УДК 539.12

DOI: 10.21779/2542-0321-2017-32-1-12-18

С.К. Абдуллаев¹, М.Ш. Годжаев¹, С.С. Рзаева²

Рождение и распад Хиггс-бозона в мюонных коллайдерах

¹ Бакинский государственный университет; Азербайджан, AZ1148, Баку, ул. З. Халилова, 23;

² Институт физики НАН Азербайджанской Республики, AZ1141, Баку, пр. Г. Джавида, 33; *m qocayev@mail.ru; nurelmar@gmail.com*

В рамках Стандартной модели рассмотрен процесс резонансного рождения Хиггс-бозона в произвольно поляризованных мюон-антимюонных столкновениях $\mu^- \mu^+ \Rightarrow (\gamma^*; Z^*, H^*) \Rightarrow f\bar{f}$. Здесь $f\bar{f}$ – пара фундаментальных фермионов ($\tau^- \tau^+$; $c \bar{c}$ или $b \bar{b}$). Получены аналитические выражения для эффективных сечений спиральных процессов, особое внимание уделено резонансной диаграмме с обменом H-бозона. Показано, что изучение продольной и поперечной спиновых асимметрий в процессе $\mu^- \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow f\bar{f}$ позволяет получить ценную информацию о СР-четности Хиггс-бозона.

Ключевые слова: Хиггс-бозон, левая и правая константы связи, спиральные амплитуды, параметр Вайнберга, спиральность.

Введение

Стандартная модель (СМ) элементарных частиц представляет собой единую теорию электрослабых взаимодействий, основанную на калибровочной группе симметрии $SU_L(2) \times U_Y(1)$ (см. [1–3]). Удивительной особенностью СМ является явление спонтанного нарушения электрослабой группы симметрии, в результате которого калибровочные бозоны, кварки и заряженные лептоны приобретают массу. В теорию введен дублет скалярных комплексных полей $\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$, нейтральная компонента которого обладает отличным от нуля вакуумным значением. В результате электрослабая группа $SU_L(2) \times U_Y(1)$ спонтанно нарушается до электромагнитной группы $U_Q(1)$. При этом три из четырех компонент скалярного поля поглощаются калибровочными бозонами, оставшаяся четвертая компонента скалярного поля является хиггсовским H-бозоном. В различных лабораториях мира интенсивно проводились поиски Хиггс-бозона. Обнаружить Хиггс-бозон и изучить его физические свойства было одной из главных задач Большого адронного коллайдера (LHC). Недавно коллаборации ATLAS и CMS заявили об открытии новой частицы, массой около 125 ГэВ, свойства которой соответствуют ожидаемым свойствам бозона Стандартной модели [4, 5, см. также обзор 6].

В связи с этим теоретический интерес к различным каналам рождения и распада Хиггс-бозона сильно возрос [7–10]. Некоторые свойства Хиггс-бозона ранее исследованы в [11, 12].

В настоящее время для получения бозонов Хиггса предполагается строить мюонные коллайдеры с использованием s-канальной реакции $\mu^- \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow X$, где через X обозначены частицы, рождающиеся в распаде Хиггс-бозона. Здесь исследуется процесс резонансного рождения Хиггс-бозона в произвольно поляризованной мюон-антимюонной аннигиляции

$$\mu^- + \mu^+ \Rightarrow (\gamma^*; Z^*, H^*) \Rightarrow f + \bar{f}, \quad (1)$$

где $f\bar{f}$ – пара фундаментальных фермионов ($\tau^-\tau^+$; $c\bar{c}$; $b\bar{b}$).

2. Процесс (1) описывается диаграммами Фейнмана, приведенными на рис. 1. Диаграммы а), б) и в) обусловлены обменом фотона, Z -бозона и Хиггс-бозона соответственно.

Отметим, что из-за сохранения спиральностей частиц в процессе $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow (\gamma^*; Z^*) \Rightarrow f + \bar{f}$ вклад в сечение диаграмм а) и б) характеризуется только четырьмя спиральными амплитудами F_{LL} , F_{LR} , F_{RL} и F_{RR} [13–14] (здесь первый и второй индексы соответствуют спиральностям мюона и фермиона). Эти амплитуды описывают спиральные процессы.

Рис. 1. Диаграммы Фейнмана реакции $\mu^-\mu^+ \Rightarrow f\bar{f}$

$$\begin{aligned} \mu_L^- + \mu_R^+ &\Rightarrow (\gamma^*; Z^*) \Rightarrow f_L + \bar{f}_R, \quad \mu_L^- + \mu_R^+ \Rightarrow (\gamma^*; Z^*) \Rightarrow f_R + \bar{f}_L, \\ \mu_R^- + \mu_L^+ &\Rightarrow (\gamma^*; Z^*) \Rightarrow f_L + \bar{f}_R, \quad \mu_R^- + \mu_L^+ \Rightarrow (\gamma^*; Z^*) \Rightarrow f_R + \bar{f}_L \end{aligned} \quad (2)$$

соответственно и в рамках СМ определяются выражениями

$$F_{\alpha\beta} = \frac{Q_\mu Q_f}{s} + \frac{D_Z(s)}{x_W(1-x_W)} \cdot g_\alpha(\mu)g_\beta(f)(\alpha, \beta = L; R), \quad (3)$$

где $D_Z(s) = (s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z)^{-1}$; M_Z и Γ_Z – масса и полная ширина Z -бозона; $x_W = \sin^2\theta_W$ – параметр Вайнберга; $\sqrt{s}$ – суммарная энергия $\mu^-\mu^+$ – пары в системе центра масс; $g_L(\mu)$ и $g_R(\mu)$ ($g_L(f)$ и $g_R(f)$) – левая и правая константы связи мюона (фермиона) с Z -бозоном, выражения которых зависят от третьей проекции слабого изоспина $I_3(\mu)$ ($I_3(f)$) и электрического заряда Q_μ (Q_f):

$$\begin{aligned} g_L(\mu) &= -\frac{1}{2} + x_W, \quad g_R(\mu) = x_W, \\ g_L(f) &= I_3(f) - Q_fx_W, \quad g_R(f) = -Q_fx_W. \end{aligned} \quad (4)$$

Свойства спиральных амплитуд, спиральных сечений и различных электрослабых асимметрий подробно исследованы в работах [13, 14], поэтому здесь лишь показаны направления импульсов и спинов частиц в спиральных процессах (2) (см. рис. 2). Как видно, во всех случаях направления спинов начальных (конечных) частиц параллельны друг другу, их сумма равняется 1 (в единицах $\hbar$). Именно так и должно быть, т. к. фотон (Z -бозон), переносящий взаимодействие, обладает спином 1.

Рис. 2. Направления импульсов и спинов частиц в процессе $\mu^- \mu^+ \Rightarrow (\gamma^*; Z^*) \Rightarrow f \bar{f}$

3. Рассмотрим диаграмму в), обусловленную обменом скалярным Φ -бозоном. Наряду со стандартным СР-четным Хиггс-бозоном (H) в литературе обсуждается и СР-нечетный А-бозон [3]. В связи с этим нами рассматривается Φ -бозон, взаимодействие с фермионной парой которого обладает СР-четной и СР-нечетной компонентами

$$L_{\Phi f \bar{f}} = \frac{m_f}{\eta} \bar{f}(a_f + b_f \gamma_5)f \cdot \Phi(p), \quad (5)$$

где $\Phi(p)$ – нормированная к единице волновая функция Φ -бозона, η – вакуумное значение Хиггс-бозонного поля, a_f и b_f – некоторые константы, причем при $a_f = 1, b_f = 0$ Φ -бозон совпадает со стандартным H-бозоном, а при $a_f = 0, b_f = 1$ получим СР-нечетный А-бозон [3].

Матричный элемент, соответствующий диаграмме в) (рис. 1), записывается так:

$$M(\mu^- \mu^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f \bar{f}) = \frac{m_\mu m_f}{\eta^2} D_\Phi(s) \times [\bar{u}(q_1, h_1)(a_f + b_f \gamma_5)\bar{v}(q_2, h_2)] \times \\ \times [\bar{v}(p_2, s_2)(a_\mu + b_\mu \gamma_5)u(p_1, s_1)], \quad (6)$$

где $q_1(h_1)$ и $q_2(h_2)$ – четырехмерные импульсы (спиральности) фермиона и антифермиона; $D_\Phi(s) = (s - M_\Phi^2 + iM_\Phi \Gamma_\Phi)^{-1}$ – пропагатор Φ -бозона; M_Φ и Γ_Φ – его масса и полная ширина, $p_1(s_1)$ и $p_2(s_2)$ – четырехмерные импульсы (векторы поляризации) мюона и антимюона.

Возводя в квадрат матричного элемента процесса $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f + \bar{f}$, получим выражение (отметим, что диаграмма в) не интерферирует с диаграммами а) и б)):

$$|M(\mu^- \mu^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f \bar{f})|^2 = \left(\frac{m_\mu m_f}{\eta^2}\right)^2 |D_\Phi(s)|^2 \frac{s}{2} \times \\ \times [(|a_f|^2 + |b_f|^2)(1 + h_1 h_2) + 2\text{Re}(a_f b_f^*)(h_1 + h_2)] \{(|a_\mu|^2 + |b_\mu|^2)[(p_1 p_2) + \\ + m_\mu^2(s_1 \cdot s_2)] + \\ + (|a_\mu|^2 + |b_\mu|^2)[-m_\mu^2 - (p_1 \cdot p_2)(s_1 \cdot s_2) + (p_1 \cdot s_2)(p_2 \cdot s_1)] + \\ + 2\text{Re}(a_\mu b_\mu^*)m_\mu [(p_1 \cdot s_2) + (p_2 \cdot s_1)] + 2\text{Im}(a_\mu b_\mu^*)\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}p_{1\mu}p_{2\nu}s_{2\rho}s_{1\sigma}\}. \quad (7)$$

Сначала обсудим качественные свойства процесса $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f + \bar{f}$ при столкновении продольно поляризованной мюон-антимюонной пары. В этом случае полное эффективное сечение реакции $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f + \bar{f}$ примет вид:

$$\sigma(\mu^- \mu^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f \bar{f}) = \frac{N_c}{16\pi} \left(\frac{m_\mu m_f}{\eta^2} \right)^2 |D_\Phi(s)|^2 \cdot s \times \\ \times [(|a_f|^2 + |b_f|^2)(1 + h_1 h_2) + 2\text{Re}(a_f b_f^*)(h_1 + h_2)] \times \\ \times [(|a_\mu|^2 + |b_\mu|^2)(1 + \lambda_1 \lambda_2) - 2\text{Re}(a_\mu b_\mu^*)(\lambda_1 + \lambda_2)]. \quad (8)$$

Из этой формулы следует, что диаграмме в) (рис. 1) соответствуют четыре спиральных сечения:

1) все частицы лево поляризованы (спиральности $\lambda_1 = \lambda_2 = h_1 = h_2 = -1$):

$$\sigma(\mu_L^- \mu_L^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f_L \bar{f}_L) = \frac{N_c}{16\pi} \left(\frac{m_\mu m_f}{\eta^2} \right)^2 |D_\Phi(s)|^2 \cdot s |a_f - b_f|^2 |a_\mu + b_\mu|^2; \quad (9)$$

2) все частицы право поляризованы ($\lambda_1 = \lambda_2 = h_1 = h_2 = 1$):

$$\sigma(\mu_R^- \mu_R^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f_R \bar{f}_R) = \frac{N_c}{16\pi} \left(\frac{m_\mu m_f}{\eta^2} \right)^2 |D_\Phi(s)|^2 \cdot s |a_f + b_f|^2 |a_\mu - b_\mu|^2; \quad (10)$$

3) начальные частицы лево поляризованы, а конечные – право ($\lambda_1 = \lambda_2 = -1, h_1 = h_2 = 1$):

$$\sigma(\mu_L^- \mu_L^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f_R \bar{f}_R) = \frac{N_c}{16\pi} \left(\frac{m_\mu m_f}{\eta^2} \right)^2 |D_\Phi(s)|^2 \cdot s |a_f + b_f|^2 |a_\mu + b_\mu|^2; \quad (11)$$

4) начальные частицы право поляризованы, а конечные – лево ($\lambda_1 = \lambda_2 = 1, h_1 = h_2 = -1$):

$$\sigma(\mu_R^- \mu_R^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f_L \bar{f}_L) = \frac{N_c}{16\pi} \left(\frac{m_\mu m_f}{\eta^2} \right)^2 |D_\Phi(s)|^2 \cdot s |a_f - b_f|^2 |a_\mu - b_\mu|^2. \quad (12)$$

В указанных случаях направления импульсов и спинов частиц показаны на рис. 3. Как видно из рисунка, направления спинов начальных (конечных) частиц ориентированы противоположно, поэтому сумма их спинов равна нулю, спин промежуточного Φ -бозона также равен нулю. Следовательно, пользуясь лево- или правополяризованными мюон-антимюонными пучками, можно отделить диаграмму в) от диаграмм а) и б).

Рис. 3. Направления импульсов и спинов частиц в процессе $\mu^- \mu^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f \bar{f}$

Из формулы эффективного сечения (8) следует, что сечение процесса $\mu_R^- + \mu_R^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f + \bar{f}$ отличается от сечения реакции $\mu_L^- + \mu_L^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f + \bar{f}$, т. е. рассматриваемый процесс обладает право-левой продольной спиновой асимметрией:

$$A_{RL} = \frac{\sigma_{RR} - \sigma_{LL}}{\sigma_{RR} + \sigma_{LL}} = -\frac{2\text{Re}(a_\mu b_\mu^*)}{|a_\mu|^2 + |b_\mu|^2}, \quad (13)$$

где $\sigma_{RR}(\sigma_{LL})$ – эффективное сечение реакции $\mu_R^- + \mu_R^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f + \bar{f}$ ($\mu_L^- + \mu_L^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f + \bar{f}$).

Экспериментальное изучение этой асимметрии может дать информацию о CP-нечетной природе Φ -бозона. Если Φ -бозон является чисто CP-четной (как стандартный Хиггс-бозон) или CP-нечетной (как А-бозон) частицей, то во время экспериментов не будет обнаружена право-левая асимметрия A_{RL} .

Информацию о CP-нечетности Φ -бозона также можно получить, изучая степени продольной поляризации τ -лептона в реакции $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow \tau^- + \tau^+$:

$$P_\tau = \frac{\sigma(h_1=1) - \sigma(h_1=-1)}{\sigma(h_1=1) + \sigma(h_1=-1)} = \frac{2\text{Re}(a_\tau b_\tau^*)}{|a_\tau|^2 + |b_\tau|^2}. \quad (14)$$

Если действительные и мнимые части констант a_μ и b_μ (a_τ и b_τ) равны $\text{Re}a_\mu = \text{Im}a_\mu = \text{Re}b_\mu = \text{Im}b_\mu$ ($\text{Re}a_\tau = \text{Im}a_\tau = \text{Re}b_\tau = \text{Im}b_\tau$), то право-левая асимметрия A_{RL} (степень продольной поляризации τ^- -лептона P_τ) может достигать значений порядка ± 1 .

4. В случае, когда мюон-антимюонная пара поляризована поперечно, для эффективного сечения процесса $\mu^- \mu^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f\bar{f}$ получено выражение:

$$\sigma(\mu^- \mu^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c}{64\pi} \left(\frac{m_\mu m_f}{\eta^2} \right)^2 |D_\Phi(s)|^2 \cdot s[|a_f|^2 + |b_f|^2] \times \\ \times [|a_\mu|^2 + |b_\mu|^2 + (|a_\mu|^2 - |b_\mu|^2) \eta_1 \eta_2 \cos\varphi - 2\text{Im}(a_\mu b_\mu^*) \eta_1 \eta_2 \sin\varphi]. \quad (15)$$

Здесь η_1 и η_2 – поперечные составляющие спиновых векторов мюона и антимюона (при полной поперечной поляризации $\eta_1 = \eta_2 = 1$), φ – угол между этими векторами.

Эффективное сечение (15) приводит к следующим асимметриям, связанным с поперечными поляризациями мюон-антимюонной пары:

$$A_1 = \frac{\sigma(\varphi=0) - \sigma(\varphi=\pi)}{\sigma(\varphi=0) + \sigma(\varphi=\pi)} = \frac{|a_\mu|^2 - |b_\mu|^2}{|a_\mu|^2 + |b_\mu|^2}, \quad (16)$$

$$A_2 = \frac{\sigma(\varphi=-\pi/2) - \sigma(\varphi=\pi/2)}{\sigma(\varphi=-\pi/2) + \sigma(\varphi=\pi/2)} = \frac{2\text{Im}(a_\mu b_\mu^*)}{|a_\mu|^2 + |b_\mu|^2}. \quad (17)$$

Рис. 4. Зависимость сечения резонансного процесса $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow \tau^- + \tau^+$

При полной поперечно поляризованной $\mu^-\mu^+$ -пары мы имеем $A_1 = 1$, если Φ -бозон является стандартным Хиггс-бозоном ($a_\mu = 1$, $b_\mu = 0$). При нестандартном – СР-нечетном A -бозоне асимметрия равна $A_1 = -1$. Следовательно, измерением асимметрии A_1 можно получить информацию о природе Хиггс-бозона. Отличие от нуля поперечной спиновой асимметрии A_2 также свидетельствует о нарушении СР-четности в процессе $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f + \bar{f}$.

При резонансом рождении Хиггс-бозона ($s \approx M_H^2$) эффективное сечение процесса $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f + \bar{f}$ (в случае неполяризованных частиц) равно:

$$\sigma(\mu^-\mu^+ \Rightarrow \Phi^* \Rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c}{16\pi} \left(\frac{m_\mu m_f}{\eta^2} \right)^2 \cdot \frac{s}{(s-M_H^2)^2 + M_H^2 \Gamma_H^2}. \quad (18)$$

На рис. 4 приводится энергетическая зависимость сечения резонансного процесса $\mu^- + \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow \tau^- + \tau^+$ при $M_H = 125$ ГэВ, $\eta = 246$ ГэВ, $m_\mu = 0,1056$ ГэВ, $m_\tau = 1,777$ ГэВ, а ширина распада Хиггс-бозона принята $\Gamma_H = 4$ ГэВ [3]. Как видно, эффективное сечение данного процесса в резонансе достигает несколько пикобарнов.

Литература

1. Соколов А.А. и др. Колебровочные поля. – М.: Изд-во Московского университета, 1986. – 260 с.
2. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. – М.: Наука, 1981. – 304 с.
3. Djonadi A. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking (tome 1), arxiv: hep-ph/0503172v2, 3 may, 2005.
4. ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs-boson with the ATLAS detector at the LHC // Phys. Lett. – 2012. – В. 716. – Р. 1–29.
5. CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Phys. Lett. – 2012. – В. 716. – Р. 30–61.
6. Рубаков В.А. К открытию на Большом адронном коллайдере новой частицы со свойствами бозона Хиггса // УФН. – 2012. – Т. 182, № 10. – С. 1017–1025.
7. Абдуллаев С.К. и др. Исследование рождения хиггсовских бозонов в лептон-антилептонных столкновениях // Грузинский электронный научный журнал (ГЭНЖ). Физика. – 2015. – № 1 (13). – С. 36–55.
8. Абдуллаев С.К., Агамалиева Л.А., Годжаев М.Ш. Исследование рождения Хиггсовского бозона в глубоко неупругом лептон-нуклонном рассеянии // ГЭНЖ. – Физика. – 2015. – № 2 (14). – С. 28–40.
9. Abdullaev S.K., Gocayev M.Sh., Saddigh F.A. Higgs Boson Decay nels $H \Rightarrow \gamma\gamma$, $H \Rightarrow \gamma Z$, $H \Rightarrow gg$ // Azerbaijan Journal of Physics. Fizika. – 2015. – V. XXI, № 2. – Р. 17–22.
10. Abdullaev S.K., Gocayev M.Sh., Saddigh F.A. Higgs Boson production in lepton collisions // Azerbaijan Journal of Physics. Fizika. – 2015. – V. XXI, № 3. – Р. 21–30.
11. Вайнштейн А.И., Захаров В.И., Шифман М.А. Хиггсовские частицы // УФН. – 1980. – Т. 131, № 4. – С. 537–575.
12. Ансельм А.А., Уральцев Н.Г., Хозе В.А. Хиггсовские частицы // УФН. – 1985. – Т. 145, № 2. – С. 185–223.
13. Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И. Суперструнный Z' -бозон в e^-e^+ -аннигиляции // ЭЧАЯ. – 1995. – Т. 26, вып. 5. – С. 1264–1311.
14. Абдуллаев С.К. Нули спиральных амплитуд и асимметрий сов $e^-e^+ \Rightarrow f\bar{f}$, $e^-e^+ \rightarrow \tilde{f}\tilde{f}$ // ЯФ. – 1995. – Т. 58, № 4. – С. 695–700.

Поступила в редакцию 13 ноября 2016 г.

UDC 539.12

DOI: 10.21779/2542-0321-2017-32-1-12-18

The Higgs-boson production and decay at muon collider

S.K. Abdullayev, M.Sh. Gojayev, S.S. Rzayeva

¹ *Baku State University, Republic of Azerbaijan, AZ1148, Baku city, Academic Zahid Khalilov street, 23;*

² *Institute of Physics of Azerbaijan National Academy of Sciences, Republic of Azerbaijan, AZ1141, Baku city, Javid prospect, 33; m qocayev@mail.ru; nurelmar@gmail.com*

In the framework of Standard model the process of Higgs-boson production in the arbitrary polarized muon-antimuon collisions $\mu^- \mu^+ \Rightarrow (\gamma^*; Z^*, H^*) \Rightarrow f\bar{f}$ has been investigated. Here $f\bar{f}$ is the fundamental fermion pair ($\tau^- \tau^+$; $c\bar{c}, b\bar{b}$). Some analytical forms for effective cross-sections of gyroidal processes are presented. Peculiar attention is given to the analysis of Higgs-boson exchange frequency diagram. It is shown that studying longitudinal and cross sectional asymmetry in $\mu^- \mu^+ \Rightarrow H^* \Rightarrow f\bar{f}$ reveals some valuable information on the Higgs-boson CP-properties.

Keywords: *Higgs-boson, the left and right coupling constants, spirality amplitudes, Weinberg's parameter, spirality.*

Received 13 November, 2016