

БОЗОНЫ ХИГГСА В РАСШИРЕНИЯХ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

А. В. Гурская, М. В. Долгополов, Э. Н. Рыкова*

Самарский университет, Самара, Россия

Рассмотрен ряд возможностей расширения скалярного сектора Стандартной модели. В модели, следующей за симметричной, рассмотрены условия вычисления масс бозонов Хиггса. Анализируются возможные ограничения на массовые параметры бозонов Хиггса. Определяется роль условий минимума как физического критерия модели с расширенным скалярным сектором.

Several possibilities for extending the scalar sector of the Standard Model are considered. The conditions of calculation of the Higgs boson masses in the Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model are discussed. The probable limits on mass parameters of Higgs bosons are analyzed. The role of minimum conditions as a physical criterion in a model with an extended scalar sector is defined.

PACS: 14.80.Cp; 11.30.Pb; 47.20.Ky; 11.10.Ni

ВВЕДЕНИЕ

Расширение Стандартной модели (СМ) обусловлено известными трудностями, которым нет объяснения в рамках данной теории, несмотря на то, что имеются экспериментальные подтверждения правильности основных положений СМ, в частности важнейшего из них — механизма спонтанного нарушения электрослабой симметрии [1,2]. В зависимости от того, какую трудность СМ пытаются разрешить ученые, появляются новые гипотетические теории с дополнительными полями. Среди них особый интерес представляют суперсимметричные модели, которые дают возможность описать проблему темной материи, барионной асимметрии, проблемы иерархии, которая заключается в том, что массы фермионов отличаются друг от друга в несколько раз. Особенностью суперсимметричных моделей является естественное увеличение числа полей Хиггса, что связано с требованием киральности супермультиплетов (супермультиплеты объединяют в себе поля СМ и их новых суперпартнеров) и сокращения аномалий. То есть мы не можем записать в лагранжиан дублет

*volopoglodahsim@mail.ru

скалярных полей Хиггса одновременно с его эрмитовым сопряженным, как это реализовано в лагранжиане СМ:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = y_{\alpha\beta}^L \bar{L}_\alpha E_\beta H + y_{\alpha\beta}^D \bar{Q}_\alpha D_\beta H + y_{\alpha\beta}^U \bar{Q}_\alpha U_\beta \tilde{H}, \quad (1)$$

так как это нарушает киральность (эрмитово сопряжение переводит киральное поле в антикиральное), поэтому производится замена: $H \rightarrow H_1$, $\tilde{H} \rightarrow H_2$. Именно расширение сектора Хиггса представляет наибольший интерес, так как роль самого этого поля в теории исключительна. Естественным было бы предположить, что, возможно, поле Хиггса ответственно не только за появление массы у фундаментальных частиц, но и за другие явления, в частности барионную асимметрию, темную энергию. Такое предположение основывается на тенденции описывать различные явления с помощью минимального набора параметров и общих принципов.

Обзоры суперсимметричных расширений (МССМ и НМССМ) представлены в работах [3, 4]. Неминимальная модель (НМССМ) имеет преимущества в плане решения так называемой μ -проблемы [5]. Кроме того, появление нового синглетного поля в скалярном секторе Хиггса НМССМ оказывает влияние на значение констант взаимодействия модели, что также делает модель более гибкой к накладываемым ограничениям на свободные параметры. Так, например, закрытые области значения параметров в МССМ могут быть открытыми в НМССМ за счет изменений, происходящих в эффективных константах взаимодействия.

Расширение сектора Хиггса означает предположение о существовании нескольких бозонов Хиггса. Актуальность рассмотрения данных теорий также связана с теми результатами экспериментов на Большом адронном коллайдере, которые имеются сегодня: 1) в распаде на t - и b -кварки предположительно наблюдается заряженный бозон Хиггса с массой в диапазоне 250–450 ГэВ [6]; 2) возможное нарушение лептонного числа в распаде и несоответствие ширины распада с предсказаниями [7, 8], что может быть только в теории с несколькими бозонами Хиггса; 3) отклонения при рождении пар WW , ZZ , WZ в области 2 ТэВ; 4) двухфотонный всплеск на уровне 750 ГэВ [9, 10]. Также можно упомянуть о дисбалансе в поперечном импульсе более 100 ГэВ на детекторе CMS [11] и порядка 225 ГэВ на детекторе ATLAS [12], что само собой означает наличие нерегистрируемой частицы, подходящей на роль частицы темной материи. Все указанные отклонения пока что регистрируются на уровне достоверности $2-3\sigma$, но подтверждают актуальность рассмотрения теорий с дополнительными полями, в частности, с расширенным скалярным сектором Хиггса.

Отметим также, что рассматриваются модели без наложения условий суперсимметрии, но с двумя и более дублетами скалярных полей Хиггса. Например, полный обзор двухдублетной модели рассматривается в работе [13]. Основные положения триплетной модели можно найти в работе [14]. Име-

ются также триплетные модели с дополнительными условиями суперсимметрии [15, 16].

Расширение сектора Хиггса также обусловлено исследованиями стабильности вакуума, что связано с процедурой нахождения локального минимума потенциала Хиггса. Исследование фазовых переходов в ранней Вселенной, в том числе переходов от кварк-глюонного состояния материи к адронному, осуществляется с помощью температурной эволюции потенциала Хиггса [17, 18]. Также здесь применимы методы теории катастроф [19, 20].

В рамках проблемы барионной асимметрии Вселенной в скалярный сектор Хиггса вводится нарушение CP-инвариантности. Это дополнительные источники CP-нарушения, так как в SM уже имеется так называемая CKM-матрица с комплексными параметрами, нарушающими CP-симметрию. Нет точного алгоритма введения CP-нарушения в модель, поэтому даже в рамках одной модели может существовать большое число математических вариантов реализации данного явления. Отметим лишь, что требование CP-нарушения для описания барионной асимметрии впервые выдвинуто А. Д. Сахаровым [21].

Расширения SM претендуют, таким образом, на описание эволюции свойств ранней Вселенной, процесса бариогенезиса, фазовых переходов, стабильности вакуума. Далее подробнее рассмотрим, какие проблемы возникают в процессе данных исследований.

1. ЭЛЕКТРОСЛАБЫЙ БАРИОГЕНЕЗИС И ПРОБЛЕМА ЛЕГКОГО БОЗОНА ХИГГСА

При рассмотрении сценария электрослабого бариогенезиса, в том числе при образовании адронов из кварк-глюонной плазмы нам необходимо учесть, что данное явление сопровождается сильным электрослабым фазовым переходом первого рода [22, 23]. Это требование может быть выполнено при дополнительном условии Шапошникова [24, 25]: $v_C/T_C > 1$, которое достаточно универсально для широкого класса расширений SM, в том числе и суперсимметричных, таких как МССМ и НМССМ. Это условие может быть переформулировано в виде ограничения на массу легкого бозона Хиггса $m_h < 50$ ГэВ [25], что входит в противоречие с результатами эксперимента на Большом адронном коллайдере, где регистрируемый бозон Хиггса имеет массу ~ 125 ГэВ и ниже этого значения сигналов не обнаружено. Можно также отметить исследования электрослабого перехода в НМССМ, где легкий бозон Хиггса может иметь массу ~ 1 ГэВ [26]. В моделях с расширенным скалярным сектором количество бозонов Хиггса увеличивается, и было бы логично предположить, что массы этих частиц должны превосходить массу регистрируемой на опыте частицы.

Встает вопрос объяснения ненаблюдаемости возможного легкого бозона Хиггса. Эта проблема трудноразрешима, если мы имеем дело с истинным

скаляром. Однако в расширениях СМ, таких как ДДМ, МССМ и НМССМ, мы также имеем псевдоскаляры. Например, в работе [27] рассматривается такой вариант в рамках НМССМ. Также авторы допускают возможность распада легкого истинного скаляра H_1 на два псевдоскаляра A_1 и этим объясняют ненаблюдаемость H_1 . При этом авторы допускают, что $m_{H_1} < m_{H_2}$, где $m_{H_2} = 125$ ГэВ.

Более естественным объяснением в суперсимметричных моделях может быть распад легкого бозона Хиггса на частицы предполагаемой темной материи — нейтралино: $H_1 \rightarrow \chi_i^0 \chi_j^0$ [28, 29]. Вообще говоря, если вероятности распада всех бозонов Хиггса оказываются (кроме того, что имеют массу ~ 125 ГэВ) достаточно высокими, то мы можем объяснить тот факт, что наблюдается лишь единственный бозон Хиггса.

Особо интересен случай СР-нарушения в секторе Хиггса, в котором физические состояния бозонов Хиггса в расширениях СМ не обладают точными СР-состояниями, поэтому можно объяснить ненаблюдаемость легкого бозона Хиггса в рамках СР-нарушения [30]. Рассмотрим подробнее неминимальное суперсимметричное расширение СМ в этом случае.

2. УСЛОВИЯ ЛОКАЛЬНОГО МИНИМУМА В НМССМ С СР-НАРУШЕНИЕМ В ОБЩЕМ СЛУЧАЕ

Нарушению СР-инвариантности посвящено множество работ, как зарубежных, так и отечественных. Как уже говорилось выше, нет готового рецепта введения СР-нарушения в сектор Хиггса модели. Как правило, различают случаи спонтанного и явного СР-нарушений. Например, рассматривают СР-нарушение в ДДМ [31] и суперсимметричном расширении [32–34]. Подобно данным работам, явное СР-нарушение было рассмотрено в рамках НМССМ в работе [35]. Здесь же были подсчитаны поправки к параметрам эффективного потенциала Хиггса, которые оказывают сильное влияние на проявление эффектов явного СР-нарушения. При рассмотрении потенциала Хиггса и нахождении физических состояний бозонов Хиггса ключевой является процедура нахождения локального минимума потенциала Хиггса, благодаря которой мы можем найти именно те состояния, которые соответствуют стабильному вакууму.

Рассмотрим нарушение СР-инвариантности в секторе Хиггса НМССМ в общем случае. Определим средние значения вакуумных состояний следующим образом:

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\theta} \end{pmatrix}, \quad \langle S \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} v_3 e^{i\varphi}. \quad (2)$$

Для получения физических состояний бозонов Хиггса необходимо выполнение условий существования локального минимума потенциала U [35] в про-

странстве (v_1, v_2, v_3) . Условия на производные $\partial U/\partial v_1 = 0$, $\partial U/\partial v_2 = 0$, $\partial U/\partial v_3 = 0$ приводят к ограничениям на параметры, например конкретизируются μ_1^2 , μ_2^2 , μ_3^2 :

$$\begin{aligned}\mu_1^2 = & \frac{1}{v_1}(\operatorname{Im} k_3 v_2 v_3^2 \cos(\theta - 2\varphi) - \operatorname{Im} \lambda_5 v_1 v_2^2 \sin(2\theta) - \\ & - \operatorname{Im} k_5 v_2 v_3 \sin(\theta + \varphi) - v_2 \cos \theta (3 \operatorname{Im} \lambda_6 v_1^2 + \operatorname{Im} \lambda_7 v_2^2) + k_1 v_1 v_3^2 - \\ & - \operatorname{Re} k_3 v_2 v_3^2 \sin(\theta - 2\varphi) - \operatorname{Re} \lambda_5 v_1 v_2^2 \cos(2\theta) - \operatorname{Re} k_5 v_2 v_3 \cos(\theta + \varphi) + \\ & + 3 \operatorname{Re} \lambda_6 v_1^2 v_2 \sin \theta + \operatorname{Re} \lambda_7 v_2^3 \sin \theta + \lambda_3 v_1 v_2^2 + \lambda_4 v_1 v_2^2 + \lambda_1 v_1^3),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mu_2^2 = & \frac{1}{v_2}(\operatorname{Im} k_3 v_1 v_3^2 \cos(\theta - 2\varphi) - \operatorname{Im} \lambda_5 v_1^2 v_2 \sin(2\theta) - \\ & - \operatorname{Im} k_5 v_1 v_3 \sin(\theta + \varphi) - v_1 \cos \theta (\operatorname{Im} \lambda_6 v_1^2 + 3 \operatorname{Im} \lambda_7 v_2^2) + k_2 v_2 v_3^2 - \\ & - \operatorname{Re} k_3 v_1 v_3^2 \sin(\theta - 2\varphi) - \operatorname{Re} \lambda_5 v_1^2 v_2 \cos(2\theta) - \operatorname{Re} k_5 v_1 v_3 \cos(\theta + \varphi) + \\ & + \operatorname{Re} \lambda_6 v_1^3 \sin(\theta) + 3 \operatorname{Re} \lambda_7 v_1 v_2^2 \sin \theta + \lambda_3 v_1^2 v_2 + \lambda_4 v_1^2 v_2 + \lambda_2 v_2^3),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mu_3^2 = & \frac{1}{v_3}(2 \operatorname{Im} k_3 v_1 v_2 v_3 \cos(\theta - 2\varphi) - \operatorname{Im} k_5 v_1 v_2 \sin(\theta + \varphi) + \\ & + 3 \operatorname{Im} k_6 v_3^2 \cos(3\varphi) + k_1 v_1^2 v_3 + k_2 v_2^2 v_3 + 2 k_4 v_3^3 - \\ & - 2 \operatorname{Re} k_3 v_1 v_2 v_3 \sin(\theta - 2\varphi) - \operatorname{Re} k_5 v_1 v_2 \cos(\theta + \varphi) - 3 \operatorname{Re} k_6 v_3^2 \sin(3\varphi)).\end{aligned}$$

Это более общий случай, чем рассмотренный в работе [35]. Итак, мы можем осуществить СР-нарушение в два этапа. На первом — переходим в базис полей (H, h, A^0, G^0) :

$$\begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix}.$$

Далее рассмотрим, например, базис смешивания $(H, A^0, h, \phi_3^0, \chi_3)$, тогда переход к новым состояниям реализуется матрицей A_{ij} :

$$\begin{pmatrix} H \\ A^0 \\ h \\ \phi_3^0 \\ \chi_3 \end{pmatrix} = A_{ij} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \\ h_4 \\ h_5 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Массовая матрица нейтральных бозонов Хиггса будет иметь сложную структуру размерностью 5×5 , в общем случае не имеющая аналитического решения. К тому же в данном случае при определении физических состояний и масс бозонов Хиггса значительная область параметров такова, что в результате диагонализации массовой матрицы собственные значения квадратов масс физических бозонов Хиггса имеют отрицательные значения. Это ведет к необходимости проверки всех имеющихся в расчетах соответствий параметров, из-за чего становится некорректным рассмотрение зависимости массы бозонов Хиггса как функции свободных параметров модели. Мы вынуждены фиксировать значения параметров, и набор таких фиксированных параметров представляет собой возможные сценарии реализации нескольких бозонов Хиггса.

Условия минимума для общего случая ($v_1 \neq 0, v_2 \neq 0, v_3 \neq 0$) [36]:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{k_5 v_1 v_2}{v_3} + 8k_4 v_3^2 + 6k_6 v_3 - v_3(k_3 v_3 + k_5) \frac{v_1^2 + v_2^2}{v_1 v_2} + \lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 > 0, \\
 & \frac{1}{v_1 v_2 v_3} (v_3(k_5 v_2 + 2k_1 v_1 v_3 + 2k_2 v_2 v_3) \times \\
 & \quad \times (v_1 v_2(k_5 v_1 + 2k_3 v_1 v_3 + 2k_2 v_2 v_3)(k_3 v_3^2 + k_5 v_3 + v_1 v_2(\lambda_3 + \lambda_4)) - \\
 & \quad - v_1(k_5 v_2 + 2k_1 v_1 v_3 + 2k_2 v_2 v_3)(-k_3 v_1 v_3^2 - k_5 v_1 v_3 + \lambda_2 v_2^3)) - \\
 & \quad - v_3(k_5 v_1 + 2k_3 v_1 v_3 + 2k_2 v_2 v_3)(v_2(k_5 v_1 + 2k_3 v_1 v_3 + 2k_2 v_2 v_3) \times \\
 & \quad \times (-k_3 v_2 v_3^2 - k_5 v_2 v_3 + \lambda_1 v_1^3) - v_1 v_2(k_5 v_2 + 2k_1 v_1 v_3 + 2k_2 v_2 v_3) \times \\
 & \quad \times (k_3 v_3^2 + k_5 v_3 + v_1 v_2(\lambda_3 + \lambda_4))) + (8k_4 v_3^3 + 6k_6 v_3^2 - k_5 v_1 v_2) \times \\
 & \quad \times ((-k_3 v_2 v_3^2 - k_5 v_2 v_3 + \lambda_1 v_1^3)(-k_3 v_1 v_3^2 - k_5 v_1 v_3 + \lambda_2 v_2^3) - \\
 & \quad - v_1 v_2(k_3 v_3^2 + k_5 v_3 + v_1 v_2(\lambda_3 + \lambda_4))^2)) > 0.
 \end{aligned}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе рассмотрения возможностей и ограничений на расширение скалярного сектора Стандартной модели предложен подход к определению масс физических бозонов Хиггса в расширении Стандартной модели, следуя за минимальным (НМССМ). Показано, что требование наличия условий минимума сильно ограничивает пространство независимых параметров НМССМ, в области которых реализуются сценарии с физическими бозонами Хиггса.

Благодарности. Э. Рыкова выражает благодарность организаторам Международной сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН, состоявшейся 12–15 апреля 2016 г. в ОИЯИ (Дубна), за возможность представить и обсудить результаты исследования.

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.
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 // Ibid. P. 30–61.
3. Rosiek J. Complete Set of Feynman Rules for the Minimal Supersymmetric Extension of the Standard Model // Phys. Rev. D. 1990. V. 41. P. 3464–3501.
4. Maniatis M. The Next-to-Minimal Supersymmetric Extension of the Standard Model Reviewed // Intern. J. Mod. Phys. A. 2010. V. 25. P. 3505–3602.
5. Kim J. E., Nilles H. P. The μ -Problem and the Strong CP-Problem // Phys. Lett. B. 1984. V. 138, No. 1–3. P. 150–154.
6. ATLAS Collab. CERN-PH-EP-2015-290.
7. ATLAS Collab. CERN-PH-EP-2015-184.
8. CMS Collab. CMS-HIG-14-005, CERN-PH-EP-2015-027.
9. ATLAS Collab. Search for Resonances in Diphoton Events at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector. arXiv:1606.03833.
10. Khachatryan V. et al. Search for Resonant Production of High-Mass Photon Pairs in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ and 13 TeV // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. P. 051802.
11. CMS Collab. CMS-SUS-14-014, CERN-PH-EP-2015-033.
12. ATLAS Collab. CERN-PH-EP-2015-038.
13. Branco G. C. et al. Theory and Phenomenology of Two-Higgs-Doublet Models // Phys. Rep. 2012. V. 516. P. 1–102.
14. Gunion J. F., Vega R., Wudka J. Higgs Triplets in the Standard Model // Phys. Rev. D. 1990. V. 42. P. 1673.
15. Espinosa J. R., Guiros M. Higgs Triplets in the Supersymmetric Standard Model // Nucl. Phys. B. 1992. V. 384. P. 113–146.
16. Agashe K. et al. Improving the Tuning of the MSSM by Adding Triplets and Singlet // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 115024.
17. Carrington M. E. Effective Potential at Finite Temperature in the Standard Model // Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 2933.
18. Борисов А. О. и др. Температурный эффективный потенциал минимальной суперсимметричной Стандартной модели // Изв. Самарск. науч. центра РАН. 2008. Т. 3. С. 762–766.
19. Долгополов М. В., Заводов С. П., Петрова Е. Ю. Бифуркационные наборы расширенного потенциала Хиггса // Вестн. Самарск. гос. техн. ун-та. Сер.: «Физ.-матем. науки». 2013. Т. 4, № 33. С. 173–183.

20. *Dubinin M. N., Petrova E. Yu.* High-Temperature Higgs Potential of the Two-Doublet Model in Catastrophe Theory // *Theor. Math. Phys.* 2015. V. 184. P. 1170–1188.
21. *Сахаров А. Д.* Нарушение CP-инвариантности, C-асимметрия и барионная асимметрия Вселенной // *Письма в ЖЭТФ.* 1967. Т. 5, вып. 1. С. 32–35.
22. *Kuzmin V. A., Rubakov V. A., Shaposhnikov M. A.* On the Anomalous Electroweak Baryon Number Nonconservation in the Early Universe // *Phys. Lett. B.* 1985. V. 155. P. 36–42.
23. *Cohen A. G., Kaplan D. B., Nelson A. E.* Progress in Electroweak Baryogenesis // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1993. V. 43. P. 27–70.
24. *Shaposhnikov M. E.* Possible Appearance of the Baryon Asymmetry of the Universe in an Electroweak Theory // *JETP Lett.* 1986. V. 44. P. 465–468.
25. *Долгополов М. В., Рыкова Э. Н.* Ограничения на электрослабый бариогенезис в моделях с расширенным сектором Хиггса // *ЯФ.* 2009. Т. 72, № 1. С. 181–185.
26. *Carena M. et al.* Light Dark Matter and the Electroweak Phase Transition in the NMSSM // *Phys. Rev. D.* 2012. V. 85. P. 036003.
27. *Bomark N. et al.* A Light NMSSM Pseudoscalar Higgs Boson at the LHC Redux // *JHEP.* 2015. V. 44; doi:10.1007/JHEP02(2015)044.
28. *Heinemeyer S., Schappacher C.* Higgs Decays into Charginos and Neutralinos in the Complex MSSM: A Full One-Loop Analysis // *Eur. Phys. J. C.* 2015. V. 75. P. 230.
29. *Barman R. K. et al.* Study of MSSM Heavy Higgs Bosons Decaying into Charginos and Neutralinos. arXiv:1607.00676.
30. *Akhmetzyanova E. N., Dolgoplov M. V., Dubinin M. N.* The MSSM Higgs Sector with CP Violation in the Effective Field Theory Approach: A CompHEP-based Model // *Phys. Part. Nucl.* 2005. V. 36, Iss. Suppl. 2. P. 173–176.
31. *Ахметзянова Э. Н., Долгополов М. В., Дубинин М. Н.* Бозоны Хиггса в двухдублетной модели с нарушением CP-инвариантности // *ЯФ.* 2005. Т. 11. С. 1913–1927.
32. *Ахметзянова Э. Н., Долгополов М. В., Дубинин М. Н.* Суперсимметричная модель с нарушением CP-инвариантности. 3. Нарушение CP-инвариантности в хиггсовском секторе // *Вестн. Самарск. гос. ун-та. Естественно-науч. сер.* 2003. Т. 30, вып. 4. С. 147–179.
33. *Ахметзянова Э. Н., Долгополов М. В., Дубинин М. Н.* Нарушение CP-инвариантности в двухдублетном хиггсовском секторе МССМ // *ЭЧАЯ.* 2006. Т. 37, вып. 5. С. 1285–1382.
34. *Ахметзянова Э. Н. и др.* Суперсимметричная модель с нарушением CP-инвариантности. 4. Смешивание в кинетических слагаемых, легкий бозон Хиггса // *Вестн. Самарск. гос. ун-та. Естественно-науч. сер.* 2004. Т. 32, вып. 2. С. 79–109.
35. *Волкова Т. В. и др.* Эффективный потенциал Хиггса в неминимальной суперсимметричной Стандартной модели // *Вестн. Самарск. гос. техн. ун-та. Сер. «Физ.-матем. науки».* 2013. Т. 2, № 31. С. 233–242.
36. *Долгополов М. В., Долгополов Н. М.* Бифуркационные наборы в неминимальной суперсимметрии // *Проблемы современной топологии и ее приложения: Матер. науч. конф. (Ташкент, 11–12 мая 2017 г.). Ташкент, 2017. С. 173–175.*