

# ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ОТКЛОНЕНИЯ CMS ПРИ ИНВАРИАНТНОЙ МАССЕ МЮОННОЙ ПАРЫ 28 ГэВ В РАМКАХ МИНИМАЛЬНОЙ СУПЕРСИММЕТРИИ

*M. Н. Дубинин, Е. Ю. Федотова\**

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скobelьцына,  
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 марта 2020 г.,  
после переработки 8 июля 2020 г.  
Принята к публикации 5 августа 2020 г.

Рассматривается возможность отождествления наблюдаемого коллаборацией CMS (БАК, ЦЕРН) отклонения в канале  $pp \rightarrow \mu^+ \mu^- b\bar{b}$  при инвариантной массе мюонной пары 28 ГэВ ( $\sqrt{s} = 8$  и 13 ТэВ) с сигналом одного из бозонов Хиггса минимальной суперсимметрии. Показано, что в режиме больших радиационных поправок с легким СР-четным скаляром  $h$ , соответствующим наблюдаемому бозону Хиггса, существуют удовлетворяющие условиям пертурбативной унитарности в хиггсовском секторе параметрические сценарии с легким псевдоскаляром.

**DOI:** 10.31857/S0044451020120056

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В 2018 г. коллаборация CMS сообщила о результатах поиска резонанса, распадающегося на мюонную пару в области масс 12–70 ГэВ, в ассоциированном рождении с  $b$ -кварком и дополнительной струей [1]. Соответствующий анализ основан на данных столкновения двух протонов при энергиях  $\sqrt{s} = 8$  и 13 ТэВ и интегральных светимостях 19.7 и 35.9 фбн $^{-1}$ . Рассматривались следующие категории событий: мюоны имеют поперечный импульс не менее 25 ГэВ и инвариантную массу более 12 ГэВ, струя  $b$ -кварков имеет поперечный импульс более 30 ГэВ и находится в центральной области детектора ( $|\eta| \leq 2.4$ ), дополнительная струя либо вылетает в направлении, близком к оси столкновений ( $2.4 \leq |\eta| \leq 4.7$ ) (категория событий SR1), либо также регистрируется в центральной области детектора ( $|\eta| \leq 2.4$ ) (категория событий SR2). При  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ наблюдалось отклонение при инвариантной массе мюонной пары 28 ГэВ с локальной статистической значимостью 4.2 и 2.9 стандартных отклонения для первой и второй категорий событий

соответственно. При  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ отклонение в первой категории событий порядка  $2.0\sigma$ , в то время как во второй категории наблюдается дефицит событий ( $1.4\sigma$ ).

Поиск коллаборацией ATLAS резонанса, распадающегося на мюонную пару в области масс 26–30 ГэВ в ассоциированном рождении с  $b$ -кварком, не дал положительных результатов [2]. Обсуждаемое отклонение, тем не менее, нельзя считать закрытым, поскольку сравнение результатов экспериментов ATLAS и CMS осложняется существенным различием эффективностей мюонного триггера и идентификации струй  $b$ -кварков, в результате чего поддается отношение сигнал/фон, что усложняет выделение такого слабого сигнала в эксперименте ATLAS.

Слабые сигналы в распределениях для инвариантных масс  $t_{\mu^+\mu^-}$  и  $t_{\tau^+\tau^-}$  могут возникать при распадах нейтральных бозонов Хиггса минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ), двухдублетный хиггсовский сектор которой содержит два СР-четных ( $h, H$ ), один СР-нечетный  $A$  и два заряженных бозона  $H^\pm$ . Поиски СР-нечетного бозона  $A$  сравнительно малой массы на БАК весьма разнообразны<sup>1)</sup>. Их системе-

\* E-mail: fedotova@theory.sinp.msu.ru

<sup>1)</sup> В имеющейся литературе «легким СР-нечетным бозоном» называется бозон  $A$  с массой от 10 до 250 ГэВ.

матизация и приведение результатов «к общему знаменателю» затруднительны вследствие использования различающихся наборов для описания пространства параметров МССМ и ограничения областей в пространстве параметров, где проводится моделирование сигнала. Использование различных приближений для моделирования сигнала имеющимися генераторами событий приводит к возникновению существенных теоретических неопределенностей. Наиболее универсальная оценка для сигнала СР-нечетного бозона с массой в пределах 15–75 ГэВ при энергии  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ в приближении бесконечно малых ширин топ-кварка и заряженного бозона Хиггса содержится в работе [3], где для парного рождения топ-кварков анализируются каналы  $t \rightarrow bH^\pm$ ,  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  с последующим распадом  $A \rightarrow \mu^+\mu^-$ , приводящие к конечным состояниям с  $e\mu$  или  $\mu\mu$ . Получено модельно-зависимое ограничение для произведения парциальных вероятностей распада  $\text{Br}(t \rightarrow bH^\pm)\text{Br}(H^\pm \rightarrow W^\pm A)\text{Br}(A \rightarrow \mu^+\mu^-)$ , которое должно быть в пределах  $1.9 \cdot 10^{-6}$ – $8.6 \cdot 10^{-6}$  на уровне достоверности 95 % для масс  $m_A$  между 15 и 75 ГэВ и  $m_{H^\pm}$  в интервале от  $m_A + 85$  ГэВ до 160 ГэВ, когда в выбранных амплитудах процесса  $W$ -бозоны и псевдоскаляр  $A$  могут быть на массовой поверхности одновременно<sup>2)</sup>. Это ограничение рассматривается нами в разд. 3.2. В недавнем обзоре коллаборации CMS [4] о поисках бозонов МССМ в канале  $pp \rightarrow \mu^+\mu^-b\bar{b}$  при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ в контексте специфических параметрических наборов (сценариев) МССМ, известных под названиями  $m^{mod+}$  [5] и hMSSM [6], рассматриваются области пространства параметров  $\text{tg}\beta > 10$  (отношение вакуумных средних двухдублетного хиггсовского потенциала) и  $m_A$  от 130 до 600 ГэВ. Указанные сценарии не могут объяснить наблюдаемый сигнал при инвариантной массе 28 ГэВ (см. разд. 3). Модельно-независимый недавний анализ [7], не привязанный к какому-либо из стандартных сценариев МССМ и выполненный для канала  $pp \rightarrow H \rightarrow ZA$  и далее  $\mu^+\mu^-b\bar{b}$  в случае, когда  $b$ -струи вперед-назад не проявляются, проведен для специального параметрического набора

$m_A > 30$  ГэВ,  $\text{tg}\beta = 1.5$  и  $\cos(\beta - \alpha) = 0.01$  ( $\alpha$ ,  $\beta$  — углы смешивания в секторе Хиггса) общей двухдублетной модели (ДДМ). В последнее время получены также экспериментальные ограничения для конечных состояний, содержащих  $\tau^+\tau^-$  в комбинации с  $b$ -кварком [8] (также [9]), где ограничение сверху при  $m_{\tau^+\tau^-}$  в интервале 25–70 ГэВ может быть установлено в интервале от 250 пбн до 44 пбн при уровне достоверности 95 %. Эти весьма мягкие ограничения в нашем случае соблюдаются (разд. 3).

Заметим, что отклонение при инвариантной массе мюонной (электронной) пары  $m_{\mu^+\mu^-} = 30.40 \pm 0.46$  ГэВ ( $m_{e^+e^-} = 29.18 \pm 0.46$  ГэВ), ассоциированное с конечными состояниями  $b\bar{b}$ , наблюдается в пересмотренных данных 1992–1995 гг. эксперимента ALEPH (LEP2) [10], где выделялись события типа  $b\bar{b} + X$  при энергии  $\sqrt{s} = m_Z$  в диапазоне масс 15–50 ГэВ. Статистические достоверности сигнала меняются в пределах от  $2.6\sigma$  до  $5\sigma$  в зависимости от используемой модели фоновых процессов. Для вычисления полных наборов диаграмм неприводимого фона стандартной модели использовался генератор SHERPA [11]. В рамках МССМ с легким скаляром для димюонного сигнала такого типа основную роль могли бы играть дважды резонансные диаграммы  $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow b\bar{b}$  с последующими излучением псевдоскаляра  $A$  из линии  $b$ -кварка и распадом в пару  $\mu^+\mu^-$ , что дает конечное состояние  $\mu^+\mu^-b\bar{b}$ , а также  $Z^* \rightarrow A, h$  и  $Z^* \rightarrow A, H$ . Вычисления для полных наборов диаграмм древесного уровня в рамках МССМ, включающих в себя как сигнал, так и фон, при помощи используемого в настоящей работе пакета ComrHEP [12] дают очень большой неприводимый фон дилептонов от диаграмм с фотонами и  $Z$ -бозонами в промежуточных состояниях<sup>3)</sup>, что затрудняет интерпретацию сигнала ALEPH в рамках МССМ на древесном уровне амплитуд  $2 \rightarrow 4$ . Поиски нейтральных бозонов Хиггса на LEP (объединенные результаты коллабораций ALEPH, DELPHI, L3 и OPAL по итогам работы LEP2 и частично LEP1) привели к установлению ограничений сверху на сечения с бозонами Хиггса в конечных со-

<sup>2)</sup> При моделировании использованы приближения, характерные для генератора PYTHIA, т. е. из полного набора диаграмм  $pp \rightarrow t\bar{t}$  с последующим распадом  $t \rightarrow b, W^+, A$  или  $\bar{t} \rightarrow \bar{b}, W^-, A$  выбраны только дважды резонансные. Для полной амплитуды, например, процесса с глюонами в начальном состоянии  $gg \rightarrow tbW^+A$  имеется 11 диаграмм с различными резонансными порогами, из которых дважды резонансных две. Это приводит к теоретическим неопределенностям полученного ограничения, величины которых непросто оценить.

<sup>3)</sup> Теоретическое моделирование сигнала работа [10] не содержит. В рамках рассматриваемой в настоящей работе МССМ для набора параметров BP1, например (см. разд. 3), сечение сигнала уровня LO с учетом кинематических обрезаний, использованных в [10], составляет  $1.4 \cdot 10^{-3}$  фбн, а отношение сигнал/фон для распределения  $d\sigma/dm_{\mu^+\mu^-}$  равно 1/35. Это значительно меньше, чем отношение сигнал/фон работы [10] порядка 0.1–1.

стояниях<sup>4)</sup> в более ранней работе [13]. Интерпретация результатов в рамках МССМ проводилась для «ориентировочных сценариев»  $m_h^{max}$ , no-mixing, large- $\mu$ , gluophobic, small- $\alpha_{eff}$ , CPX [14], (см. также [15]), где параметр  $m_A$  варьировался в пределах 0.1–1000 ГэВ. Однако ни рассматриваемые процессы, ни массовый диапазон бозонов Хиггса (который выше анализируемого в текущей работе), ни порядок величины параметров  $A_{t,b}, \mu$  в этих сценариях не соответствуют рассматриваемому в работе режиму МССМ с легким псевдоскаляром.

Бозоны с массой порядка 28 ГэВ предсказываются и в ряде расширений МССМ [16–19]. Например, подобный скаляр не запрещен в рамках неминимальной суперсимметричной стандартной модели (НМССМ) [16], а его наличие могло бы объяснить отклонение в измеренном значении аномального магнитного момента мюона ( $g - 2)_\mu$  [17]. В настоящее время численный анализ в рамках общедоступных заслуживающих доверия программных кодов исключил возможность интерпретации отклонения в рамках МССМ. Следует, однако, иметь ввиду, что любой численный анализ основан на ряде предположений. Так, например, в рамках кода MhEFT [20], основанном на методах эффективной теории поля (ЭТП) [21], анализ проводится в предположении режима отщепления, когда массы бозонов Хиггса  $m_{H,A,H^\pm} \sim \mathcal{O}(M_{SUSY})$  и  $m_h \sim \mathcal{O}(v)$ , где  $M_{SUSY} \gg v$  [22], что не соответствует обсуждаемому случаю. Численный анализ в рамках пакета FeynHiggs [23] основан на гибридном подходе, в котором диаграммная техника сочетается с подходом ЭТП: на интересуемом энергетическом масштабе массы бозонов Хиггса определяются как полносные массы пропагатора с учетом логарифмических вкладов, пересчитанных методами ЭТП [24]. Как правило, по умолчанию рассматривается предположение, согласно которому масса псевдоскаляра принимает промежуточные значения между масштабом массы топ-кварка  $m_t$  и шкалой восстановления суперсимметрии  $M_{SUSY}$  [24]. Так, в недавнем анализе [25], выполненному с помощью FeynHiggs, «легкий псевдоскаляр»  $A$  принимает значения 200–300 ГэВ.

<sup>4)</sup> Численные величины ограничений на сечения для процессов 1)  $e^+e^- \rightarrow H_1 Z$  в предположении дальнейшего распада  $H_1 \rightarrow b\bar{b}$  или  $H_1 \rightarrow \tau^+\tau^-$ , 2)  $e^+e^- \rightarrow (H_2 \rightarrow H_1 H_1)Z \rightarrow (bb\bar{b})Z$ , 3)  $e^+e^- \rightarrow (H_2 \rightarrow H_1 H_1)Z \rightarrow (\tau^+\tau^-\tau^+\tau^-)Z$ , 4)  $e^+e^- \rightarrow H_2 H_1$  с последующим распадом на состояния  $b\bar{b}, \tau^+\tau^-$ , где  $H_1, H_2, H_3$  — нейтральные бозоны Хиггса, представлены в Приложении В работы [13].

Случай  $m_A < m_h, m_t$  в рамках ЭТП был качественно проанализирован в работе [26] для  $m_A = 28$  и 90 ГэВ в предположении, что легкий СР-четный скаляр  $h$  соответствует наблюдаемому бозону Хиггса с массой 125 ГэВ —  $h(125)$  [27, 28].

Настоящая работа посвящена анализу сценария МССМ с легким псевдоскаляром  $m_A = 28$  ГэВ, для которого свойства бозона  $h(125)$  соответствуют предсказанным в рамках стандартной модели (СМ) и согласуются с наблюдаемыми [29–32], его феноменологическим следствиям и сравнению с экспериментальными данными, полученными для отклонения CMS при инвариантной массе 28 ГэВ.

## 2. ХИГГСОВСКИЙ СЕКТОР В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Хиггсовский потенциал минимальной суперсимметрии на низкоэнергетическом масштабе представляет собой эффективный двухдублетный потенциал, содержащий бесконечное число слагаемых по всем порядкам теории возмущений [33]:

$$U_{eff} = U^{(2)} + U^{(4)} + U^{(6)} + \dots, \quad (1)$$

где инвариантные слагаемые можно представить в виде

$$U^{(2)} = -\mu_1^2(\Phi_1^\dagger \Phi_1) - \mu_2^2(\Phi_2^\dagger \Phi_2) - [\mu_{12}^2(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{H.c.}], \quad (2)$$

$$U^{(4)} = \lambda_1(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) + [\lambda_5/2(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_6(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_7(\Phi_2^\dagger \Phi_2)(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{H.c.}], \quad (3)$$

$$U^{(6)} = \kappa_1(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^3 + \kappa_2(\Phi_2^\dagger \Phi_2)^3 + \kappa_3(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2(\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \kappa_4(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \kappa_5(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \kappa_6(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) + [\kappa_7(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^3 + \kappa_8(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \kappa_9(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \kappa_{10}(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2(\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \kappa_{11}(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2(\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \kappa_{12}(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \kappa_{13}(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \text{H.c.}]. \quad (4)$$

Здесь

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} -i\omega_i^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_i + \eta_i + i\chi_i) \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2,$$

— хиггсовские дублеты,  $v_1 = v \cos \beta$ ,  $v_2 = v \sin \beta$  ( $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = 246$  ГэВ) — соответствующие вакуумные ожидания,  $\omega_i^+, \eta_i, \chi_i$  — флуктуации над вакуумом.

Константы самодействия полей Хиггса на древесном уровне определяются суперсимметричными соотношениями для калибровочных констант связи  $g_1, g_2$  группы  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ :

$$\lambda_{1,2}^{tree} = \frac{g_1^2 + g_2^2}{8}, \quad \lambda_3^{tree} = \frac{g_2^2 - g_1^2}{4},$$

$$\lambda_4^{tree} = -\frac{g_2^2}{2}, \quad \lambda_{5,6,7}^{tree} = 0, \quad \kappa_{1,\dots,13}^{tree} = 0,$$

нарушенными в петлевом приближении конечными радиационными поправками

$$\begin{aligned} \lambda_i(M_{SUSY}) &= \lambda_i^{tree}(M_{SUSY}) - \Delta\lambda_i(M)/2, \\ i &= 1, 2, \\ \lambda_i(M) &= \lambda_i^{tree}(M_{SUSY}) - \Delta\lambda_i(M), \\ i &= 3, \dots, 7, \\ \kappa_i(M) &= \Delta\kappa_i(M), \quad M \leq M_{SUSY}. \end{aligned} \quad (5)$$

Радиационные поправки к параметрам  $\lambda_i$ ,  $i = 1, \dots, 7$ , в рамках эффективной теории поля были получены в работах [15, 34–40]. Однопетлевые пороговые поправки к параметрам  $\kappa_i$ ,  $i = 1, \dots, 13$ , были найдены в [41] в приближении  $M_{\tilde{Q}} \approx M_{\tilde{U}} \approx M_{\tilde{D}} \approx M_{SUSY}$ , где рассматривался суперсимметричный скалярный потенциал взаимодействия бозонов Хиггса с третьим поколением сквартков ( $\tilde{Q}, \tilde{U}, \tilde{D}$ ) вида [34]

$$\mathcal{V}^0 = \mathcal{V}_M + \mathcal{V}_\Gamma + \mathcal{V}_\Lambda + \mathcal{V}_{\tilde{Q}}, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_M &= -\mu_{ij}^2 \Phi_i^\dagger \Phi_j + M_{\tilde{Q}}^2 (\tilde{Q}^\dagger \tilde{Q}) + M_{\tilde{U}}^2 (\tilde{U}^* \tilde{U}) + \\ &\quad + M_{\tilde{D}}^2 (\tilde{D}^* \tilde{D}), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_\Gamma &= \Gamma_i^D (\Phi_i^\dagger \tilde{Q}) \tilde{D} + \Gamma_i^U (i \Phi_i^T \sigma_2 \tilde{Q}) \tilde{U} + \text{H.c.}, \\ \mathcal{V}_\Lambda &= \Lambda_{ik}^{jl} (\Phi_i^\dagger \Phi_j) (\Phi_k^\dagger \Phi_l) + (\Phi_i^\dagger \Phi_j) [\Lambda_{ij}^Q (\tilde{Q}^\dagger \tilde{Q}) + \\ &\quad + \Lambda_{ij}^U (\tilde{U}^* \tilde{U}) + \Lambda_{ij}^D (\tilde{D}^* \tilde{D})] + \bar{\Lambda}_{ij}^Q (\Phi_i^\dagger \tilde{Q}) (\tilde{Q}^\dagger \Phi_j) + \\ &\quad + \frac{1}{2} [\Lambda \epsilon_{ij} (i \Phi_i^T \sigma_2 \Phi_j) \tilde{D}^* \tilde{U} + \text{H.c.}], \end{aligned} \quad (8)$$

$\mathcal{V}_{\tilde{Q}}$  характеризует взаимодействие четырех скалярных сквартков,

$$\Lambda^Q = \text{diag} \left[ \frac{1}{4} (g_2^2 - g_1^2 Y_Q), h_t^2 - \frac{1}{4} (g_2^2 - g_1^2 Y_Q) \right], \quad (9)$$

$$\bar{\Lambda}^Q = \text{diag} \left( h_b^2 - \frac{1}{2} g_2^2, \frac{1}{2} g_2^2 - h_t^2 \right), \quad (10)$$

$$\Lambda^U = \text{diag} \left( -\frac{1}{4} g_1^2 Y_U, h_t^2 + \frac{1}{4} g_1^2 Y_U \right), \quad (11)$$

$$\Lambda^D = \text{diag} \left( h_b^2 - \frac{1}{4} g_1^2 Y_D, \frac{1}{4} g_1^2 Y_D \right), \quad (12)$$

$$\Lambda = -h_t h_b, \quad (13)$$

$$\Gamma_{1,2}^U = h_t \{-\mu, A_t\}, \quad \Gamma_{1,2}^D = h_b \{A_b, -\mu\}, \quad (14)$$

$Y_{Q,U,D} = \{1/3, 2/3, -4/3\}$  — гиперзаряды сквартков,

$$h_t = \frac{g_2 m_t}{\sqrt{2} m_W \sin \beta}, \quad h_b = \frac{g_2 m_b}{\sqrt{2} m_W \cos \beta}$$

— константы связи Юкавы,  $A_{t,b}$  — трилинейные константы связи,  $\mu$  — массовый параметр хиггсовского суперполя. Здесь и далее справедливо  $M_{SUSY} = \sqrt{M_S^2 - m_t^2}$ , где  $M_S = \sqrt{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}$  [37]. Например, однопетлевые поправки к  $\lambda_7$  и  $\kappa_1$  в виде разложения по степеням  $A_{t,b}/M_S$  и  $\mu/M_S$  имеют вид

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_7 &= -\frac{3}{96\pi^2} \left[ h_b^4 \frac{|\mu|^2 \mu A_b}{M_S^4} - h_t^4 \frac{\mu A_t}{M_S^2} \left( 6 - \frac{|A_t|^2}{M_S^2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + (h_t^2 A_t - h_b^2 A_b) \frac{3\mu}{M_S^2} \frac{g_2^2 + g_1^2}{4} \right], \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \Delta\kappa_1^{thr} &= \frac{h_b^6}{32 M_S^2 \pi^2} \left( 2 - \frac{3|A_b|^2}{M_S^2} + \frac{|A_b|^4}{M_S^4} - \frac{|A_b|^6}{10 M_S^6} \right) - \\ &\quad - h_b^4 \frac{g_1^2 + g_2^2}{128 M_S^2 \pi^2} \left( 3 - 3 \frac{|A_b|^2}{M_S^2} + \frac{|A_b|^4}{2 M_S^4} \right) + \\ &\quad + \frac{h_b^2}{512 M_S^2 \pi^2} \left( \frac{5}{3} g_1^4 + 2 g_1^2 g_2^2 + 3 g_2^4 \right) \times \\ &\quad \times \left( 1 - \frac{|A_b|^2}{2 M_S^2} \right) - h_t^6 \frac{|\mu|^6}{320 M_S^8 \pi^2} + \\ &\quad + h_t^4 \frac{(g_1^2 + g_2^2)|\mu|^4}{256 M_S^6 \pi^2} + \frac{g_1^2}{1024 M_S^2 \pi^2} (g_1^4 - g_2^4) - \\ &\quad - h_t^2 \frac{(17g_1^4 - 6g_1^2 g_2^2 + 9g_2^4)|\mu|^2}{3072 M_S^4 \pi^2}. \end{aligned} \quad (16)$$

## 2.1. Спектр масс и углы смешивания

Хиггсовский сектор МССМ содержит пять бозонов, которыми в СР-сохраняющем пределе являются СР-четные скаляры  $h$  и  $H$  ( $m_h < m_H$ ), СР-нечетный псевдоскаляр  $A$  и заряженные бозоны  $H^+$

и  $H^-$ . Спектр масс на древесном уровне определен двумя параметрами: массой СР-нечетного бозона Хиггса  $m_A$  и отношением вакуумных ожиданий хиггсовских дублетов  $v_2/v_1 \equiv \tan\beta$  [42, 43]. Исследование электрослабого минимума для разложения хиггсовского потенциала до операторов размерности шесть проводилось в [44]. В петлевом приближении массы бозонов Хиггса можно представить в виде [41]

$$\begin{aligned} m_{H,h}^2 &= \frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2 + \Delta\mathcal{M}_{11}^2 + \Delta\mathcal{M}_{22}^2 \pm \\ &\pm \sqrt{m_A^4 + m_Z^4 - 2m_A^2m_Z^2c_{4\beta} + C}), \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} m_{H^\pm}^2 &= m_W^2 + m_A^2 - \frac{v^2}{2}(\text{Re } \Delta\lambda_5 - \Delta\lambda_4) + \\ &+ \frac{v^4}{4}[c_\beta^2(2\text{Re }\kappa_9 - \kappa_5) + s_\beta^2(2\text{Re }\kappa_{10} - \kappa_6) - \\ &- s_{2\beta}(\text{Re }\kappa_{11} - 3\text{Re }\kappa_7)], \end{aligned} \quad (18)$$

где  $c_\beta = \cos\beta$ ,  $s_\beta = \sin\beta$  и т. д.,  $m_{W,Z}$  — массы калибровочных бозонов  $W^\pm, Z$ ,

$$\begin{aligned} C &= 4\Delta\mathcal{M}_{12}^4 + (\Delta\mathcal{M}_{11}^2 - \Delta\mathcal{M}_{22}^2)^2 - \\ &- 2(m_A^2 - m_Z^2)(\Delta\mathcal{M}_{11}^2 - \Delta\mathcal{M}_{22}^2)c_{2\beta} - \\ &- 4(m_A^2 + m_Z^2)\Delta\mathcal{M}_{12}^2s_{2\beta}, \end{aligned} \quad (19)$$

$\Delta\mathcal{M}_{ij}$  — радиационные поправки в СР-четную массовую матрицу. Поворот в базисе  $(\eta_1, \eta_2)$  определяется углом смешивания  $\alpha$  ( $-\pi/2 < \alpha^{tree} \leq 0$ ), для которого справедливо

$$\tan 2\alpha = \frac{(m_Z^2 + m_A^2)s_{2\beta} - 2\Delta\mathcal{M}_{12}^2}{(m_A^2 - m_Z^2)c_{2\beta} - \Delta\mathcal{M}_{11}^2 + \Delta\mathcal{M}_{22}^2}. \quad (20)$$

Наиболее сильные теоретические ограничения для  $m_{H^\pm}$  получены из анализа распада  $B$ -мезонов [45], модельно-независимые измерения [46] приводят к ограничениям  $m_{H^\pm} > 80$  ГэВ,  $m_H > 92.8$  ГэВ (95% CL).

## 2.2. Пертурбативная унитарность

Условия пертурбативной унитарности [47] в рамках ДДМ рассматривались в работах [48, 49]. Для одиночного процесса рассеяния  $2 \rightarrow 2$  они сводятся к анализу амплитуды

$$M(s) = 16\pi \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)P_l(\cos\theta)a_l(s), \quad (21)$$

где  $s$  — переменная Мандельштама,  $P_l$  — полиномы Лежандра,  $a_l$  — парциальная амплитуда. Из формулы для дифференциального сечения в безмассовом пределе  $d\sigma/d\Omega = |M|^2/64\pi^2s$  можно получить сечение

$$\sigma = \frac{16\pi}{s} \sum (2l+1)|a_l(s)|^2,$$

из оптической теоремы для которого

$$(\text{Re } a_l)^2 + (\text{Im } a_l)^2 = |a_l|^2 = \text{Im } a_l$$

следует унитарное ограничение для действительной части амплитуды в древесном приближении:

$$|\text{Re } a_0| \leq \frac{1}{2}, \quad (22)$$

где из всех парциальных волн  $l$  здесь оставлена только  $s$ -волна. В более общем случае ограничение (22) также справедливо, детальный вывод приведен в работе [50].

В случае нескольких каналов  $2 \rightarrow 2$  это условие должно выполняться для любого собственного значения матрицы рассеяния, учитывающей все возможные комбинации частиц в начальном и конечном состояниях. Вид матрицы рассеяния МССМ в общем случае [51] довольно громоздок, однако в пределе  $s \rightarrow \infty$  ограничения (22) можно представить в аналитическом виде: в безмассовом пределе  $a_0(s) < V_4(S_1S_2S_3S_4)/16\pi$ , где  $V_4$  — четвертная константа взаимодействия скаляров  $S_i$ , т. е. ориентировочное унитарное ограничение для четвертной константы взаимодействия принимает вид  $V_4(S_1S_2S_3S_4) < 8\pi$ . В общем случае большого числа четвертных вкладов в процессы  $2 \rightarrow 2$  древесная матрица рассеяния для скаляров рассматривается в базисе SU(2) состояний, а затем диагонализуется с учетом ограничений на собственные значения [47]. В рамках ДДМ такая процедура выполнена в работах [48, 49]. Аналитические выражения для блочно-диагональной  $S$ -матрицы, учитывающей упругое рассеяние намбу-гольдстоуновских бозонов и физических бозонов Хиггса, приведены в [52].

Однако приближение  $s \rightarrow \infty$  выполняется не всегда [50]. Необходимо учитывать как зависимость от  $s$ , так и вклад трилинейных констант взаимодействия, которые становятся важными при проверке пертурбативной унитарности в МССМ. В настоящей работе анализ проводится в рамках подхода, развиваемого в [50], для упругого рассеяния бозонов Хиггса  $h, H, A, H^+, H^-$  с учетом вкладов, индуцированных операторами  $U^{(6)}$ . Например, три-

линейная константа самодействия легкого СР-четного бозона Хиггса имеет вид

$$\kappa_{hh} = c_1 v + c_2 v^3, \quad (23)$$

где коэффициенты  $c_1$  и  $c_2$  зависят от констант самодействия  $\lambda_i$  и  $\kappa_j$  соответственно,

$$\begin{aligned} c_1 &= -\lambda_1 s_\alpha^3 c_\beta + \lambda_2 c_\alpha^3 s_\beta - \frac{\lambda_{345}}{4} s_{2\alpha} c_{\alpha+\beta} + \\ &+ \frac{\text{Re } \lambda_6}{2} s_\alpha^2 (c_{\beta-\alpha} + 2c_{\beta+\alpha}) + \frac{\text{Re } \lambda_7}{2} c_\alpha^2 (c_\alpha c_\beta - 3s_\alpha s_\beta), \\ c_2 &= \frac{5}{2} [-\kappa_1 s_\alpha^3 c_\beta^3 + \kappa_2 c_\alpha^3 s_\beta^3 + (\text{Re } \kappa_8 s_\alpha^2 c_\beta^2 + \\ &+ \text{Re } \kappa_{12} c_\alpha^2 s_\beta^2) c_{\alpha+\beta}] + \frac{1}{16} [(\kappa_3 + \kappa_5 + 2 \text{Re } \kappa_9) s_\alpha c_\beta - \\ &- (\kappa_4 + \kappa_6 + 2 \text{Re } \kappa_{10}) c_\alpha s_\beta] (c_{2(\beta-\alpha)} - \\ &- 5c_{2(\alpha+\beta)} - 4) + \frac{1}{32} \text{Re}(\kappa_7 + \kappa_{11} + \kappa_{13}) \times \\ &\times [5c_{3(\alpha+\beta)} - 3(c_{\beta-3\alpha} + c_{3\beta-\alpha} - 3c_{\alpha+\beta})], \\ \lambda_{345} &= \lambda_3 + \lambda_4 + \text{Re } \lambda_5. \end{aligned}$$

### 3. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

Численный анализ выполнен на основе результатов, полученных методами эффективной теории поля [15, 39, 41] в приближении вырожденных масс третьего поколения сквартков (порядка  $M_S$ ) и в предположении, что эффективная теория ниже этого масштаба — двухдублетная модель. Радиационные поправки к  $\lambda_i$ ,  $i = 1, \dots, 7$ , и  $\kappa_j$ ,  $j = 1, \dots, 13$ , рассчитываются для параметров МССМ  $m_A, \text{tg } \beta, M_S, A_{t,b}, \mu$ , выбор которых практически совпадает с выбором в сценариях естественной суперсимметрии [5]. В дальнейшем в пространстве параметров выделим наборы, удовлетворяющие следующим условиям.

I. Хиггсовский массовый базис существует, при этом масса легкого СР-четного бозона Хиггса порядка 125 ГэВ, масса СР-нечетного бозона Хиггса — 28 ГэВ.

II. Константы связи Юкавы соответствуют пределу настройки связей [53, 54]. Константы связи наблюданного бозона Хиггса с массой 125 ГэВ по своим свойствам близки к предсказанным в рамках СМ. В случае МССМ это значит, что для взаимодействий легкого бозона  $h$  с частицами СМ верно  $g_{hii} \approx g_{hdd} \approx g_{hVV} \approx 1$ , где  $V = W, Z$ . Таким образом, предел настройки связей выполняется, если  $\beta - \alpha \approx \pi/2$ .

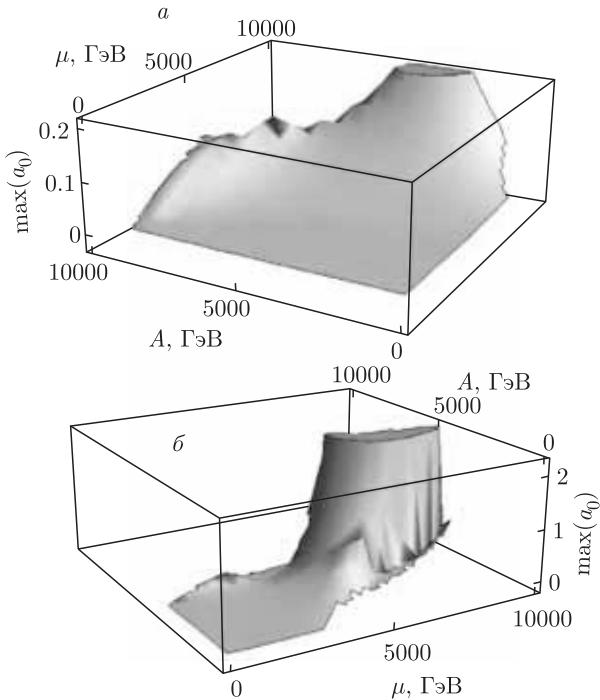
III. Выполняются условия пертурбативной унитарности, т. е. парциальные амплитуды для  $s$ -волны удовлетворяют соотношению (22).

### 3.1. Параметрические наборы

Значения параметров в пространстве  $(m_A, \text{tg } \beta, M_S, A, \mu)$ , где  $A_t = A_b = A$ , определялись следующим образом: при фиксированных значениях  $m_A = 28$  ГэВ,  $M_S$  (0.6, 1.0, 2.0, 3.5, 5 ТэВ)<sup>5)</sup> и  $\text{tg } \beta$  (1, 2, 3, 15, 20) в пространстве параметров  $(A, \mu) \in [0, 10]$  ТэВ анализировались зависимости  $m_h = 125$  ГэВ,  $\beta - \alpha \approx \pi/2$  как в случае учета операторов шестой степени в потенциале (1), так и без них. Как оказалось, существуют довольно много параметрических наборов, удовлетворяющих требованию I и ранее считавшихся закрытыми, даже при значениях  $M_S \sim 1$  ТэВ,  $\text{tg } \beta \sim 1$ . Однако одновременное выполнение условий I и II возможно только при учете дополнительных вкладов, индуцированных операторами  $U^{(6)}$  в хиггсовском потенциале МССМ, при этом число параметрических наборов существенно сокращается. Другими словами, в случае разложения эффективного хиггсовского потенциала до операторов размерности четыре условие I может выполняться, однако полученные параметрические наборы не удовлетворяют условию II. Выполнение условий пертурбативной унитарности (22) чувствительно к выбору значений  $\text{tg } \beta$  и  $M_S$ . Например, при  $M_S = 2$  ТэВ,  $\text{tg } \beta = 3$  условие III справедливо при любых  $A, \mu$  ( $0 \leq A, \mu \leq 10$  ТэВ), в то время как при  $M_S = 1$  ТэВ,  $\text{tg } \beta = 2$  пертурбативная унитарность нарушается уже при  $A, \mu \geq 5$  ТэВ, см. рис. 1.

В табл. 1 представлены все наборы параметров модели, для которых выполняются условия I–III. Видно, что характерные значения параметров изменяются в следующих диапазонах:  $M_S \sim 1\text{--}2$  ТэВ,  $\text{tg } \beta \sim 2\text{--}5$ ,  $A_{t,b}, \mu \sim 3\text{--}9$  ТэВ. Такой параметрический режим уместно назвать «режимом сильной связи», поскольку трилинейные параметры  $\Gamma_i^{U,D}$  (14), порядка  $A, \mu$ , отличаются от параметров в традиционных сценариях, где  $A, \mu \sim 1$  ТэВ. Подобный режим не рассматривался в литературе ранее, поскольку массы бозонов Хиггса рассчитывались при  $m_A \geq m_t$  как с помощью методов ЭТП, так и в рамках диаграммной техники [25, 57–59]. Основное отличие состоит в значении пороговых поправок  $\Delta\lambda_i$  и  $\Delta\kappa_j$  (см. разд. 2) с нелогарифмическими членами

<sup>5)</sup> Полученные на сегодняшний день ограничения снизу при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ и светимости  $137 \text{ фбн}^{-1}$  для массы сквартков носят модельно-зависимый характер. В зависимости от конкретного сценария они составляют 1190–1630 ГэВ [55] и могут быть ниже (порядка 1 ТэВ) [56]. По этой причине, а также для анализа характерных особенностей рассматриваемого режима МССМ в работе рассматривались также значения  $M_S = 0.6\text{--}1$  ТэВ.



**Рис. 1.** Максимальное значение амплитуды  $s$ -волны упругого рассеяния бозонов Хиггса при  $m_A = 28$  ГэВ,  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ,  $M_S = 2$  ТэВ,  $\operatorname{tg} \beta = 3$  (а),  $M_S = 1$  ТэВ,  $\operatorname{tg} \beta = 2$  (б)

**Таблица 1.** Параметрические наборы, удовлетворяющие условиям  $m_A = 28$  ГэВ,  $m_h = 125$  ГэВ в пределе настройки связей

BP	$\operatorname{tg} \beta$	$M_S$ , ГэВ	$A_{t,b}$ , ГэВ	$\mu$ , ГэВ
1	2	2000	8800	5320
2	3	2000	7820	6450
3	5	1000	3385	5040
4	5	2000	6690	7960

*Примечание.* Для численных оценок использовались значения  $m_Z = 91.187$  ГэВ,  $m_t = 173.3$  ГэВ,  $m_b = 4.92$  ГэВ,  $e = 0.3082$ ,  $g_S = 1.2772$ ,  $\sin \theta_W = 0.472$  и соотношения  $g^2 = (e / \sin \theta_W)^2 + (e / \cos \theta_W)^2$ ,  $g_2 = g \cos \theta_W$ ,  $g_1 = g_2 \operatorname{tg} \theta_W$ ,  $m_W = m_Z \cos \theta_W$ ,  $v = 2m_W \sin \theta_W / e$ .

ми, содержащими коэффициенты  $A_{t,b}^2/M_S^2$  и  $\mu^2/M_S^2$ , а не в значении поправок, например, к калибровочным константам связи  $g_1$  и  $g_2$ .

Численная оценка масс бозонов Хиггса, угла смешивания  $\alpha$ , а также выполнение условия пертурбативной унитарности представлены в табл. 2 для раз-

**Таблица 2.** Массы бозонов Хиггса, угол смешивания, максимальное значение парциальных амплитуд  $a_0$  при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ и константы связи взаимодействия тяжелого СР-четного бозона Хиггса с калибровочными бозонами и верхними ( $u$ ) и нижними ( $d$ ) кварками в пределе настройки связей при разложении хиггсовского потенциала до операторов  $U^{(4)}$  и  $U^{(6)}$  для параметрических наборов BP1–BP4, где  $m_A = 28$  ГэВ,  $m_h = 125$  ГэВ

Прибл.	BP1	BP2	BP3	BP4
$U^{(6)}$				
$m_h$ , ГэВ	125.0	125.4	125.0	125.0
$m_H$ , ГэВ	134.4	132.2	127.6	130.4
$m_{H^\pm}$ , ГэВ	129.7	130.0	127.4	131.2
$\alpha$	-0.320	-0.288	-0.180	-0.195
$\max(a_0)$	0.184	0.140	0.355	0.145
$g_{Hu u}$	-0.352	-0.299	-0.183	-0.198
$g_{Hd d}$	2.123	3.032	5.017	5.002
$g_{HV V}$	0.143	0.034	0.017	0.002
$U^{(4)}$				
$m_h$ , ГэВ	119.5	121.9	104.3	123.0
$m_H$ , ГэВ	141.8	135.2	131.8	131.2
$m_{H^\pm}$ , ГэВ	130.5	130.4	130.7	131.4
$\alpha$	-0.293	-0.283	-0.225	-0.217
$\max(a_0)$	0.158	0.121	0.341	0.129
$g_{Hu u}$	-0.323	-0.294	-0.228	-0.220
$g_{Hd d}$	2.141	3.036	4.970	4.979
$g_{HV V}$	0.170	0.039	-0.028	-0.020

ложения потенциала Хиггса до операторов  $U^{(4)}$  и  $U^{(6)}$ . Массы бозонов  $H$  и  $H^\pm$ , как видно, не отщеплены и имеют значения 130–150 ГэВ, что требует аккуратного анализа в свете имеющихся экспериментальных данных. Важно отметить, что существующие экспериментальные ограничения получены модельно-зависимыми методами в параметрическом режиме МССМ, отличном от представленного в табл. 1. Анализ имеющихся модельно-независимых данных в новом режиме требует дополнительных исследований. Интерпретация экспериментального анализа, выполненного коллаборацией CMS при энергии  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ и интегральной светимости 35.9 фб $^{-1}$  в канале  $H \rightarrow ZA \rightarrow l^+l^-b\bar{b}$ , в рамках ДДМ типа II при  $\operatorname{tg} \beta = 1.5$  и  $\cos(\beta - \alpha) = 0.01$  [60] позволяет сравнить полученное ограничение с предсказаниями для наиболее близкого параметрическо-

го набора BP1. При  $m_A = 30$  ГэВ ограничение сверху для массы тяжелого СР-четного бозона Хиггса не превышает 150 ГэВ. Из табл. 2 видно, что этому ограничению удовлетворяют все рассматриваемые параметрические наборы, в частности, для BP1  $m_H = 141.8$  (134.4) ГэВ в приближении  $U^{(4)}$  ( $U^{(6)}$ ). Характерные константы связи тяжелого СР-четного бозона Хиггса с частицами СМ, определяемые соотношениями  $g_{Huu} = \sin \alpha / \sin \beta$ ,  $g_{Hdd} = \cos \alpha / \cos \beta$ ,  $g_{HVV} = \cos(\beta - \alpha)$  [54], представлены в табл. 2. Как и следует ожидать, в рассматриваемых сценариях взаимодействие  $H$  с калибровочными бозонами  $W, Z$  мало, так как в пределе настройки связей  $\cos(\beta - \alpha) \approx 0$ . Взаимодействие  $H$  с нижними кварками ( $d$ ) в 2–5 раз выше соответствующего взаимодействия бозона Хиггса СМ, а взаимодействие с верхними кварками ( $u$ ) противоположно по знаку и на порядок меньше соответствующего взаимодействия в СМ.

### 3.2. Ограничение на массу заряженного бозона Хиггса в процессах с участием топ-кварка

Полезно сравнить теоретические оценки для массы заряженного бозона Хиггса, полученные выше, с существующими экспериментальными ограничениями в процессах с участием топ-кварка. Поскольку  $m_{H^\pm} < m_t$  для всех наборов параметров (см. табл. 2), основным механизмом рождения заряженного бозона является процесс распада топ-кварка на  $b$ -кварк и  $H^\pm$ . В рассматриваемом нами сценарии МССМ с легким псевдоскаляром заряженный бозон преимущественно распадается на псевдоскаляр  $A$  и бозон  $W^\pm$  (парциальная вероятность составляет 90–99 %). Как уже упоминалось во Введении, анализ коллаборации CMS при энергии  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ и интегральной светимости 35.9 фбн $^{-1}$  в приближении бесконечно малых ширин  $t$  и  $H^\pm$  дает ограничение на  $\text{Br}(t \rightarrow bH^\pm)\text{Br}(H^\pm \rightarrow W^\pm A)\text{Br}(A \rightarrow \mu^+\mu^-)$  от  $1.9 \cdot 10^{-6}$  до  $8.6 \cdot 10^{-6}$  в зависимости от масс  $m_{H^\pm}$  и  $m_A$ , где  $m_{H^\pm}$  меняется от  $m_A + 85$  ГэВ до 160 ГэВ,  $m_A$  — от 15 до 75 ГэВ [3]. Существенно, что ограничения на сечения рождения состояний  $e\mu\mu$  и  $\mu\mu\mu$  получены при фиксированном условии  $\text{Br}(A \rightarrow \mu^+\mu^-) = 3 \cdot 10^{-4}$ , представляющем некое условное усредненное значение, взятое на основе анализа публикаций, использующих общую (несуперсимметричную) двухдублетную модель или же расширение НМССМ. С учетом этого верхнее ограничение на значение бренчинга сигнала составляет  $\text{Br}(t \rightarrow bH^\pm)\text{Br}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \leq 2.9\%$

(95 % CL) [3]. В рамках рассматриваемой модели все парциальные вероятности рассчитываются точно, что дает для точек BP1–BP4 значения для  $\text{Br}(t \rightarrow bH^\pm)\text{Br}(H^\pm \rightarrow W^\pm A)$  в размере 2.67 %, 1.26 %, 0.73 % и 0.65 % соответственно. Парциальная вероятность распада  $A \rightarrow \mu^+\mu^-$  в рассматриваемой модели равна 0.02 %, вследствие чего для произведения трех бренчингов  $\text{Br}(t \rightarrow bH^\pm)\text{Br}(H^\pm \rightarrow W^\pm A)\text{Br}(A \rightarrow \mu^+\mu^-)$  получаем 5.36, 2.52, 1.46 и 1.30 в единицах  $10^{-6}$  для точек пространства параметров BP1–BP4 соответственно. Таким образом, только BP1 находится довольно близко к границе исключения [3], а BP2–BP4 удовлетворяют ограничению<sup>6)</sup>.

Имеются также более слабые ограничения для конечных состояний с  $\tau$ -лептонами. Ограничения сверху для  $\text{Br}(t \rightarrow H^\pm b)\text{Br}(H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau)$ , полученные коллаборациями ATLAS и CMS в предположении  $\text{tg } \beta \geq 5$ <sup>7)</sup>, составляют 1.3–0.2 % [61] и 1.2–0.5 % [62] соответственно. Численные значения  $\text{Br}(t \rightarrow H^\pm b)\text{Br}(H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau)$  для соответствующих параметрических наборов составляют 0.13 % (BP3) и 0.09 % (BP4).

Таким образом, текущие экспериментальные ограничения для дважды резонансных амплитуд процессов заряженный бозон Хиггса–топ-кварк не противоречат следствиям рассматриваемого сценария МССМ с легким бозоном  $A$ .

### 3.3. Сечения при $\sqrt{s} = 8$ и 13 ТэВ

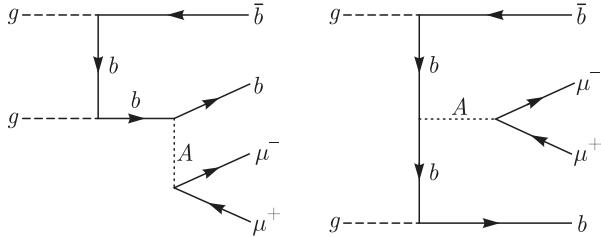
Как было отмечено выше, отклонение CMS [1] при инвариантной массе 28 ГэВ наблюдалось в двух категориях событий: со струей, направленной вперед, (категория SR1) и без таковой (категория SR2) (см. табл. 1 работы [1]). Измеренные сечения с точностью  $\pm 1$  стандартное отклонение имеют следующие значения:  $4.1 \pm 1.4$  фбн (SR1),  $4.2 \pm 1.7$  фбн (SR2) при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ и  $1.4 \pm 0.9$  фбн (SR1),  $-1.5 \pm 1.0$  фбн (SR2) при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ.

В дальнейшем будем предполагать, что наблюдавшееся отклонение проявляется в процессе  $pp \rightarrow \mu^+\mu^- b\bar{b}$  с промежуточным псевдоскаляром  $A$ , см. рис. 2.

Для сравнения с результатами численных расчетов для отобранных параметрических наборов BP1–BP4 были выбраны следующие категории кинематических обрезаний:

<sup>6)</sup> См. также замечание в сноске 2 во Введении.

<sup>7)</sup> При средних значениях  $\text{tg } \beta$  основной модой распада заряженного бозона Хиггса в проведенном анализе считалась  $\tau^\pm \nu_\tau$ .



**Рис. 2.** Диаграммы сигнала процесса  $pp \rightarrow \mu^+\mu^-b\bar{b}$ , где  $A$  — CP-нечетный бозон Хиггса

$\mu$ :  $p_T > 25$  ГэВ,  $|\eta| < 2.1$ ,  $m_{\mu^+\mu^-} > 12$  ГэВ;

$b$ :  $p_T > 30$  ГэВ,  $|\eta| \leq 2.4$ ;

$\bar{b}$ :  $p_T > 30$  ГэВ,  $2.4 \leq |\eta| \leq 4.7$  (SR1),  
 $|\eta| \leq 2.4$  (SR2).

Для оценки вклада сигнала и неприводимого фона процесса  $pp \rightarrow \mu^+\mu^-b\bar{b}$  в сечение ниже приведены следующие обрезания:

SR1a (SR2a): все неприводимые фоновые диаграммы с промежуточными фотонами и калибровочными бозонами исключены, рассматривается категория событий SR1 (SR2,  $25$  ГэВ  $\leq m_{\mu^+\mu^-} \leq 32$  ГэВ);

SR1b (SR2b): все древесные диаграммы учтены, обрезания на фазовое пространство определены для категории событий SR1 (SR2);

SR2c: все древесные диаграммы учтены, обрезания на фазовое пространство определены для категории событий SR2,  $25$  ГэВ  $\leq m_{\mu^+\mu^-} \leq 32$  ГэВ.

Расчет полного набора древесных диаграмм — 13 партонных подпроцессов — был выполнен с помощью программы CompHEP [12] в рамках модели МССМ, учитывающей дополнительные операторы размерности шесть в разложении хиггсовского потенциала. Генерация правил Фейнмана проводилась при помощи пакета LanHEP [63].

Основной вклад в силу сигнала дает глюонное слияние  $gg \rightarrow b\bar{b}A$  с последующим распадом легкого псевдоскаляра в два мюона, см. рис. 2. Подпроцессы с кварками в начальном состоянии увеличивают значение сечения на 3–4%. Численные оценки представлены в табл. 3 и 4 для процессов  $gg \rightarrow b\bar{b}A$  и  $gg \rightarrow \mu^+\mu^-b\bar{b}$  соответственно.

Сечения с учетом обрезаний SR1a, SR2a процесса  $2 \rightarrow 4$ , где основной вклад вносят диаграммы сигнала, порядка 0.01–0.40 фбн при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ и 0.03–0.90 фбн при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ и совпадают с результатами в приближении бесконечно малой ширины  $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}A)\text{Br}(A \rightarrow \mu^+\mu^-)$ , представленными в табл. 3.

**Таблица 3.** Численные оценки сечения процесса  $pp(gg) \rightarrow b\bar{b}A$  с последующим распадом  $A \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $\sigma(gg \rightarrow b\bar{b}A)\text{Br}(A \rightarrow \mu^+\mu^-)$ , где  $\text{Br}(A \rightarrow \mu^+\mu^-) = 1.6 \cdot 10^{-4}$ . Использованы CompHEP-наборы PDF:cteq611:4:58 в рамках схемы с четырьмя ароматами кварков

$\text{tg } \beta$	SR1		SR2	
	$\sigma$ , фбн	$\sigma\text{Br}$ , фбн	$\sigma$ , фбн	$\sigma\text{Br}$ , фбн
$\sqrt{s} = 8$ ТэВ				
2	56.63	0.009	386.27	0.062
3	127.19	0.020	870.73	0.139
5	355.90	0.057	2423.10	0.388
$\sqrt{s} = 13$ ТэВ				
2	165.68	0.026	904.65	0.145
3	370.38	0.059	2021.10	0.323
5	1040.88	0.167	5640.90	0.903

**Таблица 4.** Численные оценки сечения  $\sigma(pp(gg) \rightarrow \mu^+\mu^-b\bar{b})$  [фбн] для параметрических наборов BP1–BP4 с учетом обрезаний SR1a–SR2c. Использованы CompHEP-наборы PDF:cteq611:4:58 в рамках схемы с четырьмя ароматами кварков. Относительная 1 $\sigma$ -ошибка вычисления методом Монте-Карло сечений сигнала и фона порядка одного процента

BP	SR1		SR2		
	SR1a	SR1b	SR2a	SR2b	SR2c
$\sqrt{s} = 8$ ТэВ					
1	0.009	10.382	0.065	246.671	0.730
2	0.020	10.581	0.134	251.665	0.742
3	0.056	10.560	0.384	248.419	0.758
4	0.057	10.361	0.387	251.166	0.769
$\sqrt{s} = 13$ ТэВ					
1	0.027	47.237	0.148	598.979	1.887
2	0.058	47.902	0.310	597.789	1.903
3	0.165	47.854	0.902	588.867	1.972
4	0.191	47.046	0.905	599.574	1.970

Сечения с учетом обрезаний SR1b, SR2b, SR2c для полного набора древесных диаграмм  $2 \rightarrow 4$  с промежуточными  $A$ -,  $Z$ -бозонами и фотоном содержат большой плоский фон, на котором присутствует небольшой пик сигнала. Они чувствительны к обрезанию по инвариантной массе  $m_{\mu^+\mu^-}$ , что отражено в результатах для обрезаний SR2b и SR2c.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение подведем итоги анализа в рамках МССМ отклонения CMS при инвариантной массе 28 ГэВ пары  $\mu^+\mu^-$ .

1. Существование легкого псевдоскаляра МССМ с массой  $m_A = 28$  ГэВ возможно только при учете дополнительных пороговых поправок, индуцированных операторами размерности шесть в разложении однопетлевого эффективного хиггсовского потенциала МССМ.

2. Характерные параметрические режимы, соответствующие легкому псевдоскаляру МССМ в пределе настройки связей  $h(125)$ , определены следующим образом:  $M_S \sim 1\text{--}2$  ТэВ,  $\operatorname{tg}\beta \sim 2\text{--}5$ ,  $A_{t,b}, \mu \sim 3\text{--}9$  ТэВ. В хиггсовском секторе такой выбор параметров удовлетворяет условиям существования локального минимума и пертурбативной унитарности, модифицированным с учетом операторов  $U^{(6)}$ .

3. Массы тяжелого СР-четного  $H$ - и заряженных  $H^\pm$ -бозонов Хиггса порядка масштаба электротеслабого взаимодействия. При этом численные оценки не противоречат модельно-независимым экспериментальным данным, полученным на БАК.

4. Сечение процесса  $pp \rightarrow \mu^+\mu^- b\bar{b}$  с промежуточным СР-нечетным бозоном Хиггса порядка 0.01–0.40 фбн и 0.03–0.90 фбн при  $\sqrt{s} = 8$  и 13 ТэВ соответственно, что от нескольких раз до 1–2 порядков меньше оцененного коллаборацией CMS для отклонения при 28 ГэВ. С увеличением энергии до  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ сечение рождения псевдоскаляра растет медленнее, чем фон, что ухудшает достоверность сигнала.

Выше уже упоминалось, что сечение чувствительно к эффективности мюонного триггера и идентификации струй  $b$ -кварков, которые сильно влияют на достоверность такого слабого сигнала. Реконструкция подобного рода выходит за пределы настоящей работы. Помимо факторов, связанных с реконструкцией конечного состояния, отметим более чем вероятную возможность больших радиационных поправок в полные ширины скаляров и парциальные вероятности распадов, что очевидно из имеющего-

ся опыта расчетов для состояния  $h(125$  ГэВ) уже в рамках стандартной модели. Как известно, например, КХД-поправки СМ в парциальную ширину  $h \rightarrow b\bar{b}$  уровней NLO (следующего за лидирующим) и NNLO (следующего за NLO), улучшенные при помощи ренормгруппы [64], велики и приводят к росту  $\operatorname{Br}(h \rightarrow \gamma\gamma)$  более чем в два раза, КХД-поправки к  $h \rightarrow gg$  дают  $K$ -фактор эффективного лагранжиана  $ggh$ , равный 1.7 [65] и модифицирующий парциальную ширину множителем  $K^2$ , необходимо принимать во внимание также меньшие по величине электротеслабые поправки и т. п. Из имеющегося опыта расчетов уровней NLO и NNLO следует, что результаты древесного уровня могут быть существенно модифицированы в сторону увеличения. Масштаб модификации такого рода сложно оценить без детальных вычислений.

5. В силу наличия канала распада  $h \rightarrow AA$  численные оценки древесной двухчастичной общей ширины  $\Gamma_{h(125)}$  дают значение порядка 1 ГэВ. Экспериментальная точность  $\Gamma_h$  из измерений на массовой поверхности [66] соответствует этому значению, хотя и хуже, чем ограничения из анализа за рамками приближения бесконечно малой ширины [67] с константами связи СМ. Древесный результат  $\Gamma(h \rightarrow AA)$  сильно зависит от радиационных поправок<sup>8)</sup>. Таким образом, вопрос о вкладе  $h \rightarrow AA$  в  $\Gamma_h$  в обсуждаемом параметрическом режиме заслуживает детального исследования.

С учетом изложенного выше основным результатом настоящей работы представляется новый параметрический режим расширенного эффективного хиггсовского потенциала МССМ (1), вследствие которого возможно появление легкого СР-нечетного скаляра с массой 28 ГэВ. Примерами, реализующими новый режим, являются параметрические наборы BP1–BP4, которые непротиворечивым образом удовлетворяют совокупности требований (разд. 3), обусловленных существованием физических состояний в двухдублетном секторе Хиггса, пертурбативной унитарности, а также совокупности ограничений, следующих из полученных в самое последнее время экспериментальных данных коллабораций ATLAS и CMS. Новый режим можно охарактеризовать как «режим сильной связи» и в эффективном потенциале, и в секторе суперпартнеров кварков третьего поколения, взаимодействующих с бозонами Хиггса. Отметим, что

<sup>8)</sup> Например, смещение сильной константы связи  $g_s$  на 0.1 уменьшает фактор при вершине взаимодействия приблизительно в два раза.

предлагаемый режим сильно отличается от традиционно рассматриваемых в литературе иерархий масс МССМ с очень большим расщеплением масс скаляров на масштабах от нескольких до 10 ТэВ. По этой причине существующие пакеты программ встречаются с трудностями воспроизведения сценариев МССМ с легким псевдоскаляром, поскольку не содержат вкладов эффективных операторов размерности шесть в хиггсовском секторе и не ориентированы на вычисления спектра масс при  $m_A < m_h$  для всех используемых вариантов учета радиационных поправок. Наиболее существенным открытым вопросом остается степень точности используемого в настоящей работе древесного приближения для полных наборов диаграмм (приближение LO), которое, по всей видимости, дает заниженные величины сечений. Для надежных заключений о сечениях рождения и достоверности сигнала необходим аккуратный учет радиационных поправок NLO и NNLO в ширине скалярных состояний МССМ, что выходит за рамки настоящей работы.

**Благодарности.** Авторы выражают благодарность О. Кодоловой, А. Никитенко, Х. Балю, Г. Вайгльяйну за полезные обсуждения.

**Финансирование.** Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-12-10280).

## ЛИТЕРАТУРА

1. CMS Collaboration, J. High Energy Phys. **1811**, 161 (2018); J. High Energy Phys. **1711**, 010 (2017).
2. ATLAS Collaboration, ATLAS-CONF-2019-036, <https://cds.cern.ch/record/2684853>.
3. CMS Collaboration, Phys. Rev. Lett. **123**, 131802 (2019).
4. CMS Collaboration, Phys. Lett. B **798**, 134992 (2019).
5. M. Carena, S. Heinemeyer, O. Stal et al., Eur. Phys. J. C **73**, 2552 (2013).
6. A. Djouadi, L. Maiani, A. Polosa et al., J. High Energy Phys. **1506**, 168 (2015).
7. CMS Collaboration, arXiv:1911.03781[hep-ex].
8. CMS Collaboration, J. High Energy Phys. **1905**, 210 (2019).
9. CMS Collaboration, J. High Energy Phys. **1711**, 010 (2017).
10. A. Heister, arXiv: 1610.06536 [hep-ex].
11. S. Hoche, S. Kuttimalai, S. Schumann et al., Eur. Phys. J. C **75**, 135 (2015).
12. CompHEP Collaboration, Nucl. Instr. Meth. A **534**, 250 (2004); A. Pukhov, E. Boos, M. Dubinin et al., arXiv:hep-ph/9908288.
13. LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et al., Eur. Phys. J. C **47**, 547 (2006).
14. M. Carena, S. Heinemeyer, C. E. M. Wagner et al., Eur. Phys. J. C **26**, 601 (2003).
15. E. Akhmetzyanova, M. Dolgopolov, and M. Dubinin, Phys. Part. Nucl. **37**, 677 (2006).
16. C. Beskidt, W. de Boer, and D. I. Kazakov, Phys. Lett. B **782**, 69 (2018).
17. S. I. Godunov, V. A. Novikov, M. I. Vysotsky et al., JETP Lett. **109**, 358 (2019).
18. A. Arhrib, R. Benbrik, W. Klemm et al., arXiv:1909.12405 [hep-ph].
19. E. van Beveren and G. Rupp, arXiv:1811.02274 [hep-ph].
20. G. Lee and C. Wagner, *MhEFT Package*, <http://gabrllee.com/code> (2016).
21. G. Lee and C. E. M. Wagner, Phys. Rev. D **92**, 075032 (2015).
22. J. F. Gunion and H. E. Haber, Phys. Rev. D **67**, 075019 (2003).
23. S. Heinemeyer, W. Hollik, and G. Weiglein, Comput. Phys. Comm. **124**, 76 (2000).
24. H. Bahl and W. Hollik, Eur. Phys. J. C **76**, 499 (2016).
25. H. Bahl and W. Hollik, J. High Energy Phys. **1807**, 182 (2018).
26. M. N. Dubinin and E. Yu. Petrova, Int. J. Mod. Phys. A **33**, 1850150 (2018).
27. ATLAS Collaboration, Phys. Lett. B **716**, 1 (2012).
28. CMS Collaboration, Phys. Lett. B **716**, 30 (2012).
29. ATLAS and CMS Collaborations, J. High Energy Phys. **1608**, 045 (2016).
30. ATLAS and CMS Collaborations, Phys. Rev. Lett. **114**, 191803 (2015).
31. J. Brandstetter, arXiv:1801.07926v1 [hep-ex].
32. M. Malberti, Nuovo Cim. C **40**, 182 (2017).

- 33.** S. Coleman and E. Weinberg, Phys. Rev. D **7**, 1888 (1973).
- 34.** H. E. Haber and R. Hempfling, Phys. Rev. D **48**, 4280 (1993).
- 35.** M. Carena, J. Ellis, A. Pilaftsis et al., Nucl. Phys. B **586**, 92 (2000).
- 36.** S. Y. Choi, M. Drees, and J. S. Lee, Phys. Lett. B **481**, 57 (2000).
- 37.** M. Carena, M. Quiros, and C. E. M. Wagner, Nucl. Phys. B **461**, 407 (1996).
- 38.** M. Carena, J. R. Espinosa, M. Quiros et al., Phys. Lett. B **355**, 209 (1995).
- 39.** E. Akhmetzyanova, M. Dolgopolov, and M. Dubinin, Phys. Rev. D **71**, 075008 (2005).
- 40.** M. N. Dubinin and E. Yu. Petrova, Yad. Phys. **79**, 302 (2016).
- 41.** M. N. Dubinin and E. Yu. Petrova, Phys. Rev. D **95**, 055021 (2017).
- 42.** A. Djouadi, Phys. Rep. **459**, 1 (2008).
- 43.** H. Haber and G. Kane, Phys. Rep. **117**, 75 (1985).
- 44.** M. N. Dubinin and E. Yu. Petrova, EPJ Web Conf. **158**, 02005 (2017).
- 45.** M. Misiak and M. Steinhauser, Eur. Phys. J. C **77**, 201 (2017).
- 46.** Particle Data Group, Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016).
- 47.** B. W. Lee, C. Quigg, and H. B. Thacker, Phys. Rev. D **16**, 1519 (1977).
- 48.** I. F. Ginzburg and I. P. Ivanov, Phys. Rev. D **72**, 115010 (2005).
- 49.** A. G. Akeroyd, A. Arhrib, and E. Naimi, Phys. Lett. B **490**, 119 (2000).
- 50.** M. D. Goodsell and F. Staub, Eur. Phys. J. C **78**, 649 (2018); M. E. Krauss and F. Staub, Phys. Rev. D **98**, 015041 (2018).
- 51.** F. Staub, Phys. Lett. B **789**, 2013 (2019).
- 52.** S. Kanemura and K. Yagyu, Phys. Lett. B **751**, 289 (2015).
- 53.** M. Carena, H. E. Haber, I. Low et al., Phys. Rev. D **91**, 035003 (2015).
- 54.** D. Asner et al., in *2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics: Snowmass on the Mississippi (CSS2013)*, ed. by N. A. Graf, M. E. Peskin, and J. L. Rosner, Minneapolis (2013), p. 1.
- 55.** CMS Collaboration, J. High Energy Phys. **1910**, 244 (2019).
- 56.** CMS Collaboration, arXiv:1912.08887 [hep-ex].
- 57.** G. Lee and C. E. M. Wagner, Phys. Rev. D **92**, 075032 (2015).
- 58.** E. Bagnaschi, F. Brümmer, W. Buchmüller et al., J. High Energy Phys. **1603**, 158 (2016).
- 59.** H. Bahl, S. Liebler, and T. Stefaniak, Eur. Phys. J. C **79**, 279 (2019).
- 60.** CMS Collaboration, J. High Energy Phys. **2003**, 055 (2020); 1911.03781 [hep-ex]; CMS PAS HIG-18-012 (2019).
- 61.** ATLAS Collaboration, J. High Energy Phys. **1503**, 088 (2015); Eur. Phys. J. C **73**, 2465 (2013).
- 62.** CMS Collaboration, J. High Energy Phys. **1511**, 018 (2015).
- 63.** A. Semenov, Nucl. Instr. Meth. A **393**, 293 (1997); Comput. Phys. Comm. **115**, 124 (1998); arXiv:1005.1909 [hep-ph].
- 64.** A. L. Kataev and V. T. Kim, Mod. Phys. Lett. A **9**, 1309 (1994); N. Gray, D. Broadhurst, W. Grafe et al., Z. Phys. C **48**, 673 (1990); S. Gorishny, A. L. Kataev, S. Larin et al., Mod. Phys. Lett. A **5**, 2703 (1990).
- 65.** A. Djouadi, M. Spira, and P. Zerwas, Phys. Lett. B **264**, 440 (1991).
- 66.** CMS Collaboration, J. High Energy Phys. **1711**, 047 (2017); ATLAS Collaboration, Phys. Rev. D **90**, 052004 (2014).
- 67.** J. M. Campbell, R. K. Ellis, and C. Williams, J. High Energy Phys. **1404**, 060 (2014); F. Caola and K. Melnikov, Phys. Rev. D **88**, 054024 (2013); N. Kauer and G. Passarino, J. High Energy Phys. **1208**, 116 (2012).