

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Петрова Елена Юрьевна

**Исследование эффективного потенциала хиггсовского
сектора минимальной суперсимметрии**

Специальность 01.04.16 –
Физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2017

Работа выполнена на кафедре физики атомного ядра и квантовой теории столкновений физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Научный руководитель: **Дубинин Михаил Николаевич,**
доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник Отдела теоретической физики высоких энергий, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова

Официальные оппоненты: **Горбунов Дмитрий Сергеевич,**
член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Отдела теоретической физики, Институт ядерных исследований РАН

Казаков Дмитрий Игоревич,
член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, профессор, директор Лаборатории теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований

Дудко Лев Владимирович,
кандидат физико-математических наук, заведующий Лабораторией электрослабых и новых взаимодействий, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова

Защита состоится 1 декабря 2017 г. в 16 часов на заседании диссертационного совета МГУ.01.11 Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы 1, строение 5 (19 корпус), ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций Научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский проспект, д. 27) и на сайте ИАС "ИСТИНА": https://istina.msu.ru/dissertation_councils/councils/34543825.

Автореферат разослан « ____ » _____ 2017 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
МГУ.01.11, к. ф.-м. наук



Л.И. Галанина

Общая характеристика диссертации

Актуальность темы

В настоящее время взаимодействия частиц успешно описываются Стандартной моделью (СМ) электрослабых и сильных взаимодействий. В ее рамках свойства фермионов и калибровочных бозонов экспериментально подтверждены с высокой степенью точности. Наиболее слабо изученным объектом в рамках СМ остается хиггсовский сектор, где велики экспериментальные ошибки для силы сигналов в различных каналах, а надежная экспериментальная информация о самодействиях скаляров не получена.

Необходимость введения поля Хиггса обусловлена требованием согласованности теории и эксперимента, лагранжиан которой должен быть калибровочно-инвариантным относительно группы $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, а фермионы и бозоны должны быть массивными. Эти условия одновременно выполняются, если $SU(2) \times U(1)$ симметрия спонтанно нарушена, когда вакуумное ожидание хиггсовского поля отлично от нуля. Тогда массы калибровочных бозонов W^\pm , Z генерируются кинетическим членом потенциала, а массы фермионов обеспечиваются юкавским взаимодействием с полем Хиггса.

Спонтанное нарушение электрослабой симметрии $SU(2) \times U(1)$, когда вакуумное ожидание хиггсовского поля "сдвигается" из нуля на значение 246 ГэВ, могло происходить при изменении температуры плазмы в ранней Вселенной. Потенциал Хиггса в этом случае считается плотностью свободной энергии плазмы при температуре T , при условии, что среднее хиггсовского поля однородно и положено равным ϕ . Перестройка структуры основного состояния может осуществляться при помощи электрослабого фазового перехода. Например, электрослабый фазовый переход первого рода способен объяснить генерацию ненулевого барионного заряда, $(n_B - n_{\bar{B}})/n_\gamma \sim 6 \times 10^{-10}$. Для возникновения барионной асимметрии из первоначально зарядово-симметричного вещества в горячей Вселенной необходимо выполнение условий, впервые предложенных А. Д. Сахаровым: 1) несохранение барионного числа; 2) нарушение С- и CP-инвариантности; 3) отклонение от теплового равновесия. Если первое из трех необходимых условий может выполняться в СМ за счет сфалерона, выполнение двух других условий в рамках СМ маловероятно. Матрица Кабиббо-Кобаяши-Маскава (СКМ) дает неприемлемо малое для

генерации асимметрии CP-нарушение, и при $m_H > 80$ ГэВ вместо электро-слабого фазового перехода имеет место гладкий кроссовер. Поэтому описание фазового перехода первого рода возможно лишь в расширениях СМ.

Долгожданное открытие на Большом адронном коллайдере (БАК) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) коллаборациями ATLAS и CMS в 2012 году состояния, которое можно идентифицировать как бозон Хиггса СМ с массой 125.09 ± 0.24 ГэВ и свойствами, близкими к предсказанным в СМ, явилось несомненным триумфом СМ и подтвердило правильность идеи нарушения симметрии в скалярном секторе. Сигнал, согласующийся с измерениями ATLAS и CMS, также наблюдается коллаборациями CDF и D0 на Тэватроне.

Свойства частицы (спин, CP-четность, сила сигнала констант связи с частицами СМ) в пределах статистических ошибок согласуются с предсказаниями СМ. Однако такие ошибки не малы, и, вообще говоря, могут иметь место вклады физики за пределами СМ. Новые данные, полученные коллаборациями ATLAS и CMS на энергии $\sqrt{s}=13$ ТэВ, должны уменьшить значения статистических ошибок и внести ясность в существующую картину.

Суперсимметричное расширение Стандартной Модели

На сегодняшний день СМ рассматривается скорее как низкоэнергетическая эффективная теория, нежели как замкнутая калибровочная теория, поскольку имеет ряд трудностей и проблем, к которым можно отнести

- а) проблему калибровочных иерархий (однопетлевые диаграммы-головастики в скалярном секторе расходятся как квадрат импульса обрезаения, который ограничен только величиной порядка массы Планка $M_P = 1.2 \cdot 10^{19}$ ГэВ);
- б) проблему смешиваний и большого числа свободных параметров в секторах кварки-бозоны Хиггса и лептоны-бозоны Хиггса (матрица смешанных состояний для вершин взаимодействия фермионов с калибровочными бозонами и матрица массового члена не являются одновременно диагональными);
- в) проблему фазового перехода первого рода в ранней Вселенной;
- г) проблему наблюдаемой асимметрии материи-антиматерии во Вселенной (бариогенезис в рамках СМ не приводит к наблюдаемым значениям $\frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} \approx 6 \times 10^{-10}$);

д) отсутствие кандидатов на роль темной материи, проблема темной энергии и др.

Так, если предположить, что СМ применима вплоть до некоторого большого энергетического масштаба Λ , то в теории имеет место квадратичная расходимость радиационных поправок (в частности, масса бозона Хиггса расходится как $m_H \sim \Lambda^2$, где Λ — энергетическая шкала, до которой применима СМ), что приводит к необходимости точной подстройки параметров (проблема натуральности). Чтобы ослабить это, необходимо предположить, что существует некий масштаб $M \ll M_P$ новой физики, выше которого СМ следует расширить.

Эlegantное решение проблемы натуральности содержит теория с новым видом симметрии — суперсимметрией, согласно которой каждому электрослабому бозону, лептону и кварку СМ ставится в соответствие суперпартнер. В суперсимметричных моделях вводится масштаб M_S порядка масс суперпартнеров $\mathcal{O}(1 - 10)$ ТэВ, выше которого суперсимметрия сохраняется, что соответствует точному сокращению квадратичных расходимостей, а ниже новой шкалы M_S суперсимметрия спонтанно нарушена, и масса бозона Хиггса содержит логарифмические расходимости, подавленные этой шкалой. Технически нарушение суперсимметрии обеспечивается добавлением массовых членов мягкого нарушения суперсимметрии для скварков, слептонов, гейджино (суперпартнеров глюонов) и трилинейных констант связи A_f взаимодействия бозон Хиггса-сфермион-фермион.

Суперсимметричные теории развивались с начала 1970-х годов в контексте двумерной теории струн, алгебры Ли в четырех измерениях, четырехмерной квантовой теории поля. Пионерские работы по суперсимметричным расширениям СМ были проведены Вессом, Зумино, Файе и др. Модели суперсимметрии с массами суперпартнеров порядка нескольких ТэВ являются самосогласованными эффективными теориями, перенормируемыми вплоть до шкалы великого объединения или M_P . К достоинствам суперсимметричных теорий следует отнести

- а) расширение естественным образом алгебры Пуанкаре (связь бозонов и фермионов);
- б) связь в качестве локальной симметрии с гравитацией;

- в) смягчение (решение) проблемы иерархии между электрослабой шкалой и шкалой великого объединения или M_P ;
- г) объединение всех констант связи группы $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ на шкале великого объединения M_{GUT} ;
- д) наличие кандидатов на роль частицы темной материи;
- е) естественное возникновение дополнительных источников CP-нарушения;
- ж) объяснение бариогенезиса на электрослабой шкале температур.

Существуют различные классы суперсимметричных моделей, которые предсказывают наблюдаемую массу бозона Хиггса со свойствами, близкими к СМ. В рамках Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели (МС-СМ), хиггсовский сектор содержит два дублета (пять бозонов Хиггса), ответственных за генерацию масс верхних и нижних кварков и лептонов, сокращение калибровочных аномалий, индуцированных посредством хиггсовских суперпартнеров. В Неминимальной Суперсимметричной Стандартной Модели (НМССМ), в хиггсовском секторе существует дополнительный синглет (семь хиггсовских бозонов). Добавление дополнительного синглетного поля приводит к динамической генерации μ -члена, что снимает необходимость довольно искусственного выбора значения этого параметра порядка M_{EW} . В рамках НМССМ CP-нарушающие члены не портят наблюдаемых свойств легкого CP-четного бозона Хиггса, и более того, присутствуют на древесном уровне, а члены мягкого нарушения суперсимметрии могут отвечать за сильный электрослабый фазовый переход I рода без дополнительной точной настройки параметров. Среди моделей, описывающих нарушение суперсимметрии, можно выделить Минимальную супергравитацию (mSUGRA) и модели с калибровочными посредниками (GMSB). В модели mSUGRA нарушение суперсимметрии происходит в скрытом секторе, который взаимодействует с другими частицами посредством гравитационного взаимодействия. В такой модели параметрами мягкого нарушения суперсимметрии являются массы гейджино $M_{1/2}$, массы сфермионов M_0 и трилинейные константы связи сфермионов A_0 . В модели с калибровочными посредниками взаимодействие с скрытым сектором происходит за счет калибровочных взаимодействий.

В дальнейшем будем рассматривать МССМ, хиггсовский сектор которой содержит два комплексных $SU(2)_L$ хиггсовских супермультиплета Φ_1, Φ_2

с $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ квантовыми числами, равными $1, 2, \frac{1}{2}$,

$$\Phi_k = \begin{pmatrix} \phi_k^+(x) \\ \phi_k^0(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i\omega_k^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_k + \eta_k + i\chi_k) \end{pmatrix}, \quad k = 1, 2. \quad (1)$$

Поля $\omega_i^+, \eta_i, \chi_i$, $i = 1, 2$ флуктуируют около вакуумных средних v_1 и v_2 , для которых в нарушенной фазе симметрии $SU(2) \times U(1)$ справедливо

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2 = (\sqrt{2}G_F)^{-1} = 246^2 \text{ ГэВ}^2, \quad \text{tg } \beta = v_2/v_1.$$

Три из восьми степеней свободы поглощаются бозонами W^\pm, Z^0 , оставшиеся пять являются бозонами Хиггса, три из которых нейтральны, а два заряжены H^+ и H^- . В случае CP-сохранения теория предсказывает два CP-четных h, H ($m_h < m_H$) и один CP-нечетный бозон Хиггса A . Один из нейтральных бозонов идентифицируется с наблюдаемым хиггсовским бозоном.

Скалярный потенциал МССМ может быть представлен в виде

$$\mathcal{V} = |W_i|^2 + \frac{1}{2} \sum_G \sum_\alpha \sum_{i,j} g_G^2 (H_i^\dagger T_G^\alpha H_i) (H_j^\dagger T_G^\alpha H_j), \quad (2)$$

где $H_u = \Phi_2$ ($Y_{H_u} = 1$), $H_d = i\tau^2 \Phi_1^*$ ($Y_{H_d} = -1$), τ^2 — матрица Паули, T_G^α — генераторы группы G . Первое слагаемое выражения (2) определяется массовой матрицей фермионов и константами Юкавы (F -член), а второе слагаемое — калибровочными взаимодействиями (D -член). Если подставить все калибровочные взаимодействия в явном виде, то потенциал (2) можно представить в виде эффективного $SU(2) \times U(1)$ -инвариантного и перенормируемого потенциала

$$\begin{aligned} U = & -\mu_1^2(\Phi_1^\dagger \Phi_1) - \mu_2^2(\Phi_2^\dagger \Phi_2) - [\mu_{12}^2(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.] \\ & + \lambda_1(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \lambda_2(\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\ & + [\lambda_5/2(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_6(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_7(\Phi_2^\dagger \Phi_2)(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.], \end{aligned} \quad (3)$$

где параметры $\mu_{12}, \lambda_{5,6,7}$ могут быть комплексными, т.е. явно нарушающими CP-инвариантность величинами.

Целью диссертационной работы является исследование эффективного хиггсовского потенциала МССМ при конечной и нулевой температурах, а именно:

- 1) рассмотрение однопетлевого разложения эффективного потенциала Хиггса с точностью до членов, размерности "шесть" по полям;
- 2) исследование параметрических сценариев, анализируемых на БАК;
- 3) исследование термодинамической эволюции высокотемпературного потенциала Хиггса и фазовых переходов в ранней Вселенной.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Построено однопетлевое приближение эффективного хиггсовского потенциала МССМ, разложенного до операторов размерности "шесть" по полям. В модельно-зависимом случае с ресуммированным эффективным потенциалом шестой степени, индуцируемым членами мягкого нарушения суперсимметрии, получены однопетлевые пороговые поправки сектора "скалярные кварки третьего поколения-бозоны Хиггса" в форме аналитических выражений для эффективных констант связи самовзаимодействия полей Хиггса МССМ. Приведены аналитические оценки значений параметров МССМ, при которых полученные радиационные поправки становятся существенными.
2. Для однопетлевого разложения эффективного хиггсовского потенциала до операторов размерности "шесть" проанализирован массовый спектр бозонов Хиггса в рамках сценария тяжелой суперсимметрии, получены явные аналитические выражения для масс бозонов Хиггса и углов смешивания в хиггсовском секторе. Показано, что для области относительно небольших значений масштаба суперсимметрии порядка 4–5 ТэВ дополнительные радиационные поправки могут существенно модифицировать имеющиеся контуры исключения в пространстве параметров МССМ и могли бы вносить существенные вклады в наблюдаемые сечения и ширины распадов.
3. Построены условия существования локального минимума потенциала Хиггса, расширенного до операторов размерности шесть, и сформулированы соотношения для параметров МССМ, гарантирующие его устойчивость к различным радиационным поправкам.
4. В рамках упрощенной модели проведен анализ параметрических сценариев МССМ после открытия бозона Хиггса с массой 125 ГэВ,

исследуемых на БАК (сценарий малого $\tan\beta$, сценарий легкого бозона Хиггса, сценарий hMSSM с двумя свободными параметрами, сценарии m_h^{max} , m_h^{mod+} , m_h^{mod-} , *light stop*, *light stau* и τ -*phobic*), получены ограничения на массы бозонов Хиггса, их углы смешивания, значения свободных параметров МССМ, проанализированы режим отщепления и предел настройки связей. Показано, что существуют открытые области малых $\tan\beta$ пространства параметров МССМ. Рассмотрен характерный анализ МССМ в случае наблюдения двухфотонных резонансов с большой массой порядка нескольких сотен ГэВ. В рамках параметрических сценариев МССМ для эффективного хиггсовского потенциала, расширенного операторами размерности шесть, проанализированы некоторые феноменологические следствия. Вычислены сечения процессов рождения на БАК заряженного бозона Хиггса, ассоциированного с топ кварком в разных сценариях МССМ, актуальных при поиске дополнительных бозонов Хиггса. Построены контуры исключения в пространстве параметров.

5. Предложен сценарий малых m_A , согласно которому масса CP-нечетного бозона Хиггса может быть порядка 30–90 ГэВ, а наблюдаемым бозоном Хиггса могут быть CP-четные скаляры h или H . Показано, что предел настройки связей может выполняться как в режиме отщепления, так и в его отсутствии и предпочтителен для скаляра h .
6. Проанализирован подход, позволяющий исследовать термодинамическое поведение высокотемпературного хиггсовского потенциала двухдублетной модели в ранней Вселенной в терминах частиц с нетривиальной зависимостью $\tan\beta(T)$. С помощью метода математического анализа сложных систем, известного как «теория катастроф», исследовано бифуркационное поведение двухдублетной хиггсовской системы, необходимое для описания фазовых переходов первого рода в ранней Вселенной. Получены канонические формы Морса и Тома, а также получены функции для т.н. «катастрофы-сборки» и «катастрофы-бабочки», соответствующие хиггсовскому потенциалу двухдублетной модели.

Научная новизна и практическая значимость

Полученные пороговые поправки к эффективным операторам размерности "шесть" хиггсовского потенциала МССМ в некоторых случаях могут существенно менять область разрешенных параметров МССМ. Они главным образом определены массой суперпартнеров скварков и смешиванием в секторе мягкого нарушения суперсимметрии. Т.о., для относительно тяжелой суперсимметрии следует учитывать дополнительные поправки к операторам эффективного хиггсовского потенциала более высоких размерностей.

Полученные результаты, изложенные в диссертации, могут быть использованы в интерпретации и анализе данных, а также при планировании новых экспериментов в физике элементарных частиц.

Развиваемый на основе теории катастроф подход изучения конечно-температурного потенциала Хиггса может пролить свет на процессы, происходящие в ранней Вселенной.

Достоверность

Результаты диссертации являются обоснованными и достоверными. Они получены с помощью строгих и апробированных методов современной теоретической физики, включая методы квантовой теории поля, в частности, метода эффективного потенциала и методов математического анализа, таких как теория катастроф. Достоверность результатов численных и аналитических расчетов, представленных в диссертации, обусловлена применением современных компьютерных систем символьных вычислений и, в случае расчета сечений и брэнчингов, высокой степенью их автоматизации. Обоснованность результатов также подтверждается сопоставлением с результатами теоретических расчетов других авторов и результатами экспериментов.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на международных конференциях "Hints of New Physics at the LHC Run 2" в 2016 г. (Китай), "Физика фундаментальных взаимодействий" Секции ядерной физики Отделения физических наук РАН в 2014 г. (Москва), в 2016 г. (Дубна), совещании группы по поиску бозонов Хиггса на LHC в 2016 г. (ЦЕРН, Женева, Швейцария), международных семинарах QUARKS в 2016 г. (Санкт-Петербург), QFTNER

в 2015 г. (Самара), в 2017 г. (Ярославль), международных научных конференциях студентов, аспирантов и молодых ученых "Ломоносов" в 2015, 2016 гг. (Москва), на конференциях "Ломоносовские чтения" в 2014, 2017 гг. (Москва).

Личный вклад

Личный вклад автора в получении результатов, выносимых на защиту, является определяющим и полностью отражен в списке публикаций.

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 10 печатных изданиях, 7 из которых опубликованы в рецензируемых научных изданиях, индексируемых в базах данных Web of Science, Scopus и в изданиях из перечня, рекомендованных Минобрнауки РФ [1, 2, 3, 4, 5, 7, 8]; 1 – в сборнике [6], 2 – в качестве препринта: [9, 10].

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, трех приложений и списка литературы. Полный объем диссертации составляет 148 страниц с 39 рисунками и 13 таблицами. Список литературы содержит 115 наименований.

Содержание работы

Во введении к диссертационной работе обоснованы актуальность исследований, рассмотрен исторический контекст и современный статус суперсимметричных расширений Стандартной Модели (СМ) физики элементарных частиц, сформулированы цель и задачи работы, ее научная новизна и практическая значимость.

Первая глава посвящена исследованию радиационных поправок в хиггсовском секторе МССМ. В **разделе 1.1** рассматриваются граничные условия для масс бозонов Хиггса и констант связи на древесном уровне. Массовый спектр сектора Хиггса тогда определяется массой CP-нечетного хиггсовского бозона m_A и углом смешивания β . Например, древесная масса легкого CP-четного скаляра меньше массы Z бозона $m_h \leq m_Z |\cos 2\beta|$,

где $\text{tg } \beta \equiv v_2/v_1$ – отношение вакуумных ожиданий дублетов Хиггса. Учет радиационных поправок "дотягивает" значение массы m_h до наблюдаемого значения 125 ГэВ.

В разделе 1.2 представлен массовый спектр хиггсовского сектора МС-СМ с учетом радиационных поправок, записанных в общем виде. Отмечено, что помимо картины, в которой масса СР-нечетного бозона Хиггса считается свободным параметром, а оставшиеся параметры подбираются так, чтобы масса СР-четного скаляра h или H имела значение 125 ГэВ, существует возможность с помощью связи $m_{h/H}=125$ ГэВ определить m_A в аналитическом виде [1].

В разделе 1.3 обсуждаются методы и подходы расчета радиационных поправок. Раздел 1.3.1 посвящен описанию метода эффективного потенциала, в котором изложены основные идеи, лежащие в его основе¹, и применение данного метода к расчету однопетлевых пороговых поправок сектора взаимодействия "скалярные кварки-бозоны Хиггса".

Раздел 1.3.2 содержит описание *диаграммного подхода*, являющегося точным методом расчета, в котором проводятся пертурбативные вычисления фиксированного порядка полного набора диаграмм Фейнмана с последующей диагонализацией массовой матрицы (массы бозонов определяются как полюсы пропаторов). При больших значениях M_S, A_t, A_b, μ такой подход неприменим. Диаграммный подход реализован в программе FeynHiggs² и предпочтителен для малых шкал M_S , где логарифмы не вносят основной вклад, а сопоставимы по величине с нелогарифмическими поправками.

Раздел 1.3.3 посвящен описанию *методов эффективной теории поля*, где проводится ресуммирование с помощью методов ренормгруппового анализа. Зависимость от энергетической шкалы σ , на которой вычисляются параметры, определяется уравнениями ренормгруппы (РГУ) $dp_i/d(\ln\sigma) = \beta_i(p_1, p_2, \dots)$, где p_i – юкавские константы связи h_f ($f = u, d, l$), калибровочные константы связи g_i ($i = 1, 2, 3$), параметры λ_j ($j = 1, \dots, 7$). Интегрирование РГУ эффективно учитывает ведущие логарифмические вклады во всех порядках теории возмущений. Такой подход реализован в программах Suspect, CPsuperH. Однако ренормгрупповой анализ может не учитывать нелогариф-

¹S. Coleman, E. Weinberg, Phys. Rev. D **7**, 6 (1973) 1888.

²G. Degrossi, S. Heinemeyer, W. Hollik, P. Slavich, and G. Weiglein, Eur. Phys. J. C **28** (2003) 133.

мические, но существенные радиационные поправки. Например, он может быть улучшен учетом пороговых поправок, возникающих от суперпартнеров кварков на шкале M_S . В этом же разделе представлена многоступенчатая схема расчета радиационных поправок на различных масштабах теории.

Раздел 1.3.4 содержит обсуждение точности результатов, выполненных в рамках расчетов фиксированного порядка и с помощью эффективной теории поля, используемых для описания *естественного параметрического сценария* МССМ, исследуемого на БАК.

В **разделе 1.4** приведен обзор существующих программных кодов, позволяющих рассчитывать массы бозонов Хиггса и константы связи МССМ.

В **разделе 1.5** рассматривается однопетлевой эффективный хиггсовский потенциал, разложенный до операторов размерности шесть по полям, пороговые поправки к константам взаимодействия κ_i ($i = 1, \dots, 13$) которого вычислены методом эффективного потенциала [1].

В **разделе 1.5.1** приведен вывод однопетлевых пороговых поправок $\Delta\kappa_i$ ($i = 1, \dots, 13$) к членам потенциала Хиггса размерности шесть по полям. Пример аналитического вида константы взаимодействия к эффективному оператору $(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^3$ представлен ниже

$$\begin{aligned}
\kappa_1 = & \frac{h_D^6}{32M_S^2\pi^2} \left(2 - \frac{3|A_D|^2}{M_S^2} + \frac{|A_D|^4}{M_S^4} - \frac{|A_D|^6}{10M_S^6} \right) \\
& - h_D^4 \frac{g_1^2 + g_2^2}{128M_S^2\pi^2} \left(3 - 3\frac{|A_D|^2}{M_S^2} + \frac{|A_D|^4}{2M_S^4} \right) \\
& + \frac{h_D^2}{512M_S^2\pi^2} \left(\frac{5}{3}g_1^4 + 2g_1^2g_2^2 + 3g_2^4 \right) \left(1 - \frac{|A_D|^2}{2M_S^2} \right) \\
& - h_U^6 \frac{|\mu|^6}{320M_S^8\pi^2} + h_U^4 \frac{(g_1^2 + g_2^2)|\mu|^4}{256M_S^6\pi^2} - h_U^2 \frac{(17g_1^4 - 6g_1^2g_2^2 + 9g_2^4)|\mu|^2}{3072M_S^4\pi^2} \\
& + \frac{g_1^2}{1024M_S^2\pi^2}(g_1^4 - g_2^4), \tag{4}
\end{aligned}$$

где $g_{1,2}$ – калибровочные константы связи группы $SU(2)_L \times U(1)_Y$, $Y_{Q,U,D} = \{\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, -\frac{4}{3}\}$ – гиперзаряды скварков, $h_U = \frac{g_2 m_U}{\sqrt{2} m_W s_\beta}$, $h_D = \frac{g_2 m_D}{\sqrt{2} m_W c_\beta}$ – константы связи Юкавы, $A_{U,D}$ – трилинейные константы связи и μ – массовый параметр хиггсовского суперполя. Из явного вида радиационных поправок к параметрам κ_i можно заметить, что последние становятся существенными,

если верны соотношения [7, 9]

$$\begin{aligned} |\mu|m_t \operatorname{ctg} \beta &\approx M_S^2, & |\mu|m_b \operatorname{tg} \beta &\approx M_S^2, & |A_t|m_t &\approx M_S^2, \\ |A_b|m_b &\approx M_S^2, & |\mu A_t|m_t^2 \operatorname{ctg} \beta &\approx M_S^4, & |\mu A_b|m_b^2 \operatorname{tg} \beta &\approx M_S^4. \end{aligned} \quad (5)$$

Поскольку дополнительные члены в разложении эффективного потенциала Хиггса "сдвигают" значение минимума, базис сектора Хиггса следует модифицировать. Выражения для масс бозонов Хиггса и угла смешивания в нейтральном секторе явно получены в **разделе 1.5.2**. Численные оценки приведены в **разделе 1.5.3**. Показано, что при масштабе масс суперпартнеров M_S порядка нескольких ТэВ, значениях A_t, μ порядка 10 ТэВ и малых и средних значениях $\operatorname{tg} \beta$ дополнительные вклады становятся существенными, см. рис. 1. Например, разница в значении масс легкого нейтрального скаляра может достигать 20%.

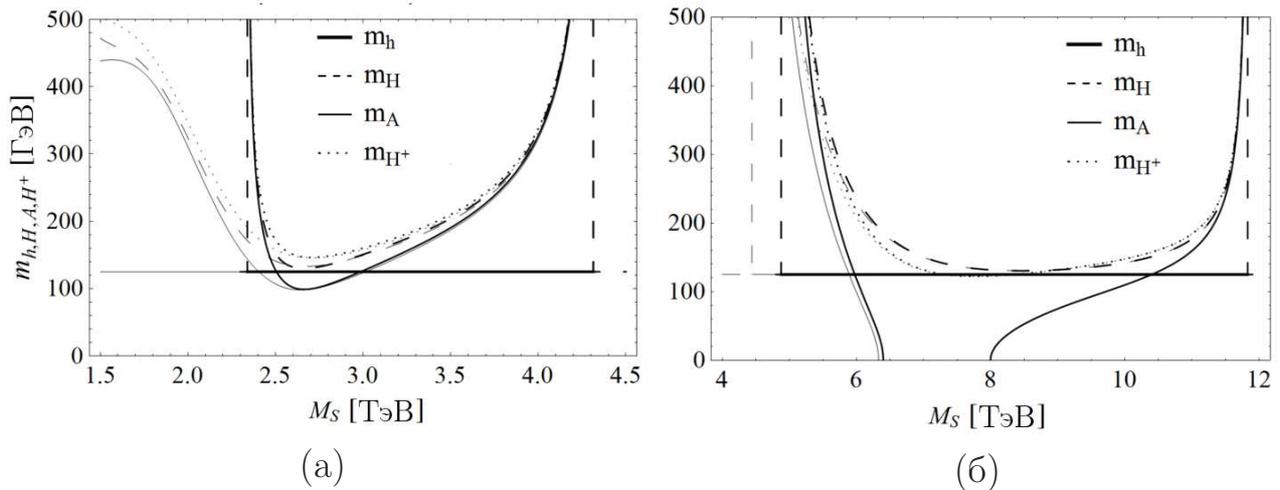


Рис. 1 — Массы бозонов Хиггса и условие на углы смешивания как функции от масштаба масс скварков M_S . Тонкие линии соответствуют эффективному потенциалу $U^{(4)}$, жирные линии — $U^{(6)}$. Параметрические наборы: (а) $\operatorname{tg} \beta = 4$, $A = 10$ ТэВ, $\mu = 8$ ТэВ; (б) $\operatorname{tg} \beta = 8$, $A = 25$ ТэВ, $\mu = 30$ ТэВ [1].

В **разделе 1.6** обсуждается вопрос о стабильности вакуума по отношению к дополнительным радиационным поправкам $\Delta\kappa_i$. Потенциал Хиггса МССМ, описывающий самосогласованные и феноменологически успешные сценарии, должен быть положительно-определенным на асимптотиках и иметь два локальных минимума со значениями $|v| = 246$ ГэВ, один из которых является вакуумом. Однако дополнительные радиационные поправки

могут "испортить" устойчивую конфигурацию локального минимума, т.е. нарушить стабильность вакуума. В этом случае упомянутые минимумы могут выродиться в желоб, проходящий через начало координат, или в седловую точку. В разделе 1.6 приведены в общем виде условия стабильности локального минимума, численный анализ которых сводится к получению ограничений на области разрешенных параметров МССМ. Как правило, новые вклады в большей степени ограничивают область разрешенных параметров.

Результаты первой главы, опубликованные в работах [1, 7, 9], изложены в разделе 1.7.

Вторая глава посвящена исследованию упрощенных моделей МССМ и параметрических сценариев (benchmark scenarios) МССМ после открытия бозона Хиггса с массой 125 ГэВ. Приводятся общие сведения об анализируемых на БАК сценариях, пределе настройки связей и режиме отщепления.

В разделе 2.1 рассматривается упрощенная модель $\Delta\lambda_{F,D}^{\text{wfr}}$, в рамках которой предполагается, что все суперпартнеры, за исключением скалярных кварков третьего поколения, отщеплены на масштабах, много больших M_S , массовый спектр скварков вырожден, и радиационные поправки включают пороговые поправки к параметрам λ_i и κ_j , рассчитанные методом эффективного потенциала³ с учетом нелидирующих D -членов мягкого нарушения суперсимметрии, а также поправки, возникающие вследствие перенормировки волновой функции, КХД- и поправки к юкавским константам связи до двух петель. В рамках модели $\Delta\lambda_{F,D}^{\text{wfr}}$ обсуждается вопрос о разрешенных областях параметрического многообразия [3]. Как правило, расчеты в рамках эффективной теории поля предсказывают нетривиальную структуру изоконтура $m_h=125$ ГэВ в пространстве $(m_{A/H^\pm}, \text{tg } \beta)$ в области малых значений $\text{tg } \beta$, см. рис. 2 (б). Предел настройки связей при этом сохраняется, если $M_S \sim \mathcal{O}$ (ТэВ), $A_{t,b}$ и/или μ порядка 10 ТэВ. Т.о., сценарий малых $\text{tg } \beta$ представляет интерес в контексте экспериментальных поисков бозонов Хиггса ДДМ.

Раздел 2.2 посвящен численному анализу hMSSM сценария в рамках упрощенной модели $\Delta\lambda_{F,D}^{\text{wfr}}$ [2, 3]. Показано, что приближение $\Delta\lambda_{F,D}^{\text{wfr}}$ более стабильно по отношению к различным радиационным поправкам. Наилучшее согласие между обсуждаемыми приближениями наблюдается при больших значениях $\text{tg } \beta$ и $M_S > 1$ ТэВ. Для малых значений $\text{tg } \beta$ поправки в массовую

³Е. Akhmetzyanova, M. Dolgoplov, M. Dubinin, Phys. Rev. **D71** (2005) 075008; см. также [1].

матрицу $\Delta\mathcal{M}_{ij}^2$ оказываются одного порядка и не стабильны по отношению к разным приближениям. Наибольшее расхождение в предсказаниях для угла смешивания в CP-четном хиггсовском секторе α может достигать 30-45%, для массы тяжелого CP-четного бозона — 10-14%. Т.о., сценарий hMSSM не дает удовлетворительной точности результатов при малых $\text{tg } \beta$, а также при средних и высоких $\text{tg } \beta$ в общем случае.

В разделе 2.3 проанализированы параметрические сценарии⁴ m_h^{max} , m_h^{mod+} , m_h^{mod-} , *light stop*, *light stau* и τ -*phobic*, используемые при поиске суперсимметричной физики на БАК. В рамках упрощенной модели $\Delta\lambda_{F,D}^{wfr}$ показано, что для таких сценариев кроме средних и больших значений $\text{tg } \beta$ существует разрешенная область малых значений $\text{tg } \beta$, не исключенная экспериментально, см. рис. 2. Данная область представляет особый интерес, поскольку пакет FeynHiggs, используемый при модельно-зависимых оценках и ограничениях на БАК, не применим в этой области. Нетривиальная структура изоконтуров массы бозона Хиггса h в пространстве $(m_{H^\pm}, \text{tg } \beta)$ в области малых значений $\text{tg } \beta$ присутствует для всех сценариев, однако дополнительные поправки $\Delta\kappa_i$, индуцированные эффективными операторами размерности "шесть" однопетлевого потенциала Хиггса MSSM, могут исключить для сценариев *light stop* и τ -*phobic* области малых значений $\text{tg } \beta$. Предел настройки связей наблюдается только в режиме отщепления и имеет место при средних значениях $\text{tg } \beta$ для большинства сценариев. Для разрешенных значений параметров модели (точки, принадлежащие изоконтурам $m_h=125$ ГэВ рис. 2) получены сечения процесса $pp \rightarrow \bar{t}bH^+$. Показано, что при массе заряженного бозона Хиггса больше 400 ГэВ области разрешенных значений малых $\text{tg } \beta$, возникающие в параметрических сценариях m_h^{max} , m_h^{mod+} , m_h^{mod-} , *light stop*, *light stau* и τ -*phobic*, являются маловероятными в силу ограничений, накладываемых из условия существования предела настройки связей и сечений ассоциированного процесса рождения заряженного бозона Хиггса и топ кварка.

В разделе 2.4 рассмотрены возможности существования легких бозонов Хиггса с массами, меньше 125 ГэВ, не противоречащими современным экспериментальным данным. В low- m_H сценарии⁴ предполагается, что наблюдаемый бозон соответствует тяжелому CP-четному скаляру H ($m_H=125$

⁴M. Carena et al, Eur. Phys. J. C 73 (2013) 2552.

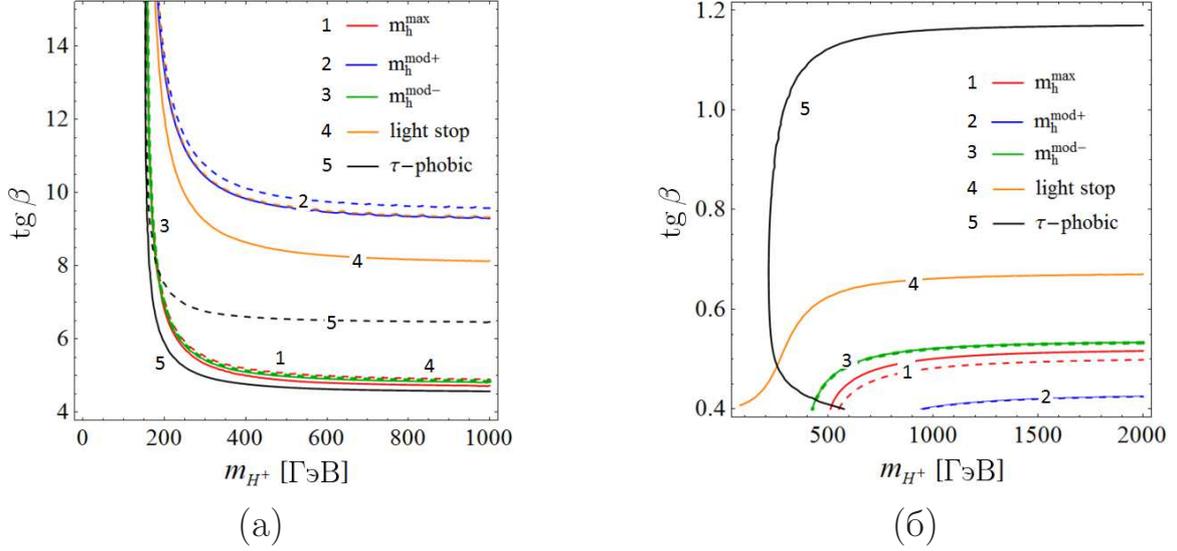


Рис. 2 — Изоконтурлы постоянной массы $m_h = 125$ ГэВ для средних и больших значений $\text{tg } \beta$ (а) и малых значений $\text{tg } \beta$ (б). Сплошные линии — учтены только члены лагранжиана размерности четыре по полям, пунктирные линии соответствуют расчету с радиационными поправками, индуцированными членами шестой степени по полям [9].

ГэВ), а предел настройки связей, отличный от предела настройки связей для скаляра h , наблюдается, если $\alpha \approx \beta$ [9]. В предлагаемом для рассмотрения сценарии low- m_A масса CP-нечетного бозона Хиггса считается равной 30–90 ГэВ, и наблюдаемый бозон Хиггса отождествляется либо со скаляром h , либо с H . Характерные особенности таких сценариев отражены на рис. 3, где черная пунктирная линия соответствует изоконтурку массы CP-четного бозона 125 ГэВ. При $M_S = 1.5$ ТэВ и различных значениях $\text{tg } \beta$ масса заряженного бозона Хиггса не превосходит, как правило, 220 ГэВ, масса тяжелого скаляра меняется в пределах $150 \text{ ГэВ} \leq m_H \leq 350 \text{ ГэВ}$, рис. 3 (а). Выбор меньших значений M_S позволяет повысить величину m_{H^\pm} до 700 ГэВ, рис. 3 (б). Можно заметить, что при средних значениях $\text{tg } \beta$ параметр $\mu \approx 10$ ТэВ, а при малых — μ может быть порядка 5 ТэВ. Предел точной настройки связей выделяет небольшие предпочтительные области многообразия параметров рис. 3 для сценария low- m_A и не выполняется для сценария low- m_H . Более того, настроить связи возможно только для h бозона ($m_h = 125$ ГэВ). Т.о., предел точной настройки связей может осуществляться и в отсутствии режима отщепления, если параметры $A_{t,b}, \mu$ порядка 5–10 ТэВ.

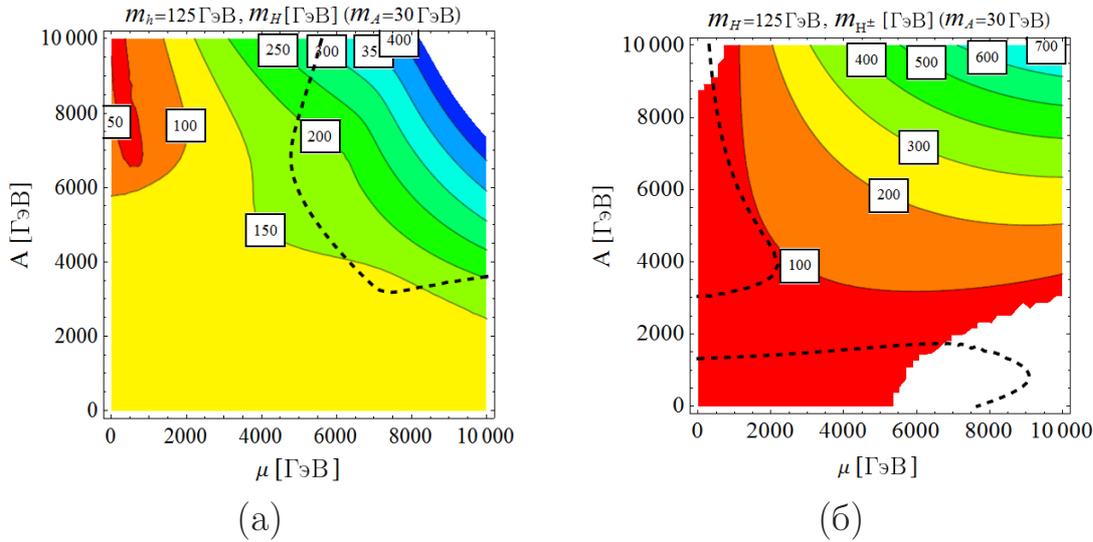


Рис. 3 — Изоконтур массы бозона Хиггса для сценариев $low-m_H$ и $low-m_A$ ($m_A=30$ ГэВ) в пространстве параметров $(\mu, A_{t,b})$. Изоконтур, выполненные черной пунктирной линией, соответствуют 125 ГэВ: (а) $M_S = 1500$ ГэВ, $\tan \beta = 2$, $m_h = 125$ ГэВ, представлены различные изоконтур m_H ; (б) $M_S = 1000$ ГэВ, $\tan \beta = 5$, $m_H = 125$ ГэВ, представлены изоконтур m_{H^\pm} [9].

В разделе 2.5 обсуждаются следствия, к которым бы привели наблюдения дополнительных бозонов Хиггса. На примере статистического отклонения⁵ в pp -столкновении при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в дифотонном инвариантном массовом спектре при $M(\gamma\gamma) \sim 750$ ГэВ и сечением порядка 6 фбн рассмотрен характерный анализ минимальной суперсимметричной модели [8]. Показано, что режим отщепления и предел настройки связей не выполняются. Т.о., если бы бозон Хиггса с массой порядка 1 ТэВ и сечением порядка 10 фбн наблюдался в действительности, существующие версии МССМ были бы закрыты.

Результаты второй главы, опубликованные в работах [2, 3, 5, 6, 8, 9], изложены в разделе 2.6.

Третья глава посвящена исследованию конечнотемпературного хиггсовского потенциала МССМ, построение которого основано на расчете различных однопетлевых температурных поправок из сектора "скварки третьего поколения-бозон Хиггса", где температурная зависимость содержится в управляющих параметрах $\lambda_i(T)$ и вычисляется поддиаграммно в рамках фор-

⁵ATLAS collaboration, ATLAS-CONF-2015-081; ATLAS-CONF-2016-018.

мализма мнимого времени⁶. Особое внимание уделено исследованию динамики вакуумных конденсатов полей Хиггса.

В разделе 3.1 описываются фазовые переходы первого рода в ранней Вселенной и их методы исследования. Динамика фазового перехода описывается конечнотемпературным эффективным потенциалом скалярных полей в области, где имеет место пертурбативное разложение потенциала. Так, при температурах, меньших критической $T < T_c$, надежным приближением является однопетлевое разложение эффективного потенциала, при высоких температурах, когда $T > T_c$, хорошим приближением является пертурбативное разложение, учитывающее многопетлевые диаграммы, где проводится интегрирование по массивным модам пертурбативно, а легкие моды исследуются численно.

Раздел 3.2 посвящен описанию механизма электрослабого фазового перехода в СМ, где рассмотрено однопетлевое приближение эффективного потенциала (приближение идеального газа). "Кубический" член в потенциале, возникающий в СМ вследствие неаналитичности интеграла для плотности свободной энергии по переменной m^2/T^2 , при этом является необходимым условием наличия фазового перехода первого рода.

В разделе 3.3 рассматриваются различные представления конечнотемпературного хиггсовского потенциала МССМ. Как и в случае СМ разделяющий вакуумы с ненарушенной и нарушенной симметрией барьер, обусловленный наличием фазового перехода первого рода, возникает благодаря кубичному члену в температурном представлении потенциала Хиггса за счет диаграмм типа "маргаритка" при высоких температурах⁷. Коэффициент при отрицательном члене третьей степени $|v(T)|^3$, обеспечивающий наличие барьера, а значит, и фазового перехода первого рода, в ДДМ увеличивается за счет появления дополнительных слагаемых — бозонов Хиггса. Однако в таком представлении эффективного потенциала нет зависимости от $\text{tg } \beta(T)$, величина которого необходима для интерпретации состояний полей в терминах частиц. В общем случае описание фазового перехода в рамках ДДМ требует рассмотрения двумерной картины, поскольку нарушение симметрии в общем базисе скалярных полей описывается двумя вакуумными средними, а система

⁶А. О. Борисов, М. В. Долгополов, М. Н. Дубинин, Э. Н. Рыкова, Ядерная Физика **72** (2009) 175; M. Dolgoplov, M. Dubinin, E. Rykova, J. Mod. Phys. **2**, 5 (2011) 301.

⁷J. M. Cline, Baryogenesis, arXiv:0609.145v3 (2006).

бозонов Хиггса состоит из пяти скалярных частиц. Более реалистичным представляется общий случай меняющегося значения $\text{tg } \beta(T)$, где эффективный хиггсовский потенциал при нулевой температуре $T = 0$ является граничным условием для конечнотемпературного эффективного двухдублетного потенциала МССМ, "погруженного" в первичную космологическую плазму.

Эволюция двух вакуумных конденсатов сопровождается увеличением их абсолютного значения, углублением и вращением в пространстве (ϕ_1, ϕ_2) . Анализ температурной эволюции потенциала, в ходе которой набор $(m_A(T), \text{tg } \beta(T))$ не фиксирован, при этом становится крайне затруднительным. В **разделе 3.4** обсуждается специфика критических точек ϕ_{ic} хиггсовского потенциала в этом случае.

В **разделе 3.5** излагаются методы исследования функций нескольких переменных в рамках теории катастроф. Рассматривается лемма Морса и лемма расщепления, согласно которым в окрестности изолированных или неизолированных критических точек потенциал Хиггса всегда можно представить в виде канонической формы теории катастроф. Гладкая нелинейная замена координат при этом состоит из двух этапов: 1) поворот системы координат, необходимый для удаления слагаемого размерности "два" по полям; 2) нелинейное осесохраняющее преобразование. Аналитические выражения общего вида для параметров потенциала Хиггса в системе координат после поворота представлены в разделе **разделе 3.5.1** [4, 5].

Раздел 3.6 посвящен рассмотрению случая постоянного на протяжении всей термодинамической эволюции Вселенной значения $\text{tg } \beta$ [4], где потенциал Хиггса по форме совпадает с хиггсовским потенциалом СМ

$$U = -\mu^2 v^2 + \lambda v^4, \quad (6)$$

$$\lambda = \frac{c_\beta^8}{64} (\text{tg}^4 \beta \lambda_2 + 2 \text{tg}^3 \beta \lambda_7 + \text{tg}^2 \beta \lambda_{345} + 2 \text{tg} \beta \lambda_6 + \lambda_1), \quad (7)$$

$$\mu^2 = \frac{c_\beta^4}{8} (\text{tg}^2 \beta \mu_2^2 + 2 \text{tg} \beta \mu_{12}^2 + \mu_1^2). \quad (8)$$

Тогда каноническая форма потенциала в окрестности критической точки имеет вид $U = \lambda v^4$, которая представляет собой росток катастрофы, соответствующий в классификации Тома функции-катастрофе $A_3 = \bar{v}^4 + a_1 \bar{v} + a_2 \bar{v}^2$, где a_1, a_2 — управляющие параметры, $\bar{v}^4 = \lambda(T)v^4$.

В **разделе 3.7** исследуются устойчивые формы потенциала Хиггса, которые, как предполагается, существовали при высоких температурах и после фазового перехода первого рода во время равновесной термодинамической эволюции, когда значения вакуумных конденсатов меняются плавно и непрерывно. Тогда потенциал Хиггса в окрестности изолированной критической точки может быть представлен в виде канонической формы Морса $\bar{U}'(\bar{v}'_1, \bar{v}'_2) = -\frac{\bar{\mu}_1^2}{2}\bar{v}'_1{}^2 - \frac{\bar{\mu}_2^2}{2}\bar{v}'_2{}^2$ с точностью до членов шестой степени по полям. Рассматривается вывод всех наборов нелинейных преобразований, приводящих потенциал Хиггса к данной канонической форме, обсуждается их точность.

В **разделе 3.8** исследуется бифуркационное поведение системы, когда вакуумное состояние системы скачкообразно переходит из нулевого состояния в $v_c(T)$. В окрестности нуля конечнотемпературный потенциал Хиггса тогда можно представить в виде морсовской части и ростка катастрофы

$$\bar{U} = -\frac{\mu_1^2 + \mu_2^2}{2}\bar{v}'_2{}^2 + \text{Cat}(l, k). \quad (9)$$

Соответствующие функции-катастрофы имеют вид

$$A_3 = \bar{v}'_1{}^4 + a_1\bar{v}'_1 + a_2\bar{v}'_1{}^2, \quad A_5 = \bar{v}'_1{}^6 + a_1\bar{v}'_1 + a_2\bar{v}'_1{}^2 + a_3\bar{v}'_1{}^3 + a_4\bar{v}'_1{}^4, \quad (10)$$

где математические управляющие параметры a_i являются функциями, зависящими от параметров потенциала Хиггса и, в конечном счете, от температуры T . Явный вид нелинейных преобразований, приводящих в окрестности нуля потенциал Хиггса к каноническим формам (9), представлен в разделе разделе 3.8.

Численный анализ для меняющегося угла β выполнен в **разделе 3.9**. Сепаратрисы функции-катастрофы A_3 , удовлетворяющие соотношению $(-\frac{a_2}{6})^3 = (\frac{a_1}{8})^2$, ограничивают множество системы, где, согласно теории катастроф, возможно бифуркационное поведение вакуумного среднего $\sqrt{v_1^2 + v_2^2}$. Численная оценка a_1, a_2 модельно-зависима по отношению к значениям $\beta(T_c)$, m_Q, m_U, m_D . При $a_1 = a_2 = 0$ потенциал Хиггса симметричен и имеет минимум в нуле, при дальнейшем понижении температуры параметры a_1, a_2 становятся ненулевыми, а состояние системы — неустойчивым. При $T \sim 200$ ГэВ система находится в области сборки многообразия катастрофы, потенциал имеет два минимума, и, вообще говоря, возможен переход вакуумного

конденсата в любой точке этой области. Согласно "принципу максимального промедления Максвелла" скачок происходит лишь при пересечении траекторией системы дальней ветви сепаратрисы. В предположении, что $\text{tg } \beta(T_c) = 5$, $\mu = 1.4 \text{ ТэВ}$, $m_Q = 100 \text{ ГэВ}$, $m_U = 100 \text{ ГэВ}$, $m_D = 800 \text{ ГэВ}$, $v(T_c) = T_c$, скачок происходит при $T_c = 58 \text{ ГэВ}$.

Результаты третьей главы, опубликованные в работах [4, 5, 10], изложены в **разделе 3.10**.

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту. В **Приложении А** приведены аналитические выражения для параметров λ_i в случае одной и двух петель. В **Приложении Б** приведены результаты численного анализа, проводимого в рамках упрощенной модели $\Delta\lambda_{F,D}^{\text{wfr}}$. В **Приложении В** получены аналитические выражения для нелинейных преобразований, приводящие конечнотемпературный хиггсовский потенциал МССМ к форме Морса.

Список публикаций по теме диссертации

Статьи в научных журналах

1. Dubinin M.N., Petrova E.Yu. Radiative corrections ... operators // Phys. Rev. D. 2017. V.95. P. 055021. DOI: 10.1103/PhysRevD.95.055021.
2. Dubinin M.N., Petrova E.Yu. Heavy supersymmetry ... approach // Physics of Particles and Nuclei. 2017. V.48, № 5. P. 815-818. DOI: 10.1134/S1063779617050124.
3. Дубинин М.Н., Петрова Е.Ю. Упрощенные параметрические ... Хиггса // Ядерная физика. 2016. Т.79, №4. С. 302-314. DOI: 10.7868/S0044002716040085.
4. Дубинин М.Н., Петрова Е.Ю. Высокотемпературный потенциал ... катастроф // Теоретическая и математическая физика. 2015. Т.184, №2. С. 315-337. DOI: 10.4213/tmf8814.
5. Дубинин М.Н., Петрова Е.Ю. Двухдублетный температурный ... катастроф // Ядерная физика и инжиниринг. 2014. Т.5, №9. С. 751-755. DOI: 10.1134/S2079562914080119.

Материалы конференций и семинаров

6. Dubinin M.N., Petrova E.Yu. Higgs ... extensions // Particle Physics at the Year of Light: Proceedings of the Seventeenth Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics. World Scientific, 2017. P. 443-452. DOI: 10.1142/9789813224568_0073.
7. Dubinin M.N., Petrova E.Yu. Vacuum stability ... supersymmetry // European Physical Journal Web of Conferences. 2017. V.158. P. 02005. DOI: 10.1051/epjconf/201715802005.
8. Dubinin M.N., Petrova E.Yu. Post-Higgs THDM ... data // European Physical Journal Web of Conferences. 2016. V.125. P. 02018. DOI: 10.1051/epjconf/201612502018.

Препринты

9. Dubinin M., Petrova E. Scenarios ... supersymmetry: arXiv:1709.10301v1 [hep-ph]. 2017. 1 p.
10. Дубинин М.Н., Петрова Е.Ю. Канонические ... модели: Препринт НИИЯФ МГУ № 2014-3/887. 2014. 1 с.