

УДК 517.958:539.12-1

ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ХИГГСА В НЕМИНИМАЛЬНОЙ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Т. В. Волкова¹, М. В. Долгополов¹, М. Н. Дубинин², Э. Н. Рыкова¹¹ Самарский государственный университет, Россия, 443011, Самара, ул. Академика Павлова, 1.² Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы.

E-mails: milandiya@yandex.ru, mikhaildolgopолоv@rambler.ru, dubinin@theory.sinp.msu.ru, elzarykova@rambler.ru

Представлен хиггсовский сектор неминимальной суперсимметричной стандартной модели с нарушением CP-инвариантности в суперпотенциале и в секторе мягкого нарушения суперсимметрии. Рассмотрены однопетлевые поправки к параметрам эффективного потенциала и получены значения масс нейтральных бозонов Хиггса.

Ключевые слова: сектор Хиггса, неминимальная суперсимметричная стандартная модель, массы бозонов Хиггса, эффективный потенциал Хиггса.

Введение. Хорошо известно, что неминимальная суперсимметричная стандартная модель (НМССМ) [1–8] обеспечивает решение так называемой « μ -проблемы» [9] минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ) с помощью введения дополнительного синглетного суперполя S . Вопрос о порядке величины параметра μ хиггсовского суперпотенциала (« μ -проблема»), содержащего до нарушения суперсимметрии член вида $\mu H_1 H_2$, оправданно возникает в МССМ, поскольку естественные значения для параметра μ — либо нуль, либо планковский масштаб. Первое весьма нежелательно, так как приводит к ненаблюдаемому экспериментально аксиону, когда электрослабая симметрия спонтанно нарушается, а второе не представляет интереса, поскольку планковский масштаб параметра μ воспроизводит известную проблему калибровочных иерархий. В связи с необходимостью исключения явно нарушающего CP-инвариантность сильных взаимодействий θ -члена квантовой хромодинамики есть основания полагать, что μ имеет порядок $\mathcal{O}(M_W)$ или немного более, хотя для этого нужно расширить хиггсовский сектор для получения невидимого аксиона [9–17]. В чём причина того, что величина μ должна быть на 15–17 порядков меньше по сравнению с массой Планка, и есть основное содержание « μ -проблемы» МССМ. Также относительно малое значение μ приводит к «собственной» проблеме иерархии МССМ, состоящей в большом отличии параметра μ от масштаба нарушения суперсимметрии M_{SUSY} . Условия для электрослабого нарушения симметрии требуют, чтобы значение μ было порядка массы Z -бозона. Кроме того, МССМ имеет ряд ограничений на область параметров, совместную с исследования-

Татьяна Васильевна Волкова, магистрант, лаб. математической физики. *Михаил Вячеславович Долгополов* (к.ф.-м.н., доц.), доцент, каф. общей и теоретической физики. *Михаил Николаевич Дубинин* (д.ф.-м.н.), ведущий научный сотрудник, отдел теоретической физики высоких энергий. *Эльза Нуровна Рыкова* (к.ф.-м.н.), старший преподаватель, каф. общей и теоретической физики.

ми на LHC, что требует рассмотрения эффективных сценариев за рамками МССМ.

В общем случае решение « μ -проблемы» естественно появляется в суперструнных E_6 моделях, где билинейные члены суперпотенциала запрещены калибровочной симметрией. Такие модели содержат несколько пар дублетов Хиггса и несколько синглетных полей S_i . Если при низких энергиях эффективно остаются только одна пара дублетов Хиггса и один синглет, то сектор Хиггса содержит член $\lambda \hat{S}(\hat{H}_1 \epsilon \hat{H}_2)$. Подобная модель включает только одно добавочное синглетное суперполе и почти то же количество параметров, что и МССМ. Поэтому в этом смысле она является простейшим расширением МССМ. В результате спонтанного нарушения симметрии на электрослабом масштабе суперполе \hat{S} приобретает ненулевую величину вакуумного ожидания ($\langle S \rangle \equiv s/\sqrt{2}$) и генерируется требуемый эффективный μ -член $\mu H_1 H_2$, где $\mu = \lambda s/\sqrt{2}$.

Модели упомянутого типа имеют глобальную симметрию $SU(2) \times [U(1)]^2$. Как уже упоминалось, спонтанное нарушение расширенной глобальной симметрии приводит к появлению безмассовой CP -нечётной скалярной частицы — PQ-аксиона [18]. Его можно исключить, если ввести в суперпотенциал кубический по новому синглетному суперполю \hat{S} член, явно нарушающий добавочную глобальную симметрию $U(1)$. Тогда суперпотенциал сектора Хиггса модели НМССМ имеет вид

$$W_H = \lambda \hat{S}(\hat{H}_1 \epsilon \hat{H}_2) + \frac{1}{3} \kappa \hat{S}^3.$$

Эффективный μ -член, возникающий при вакуумном среднем S порядка масштаба нарушения суперсимметрии, будет иметь порядок электрослабого, если масштаб нарушения суперсимметрии M_{SUSY} не очень велик по сравнению с массой W -бозона. В этом смысле НМССМ есть простейшее суперсимметричное расширение Стандартной модели, в котором электрослабая шкала возникает исключительно из шкалы нарушения суперсимметрии. В рамках НМССМ более естественно (с точки зрения подбора параметров) выглядит ненаблюдаемость лёгкого нейтрального CP -чётного бозона Хиггса на LEP2 [19]. Хотя симметрии НМССМ могут привести к возможности проблемы космологической доменной стенки [20], этого можно избежать введением подходящих ненормируемых операторов [21–26], которые не дают большие вклады синглетных диаграмм-головастиков (tadpole diagrams). Эти дополнительные операторы могут быть выбраны достаточно малыми для того, чтобы не изменить низкоэнергетическую феноменологию.

В дополнение к полям МССМ НМССМ содержит еще CP -чётный и CP -нечётный бозоны Хиггса, а также еще одно нейтрально. Новые поля смешиваются с соответствующими полями МССМ, приводя к более интересной и сложной феноменологии: возможности существования очень лёгкого нейтрально [27] как кандидата на роль частиц темной материи, увеличения ограничения сверху на массу легчайшего бозона Хиггса по сравнению с МССМ [28] и возможности существования очень лёгкого бозона Хиггса [29, 30] или невидимого бозона Хиггса. Эти свойства НМССМ могут существенно модифицировать известные предсказания МССМ для экспериментов на LHC.

В данной работе исследуется эффективный хиггсовский потенциал

НМССМ в случае, когда его CP -инвариантность явно нарушена. Проводится диагонализация массового члена этого потенциала в локальном минимуме. Вычислены однопетлевые поправки к параметрам эффективного потенциала, обусловленные взаимодействиями полей Хиггса с третьим поколением скалярных кварков, а также с суперпартнерами калибровочного сектора, получены физические состояния бозонов Хиггса и их массы.

1. Структура сектора Хиггса НМССМ. Рассмотрим общую модель хиггсовского сектора с двумя дублетами комплексных полей Φ_1 , Φ_2 и одним синглетом поля S :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+(x) \\ \phi_1^0(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i\omega_1^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + \eta_1 + i\chi_1) \end{pmatrix},$$

$$\Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+(x) \\ \phi_2^0(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i\omega_2^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 + \eta_2 + i\chi_2) \end{pmatrix},$$

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_3 + s_1 + is_2).$$

Наиболее общая калибровочно-инвариантная перенормируемая форма потенциала имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} U(\Phi_1, \Phi_2, S) = & -\mu_1^2(\Phi_1^\dagger\Phi_1) - \mu_2^2(\Phi_2^\dagger\Phi_2) - \mu_3^2(S^\dagger S) + \\ & + \frac{\lambda_1}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2}(\Phi_2^\dagger\Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \\ & + \frac{\lambda_5}{2}(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_2) + \frac{\lambda_5^*}{2}(\Phi_2^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_1) + \\ & + \lambda_6(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_1^\dagger\Phi_1) + \lambda_6^*(\Phi_2^\dagger\Phi_1)(\Phi_1^\dagger\Phi_1) + \lambda_7(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \lambda_7^*(\Phi_2^\dagger\Phi_1)(\Phi_2^\dagger\Phi_2) + \\ & + k_1(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(S^\dagger S) + k_2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(S^\dagger S) + k_3(\Phi_1^\dagger\Phi_2)(S^\dagger S^\dagger) + k_3(\Phi_2^\dagger\Phi_1)(SS) + \\ & + k_4(S^\dagger S)^2 + k_5(\Phi_1^\dagger\Phi_2)S + k_5(\Phi_2^\dagger\Phi_1)S^\dagger + k_6S^3 + k_6(S^\dagger)^3. \end{aligned}$$

Потенциал инвариантен относительно группы $SU(2) \times U(1) \times Z_3$, при этом поля бозонов Хиггса относительно Z_3 преобразуются следующим образом:

$$\Phi_1 \rightarrow \exp[i(2m\pi/3)]\Phi_1, \quad \Phi_2 \rightarrow \Phi_2, \quad S \rightarrow \exp[i(2n\pi/3)]S,$$

где m и n — целые числа (в частности, $(m, n) = (1, 1)$ или $(2, 2)$).

Вакуумные ожидания хиггсовских дублетов и синглета выберем в виде

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}, \quad \langle S \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}v_3.$$

В древесном приближении на масштабе энергии нарушения суперсимметрии параметры эффективного потенциала λ_i являются действительными и

выражаются граничными условиями через константы связи g_1 и g_2 электро-слабой группы калибровочной симметрии $SU(2) \times U(1)$:

$$\begin{aligned}\lambda_1(M_{\text{SUSY}}) &= \lambda_2(M_{\text{SUSY}}) = \frac{1}{4} (g_2^2(M_{\text{SUSY}}) + g_1^2(M_{\text{SUSY}})), \\ \lambda_3(M_{\text{SUSY}}) &= \frac{1}{4} (g_2^2(M_{\text{SUSY}}) - g_1^2(M_{\text{SUSY}})), \quad \lambda_4(M_{\text{SUSY}}) = -\frac{1}{2}g_2^2(M_{\text{SUSY}}), \\ \lambda_5(M_{\text{SUSY}}) &= \lambda_6(M_{\text{SUSY}}) = \lambda_7(M_{\text{SUSY}}) = 0.\end{aligned}$$

Параметры k_i определяются следующим образом: $k_1 = |\lambda|^2$, $k_2 = |\lambda|^2$, $k_3 = \lambda k^*$, $k_4 = |k|^2$, $k_5 = \lambda A_\lambda$, $k_6 = k A_k/3$, что соответствует обозначениям работы [31].

2. Однопетлевые поправки к параметрам эффективного потенциала. В данной статье применяется метод, развитый авторами в работах [32–35]. Вычисления проводились диаграммным способом с использованием потенциала мягкого нарушения суперсимметрии, включающего взаимодействия бозонов Хиггса с третьим поколением суперпартнеров кварков. В рамках этого подхода радиационные поправки к параметрам эффективного потенциала $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_7$ и k_1, k_2, \dots, k_6 получены путём явного расчёта однопетлевых диаграмм с четырьмя внешними линиями. При этом параметры $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_7$ и k_1, k_2, \dots, k_6 аналитически выражаются через параметры взаимодействия сектора «скалярные кварки – бозоны Хиггса».

Члены суперсимметричного скалярного потенциала, содержащие члены взаимодействия бозонов Хиггса со скалярными кварками третьего поколения, определяются следующим образом [36]:

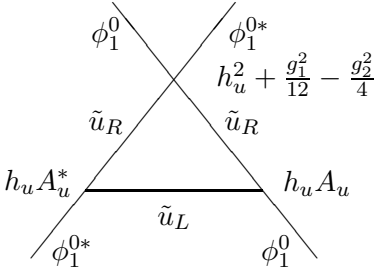
$$\begin{aligned}V \supset & |h_u(\tilde{Q}\epsilon\Phi_1)|^2 + |h_d(\tilde{Q}\epsilon\Phi_2)|^2 + |h_u\tilde{u}_R^*\Phi_1^0|^2 + |h_d\tilde{d}_R^*\Phi_2^0|^2 + |h_u\tilde{u}_R^*\tilde{u}_L - \lambda S\Phi_2^0|^2 + \\ & + |h_d\tilde{d}_R^*\tilde{d}_L - \lambda S\Phi_1^0|^2 + 4|\Phi_2^\dagger\tilde{Q}|^2 - 2(\Phi_2^\dagger\Phi_2)(\tilde{Q}^\dagger\tilde{Q}) + 4|\Phi_1^\dagger\tilde{Q}|^2 - 2(\Phi_1^\dagger\Phi_1)(\tilde{Q}^\dagger\tilde{Q}) + \\ & + \frac{g_1^2}{2} \left(\frac{1}{6}\tilde{Q}^\dagger\tilde{Q} - \frac{2}{3}\tilde{u}_R^*\tilde{u}_R + \frac{1}{3}\tilde{d}_R^*\tilde{d}_R + \frac{1}{2}\Phi_1^\dagger\Phi_1 - \frac{1}{2}\Phi_2^\dagger\Phi_2 \right)^2 + \\ & + (\tilde{u}_R^*h_uA_u(\tilde{Q}^\top\epsilon\Phi_1) - \tilde{d}_R^*h_dA_d(\tilde{Q}^\top\epsilon\Phi_2) + \text{э.с.}).\end{aligned}$$

В результате вычислений получаем следующие аналитические выражения для поправок:

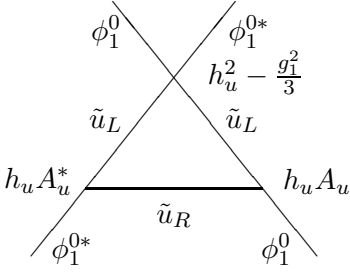
$$\begin{aligned}\Delta\lambda_1 &= h_u^4A_u^4I_2(m_U, m_Q) + h_u^4A_u^2I_1(m_U, m_Q) + h_u^4A_u^2I_1(m_Q, m_U) - \\ & - \frac{g_1^2}{3}h_u^2A_u^2I_1(m_U, m_Q) + \left(\frac{g_1^2}{12} - \frac{g_2^2}{4} \right) h_u^2A_u^2I_1(m_Q, m_U),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_2 &= h_d^4A_d^4I_2(m_D, m_Q) + h_d^4A_d^2I_1(m_D, m_Q) + h_d^4A_d^2I_1(m_Q, m_D) - \\ & - \frac{g_1^2}{6}h_d^2A_d^2I_1(m_D, m_Q) + \left(-\frac{g_1^2}{12} - \frac{g_2^2}{4} \right) h_d^2A_d^2I_1(m_Q, m_D),\end{aligned}$$

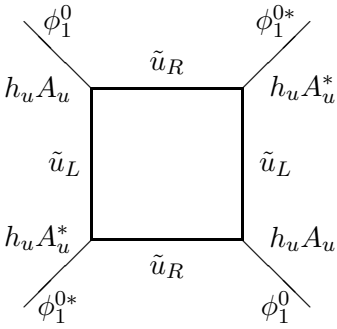
$$\Delta k_1 = \lambda^2 h_d^2 I(m_Q, m_D), \quad \Delta k_2 = \lambda^2 h_u^2 I(m_Q, m_U).$$



$$\left(h_u^2 + \frac{g_1^2}{12} - \frac{g_2^2}{4}\right) h_u^2 |A_u|^2 I_1(m_U, m_Q)$$



$$\left(h_u^2 - \frac{g_1^2}{3}\right) h_u^2 |A_u|^2 I_1(m_Q, m_U)$$



$$h_u^4 |A_u|^4 I_2(m_Q, m_U)$$

Однопетлевые диаграммы Фейнмана и поправки в параметр λ_1 эффективного потенциала

Интегралы I_i были рассчитаны ранее в работах [35, 37–39]. Для случая разных масс скалярных кварков получаем

$$\begin{aligned} I(m_1, m_2) &= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{i}{(k^2 - m_1^2)(k^2 - m_2^2)} \equiv \frac{1}{16\pi^2} B_0(m_1^2, m_2^2) = \\ &= \frac{1}{16\pi^2} \log\left(\frac{m_1^2}{m_2^2}\right) - \frac{m_2^2}{m_1^2 - m_2^2} \log\left(\frac{m_2^2}{m_1^2}\right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_1(m_1, m_2) &= \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{i}{(k^2 - m_1^2)^2(k^2 - m_2^2)} \equiv \frac{1}{16\pi^2} C_0(m_2^2, m_1^2) = \\ &= \frac{1}{m_1^2 - m_2^2} \left(1 + \frac{m_2^2}{m_1^2 - m_2^2} \log\left(\frac{m_2^2}{m_1^2}\right)\right), \end{aligned}$$

$$I_2(m_1, m_2) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{i}{(k^2 - m_1^2)^2 (k^2 - m_2^2)^2} \equiv \frac{1}{16\pi^2} D_0(m_1^2, m_2^2) =$$

$$= \frac{2}{(m_1^2 - m_2^2)^2} + \frac{m_1^2 + m_2^2}{(m_2^2 - m_1^2)^3} \log \left(\frac{m_1^2}{m_2^2} \right).$$

3. Массовые состояния бозонов Хиггса в НМССМ. Для получения физических состояний бозонов Хиггса необходимо выполнение условий существования локального минимума потенциала U в пространстве (v_1, v_2, v_3) :

$$\mu_1^2 = \frac{1}{2} (v^2 \lambda_1 \cos^2 \beta + v^2 (\lambda_3 + \lambda_4 + \operatorname{Re} \lambda_5) \sin^2 \beta +$$

$$+ v^2 \sin \beta (3 \operatorname{Re} \lambda_6 \cos \beta + \operatorname{Re} \lambda_7 \tan \beta)) +$$

$$+ \frac{1}{2} k_1 v_3^2 + \left(\frac{1}{2} \operatorname{Re} k_3 v_3 + \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{Re} k_5 \right) v_3 \tan \beta,$$

$$\mu_2^2 = \frac{1}{2} (v^2 \lambda_2 \sin^2 \beta + v^2 (\lambda_3 + \lambda_4 + \operatorname{Re} \lambda_5) \cos^2 \beta +$$

$$+ v^2 \cos \beta (3 \operatorname{Re} \lambda_7 \sin \beta + \operatorname{Re} \lambda_6 \cot \beta)) +$$

$$+ \frac{1}{2} k_2 v_3^2 + \left(\frac{1}{2} \operatorname{Re} k_3 v_3 + \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{Re} k_5 \right) v_3 \cot \beta,$$

$$\mu_3^2 = \frac{v^2}{2} \left(k_1 \cos^2 \beta + k_2 \sin^2 \beta + \left(\operatorname{Re} k_3 + \frac{1}{\sqrt{2} v_3} \operatorname{Re} k_5 \right) \sin 2\beta \right) +$$

$$+ \operatorname{Re} k_4 v_3^2 + \frac{3}{2} \operatorname{Re} k_6 v_3,$$

где $v^2 = v_1^2 + v_2^2$, $\tan \beta = v_2/v_1$. Они обеспечивают обращение в нуль линейных по полям членов η_1, η_2 .

В НМССМ симметрическая массовая матрица для нейтральных бозонов Хиггса в базисе $(\eta_1, \eta_2, s_1, A, s_2)$ с $A = -\chi_1 \sin \beta + \chi_2 \cos \beta$ имеет сложную структуру. В случае нарушения CP -инвариантности необходимо рассматривать всю 5×5 -матрицу, для которой собственные состояния не будут обладать определенной CP -чётностью.

Рассмотрим базис (H, A, h, s_1, s_2) с $h = -\eta_1 \sin \beta + \eta_2 \cos \beta$ и $H = \eta_1 \cos \beta + \eta_2 \sin \beta$, в котором симметрическая массовая 5×5 -матрица имеет вид

$$M^2 = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} & m_{15} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} & m_{25} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} & m_{35} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} & m_{45} \\ m_{51} & m_{52} & m_{53} & m_{54} & m_{55} \end{pmatrix},$$

где

$$m_{11} = \frac{v^2}{2} (\lambda_1 \cos^4 \beta + \lambda_2 \sin^4 \beta + 2(\lambda_3 + \lambda_4 + \operatorname{Re} \lambda_5) \cos^2 \beta \sin^2 \beta +$$

$$+ 4 \operatorname{Re} \lambda_6 \cos^3 \beta \sin \beta + 4 \operatorname{Re} \lambda_7 \cos \beta \sin^3 \beta),$$

$$m_{12} = \frac{1}{4} \left(3v^2 (\text{Im } \lambda_5 \sin 2\beta + \text{Im } \lambda_6 (1 + \cos 2\beta) + \text{Im } \lambda_7 (1 - \cos 2\beta)) - \right. \\ \left. - 2v_3 (v_3 \text{Im } k_3 + \sqrt{2} \text{Im } k_5) \right),$$

$$m_{13} = \frac{1}{8} v^2 (-\lambda_1 (\sin 2\beta + \sin 4\beta) + \lambda_2 (\sin 2\beta - \sin 4\beta) + \\ + 2(\lambda_3 + \lambda_4 + \text{Re } \lambda_5) \sin 4\beta + 4(\text{Re } \lambda_6 (\cos 2\beta + \cos 4\beta) + \\ + \text{Re } \lambda_7 (\cos 2\beta - \cos 4\beta)),$$

$$m_{14} = v \left(v_3 (k_1 \cos^2 \beta + k_2 \sin^2 \beta) + \left(v_3 \text{Re } k_3 + \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Re } k_5 \right) \sin 2\beta \right),$$

$$m_{15} = v \left(v_3 \text{Im } k_3 - \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Im } k_5 \right) \sin 2\beta,$$

$$m_{22} = -\frac{1}{8} \left(v^2 (2 \text{Re } \lambda_5 \sin 2\beta + \text{Re } \lambda_6 (1 + \cos 2\beta) + \text{Re } \lambda_7 (1 - \cos 2\beta)) + \right. \\ \left. + 2v_3 (v_3 \text{Re } k_3 + \sqrt{2} \text{Re } k_5) \right) \csc \beta \sec \beta,$$

$$m_{23} = \frac{1}{2} v^2 (\text{Im } \lambda_5 \cos 2\beta + (\text{Im } \lambda_7 - \text{Im } \lambda_6) \sin 2\beta),$$

$$m_{24} = -v \left(v_3 \text{Im } k_3 + \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Im } k_5 \right),$$

$$m_{25} = v \left(v_3 \text{Re } k_3 - \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Re } k_5 \right),$$

$$m_{33} = \frac{1}{16} \left(v^2 (\lambda_1 (1 - \cos 4\beta) + \lambda_2 (1 - \cos 4\beta)) + \right. \\ + 2(\lambda_3 + \lambda_4 + \text{Re } \lambda_5) (\cos 4\beta - 1) - 4(\text{Re } \lambda_6 (\cot \beta + \sin 4\beta) + \\ \left. + \text{Re } \lambda_7 (\tan \beta - \sin 4\beta)) - 4v_3 (\text{Re } k_3 v_3 + \sqrt{2} \text{Re } k_5) \csc \beta \sec \beta \right),$$

$$m_{34} = \frac{1}{2} v \left(v_3 (k_2 - k_1) \sin 2\beta + 2 \left(v_3 \text{Re } k_3 + \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Re } k_5 \right) \cos 2\beta \right),$$

$$m_{35} = v \cos 2\beta \left(v_3 \text{Im } k_3 - \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Im } k_5 \right),$$

$$m_{44} = v_3^2 k_4 - \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(\frac{v^2}{v_3} \text{Re } k_5 \sin \beta \cos \beta + 3v_3 \text{Re } k_6 \right),$$

$$m_{45} = v^2 \operatorname{Im} k_3 \sin \beta \cos \beta - 3\sqrt{2}v_3 \operatorname{Im} k_6,$$

$$m_{55} = -\frac{1}{4v_3} \left(v^2 (4 \operatorname{Re} k_3 v_3 + \sqrt{2} \operatorname{Re} k_5) \sin \beta \cos \beta + 9\sqrt{2}v_3^2 \operatorname{Re} k_6 \right).$$

Заключительные замечания. В работе рассмотрены массовые состояния модели НМССМ и вычислены параметры эффективного потенциала в однопетлевом приближении с учетом вкладов скалярных суперсимметричных частиц. Вычислены массы нейтральных CP -чётных и CP -нечётных бозонов Хиггса.

Разработана программа в среде *Mathematica* для расчёта собственных состояний массовой матрицы бозонов Хиггса в НМССМ (с учётом диагонализации в локальном минимуме). Возможен учёт поправок во все параметры эффективного потенциала, в том числе включая нарушение CP -инвариантности комплексными параметрами. Расчёт проводится с произвольной 5×5 -матрицей, проверки с предыдущими методами вычислений по 3×3 -матрице совпадают.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантом РФФИ 10-02-00525-а и частично в рамках госзаказа СамГУ 1.909.2011 и Соглашения 14.В37.21.1299 ФЦП. Э.Р. и Т.В. выражают благодарность за поддержку грантами 12-02-31795 КИАС РФФИ, Фонду Династия и МЦФФМ.

Авторы выражают признательность и благодарность В. П. Радченко и Оргкомитету Третьей международной конференции по математической физике и её приложениям за подготовку к изданию докладов и материалов конференции.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. H. P. Nilles, M. Srednicki, D. Wyler, "Weak interaction breakdown induced by supergravity" // *Phys. Lett. B*, 1983. Vol. 120, no. 4-6. Pp. 346-348.
2. J. M. Frère, D. R. T. Jones, S. Raby, "Fermion masses and induction of the weak scale by supergravity" // *Nucl. Phys. B*, 1983. Vol. 222, no. 1. Pp. 11-19.
3. J. P. Derendinger, C. A. Savoy, "Quantum effects and $SU(2) \times U(1)$ breaking in supergravity gauge theories" // *Nucl. Phys. B*, 1984. Vol. 237, no. 2. Pp. 307-328.
4. J. R. Ellis, J. F. Gunion, H. E. Haber, L. Roszkowski, F. Zwirner, "Higgs bosons in a nonminimal supersymmetric model" // *Phys. Rev. D*, 1989. Vol. 39, no. 3. Pp. 844-869.
5. M. Drees, "Supersymmetric models with extended Higgs sector" // *Int. J. Mod. Phys. A*, 1989. Vol. 4, no. 14. Pp. 3635-3651.
6. U. Ellwanger, M. Rausch de Traubenberg, C. A. Savoy, "Particle spectrum in supersymmetric models with a gauge singlet" // *Phys. Lett. B*, 1993. Vol. 315, no. 3-4. Pp. 331-337, arXiv: hep-ph/9307322.
7. U. Ellwanger, M. Rausch de Traubenberg, C. A. Savoy, "Phenomenology of supersymmetric models with a singlet" // *Nucl. Phys. B*, 1997. Vol. 492, no. 1. Pp. 21-50, arXiv: hep-ph/9611251.
8. S. F. King, P. L. White, "Resolving the constrained minimal and next-to-minimal supersymmetric standard models" // *Phys. Rev. D*, 1995. Vol. 52, no. 7. Pp. 4183-4216, arXiv: hep-ph/9505326.
9. J. E. Kim, H. P. Nilles, "The μ -problem and the strong CP-problem" // *Phys. Lett. B*, 1984. Vol. 138, no. 1-3. Pp. 150-154.
10. G. F. Giudice, A. Masiero, "A natural solution to the μ -problem in supergravity theories" // *Phys. Lett. B*, 1988. Vol. 206, no. 3. Pp. 480-484.
11. J. E. Kim, H. P. Nilles, "Gaugino condensation and the cosmological implications of the hidden sector" // *Phys. Lett. B*, 1991. Vol. 263, no. 1. Pp. 79-85.

12. E. J. Chun, J. E. Kim, H. P. Nilles, “A natural solution of the μ problem with a composite axion in the hidden sector” // *Nucl. Phys. B*, 1992. Vol. 370, no. 1. Pp. 105–122.
13. J.A. Casas and C. Muñoz, “A natural solution to the μ problem” // *Phys. Lett. B*, 1993. Vol. 306, no. 3–4. Pp. 288–294, arXiv: hep-ph/9302227.
14. G. Lopes Cardoso, D. Lüst, T. Mohaupt, “Moduli spaces and target space duality symmetries in $(0, 2)$ Z_N orbifold theories with continuous Wilson lines” // *Nucl. Phys. B*, 1994. Vol. 432, no. 1–2. Pp. 68–108, arXiv: hep-th/9405002.
15. I. Antoniadis, E. Gava, K. S. Narain, T. R. Taylor, “Effective μ -term in superstring theory” // *Nucl. Phys. B*, 1994. Vol. 432, no. 1–2. Pp. 187–204, arXiv: hep-th/9405024.
16. A. Brignole, L. E. Ibáñez, C. Muñoz, “Orbifold-induced μ term and electroweak symmetry breaking” // *Phys. Lett. B*, 1996. Vol. 387, no. 4. Pp. 769–774, arXiv: hep-ph/9607405.
17. K. Choi, J. S. Lee, C. Muñoz, “Supergravity radiative effects on soft terms and the μ term” // *Phys. Rev. Lett.*, 1998. no. 17. Pp. 3686–3689, arXiv: hep-ph/9709250.
18. R. D. Peccei, H. R. Quinn, “CP conservation in the presence of pseudoparticles” // *Phys. Rev. Lett.*, 1977. no. 25. Pp. 1440–1443.
19. M. Bastero-Gil, C. Hugonie, S. F. King, D. P. Roy, S. Vempati, “Does LEP prefer the NMSSM?” // *Phys. Lett. B*, 2000. Vol. 489, no. 3–4. Pp. 359–366, arXiv: hep-ph/0006198.
20. S. A. Abel, S. Sarkar, P. L. White, “On the cosmological domain wall problem for the minimally extended supersymmetric standard model” // *Nucl. Phys. B*, 1995. Vol. 454, no. 3. Pp. 663–681, arXiv: hep-ph/9506359.
21. C. Panagiotakopoulos, K. Tamvakis, “Stabilized NMSSM without domain walls” // *Phys. Lett. B*, 1999. Vol. 446, no. 3–4. Pp. 224–227, arXiv: hep-ph/9809475.
22. S. A. Abel, “Destabilising divergences in the NMSSM” // *Nucl. Phys. B*, 1996. Vol. 480, no. 1–2. Pp. 55–72, arXiv: hep-ph/9609323.
23. J. Bagger, E. Poppitz, L. Randall, “Destabilizing divergences in supergravity theories at two loops” // *Nucl. Phys. B*, 1995. Vol. 455, no. 1–2. Pp. 59–82, arXiv: hep-ph/9505244.
24. J. Bagger, E. Poppitz, “Destabilizing divergences in supergravity coupled supersymmetric theories” // *Phys. Rev. Lett.*, 1993. Vol. 71, no. 15. Pp. 2380–2382, arXiv: hep-ph/9307317.
25. H. P. Nilles, M. Srednicki, D. Wyler, “Constraints on the stability of mass hierarchies in supergravity” // *Phys. Lett. B*, 1983. Vol. 124, no. 5. Pp. 337–340.
26. U. Ellwanger, “Nonrenormalizable interactions from supergravity, quantum corrections and effective low-energy theories” // *Phys. Lett. B*, 1983. Vol. 133, no. 3–4. Pp. 187–191.
27. U. Ellwanger, C. Hugonie, “Topologies of the $(M + 1)$ SSM with a singlino LSP at LEP2” // *Eur. Phys. J. C*, 2000. Vol. 13, no. 4. Pp. 681–690, arXiv: hep-ph/9812427.
28. U. Ellwanger, C. Hugonie, “Masses and couplings of the lightest Higgs bosons in the $(M + 1)$ SSM” // *Eur. Phys. J. C*, 2002. Vol. 25, no. 2. Pp. 297–305, arXiv: hep-ph/9909260.
29. U. Ellwanger, J. F. Gunion, C. Hugonie, “NMHDECAY: A Fortran Code for the Higgs Masses, Couplings and Decay Widths in the NMSSM” // *JHEP*, 2005. Vol. 2005, no. 02, 066, arXiv: hep-ph/0406215.
30. U. Ellwanger, J. F. Gunion, C. Hugonie, S. Moretti, NMSSM Higgs discovery at the LHC, arXiv: hep-ph/0401228.
31. J. Ellis, J. F. Gunion, H. E. Haber, L. Roszkowski, F. Zwirner, “Higgs bosons in a nonminimal supersymmetric model” // *Phys. Rev. D*, 1989. Vol. 39, no. 3. Pp. 844–869.
32. Э. Н. Ахметзянова, М. В. Долгополов, М. Н. Дубинин, “Бозоны Хиггса в двухдублетной модели с нарушением CP-инвариантности” // *ЯФ*, 2005. Т. 68, № 11. С. 1913–1927; англ. пер.: E. N. Akhmetzyanova, M. V. Dolgoplov, M. N. Dubinin, “Higgs bosons in the two-doublet model involving CP violation” // *Phys. Atomic Nuclei*, 2005. Vol. 68, no. 11. Pp. 1851–1865.
33. Э. Н. Ахметзянова, М. В. Долгополов, М. Н. Дубинин, “Нарушение CP-инвариантности в двухдублетном хиггсовском секторе МССМ” // *ЭЧАЯ*, 2006. Т. 37, № 5. С. 1285–1382; англ. пер.: E. N. Akhmetzyanova, M. V. Dolgoplov, M. N. Dubinin, “Violation of CP invariance in the two-doublet higgs sector of the MSSM” // *Phys. Part. Nuclei*, 2006. Vol. 37, no. 5. Pp. 677–734.

34. E. N. Akhmetzyanova, M. V. Dolgoplov, M. N. Dubinin, “Higgs bosons in the two-doublet model with CP violation” // *Phys. Rev. D*, 2005. Vol. 71, no. 7, 075008. 24 pp., arXiv: hep-ph/0405264.
35. M. Dolgoplov, M. Dubinin, I. Erofeev, E. Rykova, Threshold corrections to the MSSM effective Higgs potential: gaugino and higgsino contributions: PoS(QFTHEP2011)068.
36. M. Maniatis, “The next-to-minimal supersymmetric extension of the standard model reviewed” // *Int. J. Mod. Phys. A*, 2010. Vol. 25, no. 18n19. Pp. 3505–3602.
37. А. О. Борисов, М. В. Долгополов, М. Н. Дубинин, Э. Н. Рыкова, “Аналитические выражения для пороговых поправок к температурному потенциалу Хиггса МССМ” // *ЯФ*, 2009. Т. 72, № 1. С. 175–180; англ. пер.: A. O. Borisov, M. V. Dolgoplov, E. N. Rykova, M. N. Dubinin, “Analytic expressions for threshold corrections to the finite-temperature higgs potential in the minimal supersymmetric standard model” // *Phys. Atomic Nuclei*, 2009. Vol. 72, no. 1. Pp. 167–172.
38. А. О. Борисов, М. В. Долгополов, “Однопетлевые поправки перенормировки поля в скалярном секторе МССМ” // *ЯФ*, 2010. Т. 73, № 6. С. 1130–1133; англ. пер.: A. O. Borisov, M. V. Dolgoplov, “One-loop wave-function renormalization corrections in the scalar sector of the Minimal Supersymmetric Standard Model” // *Phys. Atomic Nuclei*, 2010. Vol. 73, no. 6. Pp. 1093–1096.
39. M. Dolgoplov, M. Dubinin, E. Rykova, “Threshold corrections to the MSSM finite-temperature Higgs potential” // *J. Mod. Phys.*, 2011. Vol. 2. Pp. 301–322, arXiv: 0901.0524 [hep-ph].

Поступила в редакцию 26/XI/2012;
в окончательном варианте — 01/II/2013.

MSC: 81V35; 81T60

EFFECTIVE HIGGS POTENTIAL IN NEXT-TO-MINIMAL SUPERSYMMETRIC STANDARD MODEL

T. V. Volkova¹, M. V. Dolgoplov¹, M. N. Dubinin², E. N. Rykova¹

¹ Samara State University,
1, Academician Pavlov st., Samara, 443011, Russia.

² Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics,
Lomonosov Moscow State University,
Vorob'evy gory, Moscow, 119991, Russia.

E-mails: milandiya@yandex.ru, mikhaildolgoplov@rambler.ru,
dubinin@theory.sinp.msu.ru, elzarykova@rambler.ru

Higgs sector of the Next-to-Minimal Supersymmetric Model with CP violation in superpotential and in the soft supersymmetry breaking sector is considered. One-loop corrections to effective potential parameters were calculated and incorporated to the evaluation of neutral Higgs bosons masses.

Key words: *Higgs sector, nonminimal supersymmetric model, Higgs bosons masses, effective Higgs potential.*

Original article submitted 26/XI/2012;
revision submitted 01/II/2013.

Tatiana V. Volkova, Magistant, Lab. of Mathematical Physics.

Mikhail V. Dolgoplov (Ph.D. (Phys. & Math.)), Associate Professor, Dept. of General & Theoretical Physics. Mikhail N. Dubinin (Dr. Sci. (Phys. & Math.)), Leading Researcher, Division of Theoretical High Energy Physics. Elza N. Rykova (Ph.D. (Phys. & Math.)), Senior Lecturer, Dept. of General & Theoretical Physics.