

РОЖДЕНИЕ ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА В e^+e^- СТОЛКНОВЕНИЯХ

М. Сами ^{*)}, В. Я. Файнберг

УДК 530.145

Вычислено дифференциальное и полное сечения рождения Z и хиггсовских бозонов в e^+e^- соударениях с учетом всех возможных мод распада Z бозона.

В настоящее время предсказания теорий слабых и электромагнитных взаимодействий (СЭВ) Вайнберга - Салама [1,2] находятся в прекрасном согласии с опытом. Однако решающим подтверждением калибровочной теории СЭВ явилось бы экспериментальное обнаружение массивного нейтрального векторного Z бозона и скалярного хиггсовского H бозона. К сожалению, масса H бозона не предсказывается теорией, хотя на нее существует некоторое ограничение снизу ($m_H \geq 6$) [3,4].

Интенсивным источником Z и H бозонов является процесс столкновения e^+ и e^- при высоких энергиях:

$$e^+ + e^- \rightarrow Z \rightarrow Z + H. \quad (I)$$

Сечение этого процесса в несколько раз превышает стандартное электромагнитное сечение $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($\sigma_{e^+e^- \rightarrow Z+H} \approx 3\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$) при суммарной энергии $\sqrt{s} = m_Z + \sqrt{2}m_H$, если $m_H = 6$) /5-8/. Однако из-за нестабильности, родившийся в процессе (I) Z бозон быстро распадется на более легкие частицы (лептоны и кварки). Полная ширина распада Z бозона $\Gamma_{tot} \approx 2,29$.

^{*)} Физический факультет МГУ им М. В. Ломоносова

В настоящей заметке рассчитано сечение образования Z и H бозонов в e^+e^- соударении с учетом всех возможных мод распада Z бозона. Поскольку Z и H бозоны являются нестабильными, важную роль играет выбор функций распространения для этих частиц. Обычно для этой функции используется релятивистское обобщение формулы Брейта - Вигнера:

$$(m^2 - p^2 - \text{Im}\Gamma_{\text{tot}})^{-1}, \quad (2)$$

где Γ_{tot} - полная ширина распада нестабильной частицы. Формула (2) справедлива только вблизи резонанса. В общем случае вместо (2) надо пользоваться более точной формулой типа;

$$[m^2 - p^2 - \Pi(p^2)]^{-1}, \quad (3)$$

где $\Pi(p^2)$ - поляризационный оператор нестабильной частицы. Очевидно, что вблизи резонанса (3) переходит в (2).

Из условий унитарности полное сечение всех процессов, идущих через Z бозон ^{*)} в e^+e^- соударениях, можно записать в форме:

$$\sigma(s) = \frac{1}{4} \frac{2}{s} J^\mu(p_+, p_-) 2\text{Im}D_{\mu\nu}(p) J^{+\nu}(p_+, p_-). \quad (4)$$

Здесь $s = (p_+ + p_-)^2 \equiv p^2$ - полная энергия e^+e^- в СЦМ;

$$J^\mu = i g \left[\left[-\frac{1}{2} + \xi \right] \bar{u}_L(p_+) \gamma^\mu u_L(p_-) + \xi \bar{u}_R(p_+) \gamma^\mu u_R(p_-) \right]. \quad (5)$$

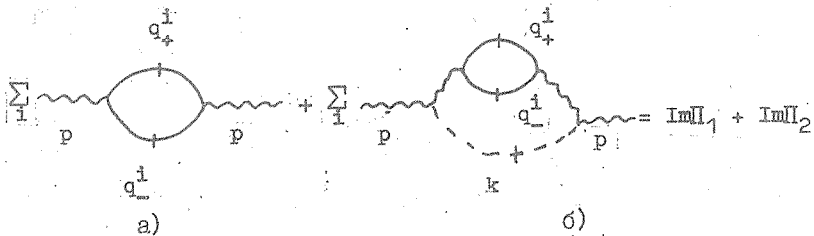
электронно-позитронный ток в теории СЗВ $\xi = \sin^2\theta_W \approx 1/4$ - угол Вайнберга. Множитель $1/4$ в (4) возникает при усреднении по спинам начальных состояний e^+ и e^- ; $\text{Im}D_{\mu\nu}$ - мнимая часть точной функции распространения Z бозона. Если пренебречь массой электрона, то в (4) дает вклад только та часть $\text{Im}D_{\mu\nu}$, которая пропорциональна $\varepsilon_{\mu\nu}$. В этом случае имеем:

^{*)} Эта формула аналогична формуле для полного сечения однофотонной аннигиляции e^+e^- в квантовой электродинамике.

$$\text{ImD}_{\mu\nu}(p) = \frac{g_{\mu\nu} \text{Im}\Pi(p^2)}{[m_Z^2 - p^2 - \text{Re}\Pi(p^2)]^2 + [\text{Im}\Pi(p^2)]^2} \quad (6)$$

где $\Pi(p^2)$ - перенормированный поляризационный оператор Z бозона. Поскольку $\text{Re}\Pi(p^2)$ малая величина по сравнению с m_Z^2 , мы ее в дальнейшем полагаем равной нулю.

С учетом образования H бозона в $\text{Im}\Pi(p^2)$ дадут вклад диаграммы, изображенные на рис. 1, где q_{\pm}^1 - 4-х импульсы всех возможных фермионов и антифермионов, на которые может распасться Z бозон; импульс 4-х H бозона; черточки на функциях распространения означают, что они берутся на массовой оболочке. Суммирование идет по всем каналам распада Z бозона (как видно ниже из табл. I, всего таких каналов 12).



Р и с. 1. Вклад в $\text{Im}\Pi(p)$ распадных состояний фермион + антифермион (а) и фермион + антифермион + H бозон (б)

Взаимодействие Z и H бозонов в теории СЭВ описывается в лагранжиане членом:

$\approx Z_{\mu}^2(x)H(x)$, где $\alpha = \bar{g}^2 \nu / 4$, $\nu = 2^{-1/4} G^{-1/2}$, $\bar{g} = \sqrt{g^2 + g'^2}$, G - константа слабого взаимодействия. Фермионные токи рождающихся частиц даются выражением:

$$J_{\mu}^{f\bar{f}} = i\bar{g} [c\bar{U}_L \gamma_{\mu} U_L + c' \bar{U}_R \gamma_{\mu} U_R],$$

где значения c и c' выписаны в табл. I /5/. Для $\text{Im}\Pi_1$ и $\text{Im}\Pi_2$ получаем (в пренебрежении массами лептонов и кварков)

$$\text{Im}\Pi_1 \equiv m_Z^2 f_1(\alpha) = \frac{(2\pi)^4}{6} \sum_i \sum_{q_+^i, q_-^i} \langle 0 | J_{\mu 1}^{\mu} | q_+^i q_-^i \rangle \times \quad (7)$$

$$\times \langle q_+^i q_-^i | J_{\mu, i} | 0 \rangle \delta^4(p - q_+^i - q_-^i) = s g^2 \sum_{i=1}^{12} (c_i^2 + c_i'^2) / 24\pi,$$

$$\text{Im}\Pi_2 \equiv m_Z^2 f_2(\alpha, \beta) = \frac{g^2 e^2 \sum (c_i^2 + c_i'^2)}{\alpha^2 (2\pi)^3 (24)^2 m_Z^2} \times \quad (8)$$

$$\times \int_0^{(\sqrt{\alpha} - \sqrt{\beta})^2} dy \frac{[8\alpha y + (\alpha + \gamma - \beta)^2] \sqrt{(\alpha - \beta - \gamma)^2 - 4\beta\gamma}}{[(1 - \gamma)^2 + f_1^2(\gamma)],}$$

где $\alpha = S/m_Z^2$, $\beta = m_H^2/m_Z^2$, $\gamma = S_1/m_Z^2$, $S_1 = (q_+ + q_-)^2$; $S = p^2$.

Таблица I

Фермионы	c	c'
ν_μ, ν_e, ν_τ лептоны	1/2	0
e, μ, τ	$(-1/2 + \xi)$	ξ
u, c, t кварки	$(1/2 - 2/3\xi)$	$2/3\xi$
d, s, b	$(-1/2 + 1/3\xi)$	$1/3$

Для полного сечения процесса, изображенного на рис. 1а, учитывая (4) - (8), находим:

$$\sigma_1(\alpha) = \frac{g^2}{2m_Z^2} \frac{(c_e^2 + c_e'^2) f_1(\alpha)}{(1 - \alpha)^2 + (f_1(\alpha) + f_2(\alpha, \beta))^2} \quad (9)$$

В резонансе ($\alpha = 1$), пренебрегая f_2 (в резонансе $f_2/f_1 = = 0,028/12\pi \ll 1$) получим^{*)}:

$$\sigma_1(\alpha = 1) = 3\pi/8m_Z^2, \quad (10)$$

^{*)} $\sum_i (c_i^2 + c_i'^2) = 4$; $c_e^2 + c_e'^2 = 1/8$; мы здесь учли цветовой фактор для кварков.

что совпадает с сечением рассчитанным по формуле Брейта - Вигнера /5/.

Для дифференциального и полного сечения процесса, описываемого диаграммой на рис. 1б, имеем:

$$\frac{d\sigma_2(\alpha, \gamma)}{d\gamma} = \frac{\bar{g}^2 (G_e^2 + G_e'^2) \bar{g}^2 \alpha^2 \Sigma (C_1^2 + C_1'^2) [8\alpha\gamma + (\alpha + \gamma - \beta)^2] \sqrt{(\alpha - \beta - \gamma)^2 - 4\beta\gamma}}{2m_Z^2 \alpha^2 m_Z^2 (24)^2 (2\pi)^3 [(1 - \gamma)^2 + f_1^2(\gamma)] [(1 - \alpha)^2 + (f_1(\alpha) + f_2(\alpha, \beta))^2]}$$

$$\sigma_2(\alpha) = \frac{\bar{g}^2 (G_e^2 + G_e'^2) f_2(\alpha)}{2m_Z^2 [(1 - \alpha)^2 + (f_1 + f_2)^2]} \quad (II)$$

Полное сечение процесса:

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 = \frac{\bar{g}^2 (G_e^2 + G_e'^2) (f_1(\alpha) + f_2(\alpha, \beta))}{2m_Z^2 [(1 - \alpha)^2 + (f_1 + f_2)^2]} \quad (I2)$$

Отношение сечений $\sigma_2/\sigma_1 = f_2/f_1 = 10^{-2}/\mu$ при $m_H = 6$ ГэВ и уменьшается с ростом m_H . Полное сечение можно записать в виде:

$$\sigma = \frac{\bar{g}^2}{2m_Z^2} (G_e^2 + G_e'^2) \alpha \left(\frac{c}{1 + c^2} \right) \left[\left(\alpha - \frac{1}{1 + c^2} \right)^2 + \left(\frac{c}{1 + c^2} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (I3)$$

где $c = [f_1(\alpha) + f_2(\alpha, \beta)]/\alpha$ - полная ширина в резонансе. Эта формула совпадает с формулой Брейта - Вигнера, вытекающей из (2) с изменением на величину $1/(1 + c^2)$ ширины и положения резонанса.

Несколько значений сечения σ_2 в точке максимума ($\alpha = s/m_Z^2 =$

Таблица 2

$m_H, \text{ГэВ}$	$\sigma_2 \cdot 10^{35}, \text{см}^2$
6	2,97
9	2,09
15	1,14
20	0,69
30	0,26

= 1), в зависимости от β ($\beta = m_H^2/m_Z^2$) приведены в табл. 2. Как видно из таблицы, сечение при суммарной энергии $\sqrt{s} = m_Z^2$ достаточно большое, чтобы измерить его на эксперименте.

Поступила в редакцию
21 октября 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett., 19, 1264 (1967).
2. A. Salam, Weak and Electromagnetic Interactions. Proc. of the 8-th Nobel Symposium. Stockholm. 1968, p. 367.
3. S. Weinberg, Physics Today, April, 1977, p. 42.
4. А. Д. Линде, Письма в ЖЭТФ, 23, 73 (1976).
5. Л. Б. Окунь, Слабое взаимодействие при высоких энергиях, изд. МИФИ, М., 1978 г., с. 76.
6. J. Ellis, M. K. Gaillard, D. V. Nanopoulos, Nucl. Phys., D106, 292 (1976).
7. A. Van Proeyen, Phys. Rev., 20D, 813 (1979).
8. E. Ma, Nuovo Sim., A54, 45 (1979).
9. О. П. Сумков, В. В. Фламбаум, И. Б. Хриплович, ЯФ, 20, 1016 (1974); И. Г. Джафаров, Х. А. Мустафьев, изв. АН Азерб. ССР, сер. физ.-техн. и матем. наук, I, 76 (1976).