

УДК 539.12-17; 530.145

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ ЛЕПТОН-НУКЛОННОМ РАССЕЯНИИ

С.Г. Абдуллаев^{а,1)}, Л.А. Агамалиева^{б,2)}, М.Ш. Годжаев^{а,3)}

^{а)}Кафедра теоретической физики, ^{б)}Кафедра строения вещества,
Бакинский Государственный Университет, ул. З.Халилова, 23, AZ 1148, Баку Азербайджан
¹⁾s_abdullayev@mail.ru, ²⁾ag.leyla@hotmail.com, ³⁾m_qocayev@mail.ru

В рамках Стандартной модели исследованы процессы рождения Хиггс бозона при глубоконеупругом лептон (антилептон) нуклонном рассеянии ($l(\bar{l})N \Rightarrow l(\bar{l})HX$, $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)HX$, $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N \Rightarrow \mu^-(\mu^+)HX$, $\mu^-(\mu^+)N \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)HX$). Рождение Хиггс бозона рассматривается по механизмам слияния ZZ - и W^+W^- -бозонов ($ZZ \Rightarrow H$, $W^+W^- \Rightarrow H$). Получены аналитические выражения для соответствующих амплитуд и вычислены полные сечения партонных спиральных процессов. Изучена зависимость полных эффективных сечений процессов от переменной x , энергии $\sqrt{S}$ и массы Хиггс бозона M_H . В непертурбативном режиме разрабатывается приближение для оценки массы Хиггсовского бозона.

Ключевые слова: хиггсовский бозон, глубоконеупругое лептон-нуклонное рассеяние, параметр Вайнберга, левая и правая константы связи, спиральные амплитуды.

1. Введение. Как известно, Стандартная модель (СМ) взаимодействий элементарных частиц представляет собой объединение квантовой хромодинамики (КХД) и теории электрослабых взаимодействий и основана на группе симметрии $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$. КХД удовлетворительно описывает сильное взаимодействие глюонов и кварков, а группа $SU_L(2) \times U_Y(1)$ электрослабые взаимодействия лептонов, кварков и калибровочных бозонов.

Удивительной особенностью СМ является явление спонтанного нарушения электрослабой группы симметрии, в результате которой калибровочные бозоны, кварки и лептоны приобретают массу. В теорию введен дублет скалярных комплексных полей

$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$, нейтральная компонента которой обладает отличной от нуля вакуумным

значением. В результате электрослабая группа $SU_L(2) \times U_Y(1)$ спонтанно нарушается до электромагнитной группы симметрии $U(1)_Q$. При этом три из четырех компонент скалярного поля ϕ поглощаются $W^\pm$ - и Z^0 -векторными бозонами. Отставшая четвертая нейтральная компонента скалярного поля является бозоном H [1-3].

В различных лабораториях мира, в том числе в LEP, SLC и Tevatron проводились прецизионные измерения с целью проверки СМ. Оказались, что константы связи кварков и лептонов с калибровочными бозонами, а также константы трехбозонных взаимодействий удивительно согласуются с предсказаниями СМ [3-6]. Единственный сектор СМ, который не изучен экспериментально, это сектор скалярного бозона Хиггса. В различных лабораториях мира проводились поиски Хиггс бозона. Обнаружить Хиггс бозона и изучить физические свойства его являлся одним из основных задач Большого Адронного Коллайдера (БАК). В 2012 г. В ЦЕРНе коллаборации ATLAS и CMS объявили об открытии нового бозона, массой около 125 ГэВ [7-8]. Измерение константы связи этого нового бозона с другими частицами может быть аргументом в пользу, или в противовес того, что он является ли в

действительности бозоном Хиггса СМ [9, 10]. В связи с этим, теоретический интерес к различным каналам рождения и распада Хиггс бозона сильно возрос [11-20]. Различные свойства Хиггс бозона изучены в работах [6, 21, 22]. Кроме этого, экспериментальные исследования по изучению физических свойств хиггсовских бозонов продолжаются.

В предыдущей работе [19] исследовано рождение Хиггс бозонов в продольно поляризованных электрон-позитронных столкновениях $e^-e^+ \Rightarrow ZH$, $e^-e^+ \Rightarrow H\bar{f}f$ ($\bar{f}f$ – пара лептонов $\mu^-\mu^+$, $\tau^-\tau^+$ или кварков $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$, $b\bar{b}$), $e^-e^+ \Rightarrow H\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$, $e^-e^+ \Rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e$ и $e^-e^+ \Rightarrow He^-e^+$. Получены аналитические выражения для соответствующих амплитуд и вычислены спиральные сечения, характеризующие спектрально-угловых распределений H -бозонов.

В настоящей работе исследованы каналы рождения Хиггс бозонов в глубоконеупругих лептон-нуклонных рассеяниях:

$$l(\bar{l}) + N \Rightarrow l(\bar{l}) + H + X, \quad (1)$$

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + H + X, \quad (2)$$

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \Rightarrow \mu^-(\mu^+) + H + X, \quad (3)$$

$$\mu^-(\mu^+) + N \Rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + H + X. \quad (4)$$

Здесь l – заряженный лептон (e^- или μ^-), X – система недетектируемых адронов.

2. Механизм слияния нейтральных бозонов $ZZ \Rightarrow H$. Благодаря довольно сильной связи Хиггс бозона с калибровочными Z - и W -бозонами, основными источниками рождения H -бозонов в глубоконеупругом лептон-нуклонном рассеянии являются механизмы слияния нейтральных или заряженных бозонов: $ZZ \Rightarrow H$, $W^+W^- \Rightarrow H$. Процесс (1) соответствует рождению Хиггс бозона в результате слияния нейтральных бозонов $ZZ \Rightarrow H$. Согласно кварк-партонной модели, данному процессу отвечает рождение Хиггс бозона при рассеянии лептона на кварке или антикварке:

$$l + q \Rightarrow l + q + H, \quad l + \bar{q} \Rightarrow l + \bar{q} + H.$$

Процесс рождения Хиггс бозона при рассеянии лептона на кварке описывается диаграммой Фейнмана, приведенной на рис. 1 (в скобках указаны 4-импульсы и спиральности частиц).

Известно, что лагранжианы взаимодействия фундаментальных фермионов (лептонов или кварков) с Z -бозоном и Z -бозонов с скалярным Хиггс бозоном записываются в следующем виде [1-3]:

$$L_{fZ} = \frac{e}{2 \sin \theta_w \cdot \cos \theta_w} \bar{f} \gamma_\mu [g_L(f)(1 + \gamma_5) + g_R(f)(1 - \gamma_5)] f \cdot Z_\mu, \\ L_{ZZH} = \frac{e M_Z}{2 \sin \theta_w \cdot \cos \theta_w} Z_\mu Z_\rho g_{\mu\rho} H(k), \quad (5)$$

где

$$g_L(f) = I_3(f) - Q_f \sin^2 \theta_w, \quad g_R(f) = -Q_f \sin^2 \theta_w \quad (6)$$

– левая и правая константы связи фермиона с Z -бозоном, θ_w – угол Вайнберга, $I_3(f)$ и Q_f – третья проекция слабого изоспина и электрический заряд фермиона, M_Z – масса бозона Z .

Пользуясь лагранжианами (5), напомним матричный элемент, соответствующий, диаграмме рис. 1 (массами лептонов и кварков пренебрегаются):

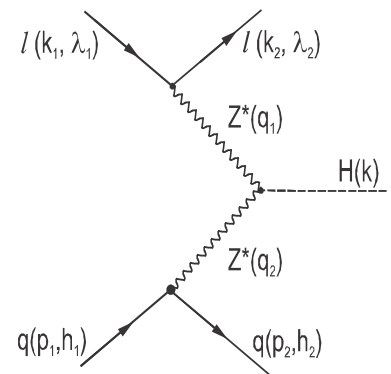


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана реакции $lq \Rightarrow lqH$.

$$\begin{aligned}
M(lq \Rightarrow lqH) = & \left(\frac{e}{2 \sin \theta_w \cdot \cos \theta_w} \right)^3 \cdot M_Z \times \\
& \times \{ F_{LL} [\bar{u}(k_2, \lambda_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(k_1, \lambda_1)] [\bar{u}(p_2, h_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1, h_1)] + \\
& + F_{LR} [\bar{u}(k_2, \lambda_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(k_1, \lambda_1)] [\bar{u}(p_2, h_2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p_1, h_1)] + \\
& + F_{RL} [\bar{u}(k_2, \lambda_2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(k_1, \lambda_1)] [\bar{u}(p_2, h_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1, h_1)] + \\
& + F_{RR} [\bar{u}(k_2, \lambda_2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(k_1, \lambda_1)] [\bar{u}(p_2, h_2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p_1, h_1)] \}.
\end{aligned} \quad (7)$$

Здесь

$$\begin{aligned}
F_{LL} &= D_1 D_2 g_L(e) g_L(q), & F_{LR} &= D_1 D_2 g_L(e) g_R(q), \\
F_{RL} &= D_1 D_2 g_R(e) g_L(q), & F_{RR} &= D_1 D_2 g_R(e) g_R(q).
\end{aligned} \quad (8)$$

– спиральные амплитуды (первый и второй индексы указывают спиральности лептона и кварка), описывающие реакции

$$\begin{aligned}
l_L + q_L &\Rightarrow l_L + q_L + H, & l_L + q_R &\Rightarrow l_L + q_R + H, \\
l_R + q_L &\Rightarrow l_R + q_L + H, & l_R + q_R &\Rightarrow l_R + q_R + H
\end{aligned}$$

соответственно и

$$\begin{aligned}
D_1 &= (q_1^2 - M_Z^2)^{-1}, & D_2 &= (q_2^2 - M_Z^2)^{-1}, \\
q_1 &= k_1 - k_2, & q_2 &= p_1 - p_2.
\end{aligned} \quad (9)$$

При высоких энергиях спиральности лептона и кварка сохраняются, т.е. спиральности начального и конечного лептона (кварка) одинаковы: $l_{L(R)} \Rightarrow l_{L(R)}$ ($q_{L(R)} \Rightarrow q_{L(R)}$). Здесь l_L – левополяризованный ($\lambda_1 = \lambda_2 = -1$), а l_R – правополяризованный ($\lambda_1 = \lambda_2 = +1$) лептон.

Теперь возводим в квадрат амплитуду спирального процесса $l_L q_L \Rightarrow l_L q_L H$:

$$|M_{LL}|^2 = \left(\frac{e^2}{4x_w(1-x_w)} \right)^3 M_Z^2 F_{LL}^2 T_{\mu\nu}^{(1)} \times T_{\mu\nu}^{(2)}, \quad (10)$$

где $x_w = \sin^2 \theta_w$ – параметр Вайнберга, $T_{\mu\nu}^{(1)}$ и $T_{\mu\nu}^{(2)}$ – лептонный и кварковый тензоры:

$$\begin{aligned}
T_{\mu\nu}^{(1)} &= Sp[u(k_2, \lambda_2) \bar{u}(k_2, \lambda_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(k_1, \lambda_1) \gamma_\nu (1 + \gamma_5)] = \\
&= 2(1 - \lambda_1)(1 - \lambda_2) [k_{1\mu} k_{2\nu} + k_{2\mu} k_{1\nu} - (k_1 \cdot k_2) g_{\mu\nu} - i \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\rho} k_{2\sigma}], \\
T_{\mu\nu}^{(2)} &= Sp[u(p_2, h_2) \bar{u}(p_2, h_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1, h_1) \bar{u}(p_1, h_1) \gamma_\nu (1 + \gamma_5)] = \\
&= 2(1 - h_1)(1 - h_2) [p_{1\mu} p_{2\nu} + p_{2\mu} p_{1\nu} - (p_1 \cdot p_2) g_{\mu\nu} - i \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\alpha} p_{2\beta}].
\end{aligned} \quad (11)$$

Здесь учтено, что при высоких энергиях справедливы соотношения [3]

$$\begin{aligned}
u(k_1, \lambda_1) \bar{u}(k_1, \lambda_1) &= \frac{1}{2} (1 - \lambda_1 \gamma_5) \hat{k}_1, \\
u(k_2, \lambda_2) \bar{u}(k_2, \lambda_2) &= \frac{1}{2} (1 - \lambda_2 \gamma_5) \hat{k}_2, \\
u(p_1, h_1) \bar{u}(p_1, h_1) &= \frac{1}{2} (1 - h_1 \gamma_5) \hat{p}_1, \\
u(p_2, h_2) \bar{u}(p_2, h_2) &= \frac{1}{2} (1 - h_2 \gamma_5) \hat{p}_2.
\end{aligned}$$

Произведение тензоров $T_{\mu\nu}^{(1)}$ и $T_{\mu\nu}^{(2)}$ – дает простое выражение:

$$T_{\mu\nu}^{(1)} \cdot T_{\mu\nu}^{(2)} = 2^4 (1 - \lambda_1)(1 - \lambda_2)(1 - h_1)(1 - h_2)(p_1 \cdot k_1)(p_2 \cdot k_2).$$

Таким образом, для квадрата амплитуды спирального процесса $l_L q_L \Rightarrow l_L q_L H$ получаем следующее выражение:

$$|M_{LL}|^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{e^2}{x_w(1-x_w)} \right)^3 M_Z^2 F_{LL}^2 (1-\lambda_1)(1-\lambda_2)(1-h_1)(1-h_2)(p_1 \cdot k_1)(p_2 \cdot k_2). \quad (12)$$

Отсюда следует, что квадрат амплитуды спирального процесса $l_L q_L \Rightarrow l_L q_L H$ действительно отличается от нуля только в том случае, когда лептоны и кварки левополяризованы: $\lambda_1 = \lambda_2 = h_1 = h_2 = -1$.

Аналогичные выражения получены и для других спиральных амплитуд [20] (из-за сохранения спиральностей частиц, спиральные амплитуды не интерферируют):

$$\begin{aligned} |M_{LR}|^2 &= \frac{1}{4} \left(\frac{e^2}{x_w(1-x_w)} \right)^3 M_Z^2 F_{LL}^2 (1-\lambda_1)(1-\lambda_2)(1+h_1)(1+h_2) \cdot (k_1 \cdot p_2)(p_1 \cdot k_2), \\ |M_{RL}|^2 &= \frac{1}{4} \left(\frac{e^2}{x_w(1-x_w)} \right)^3 M_Z^2 F_{RL}^2 (1+\lambda_1)(1+\lambda_2)(1-h_1)(1-h_2) \cdot (k_1 \cdot p_2)(p_1 \cdot k_2), \\ |M_{RR}|^2 &= \frac{1}{4} \left(\frac{e^2}{x_w(1-x_w)} \right)^3 M_Z^2 F_{RR}^2 (1+\lambda_1)(1+\lambda_2)(1+h_1)(1+h_2) \cdot (p_1 \cdot k_1)(p_2 \cdot k_2). \end{aligned} \quad (13)$$

Определим полное эффективное сечение спирального процесса $l_L q_L \Rightarrow l_L q_L H$:

$$\sigma_{LL} = \int \frac{|M_{LL}|^2}{16\hat{s}(2\pi)^5} \cdot \frac{d\vec{k}_2}{E_2} \cdot \frac{d\vec{p}_2}{\varepsilon_2} \cdot \frac{d\vec{k}}{E_H} \delta(p_1 + k_1 - k - p_2 - k_2), \quad (14)$$

где $\hat{s} = (p_1 + k_1)^2 = 2(k_1 \cdot p_1) = xS$, x – доля импульса нуклона, уносимой кварком, $\sqrt{S}$ – суммарная энергия лептон-нуклонной системы.

При высоких энергиях ($\hat{s} \gg M_Z^2$) поперечные импульсы конечных частиц будут намного меньше по сравнению с продольными импульсами. В этом случае 4-импульсы лептонов и кварков удобно выразить фейнмановскими переменными x_1, x_2 и $\vec{p}_{T1}, \vec{p}_{T2}$ [20, 23]:

$$\begin{aligned} k_1 &= \left(\frac{1}{2}\sqrt{\hat{s}}, \frac{1}{2}\sqrt{\hat{s}}, \vec{0} \right), \\ p_1 &= \left(\frac{1}{2}\sqrt{\hat{s}}, -\frac{1}{2}\sqrt{\hat{s}}, \vec{0} \right), \\ k_2 &= \left(\frac{1}{2}x_1\sqrt{\hat{s}} + \frac{\vec{p}_{T1}^2}{x_1\sqrt{\hat{s}}}, \frac{1}{2}x_1\sqrt{\hat{s}}, \vec{p}_{T1} \right), \\ p_2 &= \left(\frac{1}{2}x_2\sqrt{\hat{s}} + \frac{\vec{p}_{T2}^2}{x_2\sqrt{\hat{s}}}, -\frac{1}{2}x_2\sqrt{\hat{s}}, \vec{p}_{T2} \right). \end{aligned} \quad (15)$$

Пренебрегая членами порядка $\frac{\vec{p}_{T1}^2}{\hat{s}}$ и $\frac{\vec{p}_{T2}^2}{\hat{s}}$ имеем:

$$(p_1 \cdot k_1)(p_2 \cdot k_2) = (p_1 \cdot k_2)(p_2 \cdot k_1) = x_1 x_2 \frac{\hat{s}^2}{4},$$

$$q_1^2 = (k_1 - k_2)^2 = -2(k_1 \cdot k_2) = -\frac{p_{T1}^2}{x_1},$$

$$q_2^2 = (p_1 - p_2)^2 = -2(p_1 \cdot p_2) = -\frac{p_{T2}^2}{x_2}.$$

Квадраты спиральных амплитуд выражаются аналогичными формулами (здесь учтены соотношения $\lambda_1 = \lambda_2 = -1, h_1 = h_2 = -1$; $\lambda_1 = \lambda_2 = -1, h_1 = h_2 = +1$ и т.д.):

$$\begin{aligned}
|M_{LL}|^2 &= \left(\frac{e^2}{x_w(1-x_w)} \right)^3 M_Z^2 \frac{g_L^2(e)g_L^2(q) (x_1x_2)^3 \hat{s}^2}{(p_{T1}^2 + x_1M_Z^2)^2 (p_{T2}^2 + x_2M_Z^2)^2}, \\
|M_{LR}|^2 &= \left(\frac{e^2}{x_w(1-x_w)} \right)^3 M_Z^2 \frac{g_L^2(e)g_R^2(q) (x_1x_2)^3 \hat{s}^2}{(p_{T1}^2 + x_1M_Z^2)^2 (p_{T2}^2 + x_2M_Z^2)^2}, \\
|M_{RL}|^2 &= \left(\frac{e^2}{x_w(1-x_w)} \right)^3 M_Z^2 \frac{g_R^2(e)g_L^2(q) (x_1x_2)^3 \hat{s}^2}{(p_{T1}^2 + x_1M_Z^2)^2 (p_{T2}^2 + x_2M_Z^2)^2}, \\
|M_{RR}|^2 &= \left(\frac{e^2}{x_w(1-x_w)} \right)^3 M_Z^2 \frac{g_R^2(e)g_R^2(q) (x_1x_2)^3 \hat{s}^2}{(p_{T1}^2 + x_1M_Z^2)^2 (p_{T2}^2 + x_2M_Z^2)^2}.
\end{aligned} \tag{16}$$

Фазовый объем спиральных процессов также выражается переменными x_1 , x_2 , $\vec{p}_{T1}$ и $\vec{p}_{T2}$:

$$d\Phi = \frac{d\vec{k}_2}{E_2} \cdot \frac{d\vec{p}_2}{\varepsilon_2} \cdot \frac{d\vec{k}}{E_H} \delta(p_1 + k_1 - k - p_2 - k_2) = \frac{dx_1}{x_1} \cdot \frac{dx_2}{x_2} d^2\vec{p}_{T1} d^2\vec{p}_{T2} \cdot \frac{2}{\hat{s}} \delta((1-x_1)(1-x_2) - r_H), \tag{17}$$

где $r_H = M_H^2 / \hat{s}$, M_H – масса Хиггс бозона.

На основе формул (13), (16) и (17), получаем следующие выражения для полных сечений спиральных процессов:

$$\begin{aligned}
\sigma_{LL} &= \frac{1}{4M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 \cdot g_L^2(e)g_L^2(q) \cdot f(r_H), \\
\sigma_{LR} &= \frac{1}{4M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 \cdot g_L^2(e)g_R^2(q) \cdot f(r_H), \\
\sigma_{RL} &= \frac{1}{4M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 \cdot g_R^2(e)g_L^2(q) \cdot f(r_H), \\
\sigma_{RR} &= \frac{1}{4M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 \cdot g_R^2(e)g_R^2(q) \cdot f(r_H),
\end{aligned} \tag{18}$$

где введена функция

$$f(r_H) = (1+r_H) \ln \frac{1}{r_H} + 2(r_H - 1). \tag{19}$$

Полное эффективное сечение процесса $lq \Rightarrow lqH$, суммированное по спиральным состояниям конечных частиц, имеет вид (спиральность начального кварка обозначена $h_q = h_1$):

$$\begin{aligned}
\sigma(lq \Rightarrow lqH) &= \frac{1}{16M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 \cdot f(r_H) \times \\
&\times [g_L^2(e)(1-\lambda_1) + g_L^2(e)(1+\lambda_1)] [g_L^2(q)(1-h_q) + g_R^2(q)(1+h_q)].
\end{aligned} \tag{20}$$

Эффективное сечение процесса рождения Хиггс бозона при лептон-антикварковом рассеянии $l\bar{q} \Rightarrow l\bar{q}H$ определяется аналогичной формулой, но при этом необходимо заменить лево (право) поляризованный кварк на право (лево) – поляризованный антикварк и наоборот:

$$\begin{aligned}
\sigma(l\bar{q} \Rightarrow l\bar{q}H) &= \frac{1}{16M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 \cdot f(r_H) \times \\
&\times [g_L^2(e)(1-\lambda_1) + g_R^2(e)(1+\lambda_1)] [g_L^2(q)(1+h_{\bar{q}}) + g_R^2(q)(1-h_{\bar{q}})].
\end{aligned} \tag{21}$$

Здесь $h_{\bar{q}}$ – спиральность антикварка.

Согласно кварк-партонной модели, рождение Хиггс бозона при глубоконеупругом рассеянии поляризованных лептонов на поляризованной нуклонной мишени определяется

выражением:

$$\frac{d\sigma(lN \Rightarrow lHX)}{dx} = \sum_q \sum_{hq} f_{q(h_q)}^{N(h_N)}(x) \sigma(lq \Rightarrow lqH) + \sum_{\bar{q}} \sum_{h\bar{q}} f_{\bar{q}(h_{\bar{q}})}^{N(h_N)}(x) \sigma(l\bar{q} \Rightarrow l\bar{q}H), \quad (22)$$

где $f_{q(h_q)}^{N(h_N)}$ ($f_{\bar{q}(h_{\bar{q}})}^{N(h_N)}$) – функция распределения поляризованного кварка (антикварка) в поляризованном нуклоне, h_N – продольная поляризация нуклона мишени.

Подставляя выражения эффективных сечений кварк-партонных процессов в (22), получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(lN \Rightarrow lHX)}{dx} = & \frac{1}{16M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 \cdot f(r_H) \times [g_L^2(e)(1-\lambda_1) + g_R^2(e)(1+\lambda_1)] \times \\ & \times \left\{ \sum_q [q(x) + \bar{q}(x)] [g_L^2(q) + g_R^2(q)] - h_N \sum_q [\Delta q(x) - \Delta \bar{q}(x)] [g_L^2(q) - g_R^2(q)] \right\}, \end{aligned} \quad (23)$$

где $q(x)$ ($\bar{q}(x)$) – обычная функция распределения кварка (антикварка) в нуклоне:

$$q(x) = f_{q(+1)}^{N(+1)}(x) + f_{q(-1)}^{N(+1)}(x)$$

и

$$\Delta q(x) = f_{q(+1)}^{N(+1)}(x) - f_{q(-1)}^{N(+1)}(x), \quad \Delta \bar{q}(x) = f_{\bar{q}(+1)}^{N(+1)}(x) - f_{\bar{q}(-1)}^{N(+1)}(x).$$

Из выражения эффективного сечения (23) следует, что эффективные сечения рождения Хиггс бозона при глубоконеупругом рассеянии лево-и правополяризованного лептона на нуклоне отличаются друг от друга, что указывает о наличии лево-правой спиновой асимметрии в рассматриваемой реакции:

$$A_{LR}^{(l)} = \frac{d\sigma(l_L N \Rightarrow lHX) - d\sigma(l_R N \Rightarrow lHX)}{d\sigma(l_L N \Rightarrow lHX) + d\sigma(l_R N \Rightarrow lHX)} = \frac{g_L^2(e) - g_R^2(e)}{g_L^2(e) + g_R^2(e)}. \quad (24)$$

Асимметрия $A_{LR}^{(e)}$ зависит только от левой и правой констант связи лептона или от параметра Вайнберга $x_w = \sin^2 \theta_w$. При значении этого параметра $x_w = 0.232$ асимметрия равна (это значение параметра x_w используется и в дальнейших расчетах):

$$A_{LR}^{(l)} = \frac{1 - 4x_w}{1 - 4x_w + 8x_w^2} \cdot 100\% = 14\%.$$

Существует и другая лево-правая асимметрия, обусловленная поляризацией нуклона мишени:

$$A_{LR}^{(N)} = \frac{d\sigma(lN_L \Rightarrow lHX) - d\sigma(lN_R \Rightarrow lHX)}{d\sigma(lN_L \Rightarrow lHX) + d\sigma(lN_R \Rightarrow lHX)} = \frac{\sum_q [\Delta q(x) - \Delta \bar{q}(x)] [g_L^2(q) - g_R^2(q)]}{\sum_q [q(x) + \bar{q}(x)] [g_L^2(q) + g_R^2(q)]}. \quad (25)$$

Эта асимметрия является функцией x и параметра x_w . Для оценки спиновой асимметрии $A_{LR}^{(N)}$ нами использованы функции распределения поляризованных кварков в поляризованном протоне, приведенные в работе [24]. На рис. 2 приведена зависимость лево-правой спиновой асимметрии $A_{LR}^{(p)}$ в реакции $\mu^- p \Rightarrow \mu^- HX$ от переменной x . В оценках учтены вклады в асимметрию только валентных u - и d -кварков. Как видно из рисунка, асимметрия $A_{LR}^{(p)}$ положительна, монотонно увеличивается с ростом переменной x и достигает до значения 0,6 при $x = 1$.

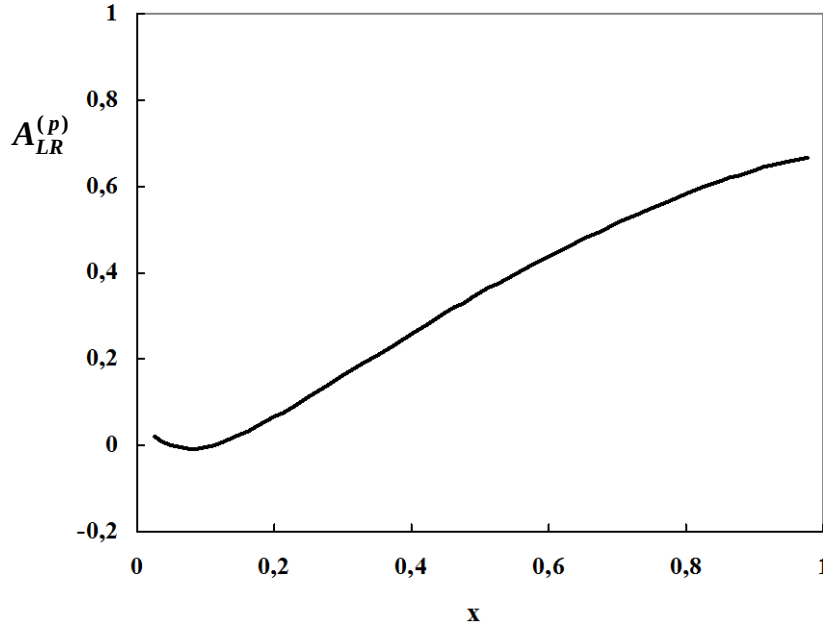


Рис. 2. Зависимость асимметрии $A_{LR}^{(p)}$ от x в реакции $\mu^- p \Rightarrow \mu^- HX$.

Эффективное сечение процесса рождения Хиггс бозона при глубоконеупругом лептон-нуклонном рассеянии, усредненное по спиновым состояниям лептона и нуклона, дается выражением:

$$\frac{d\sigma(lN \Rightarrow lHX)}{dx} = \frac{1}{16M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 [g_L^2(e) + g_R^2(e)] \times \\ \times \sum_q [q(x) + \bar{q}(x)] [g_L^2(q) + g_R^2(q)] \cdot f(r_H). \quad (26)$$

Отметим, что полученная нами эта формула определяет и эффективное сечение процесса рождения Хиггс бозона при глубоконеупругом антилептон-нуклонном рассеянии.

Рождения Хиггс бозона при глубоконеупругом нейтрино-нуклонном рассеянии также происходит по механизму $ZZ \Rightarrow H$, кварк-партонами процессами которого являются реакции $\nu_\mu q \Rightarrow \nu_\mu qH$, $\nu_\mu \bar{q} \Rightarrow \nu_\mu \bar{q}H$. Так как нейтрино является левополяризованной частицей, процессу $\nu_\mu q \Rightarrow \nu_\mu qH$ соответствуют только две спиральные амплитуды F_{LL} и F_{LR} , описывающие реакции $\nu_\mu q_L \Rightarrow \nu_\mu q_L H$, $\nu_\mu q_R \Rightarrow \nu_\mu q_R H$. Эти спиральные амплитуды даются выражениями

$$F_{LL} = D_1 D_2 g_L(\nu) g_L(q), \quad F_{LR} = D_1 D_2 g_L(\nu) g_R(q), \quad (27)$$

где $g_L(\nu) = \frac{1}{2}$.

Матричный элемент элементарного партоного процесса $\nu_\mu q \Rightarrow \nu_\mu qH$ выражается формулой

$$M(\nu_\mu q \Rightarrow \nu_\mu qH) = \left(\frac{e}{2 \sin \theta_w \cdot \cos \theta_w} \right)^3 M_Z \times \\ \times \{ F_{LL} [\bar{u}(k_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(k_1)] [\bar{u}(p_2, h_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1, h_1)] + \\ + F_{LR} [\bar{u}(k_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(k_1)] [\bar{u}(p_2, h_2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p_1, h_1)] \}. \quad (28)$$

Отсюда можно получить следующие выражения: для полных сечений процессов $\nu_\mu q \Rightarrow \nu_\mu qH$ и $\nu_\mu \bar{q} \Rightarrow \nu_\mu \bar{q}H$:

$$\begin{aligned}\sigma(v_\mu q \Rightarrow v_\mu q H) &= \sigma(v_\mu \bar{q} \Rightarrow v_\mu \bar{q} H) = \\ &= \frac{1}{16M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 g_L^2(v) [g_L^2(q) + g_R^2(q)] \cdot f(r_H).\end{aligned}\quad (29)$$

Эффективное сечение процесса рождения Хиггс бозона при глубоконеупругом нейтрино (антинейтрино)-нуклонном рассеянии определяется выражением

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dx}(v_\mu N \Rightarrow v_\mu HX) &= \sum_q q(x) \sigma(v_\mu q \Rightarrow v_\mu q H) + \sum_q \bar{q}(x) \sigma(v_\mu \bar{q} \Rightarrow v_\mu \bar{q} H) = \\ &= \frac{1}{16M_Z^2} \left(\frac{\alpha}{x_w(1-x_w)} \right)^3 g_L^2(v) \sum_q [q(x) + \bar{q}(x)] [g_L^2(q) + g_R^2(q)] \cdot f(r_H).\end{aligned}\quad (30)$$

3. Механизм слияния заряженных бозонов $W^+W^- \Rightarrow H$. При глубоконеупругом лептон-нуклонном рассеянии Хиггс бозон может рождаться и по механизму $W^+W^- \Rightarrow H$. Такими процессами являются реакции (3) и (4). Кварк – партонами процессами этих реакций являются:

$$\begin{aligned}v_\mu + q &\Rightarrow \mu^- + q' + H, & v_\mu + \bar{q}' &\Rightarrow \mu^- + \bar{q} + H, \\ \mu^- + q' &\Rightarrow v_\mu + q + H, & \mu^- + \bar{q} &\Rightarrow v_\mu + \bar{q}' + H.\end{aligned}$$

Фейнмановская диаграмма элементарного процесса $v_\mu q \Rightarrow \mu^- q' H$ приведена на рис. 3 и этой диаграмме соответствует матричный элемент (в заряженный ток входят только левополяризованные частицы, благодаря этому существует только одна спиральная амплитуда):

$$M(v_\mu q_L \Rightarrow \mu_L q'_L H) = \frac{1}{8} \left(\frac{e}{\sin \theta_w} \right)^3 M_w D_3 D_4 U_{qq'} \times \\ \times [\bar{u}(k_2, \lambda_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(k_1, \lambda_1)] [\bar{u}(p_2, h_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_1, h_1)]. \quad (31)$$

Здесь $U_{qq'} = \cos \theta_C$ для $u \Leftrightarrow d$ переходов и $U_{qq'} = \sin \theta_C$ для $u \Leftrightarrow s$ переходов, θ_C – угол Кабиббо,

$$D_3 = (q_1^2 - M_w^2)^{-1}, \quad D_4 = (q_2^2 - M_w^2)^{-2}, \quad (32)$$

M_w – масса W -бозона.

Для квадрата матричного элемента (31) и полного эффективного сечения партонного процесса $v_\mu q_L \Rightarrow \mu_L q' H$ получены выражения:

$$|M(v_\mu q_L \Rightarrow \mu_L q'_L H)|^2 = |U_{qq'}|^2 \left(\frac{e^2}{x_w} \right)^3 \frac{M_w^2 (x_1 x_2)^3 \cdot \hat{s}^2}{(p_{T1}^2 + x_1 M_w^2)^2 (\bar{p}_{T2}^2 + x_2 M_w^2)^2}, \quad (33)$$

$$\sigma(v_\mu q_L \Rightarrow \mu_L q'_L H) = \frac{1}{4M_w^2} |U_{qq'}|^2 \left(\frac{\alpha}{x_w} \right)^3 \cdot f(r_H). \quad (34)$$

Эффективное сечение реакции $v_\mu N \Rightarrow \mu^- HX$ определяется выражением:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dx}(v_\mu N \Rightarrow \mu^- HX) &= \sum_q \sum_{q'} [q(x) \sigma(v_\mu q \Rightarrow \mu^- q' H) + \bar{q}'(x) \sigma(v_\mu \bar{q}' \Rightarrow \mu^- \bar{q} H)] = \\ &= \frac{1}{16M_w^2} \cdot \left(\frac{\alpha}{x_w} \right)^3 \times \sum_q \sum_{q'} |U_{qq'}|^2 [q(x) + \bar{q}'(x)] \cdot f(r_H).\end{aligned}\quad (35)$$

4. К механизму Хиггса в непертурбативном режиме. Механизм Хиггса является одним из ключевых моментов в СМ и одновременно одним из самых загадочных его

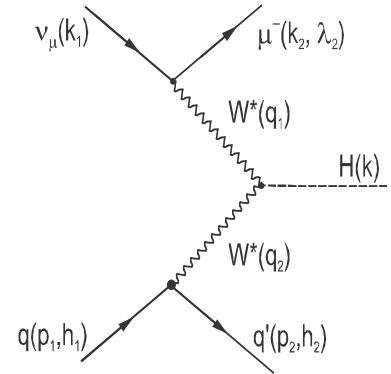


Рис. 3. Диаграмма Фейнмана для реакции $v_\mu q \Rightarrow \mu^- q' H$.

свойств. Значительные усилия экспериментального поиска частиц Хиггса уже приводят к успеху [1, 26]. Но теоретическое исследование в скалярном секторе СМ далеки от полноты.

В попытке выйти за рамки квазиклассического приближения и ТВ, часто сталкиваются с рядом трудностей и проблем, одним из основным является известная тривиальность квадратичной скалярной самодействия: нормированная константа ϕ^4 -взаимодействия стремится к нулю при отсечки удаления. Тривиальность ϕ^4 -взаимодействия приводит к тому, что масса Хиггсовской частицы не полностью является независимым параметром, что связано с другим параметром модели, такими как массы промежуточных бозонов, массы t -кварка, и т.д. В рамках различных подходов этот факт приводит к различным оценкам массы бозона Хиггса, где решающим может явиться экспериментальные данные. При оценке массы Хиггсовского бозона представляется эффективным выход за рамки теория возмущения по константе связи. Метод итерационного решения уравнения Швингера-Дайсона для производящего функционала функций Грина дает возможность построить такой непerturbативный подход [26], [27]. Этот метод дает также описывать эффект спонтанного нарушения симметрии в скалярных теориях, в моделях Намбу – Йона-Лазинио и Гросса-Невю и неабелевых калибровочных теориях. Оценка массы Хиггсовской частицы в главном приближении итераций [26] для абелевой Хиггс модели приводит к пределу для массы $m_H \leq 1.15m_A$ [27].

Цель этого раздела исследование NLO поправки к массе Хиггсовского бозона в рамках абелевой калибровочной теории с лагранжианом

$$L = (\partial_\mu - ieA_\mu)\phi^* (\partial_\mu + ieA_\mu)\phi - m^2\phi^*\phi - \frac{\lambda}{2}(\phi^*\phi)^2 - \frac{1}{4}(\partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu)^2 - \frac{1}{2\alpha}(\partial_\mu A_\mu)^2.$$

В рамках итераций

$$G = G^{(0)} + G^{(1)} + \dots + G^{(n)} + \dots,$$

для решения уравнения Швингера-Дайсона

$$\lambda \frac{\delta^2 G}{\delta \eta(x, x) \delta \eta(y, x)} - (m_0^2 - \partial^2) \frac{\delta G}{\delta \eta(y, x)} - \delta(x - y)G = \int dy_1 \eta(x, y_1) \frac{\delta G}{\delta \eta(y, y_1)}$$

где в качестве первого шага итераций выбирается функционал

$$P^{(1)} = \frac{1}{2} \text{tr} \int \Delta_2(x_1 y_1, x_2 y_2) \eta(y_1, x_1) \eta(y_2, x_2) dx_1 dx_2 dy_1 dy_2 + \int \Delta^{(NLO)}(x_1, y_1) \eta(y_1, x_1) dx_1 dy_1 \quad G^{(n)} = P^{(n)} \cdot G^{(0)}$$

(где $P^{(n)}$ – $2n$ -порядка полином по источникам η , и $*$ – умножение в операторном понятии), также планируется вычисление местонахождений полюсов Ландау, в последующих работах.

5. Анализ результатов. В заключении приводим анализ полученных нами формул для эффективных сечений процессов (1)-(4). Эти формулы содержат в себя функции распределения кварков и антикварков в нуклоне. Эти функции взяты из работы [25].

На рис. 4 приведена зависимость эффективного сечения процесса $\mu^- p \Rightarrow \mu^- HX$ от переменной x при $M_H = 125 \text{ ГэВ}$ и различных значениях энергии мюон-протонной системы. Как видно из рисунка, с увеличением переменной x эффективное сечение растет и достигает максимума вблизи $x \sim 0.3$, а с дальнейшим увеличением x сечение монотонно уменьшается до нуля. Увеличение энергии лептон-нуклонной системы приводит к росту эффективного сечения процесса $\mu^- p \Rightarrow \mu^- HX$.

Зависимость эффективного сечения процесса $\mu^- p \Rightarrow \mu^- HX$ от энергии $\sqrt{S}$ мюон-протонной системы иллюстрирует рис. 5 при различных значениях переменной x . С увеличением энергии мюон-протонной системы эффективное сечение реакции $\mu^- p \Rightarrow \mu^- HX$ монотонно увеличивается, а рост переменной x приводит к спаду эффективного сечения.

Рис. 6 иллюстрирует зависимость эффективного сечения процесса $\mu^- p \Rightarrow \mu^- HX$ от

массы Хиггс бозона при $x = 0.3$ и различных энергиях мюон-протонной системы. Как видно, с увеличением массы Хиггс бозона эффективное сечение уменьшается, а увеличение энергии мюон-протонной системы $\sqrt{S}$ приводит к росту сечения.

На рис. 7 представлена зависимость эффективного сечения процесса $\nu_\mu p \Rightarrow \nu_\mu HX$ от переменной x при $M_H = 125 \text{ ГэВ}$ и различных энергиях нейтрино-протонной системы. Видно, что как и в реакции $\mu^- p \Rightarrow \mu^- HX$, с увеличением x сечение сперва растет и достигая максимума при $x \cong 0.3$, затем уменьшается до нуля. Увеличение энергии $\sqrt{S}$ приводит к росту эффективного сечения.

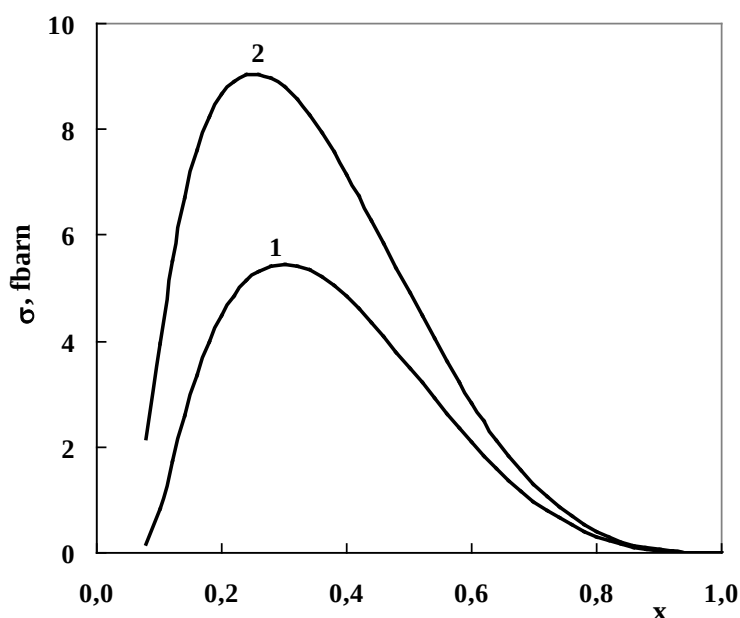


Рис. 4. Зависимость сечения процесса $\mu^- p \Rightarrow \mu^- HX$ от x при $M_H = 125 \text{ ГэВ}$ и энергии $\sqrt{S} = 0.5 \text{ ТэВ}$ (кривая 1), $\sqrt{S} = 0.6 \text{ ТэВ}$ (кривая 2).

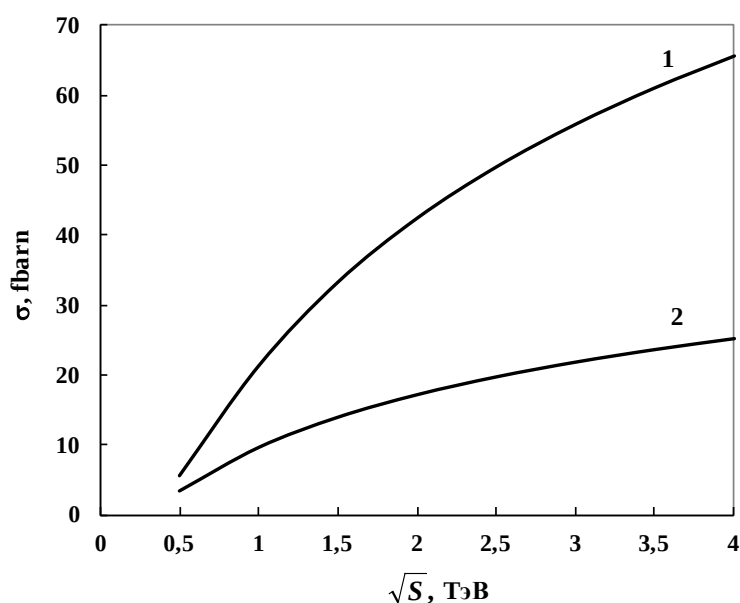


Рис. 5. Энергетическая зависимость сечения процесса $\mu^- p \Rightarrow \mu^- HX$ при $M_H = 125 \text{ ГэВ}$ и переменной $x = 0.3$ (кривая 1), $x = 0.5$ (кривая 2).

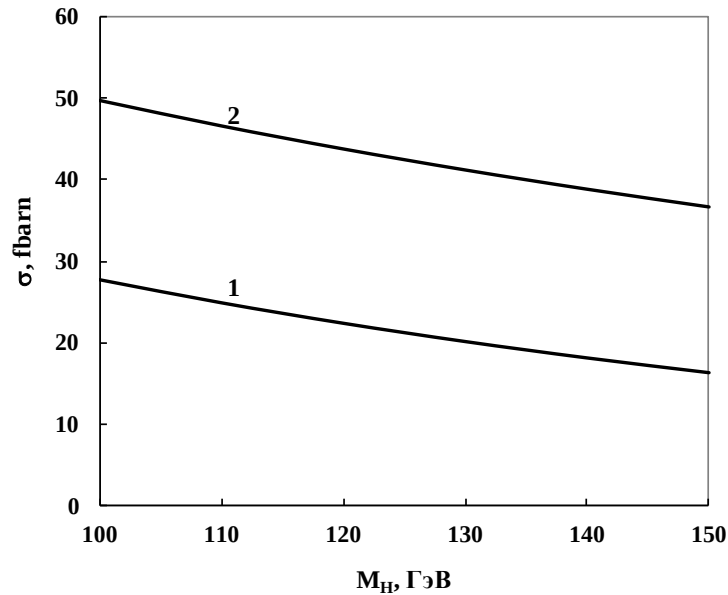


Рис. 6. Зависимость сечения процесса $\mu^- p \Rightarrow \mu^- HX$ от массы M_H при $\sqrt{S}=1$ ТэВ (кривая 1) и $\sqrt{S}=2$ ТэВ (кривая 2).

В заключении отметим, что элементарными партонными процессами реакции $\nu_\mu N \Rightarrow \mu^- HX$ являются $\nu_\mu d \Rightarrow \mu^- uH$, $\nu_\mu s \Rightarrow \mu^- uH$, $\nu_\mu \bar{u} \Rightarrow \mu^- \bar{d}H$ и $\nu_\mu \bar{u} \Rightarrow \mu^- \bar{s}H$. Другой реакции $\mu^- p \Rightarrow \nu_\mu HX$ соответствуют партонные процессы $\mu^- u \Rightarrow \nu_\mu dH$, $\mu^- u \Rightarrow \nu_\mu sH$, $\mu^- \bar{d} \Rightarrow \nu_\mu \bar{u}H$ и $\mu^- \bar{s} \Rightarrow \nu_\mu \bar{u}H$. С учетом этих партонных процессов нами также исследована зависимость эффективных сечений реакций $\nu_\mu p \Rightarrow \mu^- HX$ и $\mu^- p \Rightarrow \nu_\mu HX$ от переменной x , энергии $\sqrt{S}$ и массы M_H . Некоторые графики этих зависимостей иллюстрируются рисунками 8 и 9.

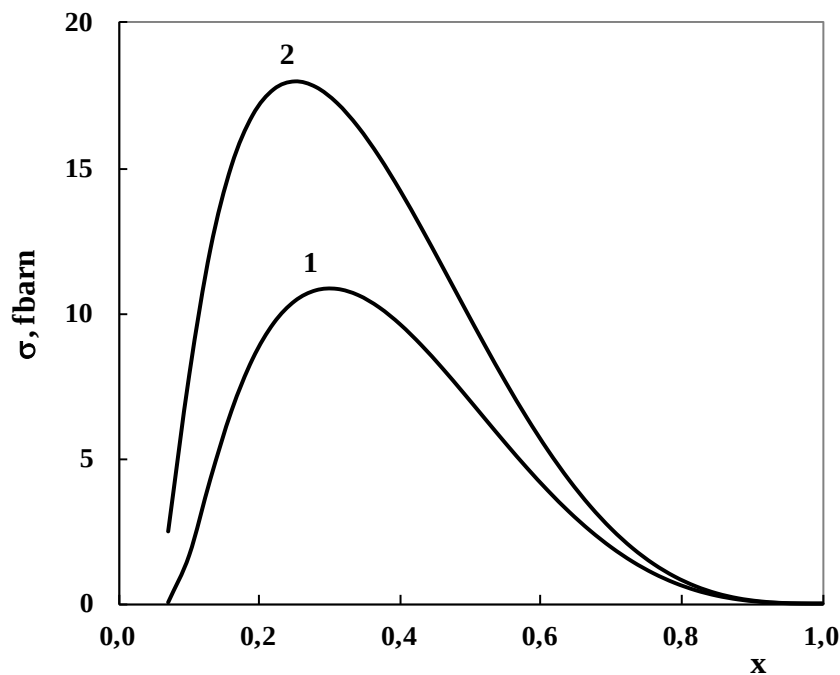


Рис. 7. Зависимость сечения процесса $\nu_\mu p \Rightarrow \nu_\mu HX$ от x при $\sqrt{S}=500$ ГэВ (кривая 1), $\sqrt{S}=600$ ГэВ (кривая 2).

Зависимость эффективного сечения процесса $\nu_\mu p \Rightarrow \mu^- HX$ от энергии $\sqrt{S}$ при $M_H = 125 \text{ ГэВ}$ и различных значениях переменной x приведена на рис. 8.

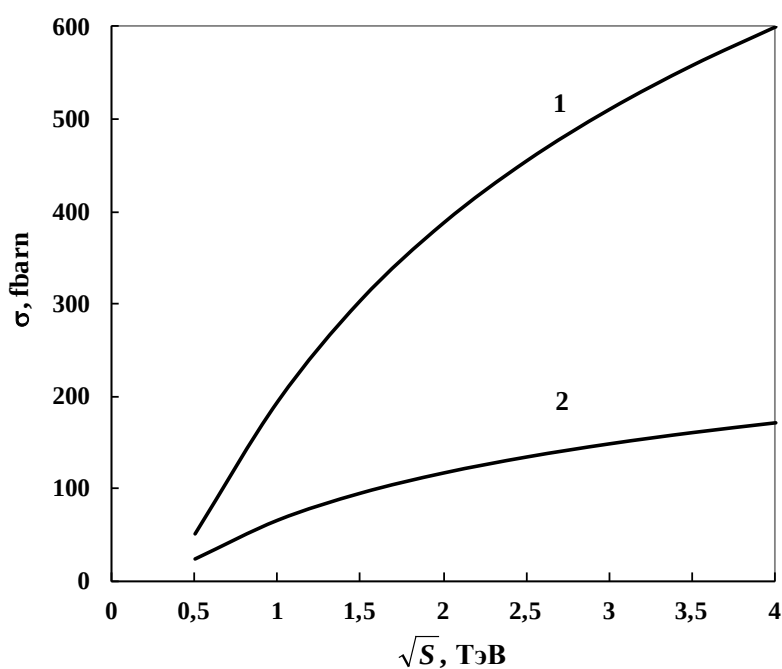


Рис. 8. Энергетическая зависимость сечения реакции $\nu_\mu p \Rightarrow \mu^- HX$ при $x=0.3$ (кривая 1) и $x=0.5$ (кривая 2)

Рис. 9 иллюстрирует зависимость эффективного сечения процесса $\mu^- p \Rightarrow \nu_\mu HX$ от массы Хиггс бозона при $x=0.3$ и различных энергиях мюон-протонной системы $\sqrt{S}$.

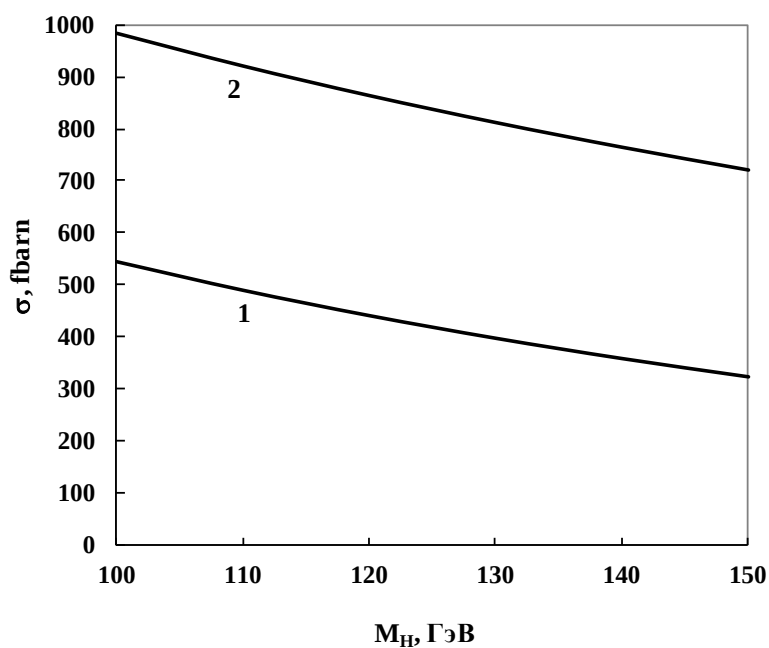


Рис. 9. Зависимость сечения процесса $\mu^- p \Rightarrow \nu_\mu HX$ от массы M_H при $\sqrt{S}=1 \text{ ТэВ}$ (кривая 1) и $\sqrt{S}=2 \text{ ТэВ}$ (кривая 2)

ЛИТЕРАТУРА

1. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990, 337 стр.
2. Ченг Т.-П. Ли Л.-Ф. Калибровочные теории в физике элементарных частиц, М.: Мир, 1987, 624 стр.
3. Абдуллаев С.К. Эффекты слабых токов в лептон-лептонных и лептон-адронных взаимодействиях, I часть (на азербайджанском языке). Баку, «AM 965 MMC», 2012, 484 стр.
4. Высоцкий М.И., Новиков В.А., Окунь Л.Б., Розанов А.Н. // УФН, 1996, т. 166, №5, с. 539.
5. Абдуллаев С.К., Мухтаров А.И., ЭЧАЯ, 1995, т.26, с. 1264
6. Djouadi A. The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking (tome I), 2005, arXiv: hep-ph/0503172v2.
7. Aad G. et al. (ATLAS Collaboration) // Phys. Lett., 2012, B 716, p.1; Phys. Rev., 2012, D 85, p.092002; Phys. Rev., 2012, D 86, p.032003; Phys. Rev. Lett., 2012, V 108, p.261804.
8. Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration) // Phys. Lett., 2012, B 716, p.30; Phys. Lett., 2012, B 710, p.284.
9. Рубаков В.А. // УФН, 2012, т. 182, с. 1017.
10. Окунь Л.Б. // УФН, 2012, т. 182, с. 1026.
11. Baumedienne D. et. al. // ATLAS NOTE, v. 1.9, January 26, 2015
12. Biondi S. et al. // Technical Report ATL-COM-PHYS-2014-222, CERN, Geneva, 2014.
13. Biondi S. et al. // Technical Report ATL-COM-PHYS-2014-053, CERN, Geneva, 2014.
14. Onyisi P., Kehoe R., Rodriguez V., Ilchenko Y. // Analysis of $\bar{t}tH$ Events at $\sqrt{s}=14$ TeV with $H \rightarrow WW$ / arXiv: 1307.7280 [hep-ex] .
15. ATLAS Collaboration // Eur. Phys. J., 2013, C. 73, p.2304
16. ATLAS Collaboration // ATLAS-CONF-2013-030, 2013, <http://cds.cern.ch/record/1527126>
17. LHC Higgs Cross Section Working Group, Heinemeyer S., Mariotti C., Passarino G., Tanaka R. // Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties. CERN-2013-004, CERN, Geneva, 2013, arXiv: 1307.1347 [hep-ph]
18. Lenzi Bruno // Proceedings of the Second Annual LHCP ATL-PHYS-PROC-2014-135. arXiv: 1409.4336v1 [hep-ex], 15 Sep. 2014
19. Абдуллаев С.К., Агамалиева Л.А., Годжаев Н.Ш., Саддих Ф.А. // ГЭНЖ, Физика, 2015, №1(13), с.36-55.
20. Абдуллаев С.К., Годжаев М.Ш., Саддих Ф.А. // Journal of Qafqaz University Physics, 2015, в печати (на азерб. языке)
21. Ансельм А.А., Уральцев Н.Г., Хозе В.А. // УФН, 1985, т. 145, с. 185.
22. Вайнштейн А.И., Захаров М.А., Шифман М.А. // УФН, 1980, т. 131, с. 537.
23. Altarelli G., Mele B., Pitolli F. // Nuclear Physics, 1987, B 287, p. 205
24. Cheng H.-Y., Liu H.H., Wu C.-Y. // Phys. Rev., 1996, D 53, p. 2380
25. Martin A.D., Stirling W.J., Thorne R.S., Watt G. // IPPP/08/95, DCPT/08/190, Cavendish-HEP-08/16, 2009.
26. Rochev V.E. // arXiv: hep-ph/9812315, 13pp.
27. Rochev V.E. // J. Phys. A44, 2011, p.305403

Article received: 2015-06-27