Краткие сообщения по физике № 3 1982

РОЖДЕНИЕ ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА В $e\nu$ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Мохамед Сами [ж)], В. Я. Файнберг

УДК 530.145

Рассматривается совместное рождение H- и W^--бозонов в $e\nu$ столкновениях. Сосчитано полное сечение этого процесса с учетом всех возможных последующих распадов W-бозона в теории Вайнберга – Салама. Показано, что сечение этого процесса достаточно велико, если M_H не очень велика и суммарная энергия e и ν в системе центра масс $\sim M_W$.

Механизм Хиггса уже органически вошел в калибровочные теории слабых и электромагнитных взаимодействий. В каждой такой теории обязательно имеется хотя бы один бозон Хиггса, как, например, в теории Вайнберга – Салама (ВС) /1,2/. Она находится в хорошем согласии с опытом. Поэтому можно думать, что механизм Хиггса на самом деле реализуется в природе, т.е. H-бозон существует как исходная элементарная частица. Ее экспериментальное обнаружение явилось бы проверкой одной из фундаментальных концепций калибровочных теорий слабых и электромагнитных взаимодействий.

Пучки e^+e^- являются прекрасной возможностью для получения H-бозонов в ближайшем будущем, если, конечно, их масса не очень велика /3/. В принципе H-бозон мог бы родиться и в результате $e\nu$ столкновений, т.е. в процессе

$$e + \nu \to W^- + H. \qquad (1)$$

Используя формулу для фермионного тока, взаимодействующего с W^--бозонами, в теории ВС $J_\mu = C_1 \bar{U}_L \gamma_\mu U_L$ (постоянная

ж) Московский Государственный Университет.

C_i для всех возможных фермионных пар приведена в /4/, а также лагранжиан взаимодействия бозонов H и W^- ($L_{int} = 2 \times$ $\times (\sqrt{2}G_F)^{1/2} M_W^2 H W_\mu W^\mu$) нетрудно рассчитать полное сечение процесса (I). Оно равно:

$$\sigma(s) = \sigma(e\nu \to HW^-) = \frac{G_F^2 M_W^2}{12\pi} f_W(s, M_W),$$

$$f_W(s, M_H) = s^{-1}\left[1 - (M_W + M_H)^2/s\right]\left[1 - (M_W - M_H)^2/s\right](1 - M_W^2/s)^{-1} \times \tag{2}$$

$$\times\left\{\left[1 - (M_W + M_H)^2/s\right]\left[1 - (M_W - M_H)^2/s\right] + 12M_W^2/s\right\},$$

где $\sqrt{s}$ – суммарная энергия в системе центра масс. Сравнение формулы (2) с результатами работы /5/ показывает, что полученное $\sigma(s)$ в несколько раз больше, чем сечение процесса $e^+ +$ $+ \bar{e} \to Z + H$.

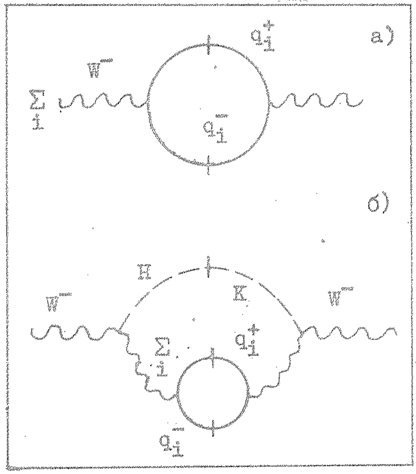
Однако, с точки зрения эксперимента, более перспективным является изучение процесса (I) с учетом всех последующих распадов W^--бозона на фермионы, поскольку он имеет малое время жизни ($\Gamma_W^{tot} \approx 2{,}2$ ГэВ). В настоящей работе рассчитано полное сечение образования H-бозонов с учетом распадов W^--бозона в теории Вайнберга – Салама. Используя унитарность S-матрицы, для полного сечения σ^{tot} столкновений получаем формулу:

$$\sigma^{tot}(s) = J_\mu(p_e, p_\nu) 2 \mathrm{Im} D^{\mu\nu}(P) J_\nu^+(p_e, p_\nu)/(s/2),$$

где $s = P^2 = (p_e + p_\nu)^2$ – суммарная энергия пучка в системе центра масс; $\mathrm{Im} D^{\mu\nu}(P)$ – мнимая часть точной функции распространения W^--бозона; $s/2$ – обычный множитель, возникающий в выражении для сечения, если пренебречь массой электрона. При $m_e = 0$ имеем:

$$\mathrm{Im} D_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} \mathrm{Im}\Pi(P^2) \Big/ \left[(P^2 - M_W^2)^2 + (\mathrm{Im}\Pi(P^2))^2\right],$$

где $\Pi(P^2)$ – оператор поляризации для нестабильной частицы /3/.



Р и с. I. Диаграмма, описывающая вклад процессов $W^- \to$ фермионы (а) и $W^- \to H +$ фермионы (б) в поляризационный оператор; $q_i^{\pm}$ – 4-х импульсы всех возможных фермионных пар, на которые может распадаться W^--бозон; K – импульс H-бозона, черточки на функциях распространения означают то, что они берутся на массовой оболочке

С учетом образования H-бозона, в $\mathrm{Im}\Pi$ дадут вклад диаграммы на рис. I: $\mathrm{Im}\Pi\,(P^2) = F_a + F_b$. В пренебрежении массами лептонов и кварков F_a и F_b имеют вид:

$$F_a = (s/24\pi) \sum_i C_i^2 \equiv M_W^2 F_a(\alpha),$$

$$F_b = \frac{(k^2/M_W^2)\sum\limits_i C_i^2}{(2\pi)^3(24)^2} \int\limits_0^{(\sqrt{\alpha}-\sqrt{\gamma})^2} \frac{\left[8\alpha\beta + (\alpha+\beta-\gamma)^2\right]\sqrt{(\alpha+\beta-\gamma)^2 - 4\alpha\beta}}{(1-\beta)^2 + (F_a(\beta))^2}\, d\beta,$$

где $\alpha = s/M_W^2$; $\beta = s_1/M_W^2$; $s_1 = (q^+ + \bar{q})^2/M_W^2$; $\sum\limits_i C_i^2 = 6g^2$; $g^2/M_W^2 = 4\sqrt{2}G_F$; $k = 2(\sqrt{2}G_F)M_W^2$. Отсюда для интересующего нас процесса (рис. Iб) получаем полное сечение σ_b^{tot}:

$$\sigma_b^{tot}(\alpha) = \frac{C_{e\nu}^2 (k^2/M_W^2)\sum_i C_i^2}{M_W^2 (2\pi)^3 (24)^2} \times$$

$$\times \int_0^{(\sqrt{\alpha}-\sqrt{\gamma})^2} \frac{\left[8\alpha\beta + (\alpha+\beta-\gamma)^2\right]\sqrt{(\alpha+\beta-\gamma)^2 - 4\alpha\beta}}{\alpha^2\left[(\alpha-1)^2 + (F_a+F_b)^2\right]\left[(1-\beta)^2 + (F_a)^2\right]}\, d\beta,$$

где $C_{e\nu} = g/\sqrt{2}$.

Величина полного сечения $\sigma_b^{tot}(\alpha)$ соответствующая $\alpha = 1$, для нескольких значений M_H приведена в табл. I. Она достаточно большая для того, чтобы H-бозон мог быть обнаружен, например, в глубоководном эксперименте с космическим нейтрино сверхвысоких энергий, возможность проведения которого обсуждалась в работе /6/.

Таблица I

M_H, ГэВ	6	9	I5	20	30	60
σ_b^{tot}, 10^{-34} см^2	6,05	4,02	2,02	I,I7	0,38I	$1{,}61\cdot 10^{-3}$

Таким образом, если масса H-бозона не очень велика, то эта частица могла бы родиться в результате $e\nu$ столкновений при суммарной энергии порядка M_W в системе центра масс.

Поступила в редакцию
3 ноября I98I г.

Литература

1. S. A. Weinberg, Phys. Rev. Lett., 19, 1264 (1967).
2. A. Salam, Proc. VIII Nobel Symp., Stockholm, 1968, p. 367.
3. М. Сами, В. Я. Файнберг, Краткие сообщения по физике ФИАН № 3, I5 (I98I).
4. Л. Б. Окунь. Лептоны и кварки, "Наука", М., I98I г.
5. S. L. Glashow, D. V. Nanopoulos, A. Yildiza, Phys. Rev., D18, 1724 (1978).
6. В. С. Березинский, Г. Т. Зацепин, УФН, I22, 3 (I977).