Рождение хиггс бозонов в произвольно поляризованных электрон–позитронных пучках

С. К. Абдуллаев,* М. Ш. Годжаев†
Бакинский Государственный Университет, физический факультет, кафедра теоретической физики
AZ1148, ул. З.Халилова, 23, Баку, Азербайджан
(Статья поступила 24.06.2017; Подписана в печать 13.11.2017)

С учетом произвольных поляризаций встречных электрон-позитронных пучков вычислены дифференциальные и полные сечения процессов $e^-e^+ \to ZH_{CM}$, $e^-e^+ \to Zh$, $e^-e^+ \to ZH$, $e^-e^+ \to hA$, $e^-e^+ \to HA$ и $e^-e^+ \to H^-H^+$, где H_{CM} — бозон Хиггса Стандартной модели, а h, H, A и $H^\pm$ — аналоги бозона Хиггса, которые могут иметь место в МССМ. Исследованы и выявлены характерные особенности в поведении сечений и поляризационных характеристик процессов (право–левой спиновой асимметрии, поперечной спиновой асимметрии) в зависимости от энергий электрон–позитронных пучков и массы хиггсовских бозонов.

PACS: 12.15.-y, 12.15. Mm, 14.70 Hp УДК: 539.12-17
Ключевые слова: Стандартная модель, бозон Хиггса, спиральность, левая и правая константы связи, параметр Вайнберга, Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель.

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель (СМ), основанная на локальной калибровочной симметрии $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ хорошо описывает физику сильных и электрослабых взаимодействий между лептонами и кварками [1–10]. В теорию введен дублет скалярных полей $\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$, нейтральная компонента, которой обладает отличным от нуля вакуумным значением. В результате спонтанного нарушения симметрии из-за квантовых возбуждений скалярного поля появляется новая частица, бозон Хиггса, а за счет взаимодействия с этим полем калибровочные бозоны ($W^\pm$ и Z^0), заряженные лептоны и кварки приобретают массу. Этот механизм генерации масс фундаментальных частиц известен как механизм спонтанного нарушения симметрии Броута–Энглерта–Хиггса [11–13]. Программа поиска скалярного бозона Хиггса была одной из главных задач Большого адронного коллайдера (*Large Hadron Collider* — LHC) в ЦЕРНе. Открытие бозона Хиггса с характеристиками, соответствующими предсказаниям СМ, осуществлено коллаборациями ATLAS и CMS в 2012 г. [14, 15] (см. также обзоры [16–18]).

В первых же экспериментах, проводимых на LHC, установлены основные свойства этой частицы. Хиггс–бозон — это скалярная частица со спином ноль, обладающая положительной четностью, отличным от нуля вакуумным значением, массой около 125 ГэВ, взаимодействующей с $W-$ и $Z-$бозонами, а также лептонами и кварками с константой, пропорциональной их массам. Отметим, что с открытием Хиггс–бозона в СМ начался новый этап по исследованию свойств фундаментальных взаимодействий элементарных частиц. В связи с этим, интерес к различным каналам рождения и распада Хиггс–бозона сильно возрос. Различные свойства Хиггс–бозона изучены в ряде работ [2, 3, 6, 19–23].

Наряду со СМ в литературе широко обсуждается и Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель (МССМ) [24–30]. В этой модели вводится два дублета скалярного поля с противоположными гиперзарядами -1 и $+1$:

$$H_1 = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, H_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}.$$

Чтобы получить физические поля Хиггс–бозонов, H_1 и H_2 записываются в виде

$$H_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \upsilon_1 + H_1^0 + iP_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix},$$
$$H_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} H_2^+ \\ \upsilon_2 + H_2^0 + iP_2^0 \end{pmatrix}.$$

Здесь H_1^0, P_1^0, H_2^0 и P_2^0 — вещественные поля, описывающие возбуждения системы относительно вакуумных состояний $< H_1 >= \frac{1}{\sqrt{2}}\upsilon_1$ и $< H_2 >= \frac{1}{\sqrt{2}}\upsilon_2$. СР–четные Хиггс–бозоны h и H получаются смешиванием полей H_1^0 и H_2^0

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_2^0 \end{pmatrix}.$$

Аналогично имеем выражения:

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1^0 \\ P_2^0 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1^\pm \\ H_2^\pm \end{pmatrix},$$

здесь G^0 и $G^\pm$ — нейтральный и заряженные безмассовые бозоны, A — СР–нечетный и $H^\pm$ — заряженные Хиггс–бозоны.

*E-mail: sabdullayev@bsu.edu.az
†E-mail: m_qocayev@mail.ru

Таким образом, после спонтанного нарушения симметрии в МССМ появляются пять хиггсовских частиц: СР–четные h– и H–бозоны, СР–нечетный A–бозон и заряженные H^+– и H^-–бозоны.

Следует отметить, что хиггсовский сектор МССМ характеризуется шестью параметрами M_h, M_H, M_A, $M_{H^\pm}$, β и α. Из них только два параметра являются свободными, такими параметрами обычно выбирают $\operatorname{tg}\beta$ и M_A. Параметр $\operatorname{tg}\beta$ равен отношению $\frac{v_2}{v_1}$ и изменяется в пределах $1 \le \operatorname{tg}\beta \le \frac{m_t}{m_b} = 36.5$. Массы СР–четных h– и H–бозонов выражаются массами M_A и M_Z:

$$M^2_{h(H)} = \frac{1}{2}[M^2_A + M^2_Z \mp \mp \sqrt{(M^2_A + M^2_Z)^2 - 4M^2_A M^2_Z \cos^2 2\beta}].$$

Константа связи $h(H)$–бозона с Z^0–бозоном пропорциональна $\sin(\beta-\alpha)$ $(\cos(\beta-\alpha))$, а последний фактор дается выражением:

$$\cos^2(\beta-\alpha) = \frac{M^2_h(M^2_Z - M^2_h)}{M^2_A(M^2_H - M^2_h)}.$$

Обнаружение хиггсовких бозонов h, H, A, H^+, H^- и определение их физических характеристик являются основными задачами LHC и будущих высокоэнергетических электрон–позитронных коллайдеров. Столкновения электронов и позитронов при высоких энергиях являются эффективным методом изучения механизмов взаимодействия элементарных частиц. Это обусловлено главным образом, следующими двумя обстоятельствами. Во-первых, взаимодействие электронов и позитронов описывается СМ, поэтому полученные результаты хорошо интерпретируемы. Во-вторых, поскольку электроны и позитроны не участвуют в сильных взаимодействиях, существенно улучшаются фоновые условия эксперимента по сравнению с исследованиями, проводимыми с адронными пучками. Последнее обстоятельство является особенно существенным при изучении процессов с малыми сечениями. Отметим лишь, что эксперименты, проводимые с e^-e^+–пучками в ускорительных центрах LEP и SLC вплоть до энергий $\sqrt{s} = 209$ ГэВ в системе центра масс, играли существенную роль для прецизионной проверки СМ [3, 31].

В настоящее время уже проектированы строительства нового поколения электрон–позитронных коллайдеров ILC (*International Linear Collider*), CLIC (*Compact Linear Collider*), FCC-ee (*Future Circular Collider*), CEPS (*Circular Electron Positron Collider*) [10, 32]. Эти коллайдеры в будущем позволят изучать физические свойства стандартного Хиггс–бозона и аналогов бозона Хиггса, которые имеют место в МССМ.

Благодаря довольно сильной связи Хиггс–бозонов с Z^0– и $W^\pm$–бозонами, интенсивным источником рождения хиггсовских бозонов могли бы стать процессы, происходящие во встречных электрон-позитронных пучках:

$$e^- + e^+ \to (Z^*) \to Z + H_{CM}, \quad (1)$$

$$e^- + e^+ \to (Z^*) \to Z + h, \quad (2)$$

$$e^- + e^+ \to (Z^*) \to Z + H, \quad (3)$$

$$e^- + e^+ \to (Z^*) \to h + A, \quad (4)$$

$$e^- + e^+ \to (Z^*) \to H + A, \quad (5)$$

$$e^- + e^+ \to (\gamma^*;\ Z^*) \to H^- + H^+, \quad (6)$$

где Z^* — виртуальный, а Z — реальный нейтральный вектор бозон.

Указанные реакции без учета поляризационных состояний электрона и позитрона рассмотрены ранее в ряде работ [19–21, 31–43]. В работе [21] нами рассмотрен процесс рождения векторного Z^0–бозона и стандартного Хиггс–бозона (1) при столкновении продольно поляризованной электрон–позитронной пары. Показано, что этому процессу соответствуют две спиральные амплитуды F_{LR} и F_{RL}, описывающие процессы $e^-_L + e^+_R \to Z + H_{CM}$ и $e^-_R + e^+_L \to Z + H_{CM}$ (первый и второй индексы у спиральных амплитуд указывают спиральности электрона и позитрона соответственно, e^-_L — левополяризованный электрон, а e^+_R — правополяризованный позитрон).

В настоящей работе исследуются процессы рождения хиггсовских бозонов (1)–(6) при столкновениях произвольно поляризованных электрон–позитронных пучков. Вычислены дифференциальные и полные сечения указанных процессов, изучены зависимости сечений и асимметрий от энергии e^-e^+-пучков и массы хиггсовских бозонов.

1. СОВМЕСТНОЕ РОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНОГО И СКАЛЯРНОГО БОЗОНОВ

Процесс рождения скалярного $h\,(H;\,H_{CM})$ и векторного Z–бозонов в электрон–позитронных столкновениях описывается диаграммой Фейнмана, приведенной на рис. 1 (в скобках указаны 4–импульсы и векторы поляризаций частиц).

Напишем матричный элемент, соответствующий диаграмме рис. 1 (учтено, что при высоких энергиях слабый электронный ток сохраняется):

$$M(e^-e^+ \to Zh) = i\frac{e^2 M_Z \sin(\beta-\alpha)}{2x_W(1-x_W)} D_Z(s) U^*_\mu(q) \times \times \{\bar{\upsilon}(p_2,s_2)\gamma_\mu[g_L(1+\gamma_5) + g_R(1-\gamma_5)]u(p_1,s_1)\}, \quad (7)$$

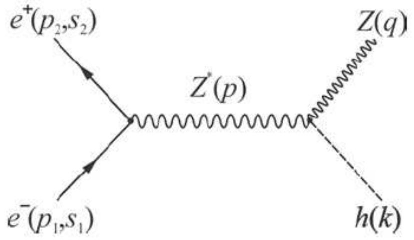

Рис. 1: Фейнмановская диаграмма процесса $e^-e^+ \to Zh$

где

$$D_Z(s) = \frac{1}{s - M_Z^2}; \tag{8}$$

$s = p^2 = (p_1+p_2)^2$ — квадрат суммарной энергии e^-e^+-пары в системе центра масс; $U_\mu^*(q)$ и M_Z — 4-вектор поляризации и масса Z-бозона;

$$g_L = -\frac{1}{2} + x_W, \quad g_R = x_W \tag{9}$$

– левая и правая константы связи электрона с векторным Z–бозоном; $x_W = \sin^2\theta_W$ — параметр Вайнберга (θ_W — угол Вайнберга); β и α — параметры МССМ.

Возводим в квадрат матричный элемент процесса $e^- + e^+ \to Z + h$:

$$\left|M(e^-e^+ \to Zh)\right|^2 = \\ = \left(\frac{e^2 M_Z \sin(\beta-\alpha)}{2x_W(1-x_W)}\right)^2 D_Z^2(s) G_{\mu\nu} L_{\mu\nu}, \tag{10}$$

где

$$G_{\mu\nu} = \sum_{\text{пол.}} U_\mu^*(q) U_\nu(q) = -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2} \tag{11}$$

— тензор, возникающий в результате суммирования по поляризационным состояниям Z–бозона; $L_{\mu\nu}$ — электрон–позитронный тензор:

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} = Sp\Big\{ &\frac{1}{2}(\hat{p}_2 - m)(1-\gamma_5\hat{s}_2)\gamma_\mu[g_L(1+\gamma_5) + g_R(1-\gamma_5)]\times \\ &\times \frac{1}{2}(\hat{p}_1 + m)(1-\gamma_5\hat{s}_1)\gamma_\nu[g_L(1+\gamma_5) + g_R(1-\gamma_5)]\Big\} = 2[g_L^2 + g_R^2][p_{2\mu}p_{1\nu} + p_{1\mu}p_{2\nu} - \\ &-(p_1\cdot p_2)g_{\mu\nu} - m^2(s_{2\mu}s_{1\nu} + s_{1\mu}s_{2\nu} - (s_1\cdot s_2)g_{\mu\nu}) - im\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}(p_{2\rho}s_{1\sigma} + p_{1\rho}s_{2\sigma})] + \\ &+2[g_L^2 - g_R^2][m(s_{2\mu}p_{1\nu} + p_{1\mu}s_{2\nu} - (p_1\cdot s_2)g_{\mu\nu} - p_{2\mu}s_{1\nu} - s_{1\mu}p_{2\nu} + (p_2\cdot s_1)g_{\mu\nu}) - \\ &-i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}(p_{1\rho}p_{2\sigma} - m^2 s_{1\rho}s_{2\sigma})] + 4g_Lg_R[-m^2 g_{\mu\nu} - (p_1\cdot p_2)(s_{2\mu}s_{1\nu} + s_{1\mu}s_{2\nu} - (s_1\cdot s_2)g_{\mu\nu}) - \\ &-(p_1\cdot s_2)(p_{1\mu}p_{2\nu} + p_{2\mu}p_{1\nu}) + (p_2\cdot s_1)(s_{2\mu}p_{1\nu} + p_{1\mu}s_{1\nu} - (p_1\cdot s_2)g_{\mu\nu}) + \\ &+(p_1\cdot s_2)(p_{2\mu}s_{1\nu} + p_{2\nu}s_{1\mu}) - im\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}(p_{1\rho}s_{1\sigma} + p_{2\rho}s_{2\sigma})], \end{aligned} \tag{12}$$

где m — масса электрона.

Произведение тензоров $G_{\mu\nu}L_{\mu\nu}$ дает выражение:

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}L_{\mu\nu} = 2(g_L^2 + g_R^2)[(p_1\cdot p_2) + \frac{2}{M_Z^2}(q\cdot p_1)(q\cdot p_2) - m^2((s_1\cdot s_2) + \frac{2}{M_Z^2}(q\cdot s_1)(q\cdot s_2)] + \\ +2(g_L^2 - g_R^2)m[(p_1\cdot s_2) - (p_2\cdot s_1) + \frac{2}{M_Z^2}((q\cdot s_2)(q\cdot p_1) - (q\cdot s_1)(q\cdot p_2))] + \\ +4g_Lg_R[(p_1\cdot p_2)(s_1\cdot s_2) - (p_1\cdot s_2)(p_2\cdot s_1) + \frac{2}{M_Z^2}((p_2\cdot s_1)(q\cdot s_2)(q\cdot p_1) + \\ +(p_1\cdot s_2)(q\cdot s_1)(q\cdot p_2) - (p_1\cdot p_2)(q\cdot s_1)(q\cdot s_2) - (s_1\cdot s_2)(p_1\cdot q)(p_2\cdot q)]. \end{aligned} \tag{13}$$

На основе квадрата матричного элемента (10) с учетом произведения тензоров $G_{\mu\nu}L_{\mu\nu}$ (13) для дифференциального сечения реакции $e^- + e^+ \to Z + h$ получено выражение:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(e^-e^+ \to Zh)}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha_{\text{КЭД}}\sin(\beta-\alpha)}{2x_W(1-x_W)}\right)^2 \frac{1}{(s-M_Z^2)^2}\frac{k_h}{\sqrt{s}}\Big\{[(g_L^2+g_R^2)(1+(\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_1)(\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_2)) \\ -(g_L^2-g_R^2)((\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_1)+(\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_2))]\left(M_Z^2 + \frac{1}{2}k_h^2\sin^2\theta\right) + g_Lg_R[M_Z^2((\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_1)(\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_2) - (\boldsymbol{\xi}_1\boldsymbol{\xi}_2)) + k_h^2(\sin^2\theta(\boldsymbol{\xi}_1\boldsymbol{\xi}_2) - \\ -2(\mathbf{n}_0\boldsymbol{\xi}_1)(\mathbf{n}_0\boldsymbol{\xi}_2) + 2\cos\theta((\mathbf{n}\,\boldsymbol{\xi}_1)(\mathbf{n}_0\boldsymbol{\xi}_2) + (\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_2)(\mathbf{n}_0\boldsymbol{\xi}_1))\ (1+\cos^2\theta)(\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_1)(\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_2))]\Big\}. \end{aligned} \tag{14}$$

Здесь $\boldsymbol{\xi}_1$ и $\boldsymbol{\xi}_2$ — единичные спиновые векторы электрона и позитрона в их системах покоя; $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}_0$ — единичные векторы, направленные по импульсам электрона и Хиггс–бозона h, θ — полярный угол вылета Хиггс–бозона (угол между импульсами Хиггс–бозона h и электрона); k_h — модуль трехмерного импульса h–бозона, определяемый из законов сохранения энергии и импульса:

$$k_h = \frac{1}{2\sqrt{s}}[(s - M_h^2 - M_Z^2)^2 - 4M_h^2 M_Z^2]^{1/2}, \qquad (15)$$

M_h — масса Хиггс–бозона h.

Разлагая единичные векторы $\boldsymbol{\xi}_1$ и $\boldsymbol{\xi}_2$ на продольные и поперечные составляющие

$$\boldsymbol{\xi}_1 = \mathbf{n}\lambda_1 + \boldsymbol{\eta}_1, \qquad \boldsymbol{\xi}_2 = -\mathbf{n}\lambda_2 + \boldsymbol{\eta}_2,$$

имеем следующее выражение для дифференциального сечения процесса $e^- + e^+ \to Z + h$:

$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \to Zh)}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha_{\text{КЭД}}\sin(\beta-\alpha)}{2x_W(1-x_W)}\right)^2 \frac{1}{(s-M_Z^2)^2}\frac{k_h}{\sqrt{s}}\left\{[g_L^2(1-\lambda_1)(1+\lambda_2) + g_R^2(1+\lambda_1)(1-\lambda_2)]\times \right.$$
$$\left. \times\left(M_Z^2 + \frac{1}{2}k_h^2\sin^2\theta\right) - g_L g_R \eta_1\eta_2\sin^2\theta\cos(2\varphi - \phi)\right\}. \qquad (16)$$

Здесь λ_1 и λ_2 — спиральности, а $\boldsymbol{\eta}_1$ и $\boldsymbol{\eta}_2$ — поперечные компоненты спиновых векторов электрона и позитрона, ϕ — угол между векторами $\boldsymbol{\eta}_1$ и $\boldsymbol{\eta}_2$, φ — азимутальный угол вылета скалярного h–бозона.

В случае, когда e^-e^+-пара поляризована поперечно, дифференциальное сечение реакции $e^- + e^+ \to Z + h$ примет вид (угол ϕ принят $\phi = \pi$):

$$\frac{d\sigma(\theta,\, 2\varphi)}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha_{\text{КЭД}}\sin(\beta-\alpha)}{2x_W(1-x_W)}\right)^2 \frac{1}{(s-M_Z^2)^2}\frac{k_h}{\sqrt{s}}\times$$
$$\times\left[(g_L^2 + g_R^2)\left(M_Z^2 + \frac{1}{2}k_h^2\sin^2\theta\right) + \eta_1\eta_2 g_L g_R k_h^2 \sin^2\theta\cos 2\varphi\right]. \qquad (17)$$

Отсюда следует, что в угловом распределении h–бозона должна наблюдаться азимутальная асимметрия, определяемая формулой

$$A(\theta,\varphi) = \frac{d\sigma(\theta,\, 2\varphi)/d\Omega - d\sigma(\theta,\, \pi-2\varphi)/d\Omega}{d\sigma(\theta,\, 2\varphi)/d\Omega + d\sigma(\theta,\, \pi-2\varphi)/d\Omega} =$$
$$= \frac{2g_L g_R}{g_L^2 + g_R^2}\cdot\frac{k_h^2\sin^2\theta}{2M_Z^2 + k_h^2\sin^2\theta}\cdot\cos 2\varphi\cdot\eta_1\eta_2. \qquad (18)$$

Приведем также выражение интегрированной по θ азимутальной угловой асимметрии (эта асимметрия связана поперечными поляризациями электрона и позитрона, поэтому часто она называется поперечной спиновой асимметрией):

$$A(\varphi) = \frac{2g_L g_R}{g_L^2 + g_R^2}\cdot\frac{k_h^2}{3M_Z^2 + k_h^2}\cdot\cos 2\varphi\cdot\eta_1\eta_2. \qquad (19)$$

Максимальное значение поперечной спиновой асимметрии (19) приходится на угол $\varphi = 0^\circ$ или π.

На рис. 2,*а* иллюстрируется зависимость поперечной спиновой асимметрии $A(\varphi=0)/\eta_1\eta_2$ от массы h–бозона M_h при энергии e^-e^+–пучков $\sqrt{s} = 500$ ГэВ (масса Z–бозона $M_Z = 91.1875$ ГэВ, параметр Вайнберга $x_W = 0.232$). Видно, что поперечная спиновая асимметрия отрицательна и с увеличением массы h–бозона уменьшается по модулю. При фиксированной массе Хиггс–бозона увеличение энергии e^-e^+–пучков приводит к увеличению по модулю поперечной спиновой асимметрии (рис. 2,*б*, где приведена зависимость поперечной спиновой асимметрии от энергии $\sqrt{s}$ при $M_h = 70$ ГэВ).

Интегрируя выражение (16) по углам вылета Хиггс–бозона, получим следующую формулу для полного сечения процесса $e^- + e^+ \to Z + h$ с продольно поляризованными электрон-позитронными пучками:

$$\sigma(e^-e^+ \to Zh) = \frac{\pi\alpha_{\text{КЭД}}^2\sin^2(\beta-\alpha)}{x_W^2(1-x_W)^2}\frac{1}{(s-M_Z^2)^2}\frac{k_h}{\sqrt{s}}\times$$
$$\times[g_L^2(1-\lambda_1)(1+\lambda_2) + g_R^2(1+\lambda_1)(1-\lambda_2)]\times$$
$$\times\left(M_Z^2 + \frac{1}{3}k_h^2\right). \qquad (20)$$

Отсюда видно, что эффективное сечение процесса $e^- + e^+ \to Z + h$ отличается от нуля только в том случае, когда спиральности электрона и позитрона противоположны: $e_L^- e_R^+$ или $e_R^- e_L^+$. Это связано с сохранением полного момента в рассматриваемой реакции. Следовательно, процессу $e^- + e^+ \to Z + h$ соответствуют две спиральные сечения:

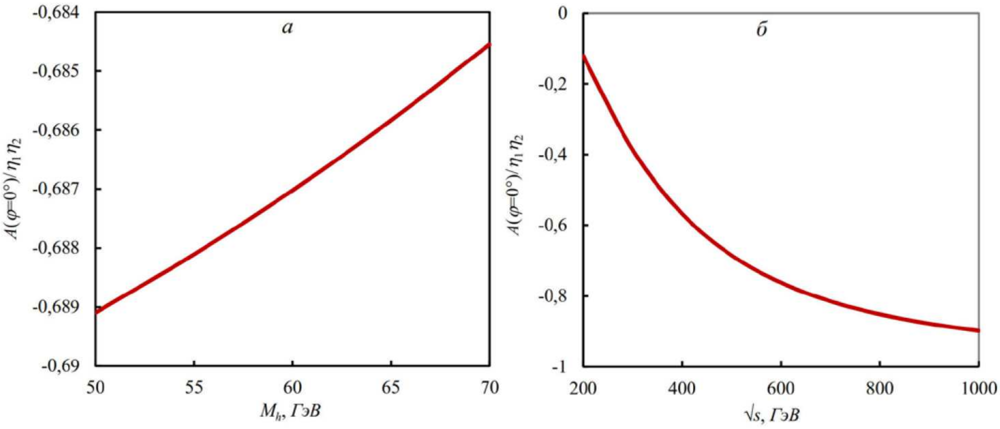

Рис. 2: *а* — Зависимость поперечной спиновой асимметрии $A(\varphi=0)/\eta_1\eta_2$ от массы M_h; *б* — Энергетическая зависимость поперечной спиновой асимметрии

$$\begin{aligned}\sigma(e_L^-e_R^+\to Zh)&=\frac{4\pi\alpha^2_{\text{КЭД}}\sin^2(\beta-\alpha)}{x_W^2(1-x_W)^2}\frac{1}{(s-M_Z^2)^2}\frac{k_h}{\sqrt{s}}g_L^2\left(M_Z^2+\frac{1}{3}k_h^2\right),\\ \sigma(e_R^-e_L^+\to Zh)&=\frac{4\pi\alpha^2_{\text{КЭД}}\sin^2(\beta-\alpha)}{x_W^2(1-x_W)^2}\frac{1}{(s-M_Z^2)^2}\frac{k_h}{\sqrt{s}}g_R^2\left(M_Z^2+\frac{1}{3}k_h^2\right).\end{aligned}\tag{21}$$

Значит, рассматриваемая реакция обладает право-левой спиновой асимметрией:

$$A_{RL}=\frac{\sigma(e_R^-e_L^+\to Zh)-\sigma(e_L^-e_R^+\to Zh)}{\sigma(e_R^-e_L^+\to Zh)+\sigma(e_L^-e_R^+\to Zh)}=\frac{g_R^2-g_L^2}{g_L^2+g_R^2},\tag{22}$$

зависящей только от параметра Вайнберга x_W, и при значении этого параметра $x_W=0.232$ асимметрия равна -14%.

Полное эффективное сечение процесса $e^-+e^+\to Z+h$, усредненное по спиновым состояниям e^-e^+-пары, дается выражением:

$$\sigma(e^-e^+\to Zh)=\frac{\pi\alpha^2_{\text{КЭД}}\sin^2(\beta-\alpha)}{x_W^2(1-x_W)^2}\times \\ \times\frac{1}{(s-M_Z^2)^2}\frac{k_h}{\sqrt{s}}(g_L^2+g_R^2)\left(M_Z^2+\frac{1}{3}k_h^2\right).\tag{23}$$

Это сечение зависит от энергии электрон-позитронных пучков $\sqrt{s}$, от массы Хиггс–бозона M_A и параметров x_W и tgβ. На рис. 3,*а* приводится энергетическая зависимость сечения процесса $e^-+e^+\to Z+h$ при $M_A=150$ ГэВ, tg$\beta=3$ и $x_W=0.232$. Как видно, с увеличением энергии электрон–позитронных пучков эффективное сечение монотонно уменьшается от сотни фемтобарна до десяток фемтобарн.

Рис. 3,*б* иллюстрирует зависимость эффективного сечения $\sigma(e^-e^+\to Zh)$ от массы Хиггс–бозона M_h при фиксированной энергии $\sqrt{s}=500$ ГэВ. Здесь наблюдается рост эффективного сечения с увеличением массы Хиггс–бозона M_h.

Чтобы получить выражения для дифференциальных и полных сечений процесса $e^-+e^+\to Z+H$ ($e^-+e^+\to Z+H_{CM}$), необходимо в вышеприведенных сечениях произвести следующие замены

$$\begin{gathered}\sin(\beta-\alpha)\to\cos(\beta-\alpha)\quad(\to 1),\\ k_h\to k_H\quad(\to k_{H_{CM}}),\\ M_h\to M_H\quad(\to M_{H_{CM}}).\end{gathered}$$

2. СОВМЕСТНОЕ РОЖДЕНИЕ СКАЛЯРНОГО *h(H)*– И ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО *A*–БОЗОНОВ

В МССМ CP–инвариантностью запрещены вершины ZZA, Zhh, ZhH, ZHH и ZAA. Следовательно, невозможны процессы рождения Хиггс–бозонов по каналам $e^-+e^+\to(Z^*)\to Z+A$, $e^-+e^+\to(Z^*)\to h+h$, $e^-+e^+\to(Z^*)\to h+H$, $e^-+e^+\to(Z^*)\to H+H$, $e^-+e^+\to(Z^*)\to A+A$. Возможными процессами являются совместное рождение скалярного h (или H)– и псевдоскалярного A–бозонов (процессы (4) и (5)).

Фейнмановская диаграмма процесса (4) приведена на рис. 4.

Матричный элемент, соответствующий этой диаграмме, запишем так:

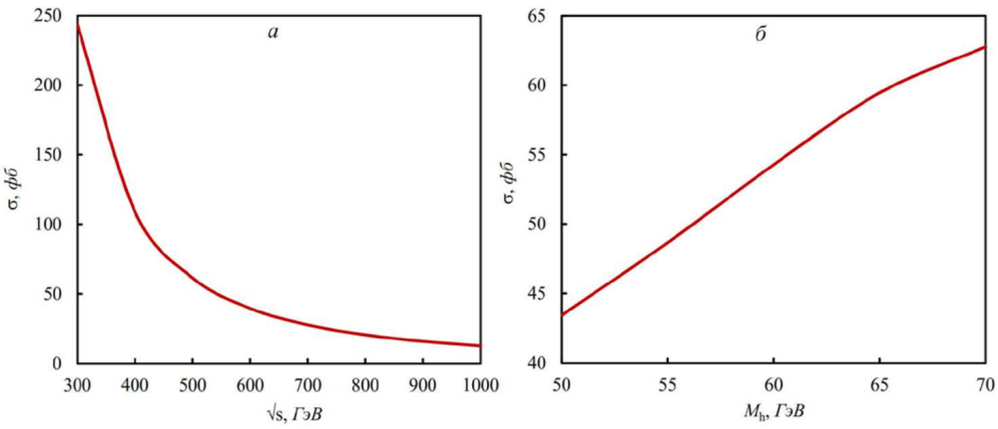

Рис. 3: a — Энергетическая зависимость сечения реакции $e^- e^+ \to Zh$ при M_A =150 ГэВ и tgβ=3; $б$ — Зависимость сечения $\sigma(e^- e^+ \to Zh)$ от массы M_h при $\sqrt{s} = 500$ ГэВ

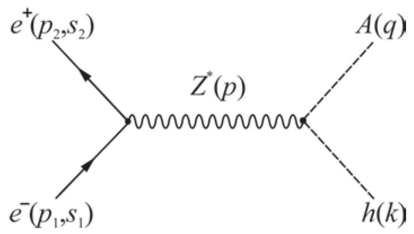

Рис. 4: Диаграмма Фейнмана реакции $e^- e^+ \to hA$

$$M(e^- e^+ \to Ah) = \frac{e^2 \cos(\beta - \alpha)}{4x_W(1 - x_W)} D_Z(s) r_\mu [\bar{v}(p_2, s_2)\gamma_\mu \times \\ \times [g_L(1 + \gamma_5) + g_R(1 - \gamma_5)] u(p_1, s_1)], \tag{24}$$

где через r_μ обозначена разность импульсов конечных частиц: $r_\mu = (q - k)_\mu$.

Квадрат матричного элемента (24) дает выражение:

$$\left|M(e^- e^+ \to Ah)\right|^2 = \left(\frac{e^2 \cos(\beta - \alpha)}{4x_W(1 - x_W)}\right)^2 D_Z^2(s) r_\mu r_\nu L_{\mu\nu} = \left(\frac{e^2 \cos(\beta - \alpha)}{4x_W(1 - x_W)}\right)^2 F.$$

Здесь $L_{\mu\nu}$ — лептонный тензор, определяемый выражением (12), а функция F равна

$$F = D_Z^2(s)\{2(g_L^2 + g_R^2)[2(p_1 \cdot r)(p_2 \cdot r) - r^2(p_1 \cdot p_2) + m^2((s_1 \cdot s_2)r^2 - 2(s_1 \cdot r)(s_2 \cdot r)] + \\ +2(g_L^2 - g_R^2)m[2(p_1 \cdot r)(s_2 \cdot r) - r^2(p_1 \cdot s_2) - 2(p_2 \cdot r)(s_1 \cdot r) + r^2(p_2 \cdot s_1)] - \\ -4g_L g_R[(p_1 \cdot p_2)(2(s_1 \cdot r)(s_2 \cdot r) - r^2(s_1 \cdot s_2)) - (p_1 \cdot s_2)(2(p_2 \cdot r)(s_1 \cdot r) - r^2(p_2 \cdot s_1)) + \\ +2(s_1 \cdot s_2)(p_1 \cdot r)(p_2 \cdot r) - 2(p_2 \cdot s_1)(s_2 \cdot r)(r \cdot p_1)]\}. \tag{25}$$

Произведя расчеты при произвольных поляризациях электрона и позитрона, имеем следующее выражение для дифференциального сечения реакции $e^- + e^+ \to A + h$:

$$\frac{d\sigma(e^- e^+ \to Ah)}{d\Omega} = \frac{\alpha_{\text{КЭД}}^2 \cos^2(\beta - \alpha)}{8x_W^2(1 - x_W)^2} \frac{k_h^3}{\sqrt{s}(s - M_Z^2)^2} \Big\{[(g_L^2 + g_R^2)(1 + (\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_1)(\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_2)) \\ -(g_L^2 - g_R^2)((\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_1) + (\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_2))] \sin^2\theta + 2g_L g_R[\sin^2\theta(\boldsymbol{\xi}_1\boldsymbol{\xi}_2) - 2(\mathbf{n}_0\boldsymbol{\xi}_1)(\mathbf{n}_0\boldsymbol{\xi}_2) + \\ +2\cos\theta((\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_1)(\mathbf{n}_0\boldsymbol{\xi}_2) + (\mathbf{n}_0\boldsymbol{\xi}_2)(\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_1))\,(1 + \cos^2\theta)(\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_1)(\mathbf{n}\boldsymbol{\xi}_2)]\Big\}. \tag{26}$$

Разлагая спиновые векторы электрона $\boldsymbol{\xi}_1$ и позитрона $\boldsymbol{\xi}_2$ на продольные и поперечные компоненты, для дифференциального сечения реакции $e^- + e^+ \to A + h$ получаем выражение (при $\phi = \pi$):

$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \to Ah)}{d\Omega} = \frac{1}{8}\left(\frac{\alpha_{\text{КЭД}}\cos(\beta-\alpha)}{x_W(1-x_W)}\right)^2 \frac{k_h^3 \sin^2\theta}{\sqrt{s}(s-M_Z^2)^2}\times$$
$$\times[g_L^2(1-\lambda_1)(1+\lambda_2) + g_R^2(1+\lambda_1)(1-\lambda_2) + 2g_Lg_R\eta_1\eta_2\cos 2\varphi], \tag{27}$$

Как следует из этой формулы, данный процесс обладает и поперечной спиновой асимметрией

$$A(\varphi) = \frac{2g_Lg_R}{g_L^2+g_R^2}\eta_1\eta_2\cos 2\varphi \tag{28}$$

и право–левой спиновой асимметрией

$$A_{RL} = \frac{g_R^2 - g_L^2}{g_R^2 + g_L^2}. \tag{29}$$

При нулевом значении азимутального угла вылета Хиггс–бозона h поперечная спиновая асимметрия приблизительно достигает 100%:

$$\frac{A(\varphi = 0^\circ)}{\eta_1\eta_2} = \frac{2g_Lg_R}{g_L^2+g_R^2} \cong -100\%.$$

Это связано с тем, что при $x_W = 0.232$ значения левой и правой констант связи электрона очень близки друг другу, отличаются только знаком. Что касается право–левой асимметрии A_{RL}, то она, как и в процессах $e^- + e^+ \to Z + h$, $e^- + e^+ \to Z + H$, постоянна и равна -14%.

Полное эффективное сечение реакции $e^- + e^+ \to A + h$, усредненное по спиновым состояниям электрона и позитрона, определяется выражением:

$$\sigma(e^-e^+ \to Ah) = \frac{\pi}{3}\left(\frac{\alpha_{\text{КЭД}}\cos(\beta-\alpha)}{x_W(1-x_W)}\right)^2 \times$$
$$\times\frac{1}{(s-M_Z^2)^2}\frac{k_h^3}{\sqrt{s}}(g_L^2+g_R^2). \tag{30}$$

На рис. 5,*а*. приведена зависимость эффективного сечения процесса $e^- + e^+ \to A + h$ от энергии электрон–позитронных пучков при двух значениях массы A–бозона: $M_A = 130$ ГэВ и $M_A = 150$ ГэВ, параметр $\mathrm{tg}\beta = 3$. С увеличением энергии e^-e^+–пучков эффективное сечение уменьшается. При фиксированной же энергии e^-e^+–пучков уменьшение массы Хиггс–бозона M_A приводит к уменьшению эффективного сечения. На рис. 5,*б* приводится зависимость сечения от массы M_h при $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и $\sqrt{s} = 800$ ГэВ. С увеличением массы M_h сечение уменьшается.

Произведя замен $\cos(\beta-\alpha) \to \sin(\beta-\alpha)$, $M_h \to M_H$ и $k_h \to k_H$ в формулах (28) и (30), получим дифференциальное и полное эффективные сечения реакции $e^- + e^+ \to A + H$. Интересно также сравнить полные сечения процессов $e^- + e^+ \to A + h$ и $e^- + e^+ \to Z + H_{CM}$. Отношение сечений этих процессов равно:

$$\frac{\sigma(e^-e^+ \to Ah)}{\sigma(e^-e^+ \to ZH_{CM})} = \cos^2(\beta-\alpha)\frac{k_h^3}{k_{H_{CM}}(3M_Z^2 + k_{H_{CM}}^2)}. \tag{31}$$

3. РОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ХИГГС–БОЗОНОВ

В электрон–позитронных столкновениях рождение заряженных Хиггс–бозонов может идти как через виртуальный γ–квант, так и через виртуальный Z–бозон (см. рис. 6, где приведены фейнмановские диаграммы процесса $e^- + e^+ \to H^- + H^+$).

Амплитуда, отвечающая сумме этих диаграмм, равна

$$M(e^-e^+ \to H^-H^+) = ie^2\left[\bar{v}(p_2,s_2)\gamma_\mu(F_{LR}(1+\gamma_5)+ +F_{RL}(1-\gamma_5))u(p_1,s_1)\right]r_\mu, \tag{32}$$

где F_{LR} и F_{RL} — спиральные амплитуды, описывающие процессы $e_L^- + e_R^+ \to H^- + H^+$ и $e_R^- + e_L^+ \to H^- + H^+$:

$$F_{LR} = \frac{1}{2s} + \frac{D_Z(s)g_Lg_H}{4x_W(1-x_W)}, \quad F_{RL} = \frac{1}{2s} + \frac{D_Z(s)g_Rg_H}{4x_W(1-x_W)}, \tag{33}$$

$g_H = 1 - 2x_W$ — константа связи Хиггс–бозона с нейтральным Z–бозоном.

При аннигиляции произвольно поляризованной электрон–позитронной пары дифференциальное сечение реакции $e^- + e^+ \to H^- + H^+$ можно получить из формулы (26) эффективного сечения процесса $e^- + e^+ \to A + h$ при помощи следующих замен:

$$\frac{\cos^2(\beta-\alpha)}{16x_W^2(1-x_W)^2}D_Z^2(s)g_L^2(g_R^2;\, 2g_Lg_R) \to$$
$$\to F_{LR}^2(F_{RL}^2;\, 2F_{LR}F_{RL}).$$

Выпишем окончательное выражение для дифференциального сечения реакции $e^- + e^+ \to H^- + H^+$:

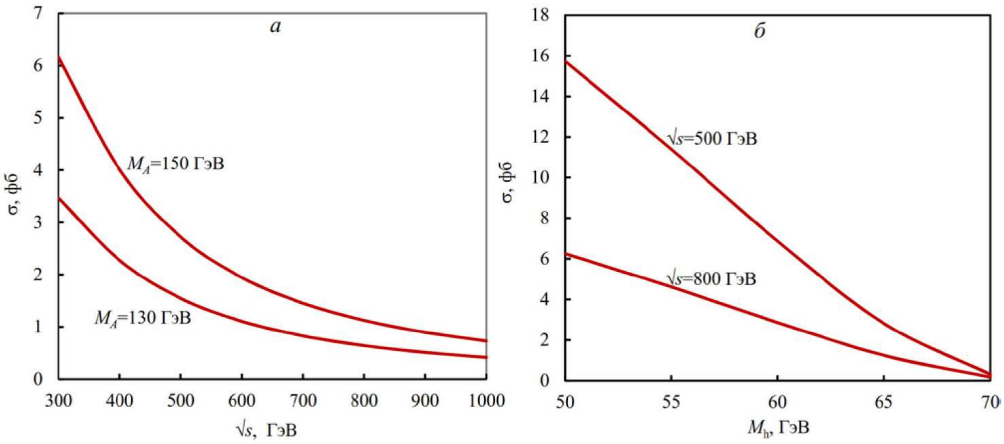

Рис. 5: *а* — Энергетическая зависимость сечения реакции $e^-e^+ \to Ah$ при $M_A = 130$ ГэВ и $M_A = 150$ ГэВ; *б* — Зависимость сечения процесса $e^-e^+ \to Ah$ от массы M_h при $\sqrt{s} = 500$ ГэВ и $\sqrt{s} = 800$ ГэВ

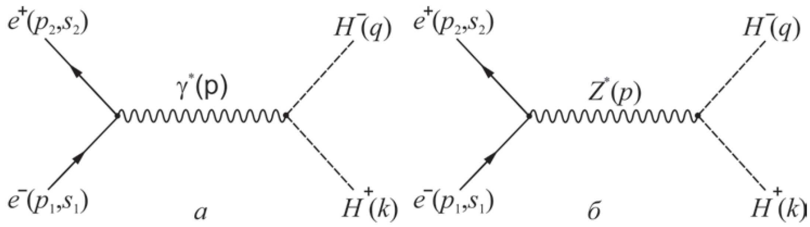

Рис. 6: Диаграммы Фейнмана реакции $e^-e^+ \to H^-H^+$

$$\frac{d\sigma(e^-e^+ \to H^-H^+)}{d\Omega} = 2\alpha^2_{\text{КЭД}}\frac{k_H^3}{\sqrt{s}}\sin^2\theta\times$$
$$\times[F_{LR}^2(1-\lambda_1)(1+\lambda_2) + F_{RL}^2(1+\lambda_1)(1-\lambda_2) + 2F_{LR}F_{RL}\eta_1\eta_2\cos 2\varphi]. \tag{34}$$

При получении этой формулы принято, что угол между поперечными спиновыми векторами электрона и позитрона $\phi = \pi$.

В данном процессе для право–левой и поперечной спиновых асимметрий получаем выражения

$$A_{RL} = \frac{F_{RL}^2 - F_{LR}^2}{F_{RL}^2 + F_{LR}^2}, \tag{35}$$

$$A(\varphi) = \frac{2F_{LR}F_{RL}}{F_{LR}^2 + F_{RL}^2}\eta_1\eta_2\cos 2\varphi. \tag{36}$$

На рис. 7,*а* приводится энергетическая зависимость поперечной спиновой асимметрии $A(\varphi = 0)/\eta_1\eta_2$ и лево–правой спиной асимметрии в процессе $e^- + e^+ \to H^- + H^+$ при $M_{H^-} = 125$ ГэВ, $x_W = 0.232$. Как видно, с увеличением энергии e^-e^+–пучков поперечно-спиновая асимметрия увеличивается, а право–левая спиновая асимметрия уменьшается.

Полное эффективное сечение реакции $e^- + e^+ \to H^- + H^+$, усредненное по спиновым состояниям электрона и позитрона, равно:

$$\sigma(e^-e^+ \to H^-H^+) = \frac{16\pi}{3}\alpha^2_{\text{КЭД}}\frac{k^3_{H^-}}{\sqrt{s}}(F_{LR}^2 + F_{RL}^2). \tag{37}$$

Рис. 7,*б* иллюстрирует зависимость эффективного сечения (37) от энергии $\sqrt{s}$ при $M_{H^-} = 125$ ГэВ, $x_W = 0.232$. С увеличением энергии e^-e^+–пары эффективное сечение сперва увеличивается и достигает максимума при $\sqrt{s} = 400$ ГэВ, а дальнейшее увеличение энергии приводит к спаду эффективного сечения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы обсуждали различные каналы рождения хиггсовских бозонов в произвольно поляризованных встречных электрон-позитронных

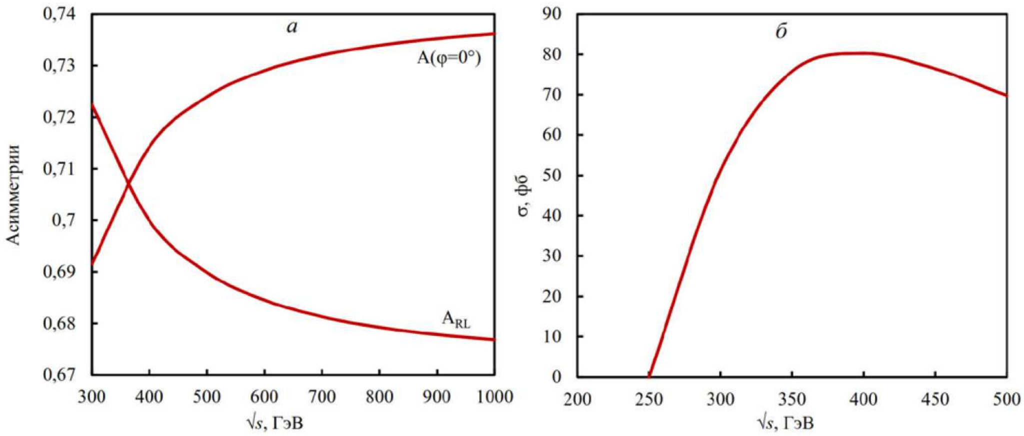

Рис. 7: *а* — Энергетическая зависимость поперечной и право-левой спиновых асимметрий при $M_{H^-} = 125$ ГэВ; *б* — Зависимость сечения процесса $e^-e^+ \to H^-H^+$ от энергии при $M_{H^-} = 125$ ГэВ

пучках: совместное рождение векторного и скалярного бозонов $e^- + e^+ \to Z + h$, $e^- + e^+ \to Z + H$, $e^- + e^+ \to Z + H_{CM}$, совместное рождение скалярного $h(H)$ и псевдоскалярного A–бозонов $e^- + e^+ \to h + A$, $e^- + e^+ \to A + H$, а также рождение пары заряженных бозонов $e^- + e^+ \to H^- + H^+$. Получены аналитические выражения для матричных элементов, дифференциальных и интегральных сечений указанных процессов, определены их поляризационные характеристики (поперечная спиновая асимметрия $A(\varphi)$ и право–левая спиновая асимметрия A_{RL}). Исследованы зависимости сечений процессов и их поляризационных характеристик от энергии электрон–позитронных пучков и массы хиггсовских бозонов.

---

[1] *Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В.* Калибровочные поля. М.: изд. МГУ, 1986.
[2] *Емельянов В. М.* Стандартная модель и ее расширения. М.: Физматлит, 2007.
[3] *Djouadi A.* The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. Tome I: The Higgs boson in the Standard Model. arXiv: hep-ph/0503172v2. 2005.
[4] *Langacker P.* The Standard Model and Beyond. CRS Press, 2010.
[5] *Olive K. A.* et al. (Particle Data Group). Chinese Physics. C. 2014. **38**. 090001.
[6] *Окунь Л. Б.* Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990.
[7] *Боос Э. Э.* УФН. 2014. **184**, № 9. С. 985.
[8] *Partignani C.* (Particle Data Group). Chin. Phys. C. 2016. **40**. 10001.
[9] *Barman R. K.* et al. Current status of MSSM Higgs sector with LHC 13 TeV data. arXiv:1608.02573 [hep-ph], 23 May 2017; e-Print: arXiv:1608.02573 [hep-ph].
[10] *Peters K.* Prospects for beyond Standard Model Higgs boson searches at future LHC runs and other machines. arXiv:1701.05124 [hep-ex], 21 Feb 2017.
[11] *Englert F., Brout R.* Phys. Rev. Lett. 1964. **13**, N 9. P. 321.
[12] *Higgs P. W.* Phys. Rev. Lett. 1964. **13**. P. 508.
[13] *Higgs P. W.* Phys. Rev. 1966. **145**. P. 1156.
[14] *ATLAS Collaboration.* Phys. Lett. B. 2012. **716**. P. 1.
[15] *CMS Collaboration.* Phys. Lett. B. 2012. **716**. P. 30.
[16] *Рубаков В. А.* УФН. 2012. **182**, № 10. С. 1017.
[17] *Ланёв А. В.* УФН. 2014. **184**, № 9. С. 996.
[18] *Казаков Д. И.* УФН. 2014. **184**, № 9. С. 1004.
[19] *Ансельм А. А., Уральцев Н. Г., Хозе В. А.* УФН. 1985. **145**, № 2. С. 185.
[20] *Вайнштейн А. И., Захаров М. А., Шифман М. А.* УФН. 1980. **131**, № 8). С. 537.
[21] *Абдуллаев С. К., Агамалиева Л. А., Годжаев М. Ш., Саддих Ф. А.* ГЭНЖ: Физика. 2015. **1**, № 13. С. 36.
[22] *Абдуллаев С. К., Годжаев М. Ш., Саддих Ф. А.* Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2017. № 4. С. 4. (*Abdullayev S. K., Gojayev M. Sh., Saddigh F. A.* Moscow Univ. Phys. Bull. 2017. **72**, No. 4. P. 329).
[23] *Абдуллаев С. К., Агамалиева Л. А., Годжаев М. Ш.* ГЭНЖ: Физика. 2015. **2**, № 14. С. 28.
[24] *Djouadi A.* The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking. Tome II: arXiv: hep-ph/0503173v2, 2003.
[25] *Haber H. E., Kane G. L.* Phys. Rep. 1985. **117**. P. 75.
[26] *Kazakov D. I.* Nucl. Phys. B. 2010. Proc. Suppl. 203-204, P. 118; arXiv: 1010.5419.
[27] *Chung D. I.* et al. Phys. Rept. 2005. **407**. P. 1.
[28] *Drees M., Godbale R. M., Roy P.* Theory and Phenomenology of Sparticles. World Scientific, Spring, 2004.
[29] *Nath P.* Int. J. Mod. Phys. A. 2012. **27**, (28). P. 1230029. [arXiv:1210.0520 [hepph]].
[30] *Aitchison I. J. R.* Supersymmetry in Particle Physics. Cambridge University Press, New York, 2007.
[31] *Абдуллаев С. К.* Эффекты слабых токов в лептон-лептонных и лептон-адронных взаимодействиях (I часть, на азерб. языке). Баку, 2012, «АМ 965» ООО.
[32] *Шильцев В. Д.* УФН. 2012. **182**, № 10. С. 1033. (*Shiltsev D. V.* Physics-Uspekhi. 2012. **55**, N 10. P. 965).

[33] *Lee B. W., Quigg C., Thacker H. B.* Phys. Rev. D. 1977. **16**. P. 1519.
[34] *Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V.* Nucl. Phys. B. 1976. **106**. P. 292.
[35] *Ioffe B. L., Khoze V. A.* Sov. J. Part. Phys. 1978. **9**. P. 50.
[36] *Jones D. R. T., Petsov S. T.* Phys. Lett. B. 1979. **84**, N 4. P. 440.
[37] *Deshpande N. G., Tata X., Dicus D. A.* Phys. Rev. D. 1984. **29**. P. 1527.
[38] *Dress M., Hikasa K.* Phys. Rev. D. 1989. **40**. P. 47.
[39] *Behrends F. A., Kleiss R.* Nucl. Phys. B. 1985. **260**. P. 32.
[40] *Ma E., Okada Y.* Phys. Rev. D. 1979. **20**. P. 1052.
[41] *Ellis J., Enqvist K., Nanopoulos D. V., Ritz S.* Phys. Lett. B. 1985. **158**, N 5. P. 417.
[42] *Heinemeyer S., Hollik W., Bosiek J., Weiglein G.* Eur. Phys. J. C. 2001. **19**. P. 535.
[43] *Komaniya S.* Phys. Rev. D. 1988. **38**. P. 2158.

The Higgs bosons production in arbitrary polarized electron–positron colliding beams

S. K. Abdullayev[a], **M. Sh. Gojayev**[b]

Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, Baku State University
AZ1148, Z.Khalilov, 23, Baku, Azerbaijan
E-mail: [a]sabdullayev@bsu.edu.az, [b]m_qocayev@mail.ru

The production of Higgs bosons in arbitrary polarized electron-positron collisions has been investigated $e^-e^+ \to ZH_{SM}$, $e^-e^+ \to Zh$, $e^-e^+ \to ZH$, $e^-e^+ \to hA$, $e^-e^+ \to HA$ and $e^-e^+ \to H^-H^+$, where H_{SM} is the Higgs boson of the Standard Model, h, H, A and $H^\pm$ are the analogues of the Higgs boson, which may take place in the MSSM. We have calculated the cross sections and asymmetries $A(\varphi)$ and A_{RL}. The typical peculiarities of the cross sections and asymmetries of the processes as a function of the energy of the e^-e^+-beams and the Higgs bosons mass are investigated.

PACS: 12.15.-y, 12.15. Mm, 14.70 Hp

Keywords: Standard Model, Higgs boson, helicity, left and right coupling constants, Weinberg's parameter, Minimal Supersymmetric Standard Model.

Received 24 June 2017.

Сведения об авторах

1. Абдуллаев Сархаддин Кубаддин оглы — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: +994 50 346-28-66, e-mail: sabdullayev@bsu.edu.az.
2. Годжаев Меджид Шарафаддин оглы — канд. физ.-мат. наук, доцент;тел.: +994 50 537-62-10, e-mail: m_qocayev@mail.ru.