

О точности расчетов массы легкого CP–четного бозона Хиггса в нестандартных сценариях МССМ

М. Н. Дубинин,^{*} Е. Ю. Федотова[†]

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына,
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 54
(Поступила в редакцию 20.05.2022; подписана в печать 23.05.2022)

В связи с увеличивающейся точностью экспериментальных данных и наличием отклонений, наблюдаемых на Большом Адронном Коллайдере, обсуждается вопрос точности расчетов массы бозона Хиггса, идентифицируемого с наблюдаемым, в режимах МССМ при массах CP–нечетного бозона Хиггса, больших и меньших массы топ-кварка. Показано, что если при $m_A > m_t$ вкладом от радиационных поправок к операторам размерности «шесть» эффективного хиггсовского потенциала МССМ можно пренебречь, то в режиме $m_A < m_t$ описание сценариев с легким псевдоскаляром становится возможным только при учете дополнительных поправок к этим операторам. Характерной особенностью таких сценариев являются значения параметров модели $M_S=1-2$ ТэВ, $\tan\beta=2-5$, $A_{t,b}, \mu \gtrsim M_S$, удовлетворяющих условиям вакуумной стабильности, пертурбативной унитарности, пределу настройки связей.

PACS: 11.10.Ni, 11.15.Ex, 11.25.Db, 11.30.Pb, 11.30.Qc, 11.80.Et, 14.80.Cp

УДК: 539.12.01, 539.1.05.

Ключевые слова: хиггсовские бозоны, радиационные поправки, операторы размерности «шесть», минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ), сценарии МССМ.

ВВЕДЕНИЕ

Открытый на Большом Адронном Коллайдере (БАК) в 2012 году бозон Хиггса с массой 125 ГэВ [1, 2] согласуется по совокупности наблюдаемых со свойствами бозона Хиггса Стандартной модели (СМ) физики частиц [3–6]. Однако в общем случае хиггсовский сектор может быть неминимальным, содержать дополнительные дублеты, синглеты и триплеты скалярных полей. Одним из простейших случаев расширения хиггсовского сектора является двухдублетная модель (ДДМ) [7], возникающая в рамках скалярного сектора минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ) [8]. В рамках этого расширения в секторе Хиггса присутствует дополнительный дублет, что приводит к наличию пяти бозонов Хиггса, в CP–сохраняющем пределе два из которых CP–четные h и H ($m_h < m_H$), один CP–нечетный A и два заряженных H^+ и H^- . В рамках МССМ наблюдаемым бозоном Хиггса является h , для констант связи которого в пределах точности экспериментальных данных необходимо выполнение предела настройки связей $g_{huv} \approx g_{hd} \approx g_{hVV} \approx 1$ ($V = W, Z$) [9, 10].

Данное требование исключает возможность интерпретации наблюдаемого бозона Хиггса как тяжелого CP–четного скаляра МССМ в широком классе параметрических сценариев [11–13].

Суперсимметричное расширение СМ способно естественным образом решить известные проблемы СМ, такие как проблема естественности (naturalness), проблема генерации барионной асимметрии Вселенной,

проблема космологического фазового перехода первого рода, а также успешно описать инфляционную стадию в ранней Вселенной [14], предложить кандидатов на роль темной материи [7] и объяснить механизм генерации масс легких нейтрино за счет расширения лептонного сектора правыми стерильными нейтрино [15].

Поиски дополнительных бозонов Хиггса привели к установлению ограничений снизу на их массы: $m_{H^\pm} > 80$ ГэВ (более сильные теоретические ограничения для m_{H^\pm} получены из анализа распада B -мезонов [16]), $m_H > 92.8$ ГэВ (95% CL) [17], $m_A \gtrsim 500$ ГэВ [18], однако наблюдаемые в настоящее время отклонения в инвариантной массе 28–30 ГэВ [19, 20], 96 ГэВ [21] оставляют возможность существования легких бозонов Хиггса МССМ. На сегодняшний день ограничения снизу на массы суперпартнеров кварков M_S составляют 1190–1630 ГэВ [22], однако являются модельно-зависимыми и в некоторых случаях могут быть порядка 1 ТэВ [23].

В связи с увеличивающейся точностью экспериментальных данных вопрос точности расчетов массы бозона Хиггса, идентифицируемого с наблюдаемым, представляет особый интерес, поскольку может повлиять как на жизнеспособность параметрических сценариев МССМ, так и на возможность существования дополнительных легких скаляров.

1. РАСЧЕТ МАССЫ ЛЕГКОГО CP–ЧЕТНОГО БОЗОНА ХИГГСА

На древесном уровне масса легкого CP–четного бозона Хиггса определяется следующим соотношением [7]

$$m_h^{\text{tree}} \leq m_Z |\cos 2\beta|, \quad (1)$$

^{*} dubinin@theory.sinp.msu.ru

[†] fedotova@theory.sinp.msu.ru

где $\text{tg } \beta \equiv v_2/v_1$ ($v^2 = v_1^2 + v_2^2 = 246^2$ ГэВ²). Значение 125 ГэВ m_h приобретает только при учете радиационных поправок на петлевом уровне. Если на древесном уровне массовый спектр бозонов Хиггса МС-СМ определяется двумя свободными параметрами m_A и $\text{tg } \beta = v_2/v_1$, где m_A — масса СР-нечетного бозона Хиггса, то на петлевом уровне в простейшем случае возникает зависимость от масштаба масс суперпартнеров M_S , параметров мягкого нарушения суперсимметрии, массового параметра хиггсовского суперполя μ и тринейных констант связи $A_{t,b}$. Радиационные поправки могут быть рассчитаны с помощью методов эффективной теории поля (ЭТП) или в рамках диаграммного подхода. В последнем проводятся вычисления фиксированного порядка полного набора диаграмм МССМ с последующей диагонализацией массовой матрицы. Однопетлевые поправки были получены в работах [24–26], двухпетлевые — в [27–29]. Расчеты фиксированного порядка до трех петель частично проведены в работе [30, 31]. Диаграммный подход является точным методом расчета (в особенности при учете многопетлевых диаграмм) в предположении, что масштаб нарушения суперсимметрии M_S

невелик и основной вклад вносят нелогарифмические радиационные поправки. Подход предпочтителен для малых шкал M_S , где логарифмы не вносят основной вклад, а сопоставимы по величине с нелогарифмическими поправками. Методы эффективной теории поля включают ресуммирование в эффективных теориях определенного класса диаграмм во всех порядках теории возмущения, приводящих к поправкам, пропорциональным $\log(M_S^2/m_t^2)$. Такие вклады становятся существенными при $M_S \gg m_t$ [32]. Радиационные поправки в рамках эффективной теории поля были получены в работах [33–41].

Сравнение двух подходов показало, что радиационные поправки, полученные различными методами, могут приводить к разнице масс легкого СР-четного бозона Хиггса до 10 ГэВ [32]. Причиной различия являются эффекты новой физики на двухпетлевом уровне, эффективно учитываемые в рамках диаграммной техники. Т.о., наиболее точным способом расчета массы легкого бозона Хиггса является гибридный метод, объединяющий достоинства обоих подходов. Согласно последнему, хиггсовский потенциал минимальной суперсимметрии на низкоэнергетическом масштабе

$$U_{eff} = -\mu_1^2(\Phi_1^\dagger\Phi_1) - \mu_2^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - [\mu_{12}^2(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + h.c.] + \lambda_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + [\lambda_5/2(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \lambda_6(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \lambda_7(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + h.c.] \quad (2)$$

определяется с помощью констант связи λ_i , значения которых на этом масштабе могут быть получены с помощью уравнений ренормгруппы с граничным условием на масштабе масс суперпартнеров M_S

$$\lambda_i(M_S) = \lambda_i^{\text{tree}} - \Delta\lambda_i^{\text{thr}}, \quad (3)$$

где

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

$$\lambda_4^{\text{tree}} = -\frac{g_2^2}{2}, \quad \lambda_{5,6,7}^{\text{tree}} = 0$$

— древесные значения λ_i (калибровочные константы связи группы $SU(2) \times U(1)$ ренормгрупповыми методами также определены на этом масштабе), $\Delta\lambda_i^{\text{thr}}$ — пороговые поправки. Полученные таким образом параметры $\lambda_i(M_S)$ могут быть определены на промежуточном масштабе M , $M_{EW} < M < M_S$, на котором в теории отщепляются частицы Новой физики. Такая схема может заключать несколько энергетических шкал, если массы частиц Новой физики (например, псевдоскаляр [42], чарджино, нейтралино [11]) лежат в диапазоне $M_{EW} - M_S$. При этом если $m_A \gg M_{EW}$, то эффективным низкоэнергетическим приближением является СМ, если $m_A \sim M_{EW}$, то — ДДМ. Массы бозонов Хиггса и угол смешивания в СР-четном секторе

α ($-\pi/2 < \alpha \leq 0$) можно представить в виде [43]

$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2 + \Delta\mathcal{M}_{11}^2 + \Delta\mathcal{M}_{22}^2 \pm \sqrt{m_A^4 + m_Z^4 - 2m_A^2m_Z^2c_{4\beta} + C}), \quad (5)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_W^2 + m_A^2 - \frac{v^2}{2}(\text{Re}\Delta\lambda_5 - \Delta\lambda_4) + \frac{v^4}{4}[c_\beta^2(2\text{Re}\kappa_9 - \kappa_5) + s_\beta^2(2\text{Re}\kappa_{10} - \kappa_6) - s_{2\beta}(\text{Re}\kappa_{11} - 3\text{Re}\kappa_7)], \quad (6)$$

$$\text{tg } 2\alpha = \frac{(m_Z^2 + m_A^2)s_{2\beta} - 2\Delta\mathcal{M}_{12}^2}{(m_A^2 - m_Z^2)c_{2\beta} - \Delta\mathcal{M}_{11}^2 + \Delta\mathcal{M}_{22}^2}, \quad (7)$$

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

$$C = 4\Delta\mathcal{M}_{12}^4 + (\Delta\mathcal{M}_{11}^2 - \Delta\mathcal{M}_{22}^2)^2 - 2(m_A^2 - m_Z^2) \times (\Delta\mathcal{M}_{11}^2 - \Delta\mathcal{M}_{22}^2)c_{2\beta} - 4(m_A^2 + m_Z^2)\Delta\mathcal{M}_{12}^2s_{2\beta},$$

$\Delta\mathcal{M}_{ij}$ — радиационные поправки к СР-четной массовой матрице. Массы бозонов Хиггса на интересующем энергетическом масштабе, как правило, на масштабе

массы топ-кварка m_t , определяются как полюсные массы пропатора с учетом логарифмических вкладов, resumированных методами ЭТП [44].

Изложенная выше схема расчета реализуется в рамках ряда общедоступных программных кодов, в которых, как правило, по умолчанию предполагается, что $m_t < m_A < M_S$. Так, основанный на методах ЭТП пакет **MhEFT** [42, 45] применим в режиме отщепления: когда массы бозонов Хиггса $m_{H,A,H^\pm} \sim \mathcal{O}(M_{\text{SUSY}})$ и $m_h \sim \mathcal{O}(v)$, где $M_{\text{SUSY}} \gg v$ [46], а последняя версия пакета **FeynHiggs** [47], основанного на гибридном подходе, включает случай $m_A \sim m_t$ [11].

Менее распространенный в связи с ненаблюдаемостью легких скаляров режим $m_A < m_t < M_S$ рассматривался в работах [12, 13, 33, 37, 48–51]. Например, в [33] оценки массы бозона Хиггса про-

водились при $m_A \sim 10$ ГэВ, $A_{t,b} = \mu = 4M_{\text{SUSY}}$ ($M_{\text{SUSY}} = \sqrt{M_S^2 - m_t^2}$). Характерной особенностью этого режима являются значения $A_{t,b}, \mu \sim \mathcal{O}$ (ТэВ) в случае соответствия наблюдаемого бозона Хиггса с массой 125 ГэВ скаляру h [12, 13, 51].

Пороговые поправки на масштабе M_S (3), однако, могут быть не только к операторам размерности 'четыре' по полям хиггсовских полей $\mathcal{O}(\Phi^4)$, соответствующим константам λ_i , но и к операторам больших размерностей в петлевом разложении эффективного хиггсовского потенциала МССМ [43, 52]. Однопетлевые пороговые поправки к эффективным операторам размерности 'шесть' $\mathcal{O}(\Phi^6)$ в приближении нулевого внешнего импульса и существенных вкладов скварков третьего поколения $m_{\tilde{t}_{1,2}}, m_{\tilde{b}_{1,2}}, (m_{\tilde{t}_1}^2 - m_{\tilde{t}_2}^2)/(m_{\tilde{t}_1}^2 + m_{\tilde{t}_2}^2) < 0.5$ [36] были получены в работе [43]. Например, радиационная поправка к оператору $(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^6$ имеет вид [43]

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

где $h_t = \frac{g_2 m_t}{\sqrt{2} m_W \sin \beta}$ и $h_b = \frac{g_2 m_b}{\sqrt{2} m_W \cos \beta}$ — юкавские константы связи, μ — массовый параметр хиггсина, A_b — трилинейные константы связи. Вкладами к операторам выше $\mathcal{O}(\Phi^4)$ можно пренебречь в приближении $\mu \lesssim M_S$, популярном при анализе экспериментальных данных БАК, однако, как видно из (8), поправки могут стать существенными для областей пространства параметров $A_{t,b}, \mu \gtrsim M_S$.

2. ПРЕДЕЛЫ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ

Вопрос о допустимых значениях параметров модели нетривиален. В общем случае параметры модели считаются разрешенными, если выполняются условия существования массового базиса, вакуумной стабильности, пертурбативной унитарности, экспериментальные данные описаны непротиворечивым образом (в частности, выполнено условие $m_h = 125$ ГэВ в пределе настройки связей [9, 10]).

Условие существования массового базиса подразумевает наличие локального минимума и положительно-определенных значений масс бозонов Хиггса МССМ. Исследование электрослабого минимума для разложения хиггсовского потенциала до операторов размерности 'шесть' проводилось в [53], где было показано, что учет дополнительных вкладов $\mathcal{O}(\Phi^6)$ приводит к более сильным ограничениям на

пространство параметров $(A_{t,b}, \mu)$.

Условия вакуумной стабильности электрослабого вакуума МССМ следует анализировать с учетом ненулевых вакуумных ожиданий суперсимметричных полей [54]. Критерий устойчивости заключается в том, что наиболее глубокий минимум эффективного потенциала $V = V_F + V_D + V_{\text{soft}}$, соответствует электрослабому минимуму. Здесь V_F — суперпотенциал, V_D — вклад калибровочной структуры модели, член V_{soft} содержит члены, мягко нарушающие суперсимметрию. Анализ вакуумной стабильности электрослабого вакуума МССМ проводится с использованием метода гомотопного продолжения [54, 55].

Условия пертурбативной унитарности [56] сводятся к ограничению для действительной части амплитуды s -волны процесса рассеяния $2 \rightarrow 2$ в древесном приближении

$$|\text{Re}(a_0)| \leq \frac{1}{2}. \quad (9)$$

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. В пределе $s \rightarrow \infty$ ограничения (9) можно представить в аналитическом виде [57, 58], однако, как было показано в [59], приближение $s \rightarrow \infty$ выполняется далеко не всегда: вклад трилинейных констант взаимодействия, зависимость от s становятся важными при анализе

Таблица 1. Численное сравнение рассчитываемых масс бозонов Хиггса и угла смешивания α с помощью пакета `FeynHiggs` [47] и кода авторов для параметрического набора $m_A=800$ ГэВ, $\text{tg } \beta=5$, $\mu=500$ ГэВ, $A_t=1000$ ГэВ, $M_S=1000$ ГэВ

Уровень	m_h^{FH}	m_H^{FH}	$m_{H^\pm}^{FH}$	α^{FH}	m_h	m_H	m_{H^\pm}	α
Древесный	84.09	800.78	804.03	-0.201	84.09	800.78	804.03	-0.202
1-петля	125.54	803.57	806.05	-0.204	125.25	801.06	803.79	-0.205
2-петли	115.09	803.44	806.08	-0.203	115.51	800.97	803.80	-0.204

нестандартных режимов МССМ [13]. Модифицированные с учетом вкладов к операторам $\mathcal{O}(\Phi^6)$ условия пертурбативной унитарности при конечных энергиях были проанализированы в работе [13]. Выбор значений параметров $A_{t,b}, \mu \gtrsim M_S$, как правило, не нарушает унитарности при $\sqrt{s}=13$ ТэВ, но требует проверки частных случаев: при фиксированном наборе параметров условия пертурбативной унитарности будут нарушены скорее, если будут учтены поправки $\Delta\kappa_i$ ($i=1, \dots, 13$).

Предел настройки связей $g_{huv} \approx g_{hdd} \approx g_{hVV} \approx 1$ сводится к требованию [9, 10]

$$\beta - \alpha \approx \frac{\pi}{2}, \quad (10)$$

где угол α определяется соотношением (7).

Выбор $M_S \sim \mathcal{O}$ (ТэВ) является наиболее предпочтительным, поскольку в этом случае трудности СМ могут быть решены наиболее естественным образом (сценарии естественной суперсимметрии) [60].

3. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

В настоящем разделе численный анализ выполнен на основе результатов, полученных методами эффективной теории поля [40, 41, 43] в приближении вырожденных масс третьего поколения скварков (порядка M_S) и предположении, что эффективная теория ниже этого масштаба — двухдублетная модель. Численное сравнение результатов авторов с полученными с помощью пакета `FeynHiggs` [47] демонстрирует хорошее согласие в области применимости последнего ($m_A=800$ ГэВ, $\text{tg } \beta=5$, $\mu=500$ ГэВ, $A_t=1000$ ГэВ, $M_S=1000$ ГэВ), см. табл. 1.

Режим $m_A > m_t$ широко применяется при поиске дополнительных бозонов Хигга на БАК. Анализ, как правило, проводится в рамках параметрических сценариев (benchmark scenarios), среди которых выделяют m_h^{max} , m_h^{mod} , light stop, light stau, τ -phobic, low- M_H [61]. Параметры M_S, μ, x_t зафиксированы, см. табл. 2, а оставшиеся подбираются так, чтобы выполнялся предел настройки связей. На рис. 1 изображены изоконтуры постоянной массы легкого CP-четного бозона Хиггса (125 ГэВ) в пространстве параметров $(m_A, \text{tg } \beta)$ для этих сценариев [61], где сплошные линии соответствуют вкладам слагаемых в эффективный хиггсовский потенциал до операторов $\mathcal{O}(\Phi^4)$, прерывистые — до $\mathcal{O}(\Phi^6)$. Примечательным является то, что

предел настройки связей выполняется для большинства сценариев при $m_A > 400$ ГэВ и практически постоянном $\text{tg } \beta$. Примеры параметрических наборов в рассматриваемых сценариях при $m_A=1000$ ГэВ, а также теоретические предсказания для масс тяжелого и заряженных бозонов Хиггса представлены в таблице 2. Относительная разница массы легкого CP-четного бозона Хиггса для параметрических наборов, удовлетворяющих пределу настройки связей в приближениях, учитывающих и не учитывающих дополнительные вклады к операторам $\mathcal{O}(\Phi^6)$, меняется от 0.05% (сценарий $m_h^{\text{mod-}}$) до 0.79% (сценарий τ -phobic). Т.о., дополнительными вкладами в режиме $m_A > m_t$ можно пренебречь.

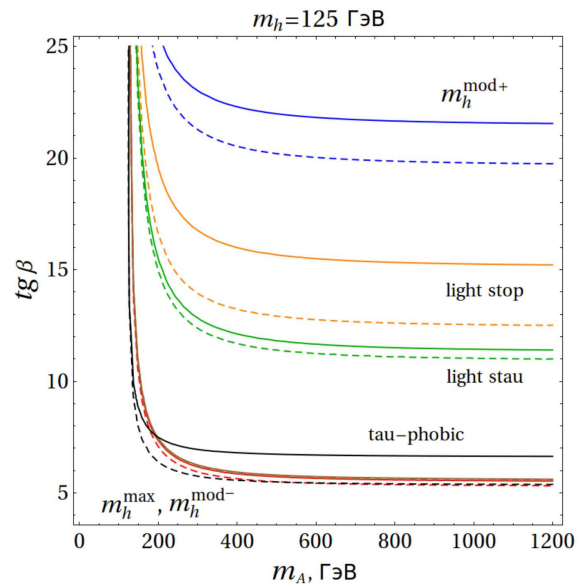


Рис. 1. Изоконтуры постоянной массы легкого CP-четного бозона Хиггса в пространстве параметров $(m_A, \text{tg } \beta)$, полученные в сценариях m_h^{max} (красный), $m_h^{\text{mod+}}$ (синий), $m_h^{\text{mod-}}$ (коричневый), light stop (оранжевый), light stau (зеленый), τ -phobic (черный). Сплошные линии соответствуют вкладам слагаемых в эффективный хиггсовский потенциал до операторов $\mathcal{O}(\Phi^4)$, прерывистые — до $\mathcal{O}(\Phi^6)$

Ситуация кардинально меняется, если рассматривается режим $m_A < m_t$. На рис. 2 изображены поверхности массы легкого CP-четного бозона Хиггса в пространстве параметров (A_t, μ) при $\text{tg } \beta=5$, $m_A=28$ ГэВ,

Таблица 2. Параметрические наборы в пределе настройки связей для сценариев МССМ [13, 61] при $m_A=1000$ ГэВ или 28 ГэВ (для сценария low- m_A) и теоретические предсказания на масштабе m_t для масс дополнительных бозонов Хиггса, угла смешивания α и максимального значения парциальной амплитуды рассеяния в секторе Хиггса при $\sqrt{s}=13$ ТэВ, где $x_t = X_t^{\overline{MS}}/M_S$ ($X_t = A_t - \mu \text{ctg} \beta$), $m_t=173.2$ ГэВ, $m_b=4.2$ ГэВ, $m_W=80.385$ ГэВ, $\alpha_s=0.118$, $v=246$ ГэВ. Учтены поправки к операторам $\mathcal{O}(\Phi^6)$

Сценарии	$\text{tg} \beta$	$A_{t,b}$ (ГэВ)	μ (ГэВ)	M_S (ГэВ)	x_t	m_H (ГэВ)	m_{H^\pm} (ГэВ)	α	$\max a_0 $
m_h^{max}	5.5	2485.9	200	1000	$\sqrt{6}$	1000.6	1003.0	-0.184	0.027
$m_h^{\text{mod+}}$	19.8	1610.1	200	1000	1.6	1000.1	1003.4	-0.052	0.031
$m_h^{\text{mod-}}$	5.5	-2163.6	200	1000	-2.2	1000.6	1003.0	-0.184	0.026
light stop	12.5	1128.0	350	500	2.2	1000.0	1003.2	-0.082	0.032
light stau	11.0	1745.5	500	1000	1.7	1000.2	1003.1	-0.093	0.031
τ -phibic	5.5	4713.6	2000	1500	2.9	1000.3	1003.2	-0.182	0.026
low- m_A	5.0	6690.0	7960	2000	2.5	130.4	131.2	-0.195	0.100

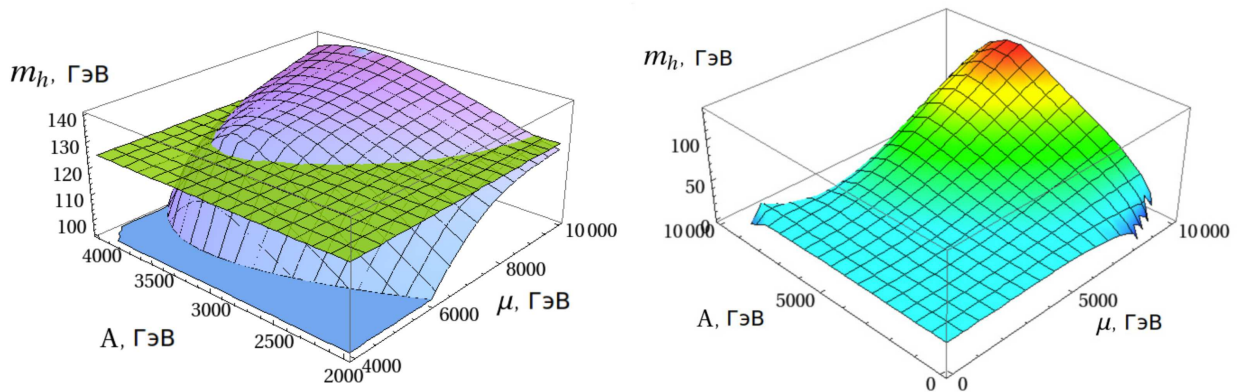


Рис. 2. Поверхность массы легкого CP-четного бозона Хиггса в пространстве параметров (A, μ) ($A_t = A_b = A$) при $m_A=28$ ГэВ, $\text{tg} \beta=5$, $M_S=1000$ ГэВ (слева) и 2000 ГэВ (справа). Горизонтальная плоскость соответствует 125 ГэВ. Учтены вклады к операторам размерности 'шесть'

$M_S=1000$ ГэВ и 2000 ГэВ. Можно заметить, что результаты устойчивы по отношению к незначительным изменениям параметров модели, но более чувствительны к изменению параметра хиггсовского суперполя μ . Условие $m_h=125$ ГэВ выполняется как при учете операторов размерности 'шесть', так и при разложении хиггсовского потенциала до операторов размерности 'четыре', однако предел настройки связей не реализуется в последнем случае. Более того, область разрешенных значений параметров модели ограничена существенно сильнее по сравнению с результатами в стандартных сценариях МССМ: численные оценки показали, что M_S меняется в пределах 1–2 ТэВ, $\text{tg} \beta=2-5$. Т.о., описание сценариев с легким псевдоскалярем становится возможным только при учете дополнительных поправок к операторам $\mathcal{O}(\Phi^6)$.

Пример параметрического набора при $m_A=28$ ГэВ, удовлетворяющего пределу настройки связей (сценарий low- m_A), приведен в табл. 2. Численные оценки показали, что в сценарии low- m_A относительная раз-

ница массы легкого CP-четного бозона Хиггса в приближениях с дополнительными поправками к операторам $\mathcal{O}(\Phi^6)$ и без них в пределе настройки связей меняются от 1.6% для параметрического набора в табл. 2) до 16.6% [для набора $M_S=1000$ ГэВ, $\text{tg} \beta=5$, $A_{t,b}=3385$ ГэВ, $\mu=5040$ ГэВ (см. рис. 2)].

Условия пертурбативной унитарности (см. разд. 2), модифицированные с учетом вкладов операторов $\mathcal{O}(\Phi^6)$ на однопетлевом уровне [13], выполняются как для стандартных сценариев МССМ, так и для сценария low- m_A , см. табл. 2. Однако при одних и тех же наборах параметров модели значение модуля амплитуды парциальной s -волны больше при учете дополнительных радиационных поправок (см. рис. 3, табл. 2), что приводит к более сильным ограничениям на пространство параметров МССМ.

Можно заметить (см. табл. 2), что режим $m_A < m_t$ приводит к наличию легких, с массами порядка электрослабой шкалы, дополнительных бозонов Хиггса. Здесь следует отметить, что рассматривае-

Таблица 3. Экспериментальные значения сечения отклонения при инвариантной массе мюонной пары 28 ГэВ [19] и численная оценка $\sigma(gg \rightarrow b\bar{b}A) \times B(A \rightarrow \mu^+\mu^-)$ (фбн) для категорий событий SR1 и SR2 в рамках МССМ при $\text{tg } \beta=2, 3$ и 5

Категория	$\text{tg } \beta$	SR1, 8 ТэВ	SR2, 8 ТэВ	SR1, 13 ТэВ	SR2, 13 ТэВ
σ_{fid} (фбн) [19]	—	4.1 ± 1.4	4.2 ± 1.7	1.4 ± 0.9	-1.5 ± 1.0
$\sigma \times B$ (фбн)	2	0.01	0.06	0.03	0.15
$\sigma \times B$ (фбн)	3	0.02	0.14	0.06	0.32
$\sigma \times B$ (фбн)	5	0.06	0.39	0.17	0.90

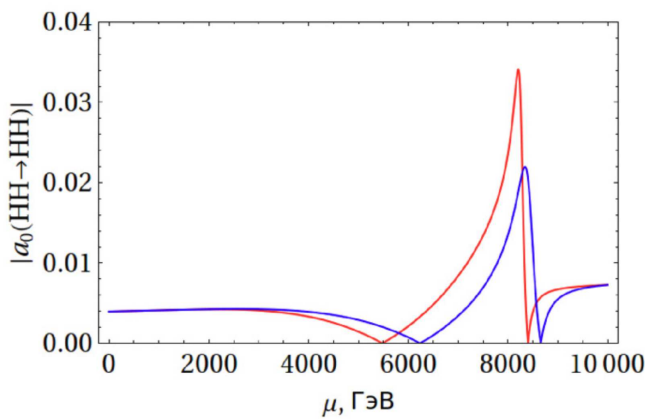


Рис. 3. Модуль амплитуды s -волны упругого рассеяния тяжелого бозона Хиггса при $\sqrt{s}=13$ ТэВ, где $\text{tg } \beta=2$, $M_S=2000$ ГэВ, $A_t=6690$ ГэВ, $m_A=28$ ГэВ. Учтены вклады от операторов $\mathcal{O}(\Phi^4)$ (синий), $\mathcal{O}(\Phi^6)$ (красный)

мый режим нетипичен для параметрических сценариев МССМ, поэтому существующие модельно-зависимые ограничения необходимо реинтерпретировать в рамках нестандартного режима МССМ. Численные оценки показали, что теоретические предсказания в рамках сценария $\text{low-}m_A$ на сегодняшний день не противоречат верхним ограничениям на соответствующие каналы распада: например, $B(t \rightarrow H^+b)B(H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau)=0.09\%$ для соответствующего параметрического набора табл. 2, в то время как верхние ограничения составляют 1.2–0.5% (CMS) [62], 1.3–0.2% (ATLAS) [63]. При этом заряженный бозон преимущественно распадается на псевдоскаляр A и бозон W^+ (парциальная вероятность составляет 90–99%). 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 $Br(t \rightarrow bH^+)Br(H^+ \rightarrow W^+A)Br(A \rightarrow \mu^+\mu^-)$ от $1.9 \cdot 10^{-6}$ до $8.6 \cdot 10^{-6}$ в зависимости от масс m_{H^+} и m_A , где m_{H^+} меняется от $m_A + 85$ ГэВ до 160 ГэВ, m_A — от 15 до 75 ГэВ [64]. Для сценария $\text{low-}m_A$ в пределе настройки связей (табл. 2) это соответствует $1.3 \cdot 10^{-6}$, что ниже верхней границы.

Интерпретация отклонения 28 ГэВ [19] в качестве псевдоскаляра МССМ приводит к меньшим значениям

сечения сигнала (от нескольких раз до 1–2 порядков) по сравнению с оцененным коллаборацией CMS результатом при $\sqrt{s}=8$ и 13 ТэВ, см. табл. 3, где численные расчеты были выполнены для двух категорий событий SR1 и SR2 [19] (см. также [13]) при значениях $\text{tg } \beta=2, 3$ и 5. В категории событий типа SR1 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 вылетает в направлении, близком к оси столкновений ($2.4 \leq |\eta| \leq 4.7$); в случае SR2 дополнительная струя регистрируется в центральной области детектора ($|\eta| \leq 2.4$). Основной вклад в силу сигнала дает глюонное слияние $gg \rightarrow b\bar{b}A$ с последующим распадом легкого псевдоскаляра в два мюона. Подпроцессы с кварками в начальном состоянии увеличивают значение сечения на 3–4%. Ситуация тем не менее остается неоднозначной, поскольку сечение чувствительно к эффективности мюонного триггера и идентификации струй b -кварков, которые сильно влияют на величину такого слабого сигнала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье рассматривается вопрос точности расчетов массы бозона Хиггса, идентифицируемого с наблюдаемым состоянием $h(125 \text{ ГэВ})$, в режимах МССМ при массах CP-нечетного бозона Хиггса, больших и меньших массы топ-кварка. Показано, что при $m_A > m_t$ результаты расчета массы легкого CP-нечетного бозона Хиггса хорошо согласуются в различных подходах и приближениях, массы дополнительных бозонов Хиггса порядка масштаба масс суперпартнеров M_S , а вклады от операторов высших размерностей эффективного хиггсовского потенциала пренебрежимо малы. Для такого режима применение широко известных программных кодов, таких как `FeynHiggs` и `MhEFT`, позволяет оценить значения масс с высокой степенью точности.

Однако в режимах, в которых они неприменимы, $m_A < m_t$, учет однопетлевых поправочных операторов размерности «шесть» эффективного хиггсовского потенциала МССМ позволяет открыть сценарии с легкими дополнительными бозонами Хиггса,

массы которых могут быть отождествлены с инвариантными массами дилептонных состояний, наблюдаемых на БАК экспериментально с высокой степенью статистической достоверности. Характерной особенностью таких сценариев являются значения параметров модели $M_S=1-2$ ТэВ, $\text{tg } \beta=2-5$, $A_{t,b}, \mu \gtrsim M_S$, удовлетворяющих условиям вакуумной стабильности, пертурбативной унитарности и пределу настройки связей. Установлено, что феноменологические следствия в сценариях с легким псевдоскаляром не противоречат известным экспериментальным данным.

Заметим, что численные результаты, представленные для нестандартного режима МССМ, чувствительны к выбору электрослабых масштабов — m_t, m_h или m_Z . Для более аккуратной оценки массы легкого CP-четного бозона Хиггса в этом режиме необходимо учесть: (а) ренормгрупповую эволюцию пороговых поправок к эффективным операторам размерности 'шесть' на электрослабой шкале, (б) поправки до трех петель включительно, полученных в рамках диаграммного подхода.

В связи с хорошо определенной областью разрешенных значений параметров в сценариях МССМ с легким псевдоскаляром интерес представляет также рассмот-

рение следствий для моделей темной материи. Обычно в целях динамической генерации μ -члена рассматриваются расширения МССМ киральным синглетным суперполем (напр., модель GNMSSM [65]), в рамках которых появляется еще один легкий долгоживущий скаляр, распады которого запрещены требованием (дискретной) симметрии лагранжиана и смешивание с легким скаляром МССМ мало, представляющий собой либо частицу-посредника между темной материей и фермионами стандартной модели, либо представителя собственно сектора темной материи [66]. Долгоживущие скалярные синглеты в рамках сценариев такого типа активно рассматриваются в последнее время на роль кандидатов темной материи.

Благодарности

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, проект «Физика частиц и космология».

-
- [1] *ATLAS Collaboration*. // Phys. Lett. B. 2012. **716**. P. 1.
 [2] *CMS Collaboration*. // Phys. Lett. B. 2012. **716**. P. 30.
 [3] *ATLAS and CMS Collaborations*. // J. High Energy Phys. 2016. **1608**. P. 045.
 [4] *ATLAS and CMS Collaborations*. // Phys. Rev. Lett. 2015. **114**. P. 191803.
 [5] *Brandstetter J.* // arXiv:1801.07926v1 [hep-ex].
 [6] *Malberti M.* // Nuovo Cimento C. 2017. **40**. P. 182.
 [7] *Gunion J. F., Haber H. E., Kane G. L., Dawson S.* // The Higgs Hunter's Guide, Addison-Wesley, 1990.
 [8] *Haber H., Kane G.* // Phys. Rept. 1985. **117**. P. 75.
 [9] *Carena M., Haber H.E., Low I., Shah N.R., Wagner C.E.M.* // Phys. Rev. D. 2015. **91**. P. 035003.
 [10] *Asner D., Barklow T., Calancha C., et al.* // arXiv:1310.0763 [hep-ph].
 [11] *Bahl H., Hollik W.* // J. High Energy Phys. 2018. **1807**. P. 182.
 [12] *Dubinina M.N., Fedotova E.Yu.* // Int. J. Mod. Phys. A. 2018. **33**. P. 1850150.
 [13] *Dubinina M.N., Fedotova E.Yu.* // JETP. 2020. **131**, № 6. P. 917.
 [14] *Dubinina M.N., Petrova E.Yu., Pozdeeva E.O., Vernov S.Yu.* // Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys. 2018. **15**. P. 1840001.
 [15] *Casas J.A., Ibarra A.* // Nucl. Phys. B. 2001. **618**. P. 171.
 [16] *Misiak M., Steihauser M.* // Eur. Phys. J. C. 2017. **77**. P. 201.
 [17] *Particle Data Group*. // Chin. Phys. C. 2016. **40**. P. 100001.
 [18] *Steggemann J.* // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2020. **70**. P. 197.
 [19] *CMS Collaboration*. // J. High Energy Phys. 2018. **11**. P. 161.
 [20] *Heister A.* // arXiv: 1610.06536 [hep-ex].
 [21] *CMS Collaboration*. // CMS PAS HIG-17-013.
 [22] *CMS Collaboration* // J. High Energy Phys. 2019. **10**. P. 244.
 [23] *CMS Collaboration*. // J. High Energy Phys. 2020. **05**. P. 32.
 [24] *Chankowski P., Pokorski S. and Rosiek J.* // Nucl. Phys. B. 1994. **B423**. P. 437.
 [25] *Dabelstein A.* // Nucl. Phys. B. 1995. **456**. P. 25; Z. Phys. C. 1995. **67**. P. 495.
 [26] *Bagger J., Matchev K., Pierce D., Zhang R.* // Nucl. Phys. B. 1997. **491**. P. 3.
 [27] *Heinemeyer S., Hollik W. and Weiglein G.* // Phys. Rev. D. 1998. **58**. P. 091701.
 [28] *Heinemeyer S., Hollik W. and Weiglein G.* // Phys. Lett. B. 1998. **440**. P. 296.
 [29] *Heinemeyer S., Hollik W. and Weiglein G.* // Eur. Phys. J. C. 1999. **9**. P. 343.
 [30] *Martin S.P.* // Phys. Rev. D. 2007. **75**. P. 055005; *Harlander R.V., Kant P., Mihaila L., Steihauser M.* // Phys. Rev. Lett. 2008. **100**. P. 191602; *Kant P., Harlander R. V., Mihaila L., Steihauser M.* // J. High Energy Phys. 2010. **1008**. P. 104; *Feng J.L., Kant P., Profumo S., Sanford D.* // Phys. Rev. Lett. 2013. **111**. P. 131802.
 [31] *Ahmed T., Bonvini M., Kumar M.C., et al.* // Eur. Phys. J. C. 2016. **76**, № 12. P. 663.
 [32] *Carena M., Haber H.E., Heinemeyer S., Hollik W., Wagner C.E.M., Weiglein G.* // Nucl. Phys. B. 2000. **580**. P. 29.
 [33] *Haber H. E., Hempfling R.* // Phys. Rev. Lett. 1991. **66**. P. 1815; Phys. Rev. D. 1993. **48**. P. 4280.
 [34] *Carena M., Ellis J., Pilaftsis A., Wagner C.E.M.* // Nucl.

- Phys. B. 2000. **586**. P. 92.
- [35] Choi S. Y., Drees M., Lee J. S. // Phys. Lett. B. 2000. **481**. P. 57.
- [36] Carena M., Quiros M., Wagner C.E.M. // Nucl. Phys. B. 1996. **461**. P. 407.
- [37] Carena M., Espinosa J.R., Quiros M., Wagner C.E.M. // Phys. Lett. B. 1995. **355**. P. 209.
- [38] Casas J., Espinosa J., Quiros M., Riotto A. // Nucl. Phys. B. 1995. **436**. P. 3 [E:B439 (1995) 466].
- [39] Haber H.E., Hempfling R., Hoang A. // Z. Phys. C. 1997. **75**. P. 539.
- [40] Akhmetzhanova E., Dolgoplov M., Dubinin M. // Phys. Rev. D. 2005. **71**. P. 075008.
- [41] Akhmetzhanova E., Dolgoplov M., Dubinin M. // Phys. Part. Nucl. 2006. **37**. P. 677.
- [42] Lee G., Wagner C.E.M. // Phys. Rev. D. 2015. **92**. P. 075032.
- [43] Dubinin M.N., Petrova E.Yu. // Phys. Rev. D. 2017. **95**. P. 055021.
- [44] Bahl H., Hollik W. // Eur. Phys. J. C. 2016. **76**. P. 499.
- [45] Lee G., Wagner C. // <http://gabrlee.com/code> (2016).
- [46] Gunion J.F., Haber H.E. // Phys. Rev. D. 2003. **67**. P. 075019.
- [47] Heinemeyer S., Hollik W., Weiglein G. // Comput. Phys. Commun. 2000. **124**. P. 76.
- [48] Quiros M. // hep-ph/9609392.
- [49] Christensen N.D., Han T., Li T. // Phys. Rev. D. 2012. **86**. P. 074003.
- [50] Christensen N.D., Han T., Su S. // Phys. Rev. D. 2012. **85**. P. 115018.
- [51] Dubinin M., Fedotova E. // EPJ Web of Conferences. 2019. **222**, №.04006. P. 1.
- [52] Coleman S., Weinberg E. // Phys. Rev. D. 1973. **7**. P. 1888.
- [53] Dubinin M.N., Petrova E.Yu. // EPJ Web Conf. 2017. **158**. P. 02005.
- [54] Hollik W.G., Weiglein G., Wittbrodt J. // J. High Energy Phys. 2019. **1903**. P. 109.
- [55] Staub F. // Phys. Lett. B. 2019. **789**. P. 2013.
- [56] Lee B.W., Quigg C., Thacker H.B. // Phys. Rev. D. 1977. **16**. P. 1519.
- [57] Ginzburg I.F., Ivanov I.P. // Phys. Rev. D. 2005. **72**. P. 115010.
- [58] Akeroyd A.G., Arhrib A., Naimi E. // Phys. Lett. B. 2000. **490**. P. 119.
- [59] Goodsell M.D., Staub F. // Eur. Phys. J. C. 2018. **78**. P. 649; Krauss M.E., Staub F. // Phys. Rev. D. 2018. **98**, №.1. P. 015041.
- [60] Papucci M., Ruderman J., Weiler A. // J. High Energy Phys. 2012. **1209**. P. 035. [ph/1110.6926](https://arxiv.org/abs/1110.6926)
- [61] Carena M., Heinemeyer S., Stal O., Wagner C.E.M., Weiglein G. // Eur. Phys. J. C. 2013. **73**. P. 2552.
- [62] CMS Collaboration. // J. High Energy Phys. 2015. **1511**. P. 18.
- [63] ATLAS Collaboration. // J. High Energy Phys. 2015. **03**. P. 088; Eur. Phys. J. C. 2013. **73**. P. 2465.
- [64] CMS Collaboration. // Phys. Rev. Lett. 2019. **123**, №.13. P. 131802.
- [65] Lee H.M., Raby S., Ratz M., Ross G.G., Schieren R., Schmidt-Hoberg K., Vaudrevange P.K.S. // Nucl. Phys. B. 2011. **850**. P. 1.
- [66] Cline J.M., Scott P., Kainulainen K., Weniger C. // Phys. Rev. D. 2013. **88**. P. 055025; Phys. Rev. D. 2015. **92**, 3. P. 039906 (erratum).

On the accuracy of evaluations for the light CP-even Higgs boson mass in nonstandard scenarios of the MSSM

M. N. Dubinin^a, E. Yu. Fedotova^b

D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia
E-mail: ^adubinin@theory.sinp.msu.ru, ^bfedotova@theory.sinp.msu.ru.

Increasing precision of measurements and observations of excesses at the Large Hadron Collider require precise calculations of the SM-like Higgs boson mass in different MSSM regimes with masses of the CP-odd Higgs boson either larger or smaller than the top-quark mass. It is found that while the contributions from radiative corrections to the dimension-six operators of the effective Higgs potential can be neglected at $m_A > m_t$, their contributions at $m_A < m_t$ open the possibility of scenarios with a light pseudoscalar. The values of model parameters in such scenarios are $M_S=1-2$ TeV, $\tan\beta=2-5$, $A_{t,b}, \mu \gtrsim M_S$ which satisfy the conditions of vacuum stability, perturbative unitarity, and the alignment limit.

PACS: 11.10.Hi, 11.15.Ex, 11.25.Db, 11.30.Pb, 11.30.Qc, 11.80.Et, 14.80.Cp.

Keywords: Higgs bosons, radiative corrections, dimension-six operators, Minimal supersymmetric standard model (MSSM), benchmark scenarios.

Received 20 May 2022.

Сведения об авторах

1. Дубинин Михаил Николаевич — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-23-93, e-mail: dubinin@theory.sinp.msu.ru.

2. Федотова Елена Юрьевна — канд. физ.-мат. наук; тел.: (495) 939-23-93, e-mail: fedotova@theory.sinp.msu.ru.