

УДК 539.12

DOI: 10.21779/2542-0321-2021-36-1-63–72

М.Ш. Годжаев

**Рождение бозона Хиггса и $t\bar{t}$ -кварковой пары
в произвольно поляризованных e^-e^+ -столкновениях**

*Бакинский государственный университет; Азербайджан, AZ 1148, Баку,
ул. Акад. З. Халилова, 23; m_gocayev@mail.ru*

Недавно коллаборациями ATLAS и CMS в Большом адронном коллайдере (LHC) открыт бозон Хиггса массой около 125 ГэВ. Для изучения его физических свойств необходимо исследовать различные процессы. В работе в рамках Стандартной модели исследуется процесс совместного рождения бозона Хиггса и $t\bar{t}$ -кварковой пары в электрон-позитронных столкновениях: $e^-e^+ \rightarrow Ht\bar{t}$. Подробно изучен механизм излучения бозона Хиггса $t\bar{t}$ -кварковой парой. С учетом произвольных поляризаций (продольных и поперечных) электрон-позитронной пары и продольных поляризаций t -кварка и \bar{t} -антикварка получено аналитическое выражение для дифференциального сечения процесса. Определены лево-правая и поперечная спиновые асимметрии и степень продольной поляризации t -кварка. При энергии встречных электрон-позитронных пучков $\sqrt{s} = 1$ ТэВ изучена зависимость эффективного сечения, асимметрий и степени продольной поляризации t -кварка от энергий и углов вылета частиц.

Ключевые слова: *спиральность, константа связи, корреляционные функции, асимметрия.*

Введение

Стандартная модель (СМ), основанная на локальной калибровочной теории с группой симметрии $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$, удовлетворительно описывает физику сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий между кварками, лептонами и калибровочными бозонами. В физике элементарных частиц пока не проведено ни одного эксперимента, результаты которого не согласуются со СМ. Недавно открыт недостающий кирпичик в здании СМ. Это скалярный бозон Хиггса, открытый коллаборациями ATLAS и CMS [1; 2] (см. также [3–5]) в Большом адронном коллайдере.

Определение физических характеристик бозона Хиггса H является основной задачей Большого адронного коллайдера, а также будущих высокоэнергетических электрон-позитронных коллайдеров. Отметим, что столкновение электронов и позитронов при высоких энергиях является эффективным методом изучения механизмов взаимодействия элементарных частиц. Это обусловлено главным образом следующими двумя обстоятельствами. Во-первых, взаимодействие электронов и позитронов описывается электрослабой теорией Вайнберга–Салама, поэтому полученные результаты хорошо интерпретируемы. Во-вторых, поскольку электроны и позитроны не участвуют в сильных взаимодействиях, существенно улучшаются фоновые условия экспериментов по сравнению с исследованиями, проводимыми с адронными пучками. Последнее обстоятельство является особенно существенным при изучении процессов с малыми сечениями.

В настоящее время уже спроектировано строительство нового поколения элек-

трон-позитронных коллайдеров ILC (*International Linear Collider*), CLIC (*Compact Linear Collider*), FCC (*Future Circular Collider*), CEPС (*Circular Electron Positron Collider*) [6]. Эти коллайдеры в будущем позволят изучать физические свойства стандартного бозона Хиггса.

В работах [7; 8] исследован процесс рождения бозона Хиггса и легкой фермионной пары в произвольно поляризованных электрон-позитронных столкновениях. В работе А. Джуади в рамках СМ рассмотрено рождение бозона Хиггса H и тяжелой $t\bar{t}$ -кварковой пары. В [9; 10] исследован электромагнитный механизм процесса $e^- + e^+ \rightarrow (\gamma^*) \rightarrow H + f + \bar{f}$ с учетом произвольных поляризаций электрон-позитронной пары и спиральностей тяжелого фермиона и антифермиона.

В настоящей работе в рамках СМ исследуется процесс совместного рождения стандартного бозона Хиггса H и тяжелой $t\bar{t}$ -кварковой пары в произвольно поляризованных электрон-позитронных столкновениях:

$$e^- + e^+ \rightarrow (\gamma^*; Z^*) \rightarrow H + t + \bar{t}. \quad (1)$$

Вычислено дифференциальное сечение процесса с учетом произвольных поляризаций электрона и позитрона (продольные и поперечные поляризации) и продольных поляризаций кварка и антикварка.

Квадрат матричного элемента реакции $e^-e^+ \rightarrow Ht\bar{t}$

В рамках СМ процесс (1) описывается двумя видами диаграмм Фейнмана, приведенных на рис. 1, где в скобках записаны 4 импульса частиц. Диаграммы *a*) и *б*) соответствуют излучению бозона Хиггса $t\bar{t}$ -кварковой парой.

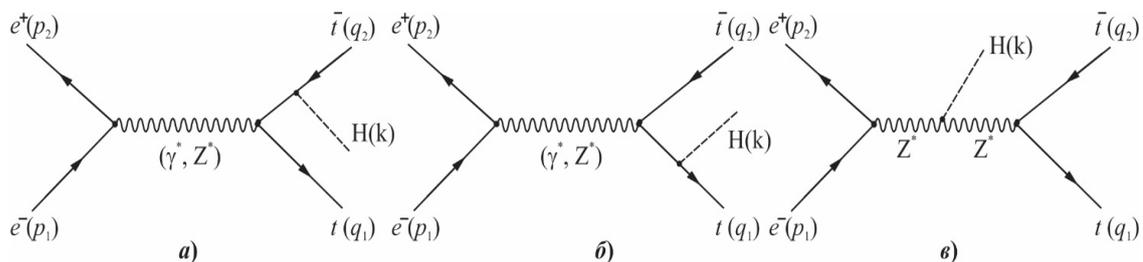


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана реакции $e^-e^+ \rightarrow Ht\bar{t}$

В рамках СМ матричный элемент, соответствующий диаграммам *a*) и *б*), может быть записан следующим образом (отметим, что диаграмма *в*) подробно изучена в работе [9], поэтому здесь она не рассматривается):

$$M_{i \rightarrow f} = M_{i \rightarrow f}^{(\gamma)} + M_{i \rightarrow f}^{(Z)}, \quad (2)$$

$$M_{i \rightarrow f}^{(\gamma)} = \frac{ie^2 Q_e Q_t}{s} g_{Htt} \cdot \ell_\mu^{(\gamma)} \cdot J_\mu^{(\gamma)}, \quad (3)$$

$$M_{i \rightarrow f}^{(Z)} = \frac{ie^2}{s - M_Z^2} g_{Hff} \cdot \ell_\mu^{(Z)} \cdot J_\mu^{(Z)}. \quad (4)$$

Здесь $Q_e = -1$ ($Q_t = 2/3$) – электрический заряд электрона (t -кварка) в единицах e ;

$$\ell_{\mu}^{(\gamma)} = \bar{v}_e(p_2)\gamma_{\mu}u_e(p_1),$$

$$J_{\mu}^{(\gamma)} = \bar{u}_t(q_1)\left[\frac{\hat{q}_1 + \hat{k} + m_t}{(q_1 + k)^2 - m_t^2}\gamma_{\mu} - \gamma_{\mu}\frac{\hat{q}_2 + \hat{k} - m_t}{(q_2 + k)^2 - m_t^2}\right]v_t(q_2), \quad (5)$$

$$\ell_{\mu}^{(Z)} = \bar{v}_e(p_2)\gamma_{\mu}[g_V(e) + \gamma_5 g_A(e)]u_e(p_1),$$

$$J_{\mu}^{(Z)} = \bar{u}_t(q_1)\left\{\frac{\hat{q}_1 + \hat{k} + m_t}{(q_1 + k)^2 - m_t^2}\gamma_{\mu}[g_V(t) + \gamma_5 g_A(t)] - \right. \quad (6)$$

$$\left. - \gamma_{\mu}[g_V(t) + \gamma_5 g_A(t)]\frac{\hat{q}_2 + \hat{k} - m_t}{(q_2 + k)^2 - m_t^2}\right\}v_t(q_2)$$

– электромагнитные (слабые) токи электрон-позитронной и $t\bar{t}$ -кварковой пары; $s = p^2 = (p_1 + p_2)^2$ – квадрат суммарной энергии e^-e^+ -пары в системе центра масс; m_t – масса t -кварка; g_{Htt} – константа связи бозона Хиггса с $t\bar{t}$ -кварковой парой; M_Z – масса Z^0 -бозона; $g_V(e)$ и $g_A(e)$ ($g_V(t)$ и $g_A(t)$) – векторная и аксиально-векторная константы связи электрона (t -кварка) с Z^0 -бозоном. Они приведены в [10].

Квадрат матричного элемента (2) выражается формулой

$$|M_{i \rightarrow f}|^2 = \frac{e^4}{s^2} g_{Htt}^2 [Q_e^2 Q_t^2 L_{\mu\nu}^{(\gamma)} \cdot H_{\mu\nu}^{(\gamma)} + 2Q_e Q_t X_Z L_{\mu\nu}^{(i)} \cdot H_{\mu\nu}^{(i)} + X_Z^2 L_{\mu\nu}^{(Z)} \cdot H_{\mu\nu}^{(Z)}]. \quad (7)$$

Здесь $X_Z = \left(1 - \frac{M_Z^2}{s}\right)^{-1}$, $L_{\mu\nu}^{(\gamma)}$ ($H_{\mu\nu}^{(\gamma)}$), $L_{\mu\nu}^{(Z)}$ ($H_{\mu\nu}^{(Z)}$) и $L_{\mu\nu}^{(i)}$ ($H_{\mu\nu}^{(i)}$) – электромагнит-

ный, слабый и интерференционный тензоры электрон-позитронной ($t\bar{t}$ -кварковой) пары. Вследствие сохранения электрон-позитронных токов $\ell_{\mu}^{(\gamma)}$ и $\ell_{\mu}^{(Z)}$ вклад в сечение дают только пространственные компоненты тензоров

$$L_{\mu\nu}^{(a)} \cdot H_{\mu\nu}^{(a)} = L_{mr}^{(a)} \cdot H_{mr}^{(a)} \quad (m, r = 1, 2, 3; a = \gamma, i, Z).$$

Электрон-позитронные тензоры $L_{mr}^{(a)}$ легко вычисляются на основе токов $\ell_{\mu}^{(\gamma)}$ и $\ell_{\mu}^{(Z)}$,

и в случае произвольно поляризованной e^-e^+ -пары имеют следующую структуру:

$$L_{mr}^{(\gamma)} = \ell_m^{(\gamma)} \ell_r^{*(\gamma)} = \frac{s}{2} [(1 - \lambda_1 \lambda_2)(\delta_{mr} - N_m N_r) + (\lambda_2 - \lambda_1) i \varepsilon_{mrs} N_s + (\bar{\eta}_1 \bar{\eta}_2)(\delta_{mr} - N_m N_r) - \eta_{1m} \eta_{2r} - \eta_{1r} \eta_{2m}],$$

$$L_{mr}^{(i)} = \ell_m^{(\gamma)} \ell_r^{*(Z)} = g_V(e) L_{mr}^{(\gamma)} + \frac{s}{2} g_A(e) [(\lambda_2 - \lambda_1)(\delta_{mr} - N_m N_r) + (1 - \lambda_1 \lambda_2) i \varepsilon_{mrs} N_s], \quad (8)$$

$$L_{mr}^{(Z)} = \ell_m^{(Z)} \ell_r^{*(Z)} = [g_V^2(e) + g_A^2(e)] L_{mr}^{(\gamma)} + \frac{s}{2} \cdot 2g_V(e)g_A(e) [(\lambda_2 - \lambda_1)(\delta_{mr} - N_m N_r) + (1 - \lambda_1 \lambda_2) i \varepsilon_{mrs} N_s] + [g_V^2(e) - g_A^2(e)] \frac{s}{2} [(\bar{\eta}_1 \bar{\eta}_2)(\delta_{mr} - N_m N_r) - \eta_{1m} \eta_{2r} - \eta_{1r} \eta_{2m}],$$

где λ_1 и λ_2 ($\vec{\eta}_1$ и $\vec{\eta}_2$) – спиральности (поперечные компоненты спиновых векторов) электрона и позитрона; \vec{N} – единичный вектор, направленный по импульсу электрона.

Из выражений тензоров (8) следует, что продольно поляризованные электрон и позитрон должны обладать противоположными спиральностями $\lambda_1 = -\lambda_2 = \pm 1$ (электрон левый, а позитрон правый – $e_L^- e_R^+$ или электрон правый, а позитрон левый – $e_R^- e_L^+$). Это связано с сохранением полного момента в переходах $e^- + e^+ \rightarrow \gamma^*$ и $e^- + e^+ \rightarrow Z^*$.

Что касается кварковых тензоров $H_{mr}^{(a)}$, то отметим, что они имеют громоздкий вид, поэтому здесь не приводятся.

Угловые корреляции частиц в процессе $e^-e^+ \rightarrow H\bar{t}$

В случае неполяризованных частиц дифференциальное сечение процесса (1) может быть представлено в виде:

$$\frac{d^4\sigma}{d\chi d(\cos\theta) dx_1 dx_2} = \frac{\alpha_{\text{КЭД}}^2 N_C}{128\pi^2 s} g_{Htt}^2 G_A (\sigma_1 + 2\sigma_3)(1 + \alpha_0)[1 + \alpha_1 \cos^2\theta + \alpha_2 \sin^2\theta \cos 2\chi + \alpha_4 \sin^2\theta \sin 2\chi + \alpha_7 \cos\theta + \alpha_8 \sin\theta \cos\chi], \quad (9)$$

где θ – полярный угол между осью Z и направлением электронного пучка; χ – азимутальный угол между плоскостью рождения частиц $\vec{q}_1 + \vec{q}_2 + \vec{k} = 0$ и плоскостью, определяемой осью Z и электронным пучком; α_i ($i = 0, 1, 2, 4, 7, 8$) – коэффициенты угловых распределений частиц, определяемые выражениями:

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{G_C}{G_A} \cdot \frac{\sigma'_1 + 2\sigma'_3}{\sigma_1 + 2\sigma_3}, & \alpha_1 &= \frac{1}{1 + \alpha_0} \cdot \left[\frac{\sigma_1 - 2\sigma_3}{\sigma_1 + 2\sigma_3} + \frac{G_C}{G_A} \cdot \frac{\sigma'_1 - 2\sigma'_3}{\sigma_1 + 2\sigma_3} \right], \\ \alpha_2 &= \frac{1}{1 + \alpha_0} \cdot \left[\frac{2\sigma_2}{\sigma_1 + 2\sigma_3} + \frac{G_C}{G_A} \cdot \frac{2\sigma'_2}{\sigma_1 + 2\sigma_3} \right], & \alpha_4 &= \frac{1}{1 + \alpha_0} \cdot \left[\frac{2\sigma_4}{\sigma_1 + 2\sigma_3} + \frac{G_C}{G_A} \cdot \frac{2\sigma'_4}{\sigma_1 + 2\sigma_3} \right], \\ \alpha_7 &= \frac{1}{1 + \alpha_0} \cdot \frac{G_B}{G_A} \cdot \frac{2\sigma_7}{\sigma_1 + 2\sigma_3}, & \alpha_8 &= \frac{1}{1 + \alpha_0} \cdot \frac{G_B}{G_A} \cdot \frac{4\sigma_8}{\sigma_1 + 2\sigma_3}; \end{aligned} \quad (10)$$

$x_1 = \frac{2E_1}{\sqrt{s}}$, $x_2 = \frac{2E_2}{\sqrt{s}}$ и $x_H = \frac{2E_H}{\sqrt{s}} = 2 - x_1 - x_2$ – скейлинговые энергии t -кварка и \bar{t} -антикварка и бозона Хиггса соответственно. Здесь

$$\begin{aligned} G_A &= Q_e^2 Q_t^2 + 2Q_e Q_t g_V(e) g_V(f) X_Z + [g_V^2(e) + g_A^2(e)][g_V^2(t) + g_A^2(t)] X_Z^2, \\ G_B &= 2g_A(e) g_A(t) [Q_e Q_t + 2g_V(e) g_V(t) X_Z] X_Z, \\ G_C &= [g_V^2(e) + g_A^2(e)] g_A^2(t) X_Z^2; \end{aligned} \quad (11)$$

$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4, \sigma_7, \sigma'_1, \sigma'_2, \sigma'_3, \sigma'_4$ – так называемые корреляционные функции, зависящие только от скейлинговых энергий x_1 и x_2 .

Проведем оценки коэффициентов угловых распределений α_k ($k=1, 2, 4, 7, 8$) в координатной системе, где импульс более энергичного антикварка \bar{t} направлен по оси Z , а импульс второго энергичного бозона Хиггса в плоскости рождения обладает положительной x -проекцией $k_x > 0$ (рис. 2). В этой системе корреляционные функции равны:

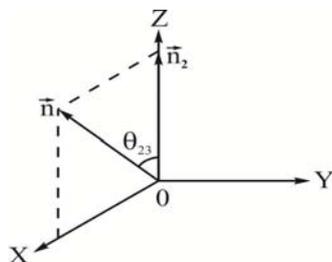


Рис. 2

$$\begin{aligned}
 \sigma_1 &= \frac{2x_H^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \cdot (2-s_{23}^2), & \sigma_2 &= \frac{x_H^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \cdot s_{23}^2, \\
 \sigma_3 &= \frac{2x_H^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \cdot (1-c_{23}^2), & \sigma_4 &= \mp \frac{2x_H^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \cdot s_{23}c_{23}, \\
 \sigma_7 &= 2x_H \left[\frac{x_2}{1-x_2} (c_{23}-1) - \frac{x_1}{1-x_1} (c_{23}-c_{21}) \right], & \sigma_8 &= \mp x_H \left[\frac{x_2}{1-x_2} s_{23} + \frac{x_1}{1-x_1} (s_{23}+s_{21}) \right], \\
 \sigma'_1 &= -4(1+x_H) (2-s_{23}^2), & \sigma'_2 &= -2(1+x_H) s_{23}^2, \\
 \sigma'_3 &= -4(1+x_H) (1-c_{23}^2), & \sigma'_4 &= \pm 4(1+x_H) \cdot s_{23}c_{23}.
 \end{aligned} \tag{12}$$

Здесь приняты обозначения $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ и $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, где θ_{ij} ($i, j=1, 2, 3$) – угол между направлениями импульсов частиц i и j . Эти углы зависят от скейлинговых энергий частиц

$$\sin \theta_{ij} = \frac{2\sqrt{(1-x_1)(1-x_2)(1-x_H)}}{x_i x_j}, \quad \cos \theta_{ij} = 1 - \frac{2(x_i + x_j - 1)}{x_i x_j}.$$

На рис. 3 представлена зависимость коэффициентов угловых распределений от переменной x_2 при фиксированной скейлинговой энергии $x_1 = 0.9$. Как видно, коэффициент α_1 (α_7, α_8) отрицателен и уменьшается (увеличивается) с ростом энергии x_2 . Коэффициент угловых распределений α_2 положителен и медленно увеличивается с ростом переменной x_2 . Что касается коэффициента углового распределения α_4 , то отметим, что в начале энергетического спектра он отрицателен, с ростом x_2 увеличивается и в конце энергетического спектра становится положительным.

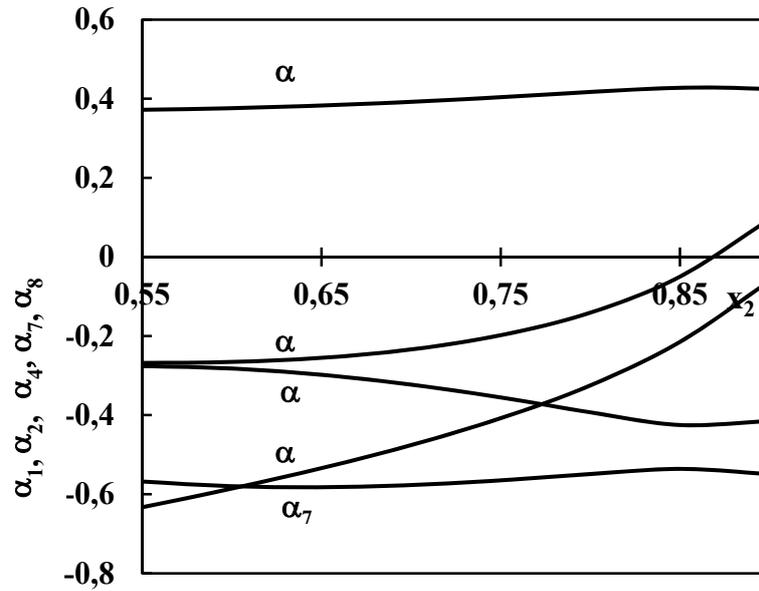


Рис. 3. Зависимость коэффициентов угловых распределений от x_2

Левосторонняя и поперечная спиновые асимметрии и степень продольной поляризации t -кварка

При аннигиляции продольно-поляризованной электрон-позитронной пары дифференциальное сечение реакции (1), интегрированное по углам θ и χ , имеет вид:

$$\frac{d^2\sigma(\lambda_1, \lambda_2)}{dx_1 dx_2} = \frac{d^2\sigma_0}{dx_1 dx_2} [1 - \lambda_1 \lambda_2 - (\lambda_1 - \lambda_2) A_{LR}]. \quad (13)$$

Здесь

$$\frac{d^2\sigma_0}{dx_1 dx_2} = \frac{\alpha_{\text{KED}}^2 N_C}{12\pi s} g_{\text{Hff}}^2 \left\{ G_A \frac{x_H^2}{(1-x_1)(1-x_2)} - 2[g_V^2(e) + g_A^2(e)]g_A^2(t)(1+x_H)X_Z^2 \right\} \quad (14)$$

– дифференциальное сечение данного процесса в случае неполяризованных частиц, а

$$A_{LR} = \frac{G_D x_H^2 - 4g_V(e)g_A(e)g_A^2(t)(1+x_H)(1-x_1)(1-x_2)X_Z^2}{G_D x_H^2 - 2[g_V^2(e) + g_A^2(e)]g_A^2(t)(1+x_H)(1-x_1)(1-x_2)X_Z^2} \quad (15)$$

– левосторонняя спиновая асимметрия, обусловленная продольной поляризацией электрона. Введено обозначение

$$G_D = 2Q_e Q_f g_A(e)g_V(t)X_Z + 2g_V(e)g_A(e)[g_V^2(t) + g_A^2(t)]X_Z^2.$$

Левосторонняя спиновая асимметрия A_{LR} при $x_2 = 0.95$ составляет примерно 17.6 % и слабо увеличивается с ростом x_1 , оставаясь почти постоянной.

Благодаря слабому взаимодействию в рассматриваемом процессе, t -кварк и \bar{t} -антикварк могут рождаться продольно поляризованными. С учетом продольных поляризаций $t\bar{t}$ -кварковой пары дифференциальное сечение, проинтегрированное по углам вылета частиц, имеет вид:

$$\frac{d^2\sigma(h_1, h_2)}{dx_1 dx_2} = \frac{1}{4} \cdot \frac{d^2\sigma_0}{dx_1 dx_2} [1 + h_1 h_2 + (h_1 + h_2)P_t]. \quad (16)$$

Здесь

$$P_t = \{Q_e Q_t g_V(e) g_A(e) X_Z + [g_V^2(e) + g_A^2(e)] g_V(t) g_A(t) X_Z^2\} \times \\ \times \{(1-x_1)[x_H x_2 c_{23} + 3(1-x_1)] - (1-x_2)[x_H x_1 (c_{23} c_{21} - s_{23} s_{21}) + 3(1-x_2)]\} \times \quad (17) \\ \times \{G_A x_H^2 - 2(1-x_1)(1-x_2)[g_V^2(e) + g_A^2(e)] g_A^2(t)(1+x_H) X_Z^2\}^{-1}$$

– степень продольной поляризации t -кварка или \bar{t} -антикварка.

На рис. 4 приведена зависимость степени продольной поляризации t -кварка от переменной x_1 при фиксированной скейлинговой энергии антикварка $x_2 = 0.9$ и $x_2 = 0.95$. Из графиков следует, что при фиксированной энергии антикварка увеличение энергии кварка x_1 приводит к спаду степени продольной поляризации t -кварка. Однако при фиксированной энергии кварка x_1 с ростом энергии антикварка x_2 величина степени продольной поляризации увеличивается.

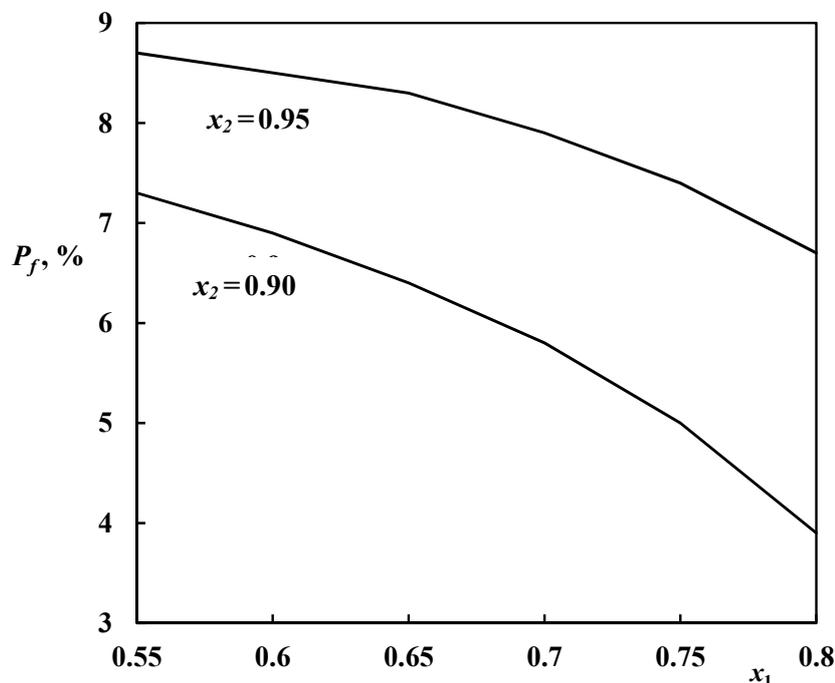


Рис. 4. Зависимость степени продольной поляризации t -кварка от переменной x_1 при фиксированной x_2

Отметим, что степень продольной поляризации t -кварка уже измерено детектором ATLAS в процессе адронного рождения пары $t\bar{t}$ на Большом адронном коллайдере.

Рассмотрим распределение частиц по углам θ и φ : φ – азимутальный угол между плоскостями рождения и поперечной поляризации электрона. В этом случае сечение аннигиляции поперечно поляризованной электрон-позитронной пары, проинтегрированное по азимутальному углу χ , имеет вид:

$$\frac{d^4\sigma(\eta_1, \eta_2)}{d\varphi d(\cos\theta) dx_1 dx_2} = \frac{d^4\sigma_0}{d\varphi d(\cos\theta) dx_1 dx_2} [1 + A_1 \eta_1 \eta_2 \cos 2\varphi], \quad (18)$$

где

$$\frac{d^4\sigma_0}{d\varphi d(\cos\theta)dx_1dx_2} = \frac{\alpha_{\text{KED}}^2 N_C}{128\pi^2 s} g_{\text{Hff}}^2 G_A (\sigma_1 + 2\sigma_3)(1 + \alpha_0)(1 + \alpha_1 \cos^2 \theta) \quad (19)$$

– дифференциальное сечение данного процесса в случае неполяризованных частиц;

$$A_{\perp} = \frac{\beta_1 \sin^2 \theta}{1 + \beta_1 \cos^2 \theta} \cdot \frac{F_B}{F_A} \quad (20)$$

– поперечная спиновая асимметрия, обусловленная поперечными поляризациями электрон-позитронной пары. Здесь введены обозначения

$$\beta_1 = \frac{\sigma_1 - 2\sigma_3}{\sigma_1 + 2\sigma_3}, \quad F_A = G_A \frac{x_H^2}{2(1-x_1)(1-x_2)} - [g_V^2(e) + g_A^2(e)]g_A^2(t)(1+x_H)X_Z^2,$$

$$F_B = \frac{x_H^2}{2(1-x_1)(1-x_2)} \{Q_e^2 Q_t^2 + 2Q_e Q_t X_Z g_V(e)g_V(t) + X_Z^2 [g_V^2(e) - g_A^2(e)][g_V^2(t) + g_A^2(t)]\} -$$

$$- X_Z^2 [g_V^2(e) - g_A^2(e)]g_A^2(t)(1+x_H). \quad (21)$$

На рис. 5 представлена угловая зависимость поперечной спиновой асимметрии (20) при $x_1 = 0.95$ и различных значениях переменной x_2 . С увеличением угла θ поперечная спиновая асимметрия увеличивается и достигает максимума при угле $\theta = 90^\circ$, а затем асимметрия уменьшается и обращается в нуль в конце углового спектра. Рост переменной x_2 приводит к уменьшению поперечной спиновой асимметрии.

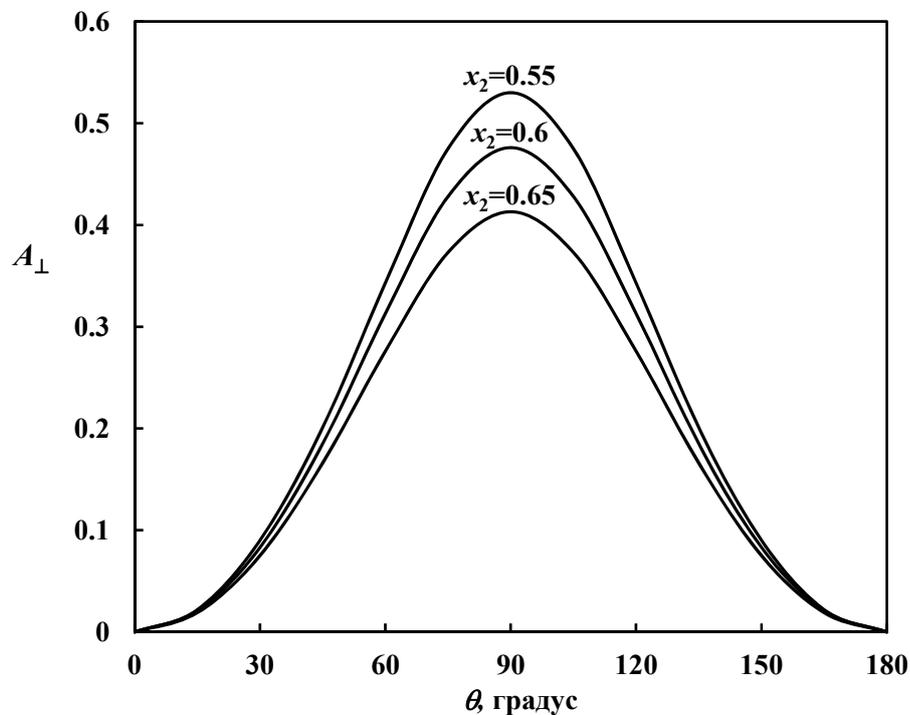


Рис. 5. Зависимость поперечной спиновой асимметрии от угла θ

Заключение

Таким образом, мы обсуждали процесс совместного рождения хиггсовского бозона H и продольно поляризованной $t\bar{t}$ -кварковой пары при аннигиляции произвольно поляризованной электрон-позитронной пары. Получено аналитическое выражение дифференциального сечения процесса, исследованы особенности поведения угловых корреляций частиц, лево-правой спиновой асимметрии A_{LR} , степени продольной поляризации t -кварка P_t и поперечной спиновой асимметрии A_{\perp} . Результаты вычислений иллюстрированы графиками.

Литература

1. 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. B. – 2012. – Vol. 716. – Pp. 1–29.
2. CMS Collaboration. Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC // Phys. Lett. B. – 2012. – Vol. 716. – Pp. 30–61.
3. Рубаков В.А. К открытию на Большом адронном коллайдере новой частицы со свойствами бозона Хиггса // УФН. – 2012. – Т. 182, № 10. – С. 1017–1025.
4. Ланев А.В. Результаты коллаборации CMS: бозон Хиггса и поиски новой физики // УФН. – 2014. – Т. 184, № 9. – С. 996–1004.
5. Казаков Д.И. Хиггсовский бозон открыт: что дальше? // УФН. – 2014. – Т. 184, № 9. – С. 1004–1016.
6. Щильцев В.Д. Коллайдеры частиц высоких энергий: прошедшие 20 лет, предстоящие 20 лет и отдалённое будущее // УФН. – 2012. – Т. 182. – С. 1033–1046.
7. Абдуллаев С.К., Годжаев М.Ш., Насибова Н.А. Рождение скалярного бозона и фермионной пары на произвольно поляризованных e^-e^+ -пучках // Известия вузов. Физика. – 2018. – Т. 61, № 1. – С. 87–93.
8. Khalil-zade F.T. The production of the Higgs boson on electron-positron linear colliders // Azerbaijan Journals of Physics. – 2018. – V. XXIV, № 1. – Pp. 8–17.
9. Abdullayev S.K., Gojayev M.Sh. The production of Higgs boson and heavy fermion pair in electron-positron collisions // Azerbaijan Journals of Physics. – 2018. – Vol. XXIV, № 4. – Pp. 11–21.
10. Абдуллаев С.К., Годжаев М.Ш. Совместное рождение хиггс-бозона и тяжелой фермионной пары в e^-e^+ -столкновениях // ВМУ. Сер. 3: Физика. Астрономия. – 2019. – № 1. – С. 23–30.

Поступила в редакцию 7 октября 2020 г.

UDC 539.12

DOI: 10.21779/2542-0321-2021-36-1-63–72

Production of the Higgs Boson and $t\bar{t}$ -Quark Pair in Arbitrarily Polarized e^-e^+ -Collisions

M.Sh. Gojayev

*Baku State University; Azerbaijan, AZ 1148, Baku; ул. Акад. З. Халилова, 23;
m_gocayev@mail.ru*

Recently, the Higgs boson with a mass of about 125 GeV was discovered by the ATLAS and CMS collaborations in the Large Hadron Collider (LHC). To study the physical properties of this boson, it is necessary to study various observables in processes involving the Higgs boson. In the present work, in the framework of the Standard Model, we study the process of the joint production of the Higgs boson and $t\bar{t}$ -quark pair in electron-positron collisions: $e^-e^+ \rightarrow Ht\bar{t}$. The mechanism of Higgs boson emission by a $t\bar{t}$ -quark pair has been studied in detail. Taking into account arbitrary polarizations (longitudinal and transverse) of the electron and positron pair and the longitudinal polarizations of the t -quark and \bar{t} -antiquark, an analytical expression is obtained for the differential cross section of the process. The left-right and transverse spin asymmetries and the degree of longitudinal polarization of the t -quark are determined. With the energy of $\sqrt{s} = 1$ TeV counterpropagating electron-positron beams, the dependence of the effective cross section, asymmetries, and the degree of longitudinal polarization of the quark on the energies and angles of particle escape has been studied.

Keywords: helicity, coupling constant, correlation functions, asymmetry.

Received 7 October 2020