sqrt{((sn + g)^2 - M^2 - m_s^2)^2 - 4m_s^2 M^2}}{m_s^2},$$

$$\tau(u) = \frac{(sn + g)^2 u}{1 + u} - m_s^2 u.$$

Аргумент функции Бесселя $J(z)$ в (2) определяется формулой

$$z = 2s \frac{\xi}{\sqrt{1 + \xi^2}} \sqrt{\frac{u}{u_s} \left(1 - \frac{u}{u_s} - \frac{\tau(1+u)}{uu_s m_s^2} \right)}.$$

Дальнейшее интегрирование не удается выполнить аналитически, но при условии $\xi^2 \ll 1$ [7], соответствующем условию применимости теории возмущений, возможно провести разложение (1), (2) по степеням ξ^2 .

Потребуем выполнения условия

$$2(ng) > (M + m_s)^2 - m_s^2, \quad (3)$$

обеспечивающего поглощение одного фотона из волны. Тогда сечение процесса $e + \gamma \rightarrow e + Z + H$ принимает вид

$$\sigma = \left(\frac{eG_f m^2}{\pi} \right) \left(\frac{m_Z^2}{\chi m^2} \right)^2 \int_b^{1-a} \frac{d\lambda (1 - m^2/(\chi \lambda m^2))^{1/2} (1 - M^2/(\chi \lambda m^2))^{1/2}}{(\lambda - m_Z^2/(\chi m_Z^2))^2} \times \\ \times \left\{ 2AC - 4g_A^2 \frac{m^2}{m_Z^2} D \left[B \frac{m^4 \chi^2}{m_Z^4} \left(\lambda - \frac{m_Z^2}{\chi m^2} \right)^2 + A \left(2 - \frac{\chi \lambda m^2}{m_Z^2} \right) \right] \right\}, \quad (4)$$

где

$$\chi = \frac{2(np)}{m^2},$$

$$C = (g_V^2 + g_A^2) [2\lambda(1-\lambda) - 1] \ln \frac{1-\lambda}{a} - 2\lambda(g_V^2 + g_A^2)(1-\lambda-a) +$$

$$+ 4g_V g_A \left(\frac{1}{2} - \lambda \right) \ln \frac{1-\lambda}{a} - 4g_V g_A (1-\lambda-a), \quad M_1 = m_Z - m_H,$$

$$D = [1 - 2\lambda(1-\lambda)] \ln \frac{1-\lambda}{a} + 2\lambda(1-\lambda-a), \quad b = \chi a = \frac{1}{\chi} \frac{M^2}{m^2}, \quad (5)$$

причем A и B определяются согласно (2).

На рисунке изображен график зависимости сечения процесса $e + \gamma \rightarrow e + Z + H$ от параметра χ , построенный с помощью формул (4), (5) при различных значениях массы хиггсовского бозона: $M_H = 100$ (1), 200 (2), 300 (3), 400 ГэВ (4). Вблизи порога реакции, когда согласно формуле (3) $\chi \approx M^2/m^2 \approx 10^{11} \div 10^{12}$ ГэВ, сечение реакции мало по сравнению с сечением реакции $e^+ + e^- \rightarrow Z + H$.

Вместе с тем сечение реакции $e^+ + e^- \rightarrow Z + H$ при $\sqrt{s} \gg m_H$ ($\sqrt{s}$ – энергия сталкивающихся частиц в системе центра инерции) убывает пропорционально s^{-1} и определяется формулой [5]

$$\sigma(e^+ + e^- \rightarrow Z + H) = \frac{G_f^2 m_Z^4}{48\pi s} (1 - 4\sin^2\Theta_w + 8\sin^4\Theta_w), \quad (6)$$

в то время как из (4) в логарифмическом приближении получаем

$$\sigma(e^- + \gamma \rightarrow e^- + Z + H) = \begin{cases} \sigma_1, & k \gg 1, \\ \sigma_2, & k \ll 1, \end{cases}$$

$$k = \frac{1}{\chi} \left(\frac{m_Z}{m} \right)^4 \ln \frac{\chi m^2}{M^2},$$

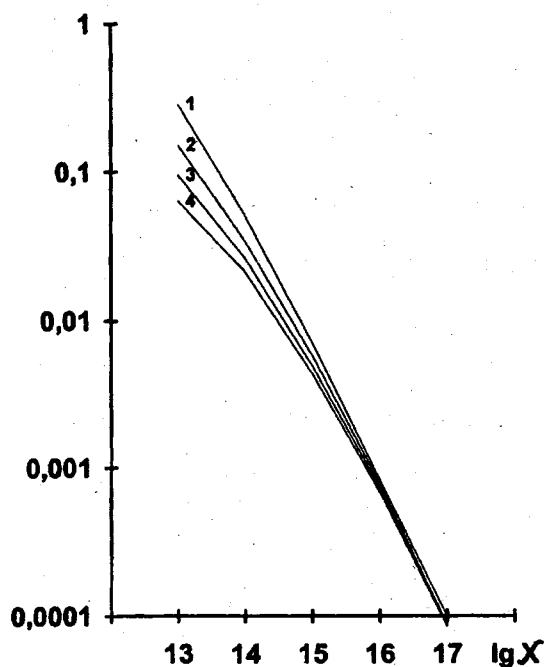
$$\sigma_1 = \frac{1}{3} (g_V - g_A)^2 \left(\frac{eG_f m}{\pi} \right)^2 \frac{1}{\chi} \left(\frac{m_Z}{m} \right)^4 \ln \left(\frac{\chi m}{M} \right) \ln \left(\frac{\chi m^2}{M^2} \right), \quad (7)$$

$$\sigma_2 = \frac{2}{3} g_A^2 \left(\frac{eG_f m}{\pi} \right)^2 \ln \frac{\chi m^2}{M^2}.$$

В случае лобового столкновения фотона с энергией, равной энергии электрона, из формул (6), (7) находим

$$\frac{\sigma(e + \gamma \rightarrow e + Z + H)}{\sigma(e^+ + e^- \rightarrow Z + H)} \cong \begin{cases} C_1, & k \gg 1, \text{ т.е. } \chi \ll 10^{22}, \\ C_2, & k \ll 1, \text{ т.е. } \chi \gg 10^{23}, \end{cases}$$

$\sigma \cdot 10^{12}, \text{ б}$



$$C_1 = 5\alpha \ln \left(\frac{2E}{m} \right) \ln \left(\frac{4E^2}{mM} \right), \quad C_2 = 10\alpha \ln \left(\frac{2E}{M} \right) \chi \left(\frac{m}{m_Z} \right)^4, \quad (8)$$

где α – постоянная тонкой структуры.

Таким образом, как это следует из (8), в области высоких энергий, например когда $E > 1000$ ГэВ, получаем $C_1 > 10$, т.е. сечение исследуемого нами процесса может существенно превосходить сечение реакции $e^+ + e^- \rightarrow Z + H$.

Литература

1. Barger K., Cheung K., Phillips R. J. N., Kniehl B. A. // Phys. Rev. 1992. D46. P. 3725.
2. Barger K., Cheung K., Djouadi A. et al. DESY 93-064.
3. Boos E., Sachwitz M., Schreiber H. J., Shishanin S. DESY 93-089.
4. Hagioka K., Watanabe I., Zerwas P. M. // Phys. Lett. 1992. B278. P. 187.
5. Eboli O. J. P., Gonzales Garcia M. C., Novaes S. F. // Phys. Rev. 1994. D49. P. 91.
6. Соколов А.А., Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Борисов А.В. Калибровочные поля. М., 1986.
7. Рутус В.И. // Тр. ФИАН. М., 1979. Т.111. С.5.

Поступила в редакцию
28.10.96