

ЛЕГКИЕ СГОЛДСТИНО И ХИГГСОВСКИЙ СЕКТОР В СУПЕРСИММЕТРИЧНОМ ОБОБЩЕНИИ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Е. А. Крюкова^{1,2}

Изучена феноменология простейших процессов с участием сголдстино массой 260–1000 ГэВ. Рассмотрено влияние смешивания сголдстино с частицами хиггсовского сектора на парциальные ширины распада сголдстино и сечение его рождения в протон-протонных столкновениях. Выделен характерный режим с отношением ширины распада сголдстино 1:2:1, интересный тем, что в нем наблюдается усиление резонансного рождения пар бозонов Хиггса. В этом режиме получены ограничения на параметры модели.

Ключевые слова: суперсимметрия, феноменология сголдстино, БАК.

Введение. Одной из актуальных задач, экспериментально исследуемых на Большом адронном коллайдере (БАК), является изучение свойств бозона Хиггса, в том числе определение значений констант связи бозона Хиггса с другими частицами и константы самодействия. Сечение двойного хиггсовского рождения в протон-протонных столкновениях чувствительно к константе самодействия. Ожидается, что впервые этот процесс будет наблюдаться в режиме HL-LHC. Отклонение измеренного значения сечения от предсказаний Стандартной модели (СМ) может указывать на необходимость её расширения.

В настоящей работе показано, что сечение резонансного двойного хиггсовского рождения может быть увеличено в модели со скалярной частицей сголдстино. Рассматривается суперсимметричная модель с низкомасштабным нарушением суперсимметрии в скрытом секторе. Согласно теореме Голдстоуна в результате спонтанного нарушения суперсимметрии в спектре модели появляется голдстоуновский фермион голдстино G .

¹ ИЯИ РАН, 117312 Россия, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а.

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Россия, Москва, ул. Ленинские горы, 1, стр. 2; e-mail: kryukova.ea15@physics.msu.ru.

Он и его суперпартнер сголдстино ϕ принадлежат киральному мультиплету голдстино,

$$\Phi = \phi + \sqrt{2}\theta G + \theta^2 F_\phi, \quad (1)$$

где θ – грассманова переменная, F_ϕ – вспомогательное поле с ненулевым вакуумным средним F , нарушающим суперсимметрию. Для простоты предполагается, что все поля скрытого сектора, кроме мультиплета сголдстино и гравитино, тяжелые. Рассматривается рождение сголдстино в протон-протонных столкновениях на БАК и его последующий распад на пары частиц СМ.

Описание модели. Лагранжиан модели включает в себя лагранжиан Минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ), к которому добавлены слагаемые, мягко нарушающие суперсимметрию при помощи супермультиплета голдстино Φ , и лагранжиан мультиплета голдстино \mathcal{L}_Φ

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\Phi = \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \left(\Phi^\dagger \Phi - \frac{m_s^2 + m_p^2}{8F^2} (\Phi^\dagger \Phi)^2 - \frac{m_s^2 - m_p^2}{12F^2} (\Phi^\dagger \Phi^3 + \Phi^{\dagger 3} \Phi) \right) - \\ - \left(\int d^2\theta F \Phi + h.c. \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где m_s и m_p – массы скаляра и псевдоскаляра, образующих поле сголдстино. Полный лагранжиан модели в терминах суперполей приведен в работе [1]. Решая уравнения движения для вспомогательных полей, можно получить потенциал скалярного сектора $V(\phi, h_d, h_u)$ как функцию поля сголдстино ϕ и хиггсовских дублетов $h_d = (h_d^0, H^-)^T$, $h_u = (H^+, h_u^0)^T$. Незаряженные поля раскладываются вокруг вакуумных средних, как в обычной МССМ

$$h_u^0 = v \sin \beta + \frac{1}{\sqrt{2}}(h \cos \alpha + H \sin \alpha) + \frac{i}{\sqrt{2}}A \cos \beta, \quad (3)$$

$$h_d^0 = v \cos \beta + \frac{1}{\sqrt{2}}(-h \sin \alpha + H \cos \alpha) + \frac{i}{\sqrt{2}}A \sin \beta, \quad (4)$$

а вакуумным средним поля сголдстино можно пренебречь:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(s + ip). \quad (5)$$

Здесь h и H – легкие и тяжелые нейтральные бозоны Хиггса, A – псевдоскалярный хиггсовский бозон, s и p – скалярная и псевдоскалярная части поля сголдстино, $v = 174$ ГэВ. В работе [1] получены выражения для элементов массовой матрицы и вершин взаимодействия сголдстино с хиггсовскими бозонами в ведущем порядке по $1/F$.

В частности, массовая матрица содержит ненулевые недиагональные элементы, отвечающие смешиванию полей H , h , s и A , p

$$-\mathcal{L}_{\text{mass}} = \frac{m_H^2 H^2}{2} + \frac{m_h^2 h^2}{2} + \frac{m_s^2 s^2}{2} + \frac{Xhs}{F} + \frac{YHs}{F} + \frac{m_A^2 A^2}{2} + \frac{m_p^2 p^2}{2} + \frac{ZAp}{F}, \quad (6)$$

где m_H , m_h , m_A – массы нейтральных бозонов Хиггса H , h , A . Выражения для коэффициентов X , Y , Z в ведущем порядке малости по $1/F$ приведены в [1]. Для перехода к массовому базису вводятся малые углы смешивания $\psi = Y/F(m_H^2 - m_s^2)$ (смешивание H и s), $\theta = X/F(m_h^2 - m_s^2)$ (смешивание h и s), $\varphi = XY/F^2(m_h^2 - m_s^2)(m_H^2 - m_h^2)$ (смешивание h и H) и $\xi = Z/F(m_A^2 - m_p^2)$ (смешивание A и p).

Сголдстино – R -четная частица, способная взаимодействовать с частицами Стандартной модели. В данной работе рассматривается взаимодействие сголдстино с бозонами СМ: W -, Z -бозонами, легким нейтральным бозоном Хиггса h , глюонами g и фотоном. Взаимодействие сголдстино с векторными бозонами описывается эффективным лагранжианом

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int}} = & -\frac{M_2}{\sqrt{2}F} s W^{\mu\nu*} W_{\mu\nu} - \frac{M_{ZZ}}{2\sqrt{2}F} s Z^{\mu\nu} Z_{\mu\nu} - \frac{M_{Z\gamma}}{\sqrt{2}F} s F^{\mu\nu} Z_{\mu\nu} \\ & - \frac{M_{\gamma\gamma}}{2\sqrt{2}F} s F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \frac{M_3}{2\sqrt{2}F} s G^{a\mu\nu} G_{\mu\nu}^a, \end{aligned} \quad (7)$$

где введены обозначения

$$M_{ZZ} \equiv M_1 \sin^2 \theta_W + M_2 \cos^2 \theta_W, \quad M_{\gamma\gamma} \equiv M_1 \cos^2 \theta_W + M_2 \sin^2 \theta_W, \quad (8)$$

$$M_{Z\gamma} \equiv (M_2 - M_1) \cos \theta_W \sin \theta_W. \quad (9)$$

Здесь $W_{\mu\nu}$, $Z_{\mu\nu}$, $F_{\mu\nu}$, $G_{\mu\nu}^a$ – тензоры напряженности поля W -, Z -бозонов, фотонов, глюонов соответственно, M_1 , M_2 – мягкие массы, соответствующие калибрино, M_3 – масса глюино, θ_W – угол Вайнберга. В исследуемой области пространства параметров взаимодействием сголдстино с фермионами можно пренебречь.

Рождение и распады сголдстино. Основным каналом рождения сголдстино в протон-протонных столкновениях при энергиях пучка 13–14 ТэВ является слияние глюонов. При этом сголдстино может рождаться как напрямую в столкновении глюонов ($gg \rightarrow s$), так и в результате смешивания с легким нейтральным бозоном Хиггса h , рожденным при слиянии двух глюонов через петлю из трех тяжелых кварков ($gg \rightarrow h \rightarrow s$). Принимая во внимание интерференцию двух диаграмм распада с помощью таблиц партонных функций распределения CTEQ6L1 [2] в ведущем порядке по сильной константе

связи, получено сечение рождения сголдстино. Петлевые поправки КХД учитываются введением К-фактора, $K_p \equiv \sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$, значение которого $K_p = 2$ было выбрано в соответствии с результатами работы [3]. На рис. 1(a) приведено сечение рождения сголдстино в протон-протонных столкновениях при энергии пучка 13 ТэВ и 14 ТэВ. Характерный пик при значениях массы сголдстино, близких к $2m_t$ (m_t — масса топ-кварка), появляется из-за вклада в амплитуду данного процесса диаграммы с топ-кварковым треугольником.

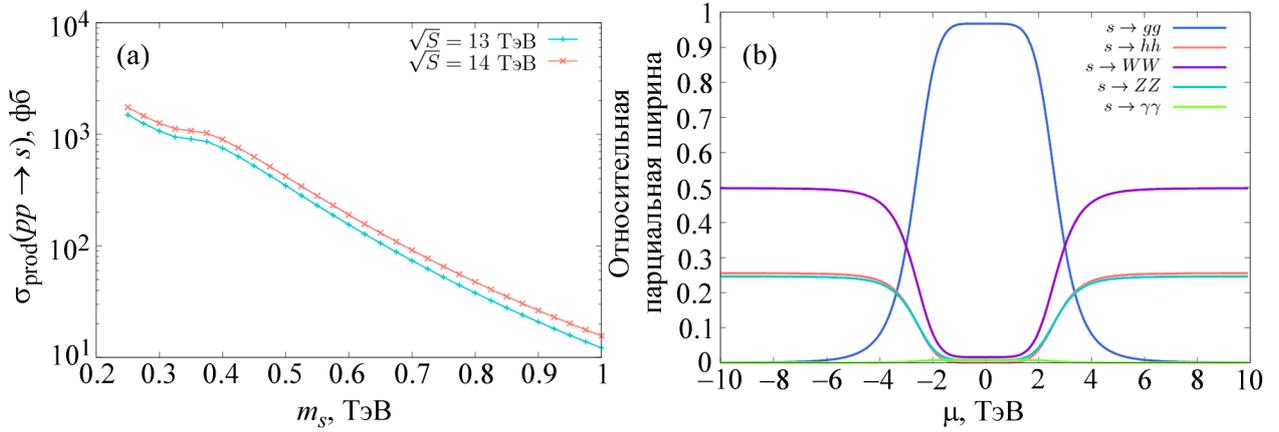


Рис. 1: (a) Сечение рождения сголдстино для различных энергий в системе центра масс при $M_3 = 3$ ТэВ, $\sqrt{F} = 20$ ТэВ, $\theta = 0.2$ [1]. (b) Относительные парциальные ширины распада сголдстино в зависимости от параметра смешивания хиггсина μ при $\tan \beta = 10$, $m_s = 1$ ТэВ, $M_1 = M_2 = 1$ ТэВ, M_3 и \sqrt{F} те же, что в (a) [1].

Также с учетом возможного смешивания с частицами хиггсовского сектора были найдены ширины для основных каналов распада сголдстино – распады на два глюона, на два фотона, на фотон и Z -бозон, на два Z -бозона, на пару W^+W^- -бозонов, на пару легких нейтральных бозонов Хиггса h [1]. Выражения для ширины распада сголдстино в этих каналах без учета смешивания с хиггсовскими бозонами были ранее приведены в [4]. Для учета поправок КХД в распадах сголдстино на пару глюонов был выбран NLO К-фактор $K_d = 1.6$ [5]. На рис. 1(b) представлены парциальные ширины распада сголдстино по основным каналам – отношение ширины распада в данном канале к полной ширине распада сголдстино. В зависимости от абсолютной величины μ , параметра смешивания хиггсина [1], можно выделить два характерных поведения ширины распада сголдстино. При малых $|\mu|$ сголдстино в основном распадается на пары глюонов. При больших значениях $|\mu|$ распад в глюоны подавлен, в то время как ширины распада на

пары легких бозонов Хиггса h , W -бозонов и Z -бозонов относятся между собой как 1:2:1.

В приближении узкого резонанса сечение двойного хиггсовского рождения в процессе $pp \rightarrow s \rightarrow hh$ находится как произведение сечения рождения сголдстино и парциальной ширины распада сголдстино в два легких нейтральных бозона Хиггса. Таким образом, в области пространства параметров, соответствующей максимально возможной парциальной ширине ($Br(s \rightarrow hh)_{\max} = 0.25$), сечение резонансного рождения пар хиггсовских бозонов будет наибольшим и может оказаться сравнимым по величине с сечением нерезонансного процесса $pp \rightarrow hh$ в Стандартной модели, если сечение рождения сголдстино окажется достаточно большим.

Анализ формул для ширины распада сголдстино и его сечения рождения позволяет ввести два критических угла смешивания сголдстино и легкого нейтрального бозона Хиггса, $\theta_{cr} \equiv 2\sqrt{2}M_3v/F$ и $\theta'_{cr} \equiv 6\pi v M_3/(\alpha_s A_t F)$, где α_s – это константа связи сильного взаимодействия, а A_t – численный коэффициент порядка 1, зависящий от массы сголдстино. При $|\theta| \gg \theta_{cr}$ распады сголдстино происходят на пары hh , WW , ZZ в отношении 1:2:1, при $|\theta| \ll \theta_{cr}$ доминируют распады сголдстино на пары глюонов. Второй критический угол θ'_{cr} определяет величину вклада процесса с кварковым треугольником и смешиванием сголдстино с бозоном Хиггса в сечение рождения сголдстино. Для $|\theta| \gg \theta'_{cr}$ этот процесс является доминирующим, а полное сечение зависит от величины угла θ . При $|\theta| \ll \theta'_{cr}$ основной вклад дает древесная диаграмма $gg \rightarrow s$, а из (7) следует, что сечение рождения сголдстино определяется только отношением M_3/F .

Ограничения на параметры модели. Используя результаты экспериментов ATLAS и CMS по поиску тяжелых нейтральных скалярных резонансов, распадающихся на пары частиц СМ, можно наложить ограничения на значения параметров модели. В данных экспериментах из ненаблюдения новых резонансов были определены верхние границы величины сечений резонансного рождения пар hh , W^+W^- , ZZ на БАК при энергии пучка $\sqrt{S} = 13$ ТэВ на 95-процентном уровне достоверности [6–9]. В случае $\theta_{cr} \ll |\theta| \ll \theta'_{cr}$ сечение рождения сголдстино зависит только от комбинации M_3/F , а парциальные ширины распада сголдстино фиксированы: $Br(s \rightarrow hh) = Br(s \rightarrow ZZ) = 0.25$, $Br(s \rightarrow WW) = 0.5$. Тогда справедливо следующее неравенство

$$\left[\frac{M_3/3 \text{ ТэВ}}{(\sqrt{F}/20 \text{ ТэВ})^2} \right]^{\max} \leq \sqrt{\frac{\sigma_{XX}^{\max}}{\sigma'_{\text{prod}} Br(s \rightarrow XX)}}, \quad (10)$$

где XX – любой из трех каналов распада сголдстино (hh , WW , ZZ), σ_{XX}^{\max} – наибольшее допустимое значение сечения рождения пар, σ'_{prod} – сечение рождения сголдстино при энергии $\sqrt{S} = 13$ ТэВ и значениях параметров $M_3 = 3$ ТэВ, $\sqrt{F} = 20$ ТэВ. Используя

результаты [6–9], было получено ограничение на отношение M_3/F в зависимости от массы стголдстино (рис. 2). Для стголдстино массой менее 550 ГэВ канал распада на два легчайших хиггсовских бозона дает самое сильное ограничение.

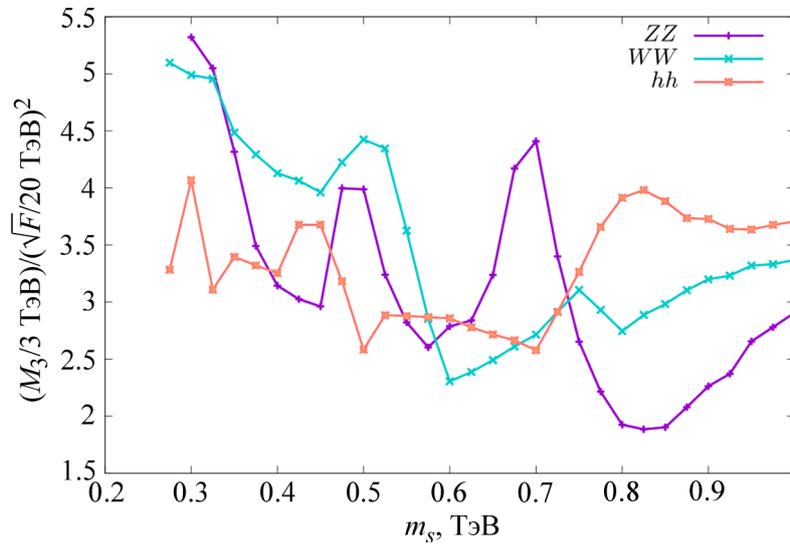


Рис. 2: Ограничения сверху на отношение M_3/F , полученное из экспериментальных данных [6–9] на 95-процентном уровне достоверности [1].

Результаты поисков на БАК частиц-суперпартнеров для моделей с калибровочным механизмом передачи суперсимметрии [10] позволяют оценить нижнюю границу значения массы глюино $M_3 \geq 2$ ТэВ (данный результат является модельно зависимым, поэтому можно сделать только грубую оценку). Объединяя это неравенство с верхней границей для отношения M_3/F , можно оценить минимально допустимую величину \sqrt{F} : в зависимости от величины массы стголдстино она изменяется в диапазоне от 8 ТэВ ($m_s = 300$ ГэВ) до 12 ТэВ ($m_s = 800$ ГэВ).

Заключение. В данной модели при определенных значениях угла смешивания стголдстино и легчайшего бозона Хиггса в столкновениях протонов на БАК может наблюдаться характерный сигнал – одновременное рождение пар hh , WW , ZZ в фиксированном отношении 1:2:1 с инвариантной массой, равной массе стголдстино. Ожидается, что результаты работы БАК в режиме высокой светимости позволят уточнить ограничения на параметры модели. Полученная грубая оценка снизу для масштаба энергий, на котором происходит нарушение суперсимметрии, \sqrt{F} может быть полезной при дальнейшем анализе феноменологии подобных моделей.

Работа поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” № 19-2-6-16-1.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] S. Demidov, D. Gorbunov, and E. Kriukova, J. High Energy Phys. **05**, 092 (2020). DOI: 10.1007/JHEP05(2020)092.
- [2] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, et al., J. High Energy Phys. **07**, 012 (2002). DOI: 10.1088/1126-6708/2002/07/012.
- [3] C. Anastasiou, C. Duhr, F. Dulat, et al., J. High Energy Phys. **1609**, 037 (2016). DOI: 10.1007/JHEP09(2016)037.
- [4] E. Perazzi, G. Ridolfi, and F. Zwirner, Nucl. Phys. B **574**, 3 (2000). DOI: 10.1016/S0550-3213(00)00055-9.
- [5] M. Spira, Fortsch. Phys. **46**, 203 (1998). DOI: 10.1002/(SICI)1521-3978(199804)46:3<203::AID-PROP203>3.0.CO;2-4.
- [6] M. Aaboud et al. [ATLAS Collaboration], J. High Energy Phys. **1803**, 009 (2018). DOI: 10.1007/JHEP03(2018)009.
- [7] M. Aaboud et al. [ATLAS Collaboration], Eur. Phys. J. C **78**(1), 24 (2018). DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-5491-4.
- [8] A. M. Sirunyan et al. [CMS Collaboration], J. High Energy Phys. **03**, 034 (2020). DOI: 10.1007/JHEP03(2020)034.
- [9] A. M. Sirunyan et al. [CMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **122**(12), 121803 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.121803.
- [10] J. S. Kim, S. Pokorski, K. Rolbiecki, and K. Sakurai, J. High Energy Phys. **1909**, 082 (2019). DOI: 10.1007/JHEP09(2019)082.

Поступила в редакцию 19 августа 2020 г.

После доработки 14 декабря 2020 г.

Принята к публикации 15 декабря 2020 г.

Публикуется по рекомендации Московской международной школы физики–2020 (ФИАН, Москва).