

# ЭФФЕКТЫ CP-НАРУШЕНИЯ В ХИГГСОВСКОМ СЕКТОРЕ ДВУХДУБЛЕТНОЙ МОДЕЛИ ТИПА II И МССМ

*М. Н. Дубинин*<sup>1,2,\*</sup>, *Е. Ю. Федотова*<sup>1,\*\*</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

<sup>2</sup> Национальный исследовательский технологический университет МИСИС,  
Москва

В ДДМ типа II с явным и спонтанным CP-нарушением обсуждается возможность наблюдения эффектов CP-нарушения во взаимодействиях бозонов Хиггса с частицами SM. Показано, что в хиггсовском пределе настройки связей однозначные предсказания могут быть получены в общем виде. Согласно численному исследованию, выполненному в рамках CPX-сценария МССМ, наблюдение сигналов с нарушением CP-симметрии в секторе Хиггса наиболее вероятно при характерном масштабе масс суперпартнеров  $M_{\text{SUSY}} \sim 2$  ТэВ и  $\tan\beta = 5$ .

The possibility of observing CP-violating effects in the “Higgs bosons – SM particles” interactions in framework of the 2HDM type II is discussed. It is shown that in the Higgs alignment limit, unambiguous predictions are deduced in general form. According to numerical estimations performed within the framework of the MSSM CPX-scenario, the observation of CP-violating signals in the Higgs sector is most likely at the characteristic mass scale of superpartners  $M_{\text{SUSY}} \sim 2$  TeV and  $\tan\beta = 5$ .

PACS: 12.60.Fr; 14.80.Da

## ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным экспериментальным данным свойства открытого в 2012 г. бозона Хиггса [1, 2] близки к предсказаниям Стандартной модели физики частиц (SM). Точность измерений констант связи наблюдаемого бозона Хиггса с частицами SM до настоящего времени составляет от 5 до 33% при достигнутой светимости [3], гипотеза с явным CP-нарушением исключена на уровне  $3,9\sigma$ , ограничение на CP-нарушающий угол смешивания сверху составляет  $43$  [4] и  $36^\circ$  [5]. Таким образом, вопрос о неминимальности хиггсовского сектора остается открытым. Значение электрослабого параметра  $\rho \simeq 1$ , однако, ограничивает мно-

---

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

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

гочисленные модели с расширенным хиггсовским сектором до моделей с дополнительными дублетами с гиперзарядом  $Y = \pm 1$  и, возможно, синглетами [6]. Простейшим хорошо исследованным расширением СМ такого типа, способным удовлетворить современным экспериментальным данным, является двухдублетная модель (ДДМ) [7], привлекательность которой обусловлена тем, что двухдублетная структура содержится в различных классах теорий за рамками СМ (суперсимметрия, аксионные модели и др.), а наличие дополнительных источников СР-нарушения\* позволяет объяснить барионную асимметрию Вселенной [8]. Возможности явного нарушения СР-инвариантности в двухдублетном хиггсовском секторе наиболее общего вида, а также возможности нарушения СР в секторе «мягкого нарушения» минимальной суперсимметричной СМ (МССМ) приводят к нарушению СР для вершин взаимодействия бозонов Хиггса, возникающих в МССМ уже на однопетлевом уровне [9]. Ограниченность эффектов нарушения СР за счет экспериментальных данных по измерению электрических дипольных моментов [10] не исключает, однако, возможности их проявления в процессах с участием тяжелых нестандартных скаляров или в распадах  $B$ -мезонов.

Двухдублетная структура после спонтанного нарушения электрослабой симметрии приводит к наличию пяти бозонов Хиггса, в случае СР-нарушения три из которых нейтральны с неопределенной СР-четностью и два заряжены ( $H^\pm$ ). Один из нейтральных бозонов Хиггса идентифицируется с наблюдаемым скаляром массой 125 ГэВ и свойствами, близкими к предсказанным в рамках СМ. Такая настройка модели в литературе получила название «хиггсовский предел настройки связей» (Higgs alignment limit). Исследование предела настройки связей в ДДМ с СР-нарушением в хиггсовском базисе проводилось в [11], в случае базиса общего вида — в [12]. Существующие экспериментальные ограничения на массы дополнительных бозонов Хиггса модельно-зависимы. Поиски тяжелых нейтральных бозонов Хиггса в рамках МССМ ограничивают снизу массы на уровне 1121 ГэВ при  $\tan\beta = 10$  и 2062 ГэВ при  $\tan\beta = 60$  (95%-й уровень достоверности) [13]. Нижнее ограничение на массу заряженных бозонов Хиггса при  $m_{H^\pm} < m_{\text{top}}$  составляет 155 ГэВ, в противном случае  $m_{H^\pm} > 181$  (1103) ГэВ при  $\tan\beta = 10$  (60) [13]. Более сильные ограничения снизу на  $m_{H^\pm}$  следуют из непрямых поисков [14].

Исследование феноменологических следствий ДДМ и МССМ в большинстве случаев проводится в приближении СР-сохранения. Сигналы с СР-нарушением во взаимодействиях «нейтральный бозон Хиггса – фермионы» обсуждались в [15], где предполагалось, что зарядовая симметрия  $S$  сохраняется, а четность  $P$  нарушена. Однако наличие дополнительных источников нарушения СР-симметрии в расширениях хиггсовского

---

\* Источниками явного СР-нарушения являются комплексные параметры в хиггсовском потенциале, спонтанное СР-нарушение обусловлено наличием ненулевой комплексной фазы вакуумного ожидания хиггсовского дублета [7].

сектора может проявляться также в процессах, для которых  $C$ -симметрия нарушена, а  $P$ -симметрия сохраняется [11]. Такие процессы имеют место в случае рассмотрения модели, состоящей только из бозонных полей, что является вполне оправданным приближением, если юкавскими взаимодействиями можно пренебречь. Анализ  $P$ -сохраняющих  $C$ -нарушающих процессов был проведен в [11], где рассматривалась комбинация трех бозонных распадов.

Настоящая работа является продолжением исследования в общем виде эффектов нарушения  $CP$ -симметрии в хиггсовском секторе ДДМ типа II и МССМ в хиггсовском пределе настройки связей.

## 1. ЯВНОЕ И СПОНТАННОЕ CP-НАРУШЕНИЕ В СЕКТОРЕ ХИГГСА

В общем случае ДДМ содержит два хиггсовских  $SU(2)$ -дублета с гиперзарядами  $Y_i = 1$  ( $i = 1, 2$ ) [16]:

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= \begin{pmatrix} -i\omega_1^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + \eta_1 + i\chi_1) \end{pmatrix}, \\ \Phi_2 &= e^{i\xi} \begin{pmatrix} -i\omega_2^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 e^{i\zeta} + \eta_2 + i\chi_2) \end{pmatrix}.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь спонтанно нарушающие  $CP$ -симметрию фазы  $\xi$  и  $\zeta$  характеризуют разворот хиггсовских дублетов  $\Phi_i$  и вакуумных средних  $v_i$  ( $\xi + \zeta \equiv \theta$ ). Поля  $\omega_i$  могут быть комплексными, поля  $\eta_i, \chi$  осциллируют вблизи вакуумных ожиданий, и справедливо  $v^2 = v_1^2 + v_2^2 = (246 \text{ ГэВ})^2$  и  $v_2/v_1 = \text{tg } \beta$ .

Тогда  $SU(2) \times U(1)$ -инвариантный перенормируемый потенциал приобретает вид

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

Комплексные параметры  $\mu_{12}^2, \lambda_{5-7}$  могут явно нарушать  $CP$ -симметрию.

Суперсимметрия накладывает граничные условия на параметры  $\lambda_i$  [6]: в древесном приближении на масштабе нарушения суперсимметрии  $M_{\text{SUSY}}$  параметры самодействия хиггсовских полей определяются константами калибровочных взаимодействий  $\lambda_{\{1,2\},3}^{\text{tree}} = (g_2^2 \pm g_1^2)/4$ ,  $\lambda_4^{\text{tree}} = -g_2^2/2$ ,  $\lambda_{5,6,7}^{\text{tree}} = 0$ . Радиационные поправки к параметрам  $\lambda_i$  исследовались в рамках диаграммной техники [17, 18] и методами эффективной теории поля [16, 19–21]. Результаты, полученные в рамках последнего подхода, хорошо согласуются с предсказаниями, выпол-

ненными с помощью гибридного подхода [22, 23], при характерном масштабе масс суперпартнеров  $M_{\text{SUSY}} \gg m_{\text{top}}$  [24].

Гарантией существования локального минимума эффективного потенциала (2) является выполнение условий экстремума (см. зависимости  $\mu_1^2$  и  $\mu_2^2$  в табл. 1), а также требование положительной определенности второй производной потенциала по  $\theta$  [16]:

$$c_\theta(2 \operatorname{Re} \mu_{12}^2 - v_1^2 \operatorname{Re} \lambda_6 - v_2^2 \operatorname{Re} \lambda_7) - \\ - s_\theta(2 \operatorname{Im} \mu_{12}^2 - v_1^2 \operatorname{Im} \lambda_6 - v_2^2 \operatorname{Im} \lambda_7) + \\ + 2v_1 v_2 (s_{2\theta} \operatorname{Im} \lambda_5 - c_{2\theta} \operatorname{Re} \lambda_5) > 0. \quad (3)$$

Переход в массовый базис осуществим в два этапа [16, 25]. Сначала перейдем к новой системе координат  $\tilde{h}$ ,  $\tilde{H}$ ,  $\tilde{A}$ ,  $H^\pm$ ,  $\tilde{G}^0$ ,  $G^\pm$  посредством поворота исходной системы на углы  $\tilde{\alpha}$  и  $\beta$  так, чтобы голдстоуновская мода  $\tilde{G}^0$  была ортогональна плоскости  $(v_1, v_2 e^{i\theta})$ , а перекрестный член  $\tilde{h}\tilde{H}$  обращался в нуль. Потенциал (2) тогда примет вид

$$U = \tilde{c}_0 \tilde{A} + \tilde{c}_1 \tilde{h} \tilde{A} + \tilde{c}_2 \tilde{H} \tilde{A} + \\ + \frac{m_{\tilde{h}}^2}{2} \tilde{h}^2 + \frac{m_{\tilde{H}}^2}{2} \tilde{H}^2 + \frac{m_{\tilde{A}}^2}{2} \tilde{A}^2 + m_{H^\pm}^2 H^+ H^- + I_i. \quad (4)$$

Требование отсутствия линейного слагаемого  $\tilde{c}_0 = 0$  определяет  $\operatorname{Im} \mu_{12}^2$ , а зависимость  $\operatorname{Re} \mu_{12}^2$  следует из требования наличия нулевого элемента симметричной  $4 \times 4$  матрицы в системе  $\tilde{h}$ ,  $\tilde{H}$ ,  $\tilde{A}$ ,  $\tilde{G}^0$  (явные зависимости  $\operatorname{Im} \mu_{12}^2$ ,  $\operatorname{Re} \mu_{12}^2$  представлены в табл. 1). Функции  $\tilde{c}_{1,2}$  имеют вид

$$\tilde{c}_1 = -v^2 (c_{\tilde{\alpha}+\beta} f_{\lambda_5^-} - 2s_{\tilde{\alpha}} c_\beta f_{\lambda_6} + 2c_{\tilde{\alpha}} s_\beta f_{\lambda_7}) / 2, \quad (5)$$

$$\tilde{c}_2 = -v^2 [s_{\tilde{\alpha}+\beta} f_{\lambda_5^+} - 2c_{\tilde{\alpha}} c_\beta f_{\lambda_6} + 2s_{\tilde{\alpha}} s_\beta f_{\lambda_7}] / 2, \quad (6)$$

$$f_{\lambda_5^\pm} = c_{2(\theta-\xi)} \operatorname{Im} \lambda_5 \pm s_{2(\theta-\xi)} \operatorname{Re} \lambda_5, \quad (7)$$

$$f_{\lambda_{6,7}} = c_{\theta-\xi} \operatorname{Im} \lambda_{6,7} + s_{\theta-\xi} \operatorname{Re} \lambda_{6,7}.$$

На втором этапе с помощью ортогонального вращения  $A$  перейдем к физическим состояниям  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_3$ :

$$(\tilde{h}, \tilde{H}, \tilde{A})^T = A(H_1, H_2, H_3)^T. \quad (8)$$

Массы бозонов Хиггса тогда являются решениями Кардано ( $m_{H_1}^2 \leq m_{H_2}^2 \leq m_{H_3}^2$ ) [16, 25]

$$m_{H_{1,2}}^2 = 2\sqrt{(-q)} \cos\left(\frac{\Theta \pm 2\pi}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \\ m_{H_3}^2 = 2\sqrt{(-q)} \cos\left(\frac{\Theta}{3}\right) - \frac{a_2}{3}, \quad (9)$$

Таблица 1. Представления параметров  $\mu_i^2$  в локальном минимуме

Константа	$\mu_1^2$	$\mu_2^2$	$\text{Re } \mu_{12}^2$	$\text{Im } \mu_{12}^2$
$\lambda_1$	$v_1^2$	0	0	0
$\lambda_2$	0	$v_2^2$	$f_2$	0
$\lambda_3$	$\frac{1}{2}v_2^2$	$\frac{1}{2}v_1^2$	0	0
$\lambda_4$	$\frac{1}{2}v_2^2$	$\frac{1}{2}v_1^2$	0	0
$\text{Re } \lambda_5$	$\frac{1}{2}v_2^2$	$\frac{1}{2}v_1^2$	$f_5^{\text{Re}}$	$v_1 v_2 s_\theta$
$\text{Im } \lambda_5$	$-\frac{1}{2}v_2^2 t_\theta$	$-\frac{1}{2}v_1^2 t_\theta$	$f_5^{\text{Im}}$	$\frac{1}{2}v_1 v_2 c_{2\theta} c_\theta^{-1}$
$\text{Re } \lambda_6$	$\frac{1}{2}v_1 v_2 (2 + c_{2\theta}) c_\theta^{-1}$	$\frac{1}{2}v_1^2 c_\theta^{-1} t_\beta^{-1}$	$\frac{1}{2}v_2^2 c_\beta^2$	$\frac{1}{2}v_1^2 t_\theta$
$\text{Im } \lambda_6$	$-v_1 v_2 s_\theta$	0	$f_6^{\text{Im}}$	$\frac{1}{2}v_1^2$
$\text{Re } \lambda_7$	$\frac{1}{2}v_2^2 c_\theta^{-1} t_\beta$	$\frac{1}{2}v_1 v_2 (2 + c_{2\theta}) c_\theta^{-1}$	$f_7^{\text{Re}}$	$\frac{1}{2}v_2^2 t_\theta$
$\text{Im } \lambda_7$	0	$-v_1 v_2 s_\theta$	$f_7^{\text{Im}}$	$\frac{1}{2}v_2^2$
$\text{Re } \mu_{12}^2$	$-t_\beta c_\theta^{-1}$	$-t_\beta^{-1} c_\theta^{-1}$	—	$-t_\theta$
$\text{Im } \mu_{12}^2$	0	0	$f_{12}^{\text{Im}}$	—
$m_A^2$	0	0	$f_A$	0

Примечание.

$$f_A^{-1} = c_\beta^3 s_\beta^{-1} c_\theta^{-1} + c_\xi s_{2\beta} + s_\beta^3 c_\beta^{-1} c_\theta^{-1}, \quad f_{12}^{\text{Im}} = -f_A s_{2\beta} s_\xi,$$

$$f_2 = -v^2 \frac{c_\theta s_{2\beta}^3 s_\theta^2 + \xi}{3 + (1 - c_\theta c_\xi)(c_\beta^4 - 3s_{2\beta}^2/2) + s_\beta^4 + c_\theta c_\xi (1 - s_\beta^4)},$$

$$f_5^{\text{Re}} = v^2 f_A (c_\beta^4 c_\xi^2 + c_\theta^2 s_\beta^4 + c_\beta c_\theta - \xi s_\beta s_{2\beta}),$$

$$f_5^{\text{Im}} = -v^2 f_A [(s_{2\beta}^2 s_\theta - \xi + s_\beta^4 (s_{2\theta} + t_\theta) + c_\beta^4 (t_\theta - s_{2\xi}))]/2,$$

$$f_6^{\text{Im}} = v^2 f_A c_\beta^3 s_\beta s_\xi,$$

$$f_7^{\text{Re}} = v^2 f_A t_\beta [c_\beta^4 (4c_{\theta+2\xi} - 2c_{2\theta} c_\theta^{-1}) + 2s_\beta^4 c_\theta^{-1} + s_{2\beta}^2 (2c_\xi - c_{2\theta+\xi})]/4,$$

$$f_7^{\text{Im}} = v^2 f_A s_{2\beta} [2c_\beta^2 c_\xi s_{\theta+\xi} + s_\beta^2 (2s_\xi + s_{2\theta+\xi})]/2.$$

где

$$\Theta = \arccos \frac{r}{\sqrt{-q^3}}, \quad r = \frac{1}{54}(9a_1a_2 - 27a_0 - 2a_2^3), \quad q = \frac{1}{9}(3a_1 - a_2^2),$$

$$a_1 = m_h^2 m_H^2 + m_h^2 m_A^2 + m_H^2 m_A^2 - \tilde{c}_1^2 - \tilde{c}_2^2, \quad (10)$$

$$a_2 = -m_h^2 - m_H^2 - m_A^2,$$

$$a_0 = \tilde{c}_1^2 m_H^2 + \tilde{c}_2^2 m_h^2 - m_h^2 m_H^2 m_A^2.$$

Элементы матрицы  $A$  определяются в виде  $A_{ij} = a_{ij}/n_j$  [16, 20, 25], где  $n_j = \pm(a_{1j}^2 + a_{2j}^2 + a_{3j}^2)^{1/2}$ ,

$$a_{11} = [(m_H^2 - m_{H_1}^2)(m_A^2 - m_{H_1}^2) - \tilde{c}_2^2],$$

$$a_{12} = -\tilde{c}_1 \tilde{c}_2,$$

$$a_{13} = -\tilde{c}_1(m_H^2 - m_{H_3}^2),$$

$$a_{21} = \tilde{c}_1 \tilde{c}_2,$$

$$a_{22} = -[(m_h^2 - m_{H_2}^2)(m_A^2 - m_{H_2}^2) - \tilde{c}_1^2], \quad (11)$$

$$a_{23} = -\tilde{c}_2(m_h^2 - m_{H_3}^2),$$

$$a_{31} = -\tilde{c}_1(m_H^2 - m_{H_1}^2),$$

$$a_{32} = \tilde{c}_2(m_h^2 - m_{H_2}^2),$$

$$a_{33} = (m_h^2 - m_{H_3}^2)(m_H^2 - m_{H_3}^2).$$

Рассмотренные выше результаты применимы для хиггсовского базиса общего вида в рамках ДДМ типа II и МССМ в случае явного и спонтанного СР-нарушения. Предельный переход к модели с явным СР-нарушением осуществляется при  $\theta = \xi = 0$ , переход к модели с СР-сохранением происходит при  $\tilde{c}_{1,2} = 0$ .

## 2. ХИГГСОВСКИЙ ПРЕДЕЛ НАСТРОЙКИ СВЯЗЕЙ В МОДЕЛИ С ЯВНЫМ СР-НАРУШЕНИЕМ

Будем предполагать, что наблюдаемый бозон Хиггса  $h_{125}$  соответствует нейтральному состоянию  $H_1$  с неопределенной СР-четностью. Тогда его взаимодействия с частицами СМ должны быть близки к предсказанным в рамках СМ  $g_{H_1 uu} \simeq g_{H_1 dd} \simeq g_{H_1 VV} \simeq 1$ , где  $u, d$  — верхние и нижние фермионы,  $V$  — калибровочные бозоны,  $g = g_{\text{THDM}}/g_{\text{SM}}$ .

В ДДМ типа II с явным СР-нарушением подобные взаимодействия могут быть представлены в виде [16, 25]

$$\begin{aligned} g_{h_1 V V} &= c_{\alpha-\beta} A_{21} - s_{\alpha-\beta} A_{11}, \\ g_{h_1 u u} &= (s_{\alpha} A_{21} + c_{\alpha} A_{11} - i c_{\beta} A_{31} \gamma_5) / s_{\beta}, \\ g_{h_1 d d} &= (c_{\alpha} A_{21} - s_{\alpha} A_{11} - i s_{\beta} A_{31} \gamma_5) / c_{\beta}, \end{aligned} \quad (12)$$

где здесь и далее обозначение  $h_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) отражает тот факт, что  $\theta = \xi = 0$ . Можно заметить, что поскольку во взаимодействиях с бозоном Хиггса значительных эффектов, нарушающих СР-симметрию, обнаружено не было, параметр  $a_{31} \simeq 0$ . В пределе СР-сохранения параметры  $A_{ij} = 0$  ( $i \neq j$ ) взаимодействия описываются  $g_{h_1 u u} \simeq c_{\alpha} / s_{\beta}$ ,  $g_{h_1 d d} \simeq -s_{\alpha} / c_{\beta}$ ,  $g_{h_1 V V} \simeq s_{\beta-\alpha}$ , что приводит к известному в литературе хиггсовскому пределу настройки связей ДДМ с СР-сохранением  $\beta - \alpha \simeq \pi/2$  [26]. Анализ зависимости  $A_{31}$ , см. (11), приводит к требованию I)  $c_1 \simeq 0$  или II)  $m_H \simeq m_{h_1}^2$  (здесь и далее  $c_i = \tilde{c}_i$  при  $\theta = \xi = 0$ ). Исследование хиггсовского предела настройки связей для найденных случаев с учетом явных представлений  $A_{ij}$ , (11), позволяет получить две возможности его реализации [12]:

$$\begin{aligned} \text{I: } & \beta - \alpha \simeq \pi/2, \quad \text{Im } \mu_{12}^2 \simeq 0, \\ \text{II: } & m_H \simeq m_{h_1}, \quad \text{Im } \mu_{12}^2 \simeq 0. \end{aligned} \quad (13)$$

### 3. СР-НАРУШАЮЩИЕ ЭФФЕКТЫ В СЕКТОРЕ ХИГГСА

Взаимодействия дополнительных нейтральных бозонов Хиггса в модели с явным СР-нарушением представлены в табл. 2, см. [12]. Можно заметить, что в случае реализации предела настройки связей I взаимодействия с калибровочными бозонами сильно подавлены, а наблюдение СР-нарушающих эффектов будет возможно только во взаимодействиях с наиболее тяжелым нейтральным скаляром. Эффекты с нарушением СР-симметрии будут особенно заметны при значениях матричных элементов  $A_{32}$  и  $A_{33}$  порядка 1.

Численные оценки матричных элементов  $A_{32}$  и  $A_{33}$  проведем в частном случае ДДМ–МССМ, поскольку в ее рамках число свободных параметров можно редуцировать до шести  $M_{\text{SUSY}}$ ,  $\text{tg } \beta$ ,  $m_{H^{\pm}}$ ,  $|A_t|$ ,  $|\mu|$ ,  $\varphi$ , где предполагается  $A_t = A_b$ ,  $\arg(A_t \mu) \equiv \varphi$ . Используемые явные представления для радиационных поправок к параметрам  $\lambda_i$ , а также обсуждение модельных приближений можно найти в [16]. В соответствии с СРХ-сценарием [27] будем предполагать, что  $|\mu| = 4M_{\text{SUSY}}$ ,  $|A_{t,b}| = 2M_{\text{SUSY}}$ .

Условие  $\text{Im } \mu_{12}^2 \simeq 0$ , справедливое для обоих случаев реализации хиггсовского предела настройки связей, проанализируем при наборах параметров  $M_{\text{SUSY}} = \{2, 5, 10\}$  ТэВ и  $\text{tg } \beta = \{5, 10, 20\}$ , что позволит

**Таблица 2. Нормированные вершины взаимодействия нейтральных бозонов Хиггса  $h_{2,3}$  с частицами СМ в пределе настройки связей I и II**

$g$	I	II
$h_2uu$	$-A_{22}t_\beta^{-1}$	$(s_\alpha A_{22} + c_\alpha A_{12} - ic_\beta A_{32}\gamma_5)/s_\beta$
$h_3uu$	$-iA_{33}t_\beta\gamma_5$	$(s_\alpha A_{23} + c_\alpha A_{13} - ic_\beta A_{33}\gamma_5)/s_\beta$
$h_2dd$	$A_{22}t_\beta$	$(c_\alpha A_{22} - s_\alpha A_{12} - is_\beta A_{32}\gamma_5)/c_\beta$
$h_3dd$	$-iA_{33}t_\beta\gamma_5$	$(c_\alpha A_{23} - s_\alpha A_{13} - is_\beta A_{33}\gamma_5)/c_\beta$
$h_2VV$	0	$c_{\beta-\alpha}A_{22} + s_{\beta-\alpha}A_{12}$
$h_3VV$	0	$c_{\beta-\alpha}A_{23} + s_{\beta-\alpha}A_{13}$

однозначно получить значение фазы  $\varphi = \varphi_{\text{al}}$ . Анализ второго условия предела настройки связей и требования  $m_{h_1} = (125 \pm 3)$  ГэВ (в рамках ожидаемой теоретической точности) позволит определить разрешенные значения масс заряженных бозонов Хиггса.

Согласно проведенным численным оценкам *предел настройки связей типа II* не реализуется: минимальное значение  $m_{h_1} - m_H$  составляет  $\mathcal{O}(10)$  ГэВ, а значение  $|a_{33}|$  порядка  $\mathcal{O}(0, 1)$ .

В *пределе настройки связей типа I* значения  $\varphi_{\text{al}}$  при  $\text{tg } \beta = 20$  исключены условием  $m_{h_1} = (125 \pm 3)$  ГэВ. В случаях 1) небольших  $\text{tg } \beta$  (5) и больших  $M_{\text{SUSY}}$  (10 ТэВ) или 2) средних и больших  $\text{tg } \beta$  (10, 20) и  $M_{\text{SUSY}} = 2$  ТэВ фаза  $\varphi_{\text{al}}$  принимает значения 0 и  $180^\circ$ , что соответствует модели с CP-сохранением. В табл. 3 представлены параметрические наборы  $(\text{tg } \beta, M_{\text{SUSY}}, \varphi_{\text{al}}, m_{H^\pm})$ , удовлетворяющие условиям предела настройки связей типа I и требованию  $m_{h_1} = (125 \pm 3)$  ГэВ, где  $m_{H^\pm}^{\text{min}}$  соответствует нижней границе разрешенных значений массы заряженных бозонов Хиггса. Для данных параметрических наборов зависимость  $A_{33}$  от  $m_{H^\pm}$  меняется крайне слабо, и с точностью до  $\mathcal{O}(10^{-2})$  значения  $A_{33}$  являются константой (см. табл. 3).

**Таблица 3. Параметрические наборы  $(\text{tg } \beta, M_{\text{SUSY}}, \varphi_{\text{al}}, m_{H^\pm})$ , удовлетворяющие условиям предела настройки связей типа I и требованию  $m_{h_1} = (125 \pm 3)$  ГэВ,  $|\mu| = 4M_{\text{SUSY}}$ ,  $|A_{t,b}| = 2M_{\text{SUSY}}$**

Параметр	$M_{\text{SUSY}}$ , ТэВ			
	2	5	10	10
$\text{tg } \beta$	5	5	10	10
$\varphi_{\text{al}}, ^\circ$	66,1	97,5	94,4	105,8
$m_{H^\pm}^{\text{min}}, \text{ ГэВ}$	800	500	300	200
$ A_{33} $	0,33	0,06	0,02	0,20

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассматривается сектор Хиггса в общем базисе ДДМ типа II с явным и спонтанным СР-нарушением. Обсуждаются нетривиальные зависимости массовых состояний от ненулевых фаз, нарушающих СР-симметрию. В модели с явным СР-нарушением проанализирован хиггсовский предел настройки связей, реализация которого может осуществляться в двух модельных режимах (I и II). Условия для предела настройки связей типа I напоминают требования для модели в СР-сохраняющем пределе, однако содержат дополнительную связь. Предел настройки связей типа II характеризуется значениями масс дополнительных бозонов Хиггса порядка электрослабой шкалы  $M_{EW}$ .

Анализ хиггсовского предела настройки связей позволяет в общем виде предсказать возможные эффекты с СР-нарушением во взаимодействиях бозонов Хиггса с частицами СМ. Так, в случае реализации предела настройки связей типа I взаимодействия с калибровочными бозонами сильно подавлены, а наблюдение СР-нарушающих эффектов будет возможно только во взаимодействиях с наиболее тяжелым нейтральным скаляром, в то время как в пределе настройки связей типа II СР-нарушающие взаимодействия вероятны как для нейтрального бозона  $h_2$ , так и  $h_3$ .

Численное исследование вероятности наблюдения таких сигналов было проведено в рамках МССМ, где параметры мягкого нарушения суперсимметрии  $|A_{t,b}|$ ,  $\mu$  определялись в соответствии с СРХ-сценарием [27], и в пространстве параметров  $(M_{SUSY}, \text{tg } \beta)$  проводился подбор СР-нарушающей фазы  $\varphi$  и масс заряженных бозонов Хиггса, удовлетворяющих требованиям предела настройки связей и  $m_{h_1} = (125 \pm 3)$  ГэВ. Было обнаружено, что предел настройки связей типа II не реализуется, а предел настройки связей типа I возможен при: а) относительно небольших и средних значениях  $\text{tg } \beta$  и  $M_{SUSY}$  в пределе отщепления масс дополнительных бозонов Хиггса и б) средних значениях  $\text{tg } \beta$  и  $M_{SUSY} \sim 10$  ТэВ при  $m_{H^\pm} \sim M_{EW}$ . В рамках исследуемого сценария наблюдение сигналов с СР-нарушением в секторе Хиггса наиболее вероятно при характерном масштабе масс суперпартнеров  $M_{SUSY} \sim 2$  ТэВ и  $\text{tg } \beta = 5$ .

**Финансирование.** Настоящая работа была поддержана фондом развития теоретической физики и математики «Базис» (грант № 22-1-3-35-1).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aad G. et al. (ATLAS Collab.). Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC // Phys. Lett. B. 2012. V. 716. P. 1–29; arXiv:1207.7214 [hep-ex].

2. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)*. Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC // *Phys. Lett. B*. 2012. V. 716. P. 30–61; arXiv: 1207.7235 [hep-ex].
3. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. Combined Measurements of Higgs Boson Production and Decay Using up to  $80 \text{ fb}^{-1}$  of Proton–Proton Collision Data at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  Collected with the ATLAS Experiment // *Phys. Rev. D*. 2020. V. 101. P. 012002; arXiv:1909.02845 [hep-ex].
4. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. CP Properties of Higgs Boson Interactions with Top Quarks in the  $t\bar{t}H$  and  $tH$  Processes Using  $H \rightarrow \gamma\gamma$  with the ATLAS Detector // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125, No. 6. P. 061802; arXiv:2004.04545 [hep-ex].
5. *Tumasyan A. et al. (CMS Collab.)*. Analysis of the CP Structure of the Yukawa Coupling between the Higgs Boson and  $\tau$  Leptons in Proton–Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  // *JHEP*. 2022. V. 06. P. 012; arXiv:2110.04836 [hep-ex].
6. *Gunion J.F., Haber H.E., Kane G.L., Dawson S.* The Higgs Hunter’s Guide. Brookhaven Nat. Lab, 1989.
7. *Kraml S. et al.* // CP Studies and Non-Standard Higgs Physics. arXiv: hep-ph/0608079. 2006.
8. *Cline J.M.* Baryogenesis. arXiv:hep-ph/0609145. 2006.
9. *Carena M., Ellis J., Pilaftsis A., Wagner C.E.M.* Renormalization Group Improved Effective Potential for the MSSM Higgs Sector with Explicit CP Violation // *Nucl. Phys. B*. 2000. V. 586. P. 92–140; arXiv:hep-ph/0003180.
10. *Ellis J., Lee J.S., Pilaftsis A.* Electric Dipole Moments in the MSSM Reloaded // *JHEP*. 2008. V. 10. P. 049; arXiv:0808.1819 [hep-ph].
11. *Haber H.E., Keus V., Santos R.* P-Even, CP-Violating Signals in Scalar-Mediated Processes // *Phys. Rev. D*. 2022. V. 106, No. 9. P. 095038; arXiv:2206.09643 [hep-ph].
12. *Dubinin M.N., Fedotova E. Yu.* On Computation Precision of the Mass of the Lightest CP-Even Higgs Boson in Non-Standard Scenarios of the MSSM // *Memoirs of the Faculty of Phys.* 2023. No. 4. P. 2341506.
13. *Navas S. et al. (Particle Data Group)*. Gauge and Higgs Bosons // *Phys. Rev. D*. 2024. V. 110. P. 030001.
14. *Misiak M., Steinhäuser M.* Weak Radiative Decays of the  $B$  Meson and Bounds on  $M_{H^\pm}$  in the Two-Higgs-Doublet Model // *Eur. Phys. J. C*. 2017. V. 77, No. 3. P. 201; arXiv:1702.04571 [hep-ph].
15. *Gonçalves D., Kong K., Kim J.H.* Probing the Top-Higgs Yukawa CP Structure in Dileptonic  $t\bar{t}h$  with  $M_2$ -Assisted Reconstruction // *JHEP*. 2018. V. 06. P. 079; arXiv:1804.05874 [hep-ph].
16. *Akhmetzyanova E., Dolgopолоv M., Dubinin M.* Violation of CP Invariance in the Two-Doublet Higgs Sector of the MSSM // *Phys. Part. Nucl.* 2006. V. 37. P. 677–734.
17. *Bagger J., Matchev K., Pierce D., Zhang R.* Precision Corrections in the Minimal Supersymmetric Standard Model // *Nucl. Phys. B*. 1997. V. 491. P. 3–67; arXiv:hep-ph/9606211.
18. *Heinemeyer S., Hollik W., Weiglein G.* The Masses of the Neutral CP-Even Higgs Bosons in the MSSM: Accurate Analysis at the Two-Loop Level // *Eur. Phys. J. C*. 1999. V. 9. P. 343–366; hep-ph/9812472.

19. *Carena M., Espinosa J. R., Quiros M., Wagner C. E. M.* Analytical Expressions for Radiatively Corrected Higgs Masses and Couplings in the MSSM // *Phys. Lett. B.* 1995. V. 355. P. 209–221; hep-ph/9504316.
20. *Akhmetzyanova E., Dolgoplov M., Dubinin M.* Higgs Bosons in the Two-Doublet Model with CP Violation // *Phys. Rev. D.* 2005. V. 71. P. 075008; arXiv:hep-ph/0405264.
21. *Haber H. E., Hempfling R., Hoang A. H.* Approximating the Radiatively Corrected Higgs Mass in the Minimal Supersymmetric Model // *Z. Phys. C.* 1997. V. 75. P. 539–554; arXiv:hep-ph/9609331.
22. *Bahl H., Hollik W.* Precise Prediction for the Light MSSM Higgs Boson Mass Combining Effective Field Theory and Fixed-Order Calculations // *Eur. Phys. J. C.* 2016. V. 76, No. 9. P. 499; arXiv:1608.01880 [hep-ph].
23. *Heinemeyer S., Hollik W., Weiglein G.* FeynHiggs: A Program for the Calculation of the Masses of the Neutral CP Even Higgs Bosons in the MSSM // *Comput. Phys. Commun.* 2000. V. 124. P. 76–89; arXiv:hep-ph/9812320.
24. *Carena M., Haber H. E., Heinemeyer S., Hollik W., Wagner C. E. M., Weiglein G.* Reconciling the Two-Loop Diagrammatic and Effective Field Theory Computations of the Mass of the Lightest CP–Even Higgs Boson in the MSSM // *Nucl. Phys. B.* 2000. V. 580. P. 29–57; arXiv:hep-ph/0001002.
25. *Dubinin M. N., Semenov A. V.* Triple and Quartic Interactions of Higgs Bosons in the Two-Higgs-Doublet Model with CP Violation // *Eur. Phys. J. C.* 2003. V. 28. P. 223–236; arXiv:hep-ph/0206205.
26. *Asner D. M. et al.* ILC Higgs White Paper. arXiv:1310.0763[hep-ph]. 2013.
27. *Carena M., Ellis J. R., Pilaftsis A., Wagner C. E. M.* CP Violating MSSM Higgs Bosons in the Light of LEP-2 // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 495. P. 155–163; arXiv:hep-ph/0009212.