

СОВМЕСТНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ КВАРКОНИЯ И ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА В $e^+ e^-$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

В.Г.Картвелишвили, Е.Г.Чиговани, Ш.М.Эсакия

Рассмотрен эксклюзивный процесс совместного рождения нейтрального хиггсовского бозона H^0 и тяжелого векторного мезона $V = \psi, \gamma, T$ в $e^+ e^-$ -аннигиляции. Указано на реальность экспериментального наблюдения H^0 в таких реакциях из-за четкой сигнатуры процесса и хорошего отношения сигнал/фон.

После открытия W^\pm и Z^0 калибровочных бозонов, единственной недостающей компонентой в стандартной $SU(2) \times U(1)$ модели электрослабого взаимодействия является хиггсовский бозон H^0 , поиск которого в настоящее время представляется одной из важнейших задач физики частиц.

Трудности наблюдения H^0 -бозона связаны с тем, что масса в стандартной модели может находиться в широком интервале от 7 до 1000 ГэВ (см., например, ^{1, 2}). При относительно малой массе ($M_H < 2M_W \simeq 160$ ГэВ) характерные моды распадов H^0 с четкой сигнатурой имеют малые относительные вероятности ³, тогда как выделение хиггсовского бозона по основным модам распада затруднено наличием большого адронного фона. Поэтому, наблюдение H^0 -бозона представляется более предпочтительным в эксклюзивных, чем в инклюзивных реакциях, даже если сечение образования H^0 в последнем случае существенно выше ⁴.

В данной работе рассматривается ассоциативное рождение хиггсовской частицы с тяжелым векторным мезоном $V(V = \psi, \gamma, T)$ в реакции

$$e^+ e^- \rightarrow H^0 + V. \tag{1}$$

Процесс (1) имеет четкую сигнатуру, связанную с наличием моды распада $V \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и в определенной кинематической области позволяет достичь хорошего отношения сигнал/фон.

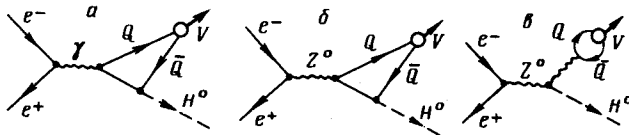


Рис. 1

В ведущем порядке теории возмущений по константе связи электрослабого взаимодействия, основной вклад в процесс (1) дают диаграммы, представленные на рис. 1. Вершина перехода пары $Q\bar{Q}$ в векторный мезон V с импульсом p выбрана в виде $C_V \bar{u}(p/2) \epsilon_\mu(p/2) u(p/2)$ где u, \bar{u} – спиноры, описывающие кварк и антикварк, ϵ_μ – вектор поляризации мезона V , а константа C_V связана со значением волновой функции связанного состояния $V = (Q\bar{Q})$ в

начале координат $\psi_V(0)$ и определяется из ширины электромагнитного распада $V \rightarrow \mu^+ \mu^-$:

$$C_V^2 = \frac{|\psi_V(0)|^2}{M_V^3} = \frac{1}{16\pi\alpha^2 e_Q^2} \frac{\Gamma}{M_V}. \quad (2)$$

Дифференциальное сечение реакции (1) в СЦМ равно:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 6\alpha^2 C_V^2 G_F^2 \sqrt{2} M_V^4 \frac{\lambda^{1/2}(s, M_V^2, M_H^2)}{s^2} \sum_{i,j} A_i^+ A_j, \quad (3)$$

где $A_i (i = 1, 2, 3)$ – матричные элементы, соответствующие диаграммам рис. 1, а, б, в:

$$|A_1|^2 = e_Q^2 D_1^2 E_V^2 (1 + \cos^2 \theta + M_V^2/E_V^2 \sin^2 \theta), \quad (4a)$$

$$|A_2|^2 = (a_e^2 + v_e^2) (v_Q/e_Q)^2 s^2 D_2^2 |A_1|^2, \quad (4б)$$

$$|A_3|^2 = (a_e^2 + v_e^2) v_Q^2 M_z^4 s D_2^2 D_3^2 (1 + \cos^2 \theta + E_V^2/M_V^2 \sin^2 \theta), \quad (4в)$$

$$A_1^+ A_2 + A_2^+ A_1 = 2v_e (v_Q/|e_Q|) s (s - M_z^2) D_2^2 |A_1|^2, \quad (4г)$$

$$A_1^+ A_3 + A_3^+ A_1 = -4v_e v_Q |e_Q| M_z^2 s^{1/2} [(s - M_z^2)(M_V^2 - M_z^2) - \Gamma_z^2 M_z^2] D_1 D_2^2 D_3^2 E_V, \quad (4д)$$

$$A_2^+ A_3 + A_3^+ A_2 = -2(a_e^2 + v_e^2) v_Q^2 M_z^2 (M_V^2 - M_z^2) s^{3/2} D_1 D_2^2 D_3^2 E_V. \quad (4е)$$

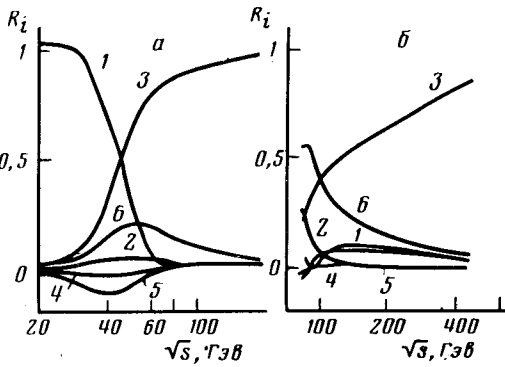


Рис. 2

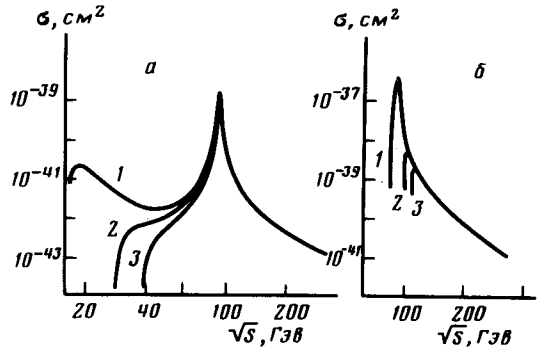


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость от энергии относительных вкладов R_i выражений (4а) – (4е) (кривые 1 – 6 соответственно) в полное сечение реакции (1) при $M_H = 7$ ГэВ для случаев $V = \gamma$ (а) и $V = T, M_T = 80$ ГэВ (б)

Рис. 3. Зависимость от энергии полного сечения реакции (1) для случаев $V = \gamma$ (а) и $V = T, M_T = 80$ ГэВ (б). Кривые 1, 2, 3 соответствуют $M_H = 7, 20, 30$ ГэВ

В выражениях (4) введены следующие обозначения:

$$a_e = 1 / (2 \sin 2\theta_w),$$

$$v_e = (1 - 4 \sin^2 \theta_w) / (2 \sin 2\theta_w),$$

$$v_Q = (1 - 4 |e_Q| \sin^2 \theta_w) / (2 \sin 2\theta_w);$$

$$D_1 = (s + M_H^2 - M_V^2)^{-1},$$

$$D_2 = |s - M_z^2 + i\Gamma_z M_z|^{-1},$$

$$D_3 = |M_V^2 - M_z^2 + i\Gamma_z M_z|^{-1};$$

E_V – энергия мезона V, θ – угол рассеяния.

Процесс (1) был рассмотрен в работе ⁶, где учитывался вклад только от механизма представленного на рис. 1, в. Результаты наших расчетов указывают, однако, на то, что механизмы, представленные на рис. 1, а, б не менее существенны. В качестве иллюстрации, на рис. 2 приве-

дены относительные вклады различных членов $A_i^+ A_j$ в полное сечение реакции (1) в зависимости от \sqrt{s} при $M_H = 7$ ГэВ для случаев $V = \gamma$ (рис. 2, а) и $V = T$ (рис. 2, б), откуда следует необходимость учета всех рассмотренных нами механизмов. Зависимость сечения от \sqrt{s} для случаев $M_H = 7, 20, 30$ ГэВ приведены на рис. 3. Расчеты показывают, что за исключением окологороговой области сечение слабо зависит от массы H^0 -бозона. Можно отметить также, что в случае $V = T^{(1)}$ в окрестности $\sqrt{s} = M_Z$ образование хиггсовской частицы происходит практически изотропно в СЦМ.

В процессе $e^+ e^-$ -аннигиляции возможно также образование H^0 -бозона совместно с возбужденными состояниями кваркония, которые с большой вероятностью распадаются по каналу $V + \dots$. Из-за малого энерговыделения в таких распадах указанные процессы практически неотличимы от реакции (1), поэтому экспериментально наблюдаемое сечение, по нашим оценкам, должно в ~ 2 раза превышать вычисленное по формулам (3) – (4).

Оценки сечений фоновых процессов инклюзивного образования мезонов V в $e^+ e^-$ -аннигиляции указывают на практическое отсутствие фона в случае $V = T$, а также в случае $V = \gamma$, если $x = 2E_\gamma / \sqrt{s} \gtrsim 0,7$, тогда как для $V = J/\psi$ существует сильный фон от распадов $B \rightarrow J/\psi + \dots$.

В заключение отметим, что отношение сечения реакции $e^+ e^- \rightarrow \gamma(T) + H^0$ к полному сечению $e^+ e^- \rightarrow$ адроны порядка 10^{-7} (10^{-4}) при $M_V + M_H \lesssim \sqrt{s} \lesssim 2M_Z$ и слабо зависит от массы H^0 -бозона, что указывает на реальность поиска хиггсовской частицы в таких процессах не только на строящихся в настоящее время SLC и LEP, но и на существующих ускорителях PEP и PETRA.

Литература

1. Ансельм А.А., Уральцев Н.Г., Хозе В.А. УФН, 1985, **145**, 185.
2. Schwarz A.S. Preprint SLAC-PUB 3665, Stanford, 1985.
3. Картелишвили В.Г., Чиковани Е.Г., Эсакия Ш.М. Материалы VIII международного семинара по физике высоких энергий и квантовой теории поля. Протвино, 1985.
4. Bjorken J.D. SLAC report SLAC – 198, Stanford, 1976; Jones D.R.T., Petcov S.T. Phys. Lett., 1979, **B84**, 440.
5. Berger E.L., Jones D.R.T. Phys. Rev., 1981, **D23**, 1521; Картелишвили В.Г. Эсакия Ш.М. ЯФ, 1983, **38**, 722.
6. Gaemers K.J.F. Preprint CERN-TH 3887, Geneva, 1982.
7. Clavelli L. Preprint ANL-HEP-PR-82-21, Argonne, 1982.

Институт физики высоких энергий
Тбилисского государственного университета

Поступила в редакцию
28 марта 1986 г.