

М., 1966 г; Сб. статей " Космические лучи", "Наука",  
М., 1973 г., с. 207.

4. А. Н. Чарахчян, Т. Н. Чарахчян, Геомagnetизм и аэрономия, I, № 2, 240 (1970).
5. P. Meyer, *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, 7, 1 (1969).
6. S. A. Averin et al., 18-th Int. Cosmic Rays Conf., 4, 70 (1983).

*Краткие сообщения по физике № 11 1983*

ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ РОЖДЕНИЯ ХИГГСОВСКОГО  
БОЗОНА НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВСТРЕЧНЫХ  
ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ

Н. А. Гулиев<sup>\*)</sup>, И. Г. Джафаров<sup>\*)</sup>, В. Я. Файнберг,  
Ф. Т. Халил-заде<sup>\*)</sup>

УДК 539.12.01

Вычислено полное сечение рождения хиггсовского бозона  $H$  на встречных поляризованных электрон-позитронных пучках ( $e^+e^- \rightarrow H\bar{f}f$ ). Выявлены характерные особенности в поведении сечения в зависимости от энергии начальных пучков и масс  $H$ -бозона.

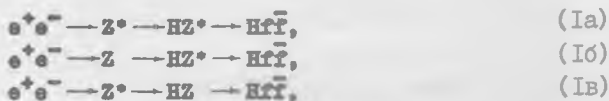
Поиски хиггсовских бозонов ( $H$ -бозонов) представляют собой задачу первостепенной важности на пути проверки идей, лежащих в основе единых теорий со спонтанно нарушенной калибровочной симметрией. Благодаря довольно сильной связи  $H$ -бозонов с  $W$ - и  $Z$ -бозонами, основными источниками  $H$ -бозонов будут являться процессы их испускания  $W$ - и  $Z$ -бозонами, рождающимися в тех или иных экспериментах. Особенно интенсивным и благоприятным

---

<sup>\*)</sup> Институт физики АН Азербайджанской ССР, г. Баку.

источником Н-бозонов мог бы стать происходящий на встречных электрон-позитронных пучках процесс  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow ZH$ . Оценка показывает /1,2/, что при  $m_H \sim 10$  ГэВ и  $\sqrt{s} = m_Z + \sqrt{2}m_H$  ( $s$  - квадрат суммы 4-импульсов начальных частиц,  $m_H$  и  $m_Z$  - массы Н- и Z-бозонов) сечение этого процесса раза в три больше, чем электромагнитное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ , равное  $4\pi\alpha^2/3s \sim 10^{-35}$  см<sup>2</sup>.

В настоящей статье с учетом поляризации электрон-позитронных пучков вычислено полное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow Hf\bar{f}$ , происходящего по одной из следующих схем:



где  $Z$  - реальный, а  $Z^*$  - виртуальный нейтральные векторные бозоны,  $f$  - фундаментальный фермион (лептон или кварк). Исследованы зависимости полных сечений процессов (I) от начальной энергии и массы хиггсовского бозона. Выявлены характерные особенности в поведении сечений в зависимости от этих величин. Отметим, что в работах /3-5/ рассмотрены дифференциальные сечения процесса (I).

Амплитуду процесса (I) запишем в виде

$$\begin{aligned} M_{fi} = 2^{3/4} G^3/2 D_Z(q_1) D_Z(q_2) N(x) \bar{U}(-p_2) \gamma_\mu (g_V + & \\ + g_A \gamma_5) U(p_1) \bar{U}(k_1) \gamma_\mu (g_V + g_A \gamma_5) U(-k_2), & \quad (2) \end{aligned}$$

где  $D_Z(q_1) = (1 - q_1^2/m_Z^2 + i\Gamma_Z/m_Z)^{-1}$ ,  $\Gamma_Z$  - ширина Z-бозона,  $q_1 = p_1 + p_2 = k_1 + k_2 - x$ ,  $q_2 = p_1 + p_2 - x = k_1 + k_2$ ,  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $k_1$ ,  $k_2$  и  $x$  - 4-импульсы электрона, позитрона, фермиона, антифермиона и Н-бозона, соответственно. При получении (2) мы пренебрегли  $\gamma_5$  членами, пропорциональными  $m_e/m_Z$ ,  $m_f/m_Z$ , где  $m_e$  - масса электрона и  $m_f$  - масса образующегося фермиона.

Выполнив довольно сложное интегрирование по импульсам образующихся частиц, мы находим следующее выражение для полного сечения процесса (I), происходящего на поляризованных встречных электрон-позитронных пучках:

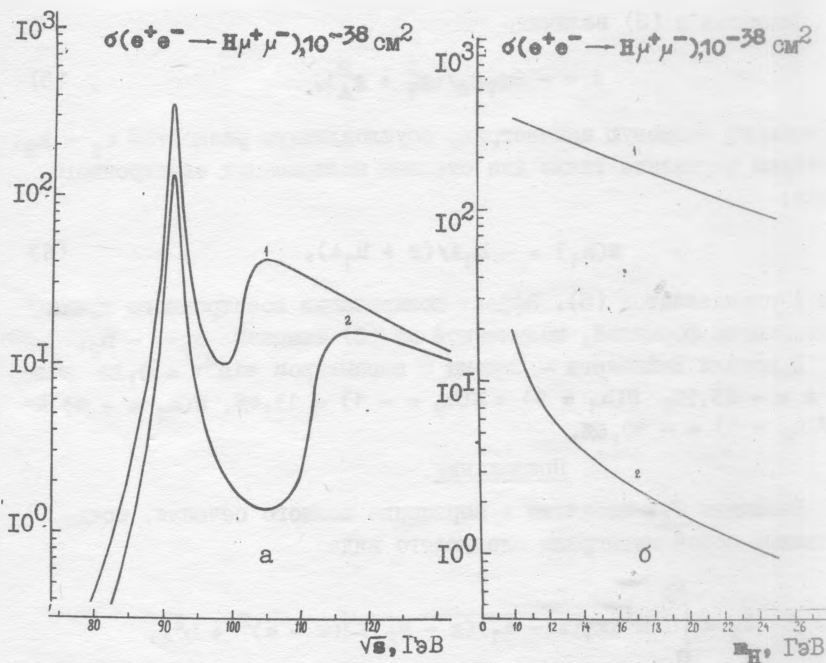
$$\sigma = \sigma_0 [1 - 2g_V g_A (h_1 - h_2) / (g_V^2 + g_A^2) - h_1 h_2], \quad (3)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{g_V^3 m_Z^8}{9\sqrt{2}(4\pi)^3} \frac{(g_V^2 + g_A^2)(g_V^2 + g_A^2)}{(s - \frac{m_Z^2}{2})^2 + \frac{m_Z^2 \Gamma_Z^2}{2}} \left[ (1 - r_H^2)^2 J_0 + \right. \quad (4)$$

$$\left. + 2(5 - r_H^2) J_1 + J_2 \right]$$

полное сечение процесса (I), усредненное и просуммированное по поляризациям частиц;  $h_1$  и  $h_2$  — продольные поляризации соответственно электрона и позитрона (вклады поперечных поляризаций электрона и позитрона в полное сечение пренебрежимо малы);  $r_H = m_H/\sqrt{s}$ ; выражения величин  $J_0$ ,  $J_1$  и  $J_2$  даны в приложении. При получении (3) мы пренебрегли вкладом массы образующегося фермиона.



Р и с. I. Зависимость полного сечения от  $\sqrt{s}$  (а) и от массы  $H$ -бозона (б)

На рис. 1а представлена зависимость полного сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \bar{H}\mu^+\mu^-$  от  $\sqrt{s}$  при  $m_H = 10$  ГэВ (кривая 1) и  $m_H = 20$  ГэВ (кривая 2). Видно, что полное сечение имеет два максимума. Первый максимум приходится на энергию  $\sqrt{s} = m_Z$ , что отвечает резонансной аннигиляции  $e^+e^-$ -пары по схеме (1б). Расположенный близко к  $\sqrt{s} = m_Z + \sqrt{2}m_H$  второй максимум соответствует образованию по схеме (1в)  $HZ$ -пары с дальнейшим распадом  $Z$ -бозона.

На рис. 1б представлена зависимость полного сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \bar{H}\mu^+\mu^-$  от массы  $H$ -бозона при энергиях  $\sqrt{s} = m_Z$  и 100 ГэВ (соответственно кривые 1 и 2).

Отметим, что кривые построены в рамках модели Вайнберга - Салама [6,7], согласно которой  $g_V = g_V = -1/2 + 2\sin^2\eta$ ,  $g_A = g_A = -1/2$ ; для параметра теории взято значение  $\sin^2\eta = 0,22$  [8,9].

Входящая в (3) величина

$$\Lambda = -2g_V g_A / (g_V^2 + g_A^2), \quad (5)$$

определяет спиновую асимметрию, обусловленную разностью  $h_1 - h_2$ . Приведем выражение также для степени поляризации электронного пучка:

$$N(h_1) = -h_1 \Lambda / (2 + h_1 \Lambda), \quad (6)$$

где  $\Lambda$  определяется (5). Эффект поляризации позитронного пучка описывается формулой, полученной из (6) заменой  $h_1 \rightarrow -h_2$ .

В модели Вайнберга - Салама с параметром  $\sin^2\eta = 0,22$  имеем  $\Lambda = -23,7\%$ ,  $N(h_1 = 1) = N(h_2 = -1) = 13,4\%$ ,  $N(h_1 = -1) = N(h_2 = 1) = -10,6\%$ .

#### Приложение.

Величины  $J_1$ , входящие в выражение полного сечения, представляют собой интегралы следующего вида:

$$J_1 = \int_0^{a_2} x^1 dx \sqrt{(x - a_1)(x - a_2)} / [(x - a)^2 + b^2],$$

где  $a_1 = (1 + r_H)^2$ ,  $a_2 = (1 - r_H)^2$ ,  $a = m_Z^2/s$ ,  $b = m_Z \Gamma_Z/s$ . Выражения интегралов  $J_1$  имеют следующий вид:

$$J_0/2 = -\rho_1 + C\tau_0 - \Delta\tau_2,$$

$$J_1/2 = -(2a - a_2)(\rho_1 + \Delta\tau_2) + (a_1 - a_2)\rho_2 + (2a - a_1)C\tau_0,$$

$$J_2/2 = (b^2 - 3a^2 + 2aa_2)(\rho_1 + \Delta\tau_2) + (a_1 - a_2)(2a + a_1 - a_2)\rho_2 - \\ - (a_1 - a_2)^2\rho_3 - (b^2 - 3a^2 + 2aa_1)C\tau_0,$$

где

$$\rho_1 = \frac{1}{2} \ln[(\sqrt{a_1} - \sqrt{a_2})/(\sqrt{a_1} + \sqrt{a_2})],$$

$$\rho_2 = \frac{1}{2} [\rho_1 - \sqrt{a_1 a_2}/(a_1 - a_2)],$$

$$\rho_3 = \frac{3}{4} \rho_2 - \frac{1}{4} \frac{a_1 \sqrt{a_1 a_2}}{(a_1 - a_2)^2},$$

$$\tau_0 = (T + L)/4F_1\sqrt{C}, \quad \tau_2 = (T - L)/4F_1\sqrt{A},$$

$$T = -\frac{F_1}{F_2} \left[ \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\Delta a_2/a_1} - F_1}{F_2} + \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\Delta a_2/a_1} + F_1}{F_2} \right],$$

$$L = \frac{1}{2} \ln \frac{a_1\sqrt{C} - 2\sqrt{a_1 a_2} F_1 + a_2\sqrt{A}}{a_1\sqrt{C} + 2\sqrt{a_1 a_2} F_1 + a_2\sqrt{A}}, \quad F_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sqrt{\Delta C} \pm B)^{1/2},$$

$$A = (a - a_1)^2 + b^2, \quad B = (a - a_1)(a - a_2) + b^2,$$

$$C = (a - a_2)^2 + b^2.$$

Поступила в редакцию  
12 мая 1983 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. J. Ellis, M. K. Gaillard, D. V. Nanopoulos, Nucl. Phys., **B106**, 292 (1976).
2. R. L. Kelly, T. Shimada, Phys. Rev., **D23**, 1940 (1981).
3. E. Ma, J. Okada, Phys. Rev., **D20**, 1052 (1979).
4. М. Сами, В. Я. Файнберг, Краткие сообщения по физике ФИАН № 3, 15 (1981).
5. Y. Abe et al., Lett. al Nuovo Cim., **32**, 361 (1981).
6. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett., **19**, 1264 (1967); **27**, 1688 (1971).