

На правах рукописи

Невзоров Роман Борисович

**ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ
СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ РАСШИРЕНИЙ
СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ**

Специальность: 01.04.02 - теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

МОСКВА — 2019

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении "Институт теоретической и экспериментальной физики имени А. И. Алиханова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт".

Официальные оппоненты:

Горбунов Дмитрий Сергеевич, доктор физико-математических наук, профессор РАН, член-корреспондент РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, отдел теоретической физики, главный научный сотрудник;

Дубинин Михаил Николаевич, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, отдел теоретической физики высоких энергий, ведущий научный сотрудник;

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

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение "Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова Национального исследовательского центра "Курчатовский Институт".

Защита состоится " _____ " _____ 2019 г. в _____ час. на заседании диссертационного совета Д 002.119.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН), расположенном по адресу: проспект 60-летия Октября, д. 7а, 117312, Москва.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ИЯИ РАН по адресу: <http://www.inr.ru/rus/referat/dis-zasch.html>

Автореферат разослан " _____ " _____ 2019 г.

Учёный секретарь

диссертационного совета Д 002.119.01

кандидат физико-математических наук

С. В. Демидов

Общая характеристика работы

Наличие тёмной материи, которая по данным различных наблюдений составляет примерно 25% плотности энергии в нашей Вселенной, указывает на существование "новой физики", т.е. новых полей и взаимодействий, которые не являются составной частью стандартной модели (СМ). Данная модель включает в себя все известные на сегодняшний день фундаментальные частицы и с достаточно высокой точностью описывает имеющиеся в физике элементарных частиц экспериментальные данные. Если новые частицы имеют массы порядка нескольких ТэВ, то "новая физика" может пролить свет на происхождение относительно лёгкого бозона Хиггса и механизм генерации барионной асимметрии Вселенной. В диссертации вышеперечисленные проблемы изучаются в рамках расширений СМ, которые можно рассматривать в качестве низкоэнергетического предела теорий Великого Объединения (ТВО). Диссертационная работа основана на результатах, полученных и опубликованных в 2001–2018 гг. [1]– [67].

Актуальность темы исследования. Открытие бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере (БАК) стало очередным важным шагом на пути познания законов микромира. С одной стороны экспериментальное обнаружение этого состояния находится в полном соответствии с предсказаниями СМ. С другой стороны по-прежнему остаются без ответа целый ряд проблемных вопросов, которые стимулируют изучение различных расширений СМ. В частности, одной из главных загадок является чрезвычайная слабость гравитационного взаимодействия по сравнению с другими типами известных на сегодняшний день взаимодействий. В принципе слабость гравитационного взаимодействия можно было бы объяснить тем, что шкала спонтанного нарушения калибровочной $SU(2)_W \times U(1)_Y$ симметрии, а также массы W и Z бозонов ($M_W \simeq 80.4$ ГэВ и $M_Z \simeq 91.2$ ГэВ), которые в СМ определяются параметром m_H^2 в потенциале взаимодействия хиггсовских полей:

$$V(H) = -m_H^2 H^\dagger H + \lambda(H^\dagger H)^2, \quad (1)$$

где H — $SU(2)_W$ дублет хиггсовских полей, на много порядков меньше массы Планка $M_P \sim 10^{19}$ ГэВ. Однако учёт квантовых поправок приводит к перенормировке m_H^2 . При этом в каждом порядке теории возмущений возникают квадратичные

расходимости. Если предположить, что в качестве естественной шкалы обрезания используется масса Планка, то для получения $|m_H| \sim 100$ ГэВ необходимо подстроить параметр $m_{H_0}^2$ исходного (древесного) лагранжиана с относительной точностью $\sim 10^{-32}$, чтобы компенсировать вклад петлевых поправок в m_H^2 . В результате возникает проблема тонкой настройки.

Крайне интересными с этой точки зрения являются $N = 1$ суперсимметричные (СУСИ) обобщения СМ. Мягкое нарушение СУСИ в этих моделях гарантирует отсутствие квадратичных расходимостей. СУСИ модели позволяют объединить на планковской шкале гравитацию с другими калибровочными взаимодействиями в рамках супергравитационных (СУГРА) моделей. Объединение калибровочных констант, которое естественным образом возникает в рамках простейшего СУСИ обобщения СМ — минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ), даёт основания предполагать, что при сверхвысоких энергиях порядка $M_X \simeq 10^{16}$ ГэВ сильные и электрослабые взаимодействия описываются единым образом в рамках ТВО. Наконец, легчайшая суперсимметричная частица (ЛСЧ) в СУСИ моделях обычно является стабильной. Если ЛСЧ не несет электрического заряда и не принимает участия в сильных взаимодействиях (как например, легчайшее нейтрино), то соответствующие состояния могут образовывать значительную часть плотности тёмной материи. Однако в простейших случаях наблюдаемое в экспериментах на БАК хиггсовское состояние может быть получено в МССМ только когда массы всех других скалярных частиц существенно больше 1 ТэВ, что предполагает достаточно высокую степень тонкой настройки параметров модели. Данное обстоятельство стимулирует исследование простейшего расширения МССМ — неминимальной суперсимметричной стандартной модели (НМССМ), НМССМ+ (т.е. НМССМ с тремя дополнительными парами $5 + \bar{5}$ супермультиплетов группы $SU(5)$) и $U(1)$ расширений МССМ, к которым может приводить нарушение калибровочной симметрии в ТВО.

Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют однозначно судить о том является ли открытый в 2012 году бозон Хиггса элементарной или же составной частицей. В современных моделях составного Хиггса (МСХ) нарушение электрослабой симметрии происходит динамически в отдельном секторе, который специально

для этих целей вводится в рассмотрение. Динамический характер нарушения электрослабой симметрии предполагает, что по аналогии с квантовой хромодинамикой (КХД) на определённой шкале энергий взаимодействия в данном секторе становятся достаточно сильными, что приводит к образованию связанных состояний, формирующих, в частности, $SU(2)_W$ дублет бозонов Хиггса. В общем случае теории такого типа должны приводить к достаточно большим значениям константы λ в потенциале взаимодействия хиггсовских полей (1), что в свою очередь отвечает достаточно тяжёлому бозону Хиггса с массой $M_H \gtrsim 246$ ГэВ. С другой стороны данные измерений соответствуют $M_H \simeq 125 - 126$ ГэВ и $\lambda \simeq 0.13$. Относительно небольшие значения параметра λ указывают на то, что в МСХ $SU(2)_W$ дублет бозонов Хиггса может появляться в качестве набора псевдоголдстоуновских состояний, который отвечает спонтанно нарушенной глобальной симметрии. Такой приближённой глобальной симметрией может обладать сектор, в котором генерируется нарушение электрослабой симметрии. В этой связи большой интерес представляет изучение МСХ, которые могут появляться в качестве низкоэнергетического предела ТВО.

Потенциал взаимодействия хиггсовских полей (1) может иметь два практически вырожденных минимума. Существование двух таких вырожденных вакуумов предсказывается принципом мультикритической точки [68]. Минимум на электрослабой шкале определяется параметром m_H^2 . При сверхвысоких энергиях данным параметром можно с хорошей точностью пренебречь. В этом приближении второй минимум с весьма малой плотностью энергии ($\ll \Lambda^4$) реализуется на некоторой шкале Λ , если $\lambda(\Lambda)$ и значение соответствующей β -функции $\beta_\lambda(\Lambda)$ зануляются. Причём $\beta_\lambda(\Lambda)$ зануляется только при определённом значении юкавской константы t кварка, что при $\Lambda \simeq M_P$ позволяет предсказать массы Хиггса и t кварка [69]

$$M_H = 135 \pm 9 \text{ ГэВ}, \quad M_t = 173 \pm 4 \text{ ГэВ}. \quad (2)$$

Полученные значения M_t и M_H хорошо согласуются с измеренными на эксперименте. Весьма успешные предсказания для масс Хиггса и t кварка (2) стимулируют изучение предсказаний, к которым может приводить принцип мультикритической точки в расширениях СМ с двумя дублетами Хиггса и СУГРА моделях.

Цели и задачи диссертационной работы. Настоящая работа посвящена построению и исследованию расширений СМ, которые могут приводить к относительно лёгкому бозону Хиггса с массой 125 – 126 ГэВ, а также изучению их возможных проявлений в различных экспериментах и космологии. К числу основных целей диссертации следует отнести:

1. Изучение СУСИ теорий Великого Объединения с дополнительными пространственными измерениями с целью построения суперсимметричного расширения СМ с дополнительной $U(1)$ калибровочной симметрией, а также модели составного Хиггса, в которой $SU(2)_W$ дублет бозонов Хиггса может появляться в качестве набора псевдоголдстоуновских состояний, отвечающих спонтанно нарушенной глобальной симметрии.
2. Рассмотрение эволюции различных констант взаимодействия в СУСИ моделях и в расширениях СМ с двумя дублетами Хиггса.
3. Исследование спектра хиггсовских состояний, процессов их рождения и различных каналов их распадов в экспериментах на БАК в рамках СУСИ расширений СМ. Анализ нестандартных каналов распада легчайшего бозона Хиггса в этих моделях.
4. Изучение ограничений на спектр частиц в СУСИ расширениях СМ с универсальными параметрами мягкого нарушения суперсимметрии на шкале M_X . Вычисление массы легчайшего бозона Хиггса, плотности тёмной материи и сечения рассеяния легчайшего нейтралино на нуклонах в этих моделях.
5. Рассмотрение процесса генерации барионной асимметрии Вселенной в СУСИ расширениях СМ и моделях составного Хиггса.
6. Анализ возможных проявлений СУСИ расширений СМ с дополнительной $U(1)$ калибровочной симметрией и моделей составного Хиггса в экспериментах на БАК.
7. Исследование ограничений на параметры расширения СМ с двумя дублетами Хиггса, которые обусловлены существованием вырожденных вакуумов в этой

модели, имеющих примерно такую же плотность энергии, что и физический вакуум. Вычисление массы легчайшего бозона Хиггса в данных расширениях СМ. Построение СУГРА моделей с вырожденными вакуумами и оценка величины космологической постоянной в этих моделях.

Методы исследования. Результаты, представленные в диссертации, получены посредством аналитических и численных расчётов. Для описания эволюции параметров различных моделей из области сверхвысоких энергий в инфракрасную область и получения верхних ограничений на значения юкавских констант при низких энергиях использовались уравнения ренормгруппы. При выводе соответствующих уравнений, а также при изучении сечений рождения новых частиц и бозона Хиггса с массой 125 – 126 ГэВ в экспериментах на БАК, парциальных ширин распадов этих состояний, сечения процесса аннигиляции частиц тёмной материи, сечения рассеяния частиц тёмной материи на нуклонах и СР асимметрий, которые контролируют процесс генерации барионной асимметрии, использовались результаты вычислений различных фейнмановских диаграмм. Для расчётов сечений рождения бозонов Хиггса в экспериментах на БАК и парциальных ширин их распадов в рамках МССМ использовались пакеты программ `NMSSMTools` [70], `NMSSMCALC` [71] и `NMHDDECAY` [72, 73]. При вычислении плотности тёмной материи и сечения рассеяния частиц тёмной материи на нуклонах использовалась программа `micrOMEGAS` [74–76]. В процессе численного анализа спектра масс суперчастиц и хиггсовских бозонов, а также парциальных ширин их распадов использовались пакеты программ `FlexibleSUSY` [77], `SARAH` [78–80] и `SOFTSUSY` [81, 82]. Вычисление массы легчайшего хиггсовского состояния в СУСИ моделях было проведено с использованием программы `SUSYHD` [83]. При разработке теоретических моделей требовалась их непротиворечивость и согласие со всем массивом экспериментальных данных, включая данные астрофизических и космологических наблюдений, а также, где это только представлялось возможным, выделялись физические процессы, на основе которых в будущем можно было бы осуществить наблюдательную проверку данных моделей.

Научная новизна. Предложено новое расширение МССМ (E_6 ССМ) с дополнительной $U(1)_N$ калибровочной симметрией и спектром частиц, содержащим по

крайней мере три простейших представления группы E_6 , в котором операторы, приводящие к слишком быстрому распаду протона и к процессам, сопровождающимся нейтральными переходами с изменением аромата в кварковом и лептонном секторах, подавлены посредством дискретной \tilde{Z}_2^H симметрии. В рамках E_6 ССМ изучены процесс генерации барионной асимметрии Вселенной, нарушение $SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_N$ калибровочной симметрии, спектр бозонов Хиггса и нестандартные распады легчайшего хиггсовского состояния, а также рассмотрены другие возможные проявления этой СУСИ модели в экспериментах на БАК. Впервые предложены простейшие пятимерные СУСИ ТВО и E_6 СУСИ модель в шестимерном пространстве, которые при низких энергиях приводят к спектру частиц E_6 ССМ. Выведены двухпетлевые уравнения ренормгруппы E_6 ССМ. Используя полученные уравнения, проанализированы эволюция калибровочных констант взаимодействия и сценарий инфракрасной квазификсированной точки в этой СУСИ модели, а также в рамках E_6 ССМ с универсальными параметрами мягкого нарушения суперсимметрии на шкале M_X исследованы ограничения на параметры данной модели.

Выведены двухпетлевые уравнения ренормгруппы, описывающие эволюцию юкавских констант в рамках НМССМ+. Используя полученные уравнения, изучен сценарий инфракрасной квазификсированной точки, найдены теоретические ограничения на значения юкавских констант при низких энергиях и установлена часть параметрического пространства, наиболее естественным образом приводящая к хиггсовскому скаляру, который можно отождествить с состоянием, обнаруженным в экспериментах на БАК. В данной области параметрического пространства проанализированы перспективы обнаружения новых хиггсовских состояний в ближайшем будущем.

Предложена новая модель составного Хиггса с $SU(6)$ приближённой глобальной симметрией в секторе, образующем набор связанных состояний, которая может появляться в качестве низкоэнергетического предела ТВО в результате нарушения E_6 калибровочной симметрии. Рассмотрены соответствующие нарушения E_6 и $SU(6)$ симметрий, генерация масс фермионов и возможные проявления этой модели в экспериментах на БАК. В рамках данной модели составного Хиггса предложен механизм генерации барионной асимметрии.

Впервые получены соотношения между параметрами расширения СМ с двумя дублетами Хиггса, которые приводят к набору вырожденных вакуумов на шкале Λ , имеющих примерно такую же плотность энергии, что и физический вакуум. В рамках этого расширения СМ с вырожденными вакуумами изучена зависимость массы легчайшего бозона Хиггса от параметров модели. Впервые получены оценки для величины космологической постоянной в рамках СУГРА моделей с вырожденными вакуумами, один из которых можно отождествить с физическим вакуумом, а в другом низкоэнергетический предел рассматриваемой теории описывается СУСИ моделью в плоском пространстве. Проанализированы предсказания данных СУГРА моделей, которые могут быть проверены в ходе экспериментов на БАК.

Теоретическая и практическая значимость. Результаты анализа различных моделей, представленные в диссертации, наряду с развитыми методами и подходами их исследования легко обобщаются на другие расширения СМ. Полученные двухпетлевые уравнения ренормгруппы могут использоваться в последующих работах при дальнейшем изучении расширений СМ, предложенных в работе. Предсказания расширений СМ, которые рассмотрены в диссертации, могут быть проверены в ходе экспериментов на БАК. Таким образом полученные результаты могут помочь в интерпретации экспериментальных данных, а также могут быть использованы при планировании новых экспериментов. В целом методы и подходы, разработанные в диссертации, актуальны и востребованы в организациях, занимающихся фундаментальными исследованиями в области теоретической физики и физики высоких энергий, как в России так и за рубежом.

Положения, выносимые на защиту:

1. Предложено расширение МССМ с дополнительной $U(1)_N$ калибровочной симметрией (E_6 ССМ), спектр частиц которой включает по крайней мере три простейших представления группы E_6 . В рамках E_6 ССМ исследован процесс генерации барионной асимметрии Вселенной, обусловленный распадами легчайших правосторонних нейтрино и снейтрино, которые не участвуют в калибровочных взаимодействиях. Показано, что благодаря наличию экзотических состояний можно избежать проблемы гравитино. При этом экзотические кварки и скварки в E_6 ССМ представляют собой либо лептокварковые (сцена-

рий А) либо дикварковые (сценарий В) состояния. Рассмотрены возможные проявления экзотических состояний в экспериментах на БАК.

2. Найдены простейшие пятимерные СУСИ ТВО, которые могут приводить к сценариям А и В при энергиях существенно меньших, чем M_X . Предложена E_6 СУСИ модель в шестимерном пространстве, в рамках которой спектр частиц при низких энергиях отвечает сценарию А.
3. Проведён сравнительный анализ эволюции калибровочных констант взаимодействия в МССМ и E_6 ССМ. Показано, что в случае сценария А точного совпадения калибровочных констант СМ на шкале M_X можно добиться практически при любых феноменологически приемлемых значениях $\alpha_3(M_Z)$, тогда как в рамках сценария В учёт двухпетлевых поправок разрушает объединение калибровочных констант.
4. Исследованы нарушение $SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_N$ калибровочной симметрии и спектр бозонов Хиггса в E_6 ССМ. Показано, что даже в древесном приближении масса легчайшего CP-чётного бозона Хиггса в этой модели может достигать 120 – 130 ГэВ, а относительные парциальные ширины нестандартных распадов этого хиггсовского состояния могут составлять 10 – 20%. Отдельно в контексте верхнего ограничения на массу легчайшего хиггсовского скаляра изучен сценарий инфракрасной квазификсированной точки.
5. В рамках E_6 ССМ и МССМ с универсальными параметрами мягкого нарушения суперсимметрии на шкале M_X проанализированы ограничения на параметры этих моделей. Показано, что в E_6 ССМ, так же как и в МССМ, почти все скалярные частицы имеют массы большие 5 ТэВ и существенно тяжелее глюино, а также легчайших нейтралино и чарджино. Установлено, что в общем случае имеющиеся экспериментальные ограничения на сечение рассеяния частиц тёмной материи на ядрах приводят к весьма жёстким нижним ограничениям на массы суперпартнёров калибровочных бозонов. Тем не менее в E_6 ССМ найдены сценарии с относительно лёгкими глюино, нейтралино и чарджино.

6. Используя двухпетлевые уравнения ренормгруппы, установлены теоретические ограничения на значения юкавских констант при низких энергиях в рамках НМССМ и НМССМ+. Показано, что наиболее естественным образом хиггсовский бозон, который можно отождествить с состоянием, обнаруженным в экспериментах на БАК, можно получить в области параметрического пространства, отвечающей НМССМ (или НМССМ+) с приближённой $U(1)$ симметрией. В этом пределе исследован спектр бозонов Хиггса и вычислены сечения рождения всех хиггсовских состояний в экспериментах на БАК. Отдельно проанализирован сценарий инфракрасной квазификсированной точки.
7. Предложена шестимерная СУСИ модель, в которой нарушение E_6 калибровочной симметрии приводит к модели составного Хиггса (E_6 МСХ) с $SU(6)$ приближённой глобальной симметрией в секторе, образующем набор связанных состояний. В рамках E_6 МСХ предложен механизм генерации барионной асимметрии, а также рассмотрены генерация масс фермионов и возможные проявления этой модели в экспериментах на БАК. В частности, исследованы сечение рождения и относительные парциальные ширины распадов нейтрального псевдоголдстоуновского бозона, который образуется в результате нарушения $SU(6)$ симметрии.
8. В расширении СМ с двумя дублетами Хиггса получены соотношения между параметрами этой модели, которые приводят к набору вырожденных вакуумов на шкале Λ , имеющих примерно такую же плотность энергии, что и физический вакуум. Установлено, что такие вырожденные вакуумы образуются в результате спонтанного нарушения приближённой $U(1)$ симметрии, которая при $\Lambda \lesssim M_P$ приводит к подавлению процессов, сопровождающихся нейтральными переходами с изменением аромата в кварковом и лептонном секторах, а также эффектов, связанных с СР нарушением в хиггсовском секторе. В рамках данного расширения СМ с вырожденными вакуумами изучен сценарий инфракрасной квазификсированной точки и исследована зависимость массы легчайшего СР-чётного бозона Хиггса от параметров модели.
9. Предложены СУГРА модели с вырожденными вакуумами, один из которых

можно отождествить с физическим вакуумом, а в другом низкоэнергетический предел рассматриваемой теории описывается СУСИ моделью в плоском пространстве. Предполагая, что различие в плотностях энергий этих вакуумов пренебрежимо мало, получены оценки для величины космологической постоянной. Рассмотрены предсказания данных СУГРА моделей, которые могут быть проверены в ходе экспериментов на БАК.

Степень достоверности и апробация результатов. Полученные в диссертации результаты являются обоснованными. Они опубликованы в реферируемых журналах. Результаты, представленные в диссертации, обсуждались на семинарах в ведущих университетах и лабораториях мира, включая университеты городов Оксфорда, Кембриджа, Саутгемптона, Глазго, Эдинбурга, Дарема, Манчестера, Ливерпуля, Ланкастера, Аделаида, университет Миннесоты и Гавайский университет, а также Стэнфордскую национальную ускорительную лабораторию (SLAC), Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова (МГУ), НИИЯФ МГУ, ИЯИ, ОИЯИ, ИТЭФ и ИФВЭ. Полученные результаты также обсуждались на крупнейших международных конференциях:

1. 37th International Conference on High Energy Physics (Валенсия, Испания, 2014).
2. 35th International Conference on High Energy Physics (Париж, Франция, 2010).
3. 34th International Conference on High Energy Physics (Филадельфия, США, 2008).
4. 33rd International Conference on High Energy Physics (Москва, Россия, 2006).
5. 2015 Europhysics Conference on High Energy Physics (Вена, Австрия, 2015).
6. 2007 Europhysics Conference on High Energy Physics (Манчестер, Великобритания, 2007).
7. 2011 Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society (Провиденс, США, 2011).
8. 11th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (Санкт-Петербург, Флорида, США, 2012).

9. 24th International Conference on Supersymmetry and Unification of Fundamental Interactions (Мельбурн, Австралия, 2016).
10. 19th International Conference on Supersymmetry and Unification of Fundamental Interactions (Национальная ускорительная лаборатория им. Энрико Ферми, США, 2011).
11. 17th International Conference on Supersymmetry and Unification of Fundamental Interactions (Бостон, США, 2009).
12. 15th International Conference on Supersymmetry and Unification of Fundamental Interactions (Карлсруэ, Германия, 2007).
13. 13th International Conference on Supersymmetry and Unification of Fundamental Interactions (Дарем, Великобритания, 2005).
14. Conference on Particles and Cosmology (Сингапур, 2018).
15. Conference on Cosmology, Gravitational Waves and Particles (Сингапур, 2017).
16. CoEPP Annual Workshop (Торку, Виктория, Австралия, 2016)
17. CoEPP Annual Workshop (Хобарт, Тасмания, Австралия, 2015).
18. CoEPP Annual Workshop (Вуллонгонг, Новый Южный Уэльс, 2014).
19. Workshop on CP Studies and Non-Standard Higgs Physics (Европейский Центр ядерных исследований, Женева, 2005).
20. International Workshop "What comes beyond the Standard model?" (Блед, Словения, 2004, 2002 и 2000).
21. 19th International Workshops on High Energy Physics and Quantum Field Theory (Голицыно, Московская область, Россия, 2010).
22. 18th International Workshops on High Energy Physics and Quantum Field Theory (Санкт-Петербург, Россия 2004).

23. 20th International Seminar on High Energy Physics "QUARKS-2018"(Валдай, Россия, 2018).
24. 19th International Seminar on High Energy Physics "QUARKS-2016"(Пушкин, Россия, 2016).
25. 17th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics (Москва, Россия, 2015).
26. 13th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics (Москва, Россия, 2007).
27. 12th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics (Москва, Россия, 2005).
28. Научные сессии–конференции секции ядерной физики ОФН РАН (Москва, Россия, 2002 и 2000).

Результаты исследований, приведённые в диссертационной работе, получили широкую известность и активно обсуждаются в международном научном сообществе.

Публикации и личный вклад автора. Материалы диссертации опубликованы в 36 статьях в рецензируемых журналах [1]– [36] и в 31 статье в сборниках трудов конференций [37]– [67]. Список работ приведён в конце автореферата. Вклад автора в полученные результаты является определяющим. Содержание диссертации и положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы.

Структура и объём диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, трёх глав, заключения, библиографии и трёх приложений. Объём диссертации – 332 страницы. Она содержит 39 рисунков и 26 таблиц. Список литературы включает 410 наименований.

Содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность диссертационной работы и обозначается общий круг проблем, непосредственно связанных с тематикой проведённых иссле-

дований. В этом разделе приведены общие сведения о суперсимметрии, суперпространстве и суперполях, обсуждаются общая методика построения лагранжианов суперсимметричных теорий и нарушение СУСИ. Также во введении сформулированы цели диссертационной работы, приводятся её содержание и информация о том, где она прошла апробацию.

Первая глава посвящена изучению суперсимметричных расширений СМ. В **разделе 1.1** обсуждаются МССМ, НМССМ и её модификации, а также расширение МССМ с дополнительной $U(1)_N$ калибровочной симметрией (E_6 СССМ). Данные СУСИ расширения СМ могут появляться в качестве низкоэнергетического предела ТВО с E_6 калибровочной симметрией. Например, нарушения симметрий $E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)_\psi$ и $SO(10) \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi$, а также последующее нарушение $SU(5)$ до калибровочной группы СМ, т.е. $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$ симметрии, могут приводить при сверхвысоких энергиях к СУСИ моделям с $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_\psi \times U(1)_\chi$ калибровочной симметрией. Когда вблизи шкалы M_X калибровочные симметрии $U(1)_\chi$ и $U(1)_\psi$ нарушаются до их дискретной подгруппы $P_M = (-1)^{3(B-L)}$, где B и L — барионный и лептонный заряды полей, а спектр частиц при низких энергиях наряду с тремя поколениями фермионов СМ и их суперпартнёров включает два супермультиплетта хиггсовских полей H_1 и H_2 , соответствующая $N = 1$ СУСИ модель представляет собой МССМ. Если при этом рассматриваемая модель содержит дополнительное синглетное суперполе S и её лагранжиан инвариантен по отношению к дискретным преобразованиям группы Z_3 , то такая модель является простейшим расширением МССМ, т.е. НМССМ. МССМ, НМССМ и её модификации обсуждаются в **разделе 1.1.1**. Взаимодействие супермультиплетов хиггсовских полей в суперпотенциале МССМ описывается μ -членом, т.е. $\mu H_1 H_2$. Суперпотенциал НМССМ, в котором μ -член запрещён Z_3 симметрией, можно представить в виде:

$$W_{NMSSM} = \lambda S(H_1 H_2) + \frac{k}{3} S^3 + W_{MSSM}(\mu = 0). \quad (3)$$

В случае, когда вблизи шкалы M_X калибровочная симметрия $U(1)_\chi \times U(1)_\psi$ нарушается до $U(1)_N \times P_M$, где $U(1)_N$ — определенная линейная комбинация $U(1)_\chi$ и $U(1)_\psi$, которая соответствует нулевому заряду правосторонних нейтрино, а спектр

частиц при низких энергиях включает по крайней мере три простейших представления группы E_6 , т.е. три полных 27-плета, то данная $N = 1$ СУСИ модель отвечает E_6 ССМ. Данная модель и её различные модификации рассматриваются в **разделе 1.1.2**. Простейшие представления группы E_6 удобно представить в виде разложения по представлениям группы $SU(5)$:

$$27_i \rightarrow \left(10, \frac{1}{\sqrt{24}}, -\frac{1}{\sqrt{40}}\right)_i + \left(5^*, \frac{1}{\sqrt{24}}, \frac{3}{\sqrt{40}}\right)_i + \left(5^*, -\frac{2}{\sqrt{24}}, -\frac{2}{\sqrt{40}}\right)_i + \left(5, -\frac{2}{\sqrt{24}}, \frac{2}{\sqrt{40}}\right)_i + \left(1, \frac{4}{\sqrt{24}}, 0\right)_i + \left(1, \frac{1}{\sqrt{24}}, -\frac{5}{\sqrt{40}}\right)_i, \quad (4)$$

где величины в скобках соответствуют представлению группы $SU(5)$, а также $U(1)_\psi$ и $U(1)_\chi$ зарядам, которые рассматриваемое представление имеет. Индекс i отвечает трем разным поколениям частиц и изменяется от 1 до 3. Поколение элементарных частиц в СМ, которое включает в себя дублеты левосторонних кварков Q_i и лептонов L_i , правосторонние верхние и нижние кварки (u_i^c и d_i^c), а также правосторонние заряженные лептоны (e_i^c), ассоциируется с мультиплетом $\left(10, \frac{1}{\sqrt{24}}, -\frac{1}{\sqrt{40}}\right)_i + \left(5^*, \frac{1}{\sqrt{24}}, \frac{3}{\sqrt{40}}\right)_i$. Правостороннее нейтрино N_i^c отвечает последнему члену в выражении (4), т.е. $\left(1, \frac{1}{\sqrt{24}}, -\frac{5}{\sqrt{40}}\right)_i$. Предпоследний член, т.е. $\left(1, \frac{4}{\sqrt{24}}, 0\right)_i$, представляет собой синглетное суперполе S_i с ненулевым $U(1)_\psi$ зарядом. Пара $SU(2)_W$ дублетов (H_i^d и H_i^u), которые содержатся в $SU(5)$ мультиплетом $\left(5^*, -\frac{2}{\sqrt{24}}, -\frac{2}{\sqrt{40}}\right)_i$ и $\left(5, -\frac{2}{\sqrt{24}}, \frac{2}{\sqrt{40}}\right)_i$ имеют квантовые числа хиггсовских дублетов. Другие компоненты этих $SU(5)$ мультиплетов образуют триплеты экзотических кварковых состояний \bar{D}_i и D_i с электрическими зарядами $+1/3$ и $-1/3$ соответственно. Эти кварковые состояния имеют $U(1)_{B-L}$ заряды $\left(\pm\frac{2}{3}\right)$, что вдвое больше $U(1)_{B-L}$ зарядов, которые несут обычные кварки. По этой причине в рассматриваемых СУСИ моделях экзотические кварковые состояния могут быть либо дикварками либо лептокварками. Если спектр частиц в $U(1)_N$ расширениях МССМ содержит только полные 27-плеты полей материи, то сокращение аномалий происходит автоматически. В этом случае E_6 ССМ предсказывает существование Z' бозона, экзотических фермионов и их суперпартнёров, которые могут иметь массы порядка шкалы нарушения СУСИ M_S .

В наиболее общем случае экзотические частицы приводят к слишком быстрому

распаду протона и к процессам, которые сопровождаются нейтральными переходами с изменением аромата в кварковом и лептонном секторах. В этой связи в **разделе 1.1.3** обсуждается механизм подавления соответствующих операторов посредством дискретной \tilde{Z}_2^H симметрии. Вблизи шкалы M_X спектр частиц СУСИ модели с $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_\psi \times U(1)_\chi$ калибровочной симметрией наряду с полными 27-плетами может включать и отдельные компоненты $27'_l$ и $\overline{27}'_l$ -плетов, M_l и \overline{M}_l . Поскольку соответствующие мультиплеты имеют противоположные $U(1)_Y$, $U(1)_\psi$ и $U(1)_\chi$ заряды, их вклад в аномалии сокращается. При преобразованиях \tilde{Z}_2^H симметрии $27_i \rightarrow -27_i$ и $M_l \rightarrow M_l$. Набор супермультиплетов M_l должен содержать такие компоненты $27'_l$ как $H^u \equiv H_u$, $H^d \equiv H_d$, S и $N^c \equiv N_H^c$. Вакуумные средние данных супермультиплетов позволяют нарушить $SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_\psi \times U(1)_\chi$ симметрию до $U(1)_{em}$. При преобразованиях дискретной \tilde{Z}_2^H симметрии некоторые из суперполей \overline{M}_l могут также изменять знак.

Если M_l включает только перечисленные выше супермультиплеты, то время жизни легчайшего экзотического кварка оказывается больше возраста нашей Вселенной и такие модели практически исключены. Простейший сценарий (сценарий А), приемлемый с феноменологической точки зрения, предполагает, что набор супермультиплетов M_l включает также $SU(2)_W$ дублет лептонов L_4 , а при преобразованиях \tilde{Z}_2^H симметрии \overline{H}_u , \overline{H}_d и \overline{S} изменяют знак, тогда как \overline{N}_H^c и \overline{L}_4 остаются неизменными. При этом супермультиплеты \overline{H}_u , \overline{H}_d , \overline{S} и линейные суперпозиции соответствующих компонент полных 27-плетов 27_i образуют состояния с массами порядка M_X . В результате при энергиях $E \ll M_X$ спектр частиц в случае сценария А содержит следующие супермультиплеты:

$$\begin{aligned}
& [Q_i, u_i^c, d_i^c, L_i, e_i^c, N_i^c] + (D_i, \overline{D}_i) + S_\alpha + H_\alpha^u + H_\alpha^d \\
& + L_4 + \overline{L}_4 + N_H^c + \overline{N}_H^c + S + H_u + H_d,
\end{aligned} \tag{5}$$

где $\alpha = 1, 2$ и $i = 1, 2, 3$. Суперполя N_H^c и \overline{N}_H^c приобретают вакуумные средние, нарушая $U(1)_\chi \times U(1)_\psi$ симметрию до $U(1)_N \times P_M$ и генерируя большие массы ($M_i \gtrsim 100$ ТэВ) компонент суперполей N_i^c . В этом случае низкоэнергетический эффективный суперпотенциал (при $E \ll 100$ ТэВ) может быть представлен в виде:

$$W_A = \lambda S(H_u H_d) + \lambda_{\alpha\beta} S(H_\alpha^d H_\beta^u) + \kappa_{ij} S(D_i \overline{D}_j) + \tilde{f}_{\alpha\beta} S_\alpha(H_\beta^d H_u) + f_{\alpha\beta} S_\alpha(H_d H_\beta^u)$$

$$+g_{ij}^D(Q_i L_4)\bar{D}_j + h_{i\alpha}^E e_i^c(H_\alpha^d L_4) + \mu_L L_4 \bar{L}_4 + W_{MSSM}(\mu = 0), \quad (6)$$

где $\mu_L \sim M_S$. Как следует из суперпотенциала (6) сценарий А предполагает, что \bar{D}_i и D_i являются лептокварковыми состояниями.

Другой сценарий (сценарий В) реализуется, когда набор супермультиплетов M_l вместо L_4 содержит дополнительный $SU(3)_C$ триплет киральных суперполей d_4^c . При преобразованиях \tilde{Z}_2^H симметрии d_4^c и \bar{d}_4^c остаются неизменными. В рассматриваемом случае при энергиях $E \ll M_X$ спектр частиц содержит следующие супермультиплеты:

$$[Q_i, u_i^c, d_i^c, L_i, e_i^c, N_i^c] + (D_i, \bar{D}_i) + H_i^u + H_i^d + S_\alpha \\ + d_4^c + \bar{d}_4^c + N_H^c + \bar{N}_H^c + H_u + \bar{H}_u + H_d + \bar{H}_d + S. \quad (7)$$

Предполагая, что все компоненты суперполей N_H^c , \bar{N}_H^c и N_i^c приобретают массы много большие чем 100 ТэВ, низкоэнергетический эффективный суперпотенциал можно представить в виде:

$$W_B = \lambda S(H_u H_d) + \lambda_{ij} S(H_i^d H_j^u) + \kappa_{ij} S(D_i \bar{D}_j) + \tilde{f}_{\alpha i} S_\alpha(H_i^d H_u) + f_{\alpha i} S_\alpha(H_d H_i^u) \\ + g_{ij}^q \bar{D}_i d_4^c u_j^c + h_{ij}^D \bar{d}_4^c (H_i^d Q_j) + \mu_d d_4^c \bar{d}_4^c + \mu_i^u H_i^u \bar{H}_u + \mu_i^d H_i^d \bar{H}_d + W_{MSSM}(\mu = 0), \quad (8)$$

где $\mu_d \sim \mu_i^u \sim \mu_i^d \sim M_S$. В случае сценария В экзотические кварки являются дикварковыми состояниями. В рамках сценариев А и В суперполе \bar{S} может оставаться неизменным при преобразованиях \tilde{Z}_2^H симметрии. В этом случае \bar{S} , как и суперполе S , может приобретать вакуумное среднее, нарушая $U(1)_N$ калибровочную симметрию при низких энергиях. При этом бозонные и фермионные компоненты суперполей S и \bar{S} должны иметь массы порядка M_S .

В разделе 1.1.4 исследуется эволюция калибровочных констант в рамках МССМ и Е₆ССМ, а также приводятся соответствующие двухпетлевые уравнения ренорм-группы. В отличие от МССМ, в рамках сценария А точного совпадения калибровочных констант СМ на шкале M_X можно добиться практически при любых значениях $\alpha_3(M_Z)$, которые согласуются с измеренным значением константы сильного взаимодействия на электрослабой шкале. В то же самое время в рамках сценария В такое совпадение оказывается возможным только когда $\alpha_3(M_Z) \lesssim 0.112$, т.е.

учёт двухпетлевых поправок в этом случае разрушает объединение калибровочных констант.

В **разделе 1.2** анализируются $N = 1$ суперсимметричные ТВО с дополнительными пространственными измерениями. В частности, в **разделе 1.2.1** рассматриваются простейшие пятимерные СУСИ модели с $SU(5) \times U(1)_\chi \times U(1)_\psi$ калибровочной симметрией, которые могут приводить к сценариям А и В при энергиях существенно меньших, чем M_X . В **разделе 1.2.2** изучается E_6 СУСИ модель в шестимерном пространстве, в рамках которой E_6 симметрия нарушается до $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_\chi \times U(1)_\psi$, а спектр частиц при низких энергиях отвечает сценарию А. Рассматриваются нарушения калибровочных симметрий и сокращение аномалий в данных СУСИ ТВО. Обсуждается подавление процессов, обусловленных нарушением барионного и лептонного квантовых чисел, которые могут приводить к слишком быстрому распаду протона.

В **разделе 1.3** изучаются нарушение калибровочной симметрии и хиггсовский сектор в МССМ, НМССМ и E_6 ССМ. В рамках этих моделей хиггсовские дублеты H_1 (H_d) и H_2 (H_u) приобретают вакуумные средние $v_1/\sqrt{2}$ и $v_2/\sqrt{2}$, где $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \simeq 246$ ГэВ, нарушая $SU(2)_W \times U(1)_Y$ до $U(1)_{em}$ симметрии, соответствующей электромагнитному взаимодействию. Вместо v_1 и v_2 обычно вводится в рассмотрение их отношение, т.е. $\tan \beta = v_2/v_1$. В НМССМ и E_6 ССМ поле S также приобретает вакуумное среднее $s/\sqrt{2}$. Причём в E_6 ССМ $s \gg 1$ ТэВ, так как оно нарушает $U(1)_N$ калибровочную симметрию и определяет массу Z' бозона, который должен быть тяжелее 2.5 ТэВ. В суперсимметричных обобщениях СМ масса легчайшего СР-чётного хиггсовского бозона m_{h_1} не превосходит своего верхнего теоретического ограничения, которое в случае E_6 ССМ определяется выражением

$$m_{h_1}^2 \leq \frac{\lambda^2}{2} v^2 \sin^2 2\beta + M_Z^2 \cos^2 2\beta + g_1'^2 v^2 \left(\tilde{Q}_{H_d} \cos^2 \beta + \tilde{Q}_{H_u} \sin^2 \beta \right)^2 + \Delta, \quad (9)$$

где g_1' , \tilde{Q}_{H_d} и \tilde{Q}_{H_u} — калибровочная константа $U(1)_N$ взаимодействия и $U(1)_N$ заряды супермультиплетов H_d и H_u , а Δ отвечает вкладу петлевых поправок. В пределе $g_1' \rightarrow 0$ ограничение (9) оказывается таким же как в НМССМ. При $\lambda = 0$ и $g_1' = 0$ соотношение (9) отвечает верхнему ограничению на $m_{h_1}^2$ в МССМ. Когда шкала нарушения СУСИ $M_S \gg M_Z$, константы взаимодействия легчайшего хиггсовско-

го бозона с другими частицами СМ практически совпадают с соответствующими значениями в СМ.

В разделах 1.3.1 и 1.3.2 исследуются спектр бозонов Хиггса в МССМ и НМССМ, а также возможность обнаружения новых хиггсовских состояний, которые появляются в рамках НМССМ и НМССМ+, в экспериментах на БАК. В МССМ наблюдаемое значение $m_{h_1} \simeq 125$ ГэВ можно получить только если $\Delta \gtrsim (85 \text{ ГэВ})^2$, поскольку в древесном приближении $m_{h_1} \lesssim M_Z \simeq 91$ ГэВ. Столь большой вклад петлевых поправок отвечает $M_S \gtrsim 1$ ТэВ. Так как $M_S^2 \gg m_{h_1}^2$, достаточно высокая степень тонкой настройки параметров МССМ необходима для того, чтобы получить $m_{h_1} \simeq 125$ ГэВ. В НМССМ с увеличением λ степень тонкой настройки параметров, которая необходима для получения $m_{h_1} \simeq 125$ ГэВ, заметно снижается по сравнению с МССМ. Так при $\lambda = 0.6$ и $\tan \beta = 2$ масса легчайшего бозона Хиггса в древесном приближении может достигать почти 100 ГэВ. Однако анализ эволюции юкавских констант показывает, что в НМССМ и НМССМ+ существуют жёсткие верхние ограничения на значения этих констант при низких энергиях. В частности, при $\tan \beta \simeq 2$ значение λ не превосходит 0.7. Причём, когда значение λ близко к верхнему теоретическому пределу, значение κ должно быть мало, т.е. $\kappa \ll \lambda$, что соответствует НМССМ (НМССМ+) с приближённой $U(1)$ симметрией. Область параметрического пространства НМССМ, отвечающая

$$0.6 \leq \lambda \leq 0.7, \quad 1.5 \leq \tan \beta \leq 2.5, \quad 100 \text{ ГэВ} \leq \left| \frac{\lambda s}{\sqrt{2}} \right| \leq 185 \text{ ГэВ}, \quad (10)$$

характеризуется наименьшей степенью тонкой настройки параметров НМССМ. В рассматриваемой части параметрического пространства заряженные, наиболее тяжёлые CP-чётный и CP-нечётный бозоны Хиггса существенно тяжелее всех остальных нейтральных хиггсовских состояний. Анализ сечений рождения бозонов Хиггса в экспериментах на БАК показывает, что все новые хиггсовские состояния, отвечающие области пространства параметров НМССМ (10), должны быть обнаружены в самом ближайшем будущем.

В разделе 1.3.3 рассматриваются нарушение калибровочной симметрии, спектр бозонов Хиггса и нестандартные распады легчайшего хиггсовского состояния в рамках E_6 ССМ, а в разделе 1.3.4 изучаются сценарии инфракрасной квазификси-

рованной точки в контексте верхнего ограничения на массу легчайшего CP–чётного бозона Хиггса в рамках E_6 SSM, NMSSM и NMSSM+. Если $\lambda \gtrsim g'_1$, масса легчайшего бозона Хиггса в E_6 SSM может достигать 120 – 130 ГэВ даже в древесном приближении. Однако в данной области параметрического пространства все остальные хиггсовские состояния имеют массы много большие 1 ТэВ и их наблюдение в экспериментах на БАК не представляется возможным. В случае, когда калибровочная симметрия в E_6 SSM нарушается в результате того, что H_u , H_d , S и \bar{S} приобретают вакуумные средние, масса Z' бозона может быть существенно больше шкалы нарушения СУСИ M_S . При этом может происходить спонтанное нарушение приближённой $U(1)$ симметрии, которое приводит к появлению нейтрального псевдоголдстоуновского состояния. Легчайший CP–чётный хиггсовский бозон может распадаться на пару таких состояний. Относительные парциальные ширины соответствующих распадов могут достигать 10 – 20%.

В разделе 1.4 обсуждаются другие возможные проявления рассматриваемых СУСИ расширений СМ в различных экспериментах и космологии. В разделе 1.4.1 в рамках E_6 SSM анализируются верхние теоретические ограничения на массы легчайших нейтральных экзотических фермионов в E_6 SSM, а также возможные проявления экзотических состояний в экспериментах на БАК. Численный анализ показывает, что массы двух легчайших нейтральных экзотических фермионов в E_6 SSM, которые главным образом представляют собой линейные суперпозиции фермионных компонент синглетных суперполей S_α , не превосходят 60 – 65 ГэВ. Если шкала нарушения СУСИ $M_S \gtrsim 1$ ТэВ, константы взаимодействия этих фермионов с легчайшим CP–чётным хиггсовским состоянием пропорциональны их массам $|\mu_{\tilde{H}_\alpha^0}|$. Однако сценарии с $|\mu_{\tilde{H}_\alpha^0}| \sim M_Z/2$ предполагают, что относительные парциальные ширины распадов легчайшего CP–чётного бозона Хиггса на соответствующие экзотические состояния должны были бы составлять более 95%, тогда как сечение рождения данного хиггсовского скаляра должно было бы быть примерно таким же как в СМ. В настоящее время такие сценарии практически исключены. Простейшие сценарии, приемлемые с феноменологической точки зрения, предполагают, что масса легчайшего нейтрального экзотического фермиона много меньше 1 эВ. Столь лёгкое состояние, образующее горячую тёмную материю, даёт прене-

брежимо малый вклад в полную плотность тёмной материи. Если масса другого нейтрального экзотического фермиона \tilde{H}_2^0 варьируется от 0.3 ГэВ до 2.7 ГэВ, то относительная парциальная ширина распада легчайшего CP-чётного бозона Хиггса h_1 на пару $\tilde{H}_2^0 \tilde{H}_2^0$ изменяется от 0.2% до 20%. Как правило, время жизни \tilde{H}_2^0 превышает 10^{-8} сек и по этой причине $h_1 \rightarrow \tilde{H}_2^0 \tilde{H}_2^0$ представляет собой невидимый канал распада легчайшего хиггсовского скаляра. Следует отметить, что такие сценарии характеризуются высокой степенью тонкой настройки параметров E₆ССМ.

В этой связи более естественными представляются сценарии с $\mu_{\tilde{H}_2^0} \ll 1$ эВ, в которых сохранение \tilde{Z}_2^H и R -чётности подразумевает, что легчайшее нейтралино формирует либо значительную либо большую часть плотности тёмной материи. При этом экзотические состояния, которые образуются фермионными компонентами супермультиплетов H_α^u и H_α^d , распадаются на один из легчайших экзотических фермионов и либо W либо Z бозон. В экспериментах на БАК данные экзотические частицы могут рождаться только парами, что приводит к дополнительным вкладам в сечения процессов

$$pp \rightarrow ZZ + \cancel{E}_T + X, \quad pp \rightarrow WZ + \cancel{E}_T + X, \quad pp \rightarrow WW + \cancel{E}_T + X, \quad (11)$$

где \cancel{E}_T отвечает вкладу стабильных нейтральных частиц, которые не могут быть зарегистрированы в процессе эксперимента. Спектр частиц E₆ССМ может содержать относительно лёгкие экзотические кварки. В этом случае рождение таких кварк-антикварковых пар в экспериментах на БАК может способствовать увеличению сечений процессов либо $pp \rightarrow jj\ell_i\ell_k + \cancel{E}_T + X$ в случае сценария А либо $pp \rightarrow jjjj + \cancel{E}_T + X$, если реализуется сценарий В. Наличие в спектре частиц достаточно лёгкого скварка с массой существенно меньшей масс экзотических кварков может также приводить к некоторому увеличению сечений таких процессов.

В разделе 1.4.2 в рамках МССМ и E₆ССМ с универсальными параметрами мягкого нарушения СУСИ на шкале M_X изучается зависимость плотности тёмной материи и сечения рассеяния легчайшего нейтралино на нуклонах от параметров этих моделей, а также анализируются ограничения на спектр суперчастиц. В рассматриваемых СУСИ моделях сценарии с массой легчайшего CP-чётного бозона Хиггса $m_{h_1} \simeq 122 - 128$ ГэВ и феноменологически приемлемой плотностью тёмной

материи (отвечающей $\Omega_{\text{CDM}}h^2 \lesssim 0.119$) предполагают, что почти все скалярные частицы имеют весьма большие массы ($\gtrsim 5$ ТэВ) и существенно тяжелее глюино, а также легчайших нейтралино и чарджино. Причём в общем случае имеющиеся экспериментальные ограничения на сечение рассеяния частиц тёмной материи на ядрах накладывают дополнительные жёсткие нижние ограничения на массы суперпартнёров калибровочных бозонов. В результате легчайшее нейтралино главным образом представляет собой линейную суперпозицию суперпартнёров бозонов Хиггса (хиггсино). Тем не менее в E_6 ССМ удаётся найти сценарии с относительно лёгкими глюино, нейтралино и чарджино. Все такие сценарии характеризуются высокой степенью тонкой настройки параметров данной модели.

В **разделе 1.4.3** обсуждается механизм генерации барионной асимметрии Вселенной, обусловленный распадами тяжелых правосторонних нейтрино и их суперпартнёров, в МССМ и E_6 ССМ. В E_6 ССМ экзотические частицы дают вклад в CP асимметрии, которые контролируют данный процесс. Более того экзотические состояния приводят к дополнительным CP асимметриям, отвечающим новым каналам распадов легчайших правосторонних нейтрино и снейтрино. В **разделе 1.4.3** приводятся и исследуются соответствующие аналитические выражения для CP асимметрий. Благодаря наличию экзотических состояний в E_6 ССМ процесс генерации лептонной асимметрии может быть достаточно эффективен даже в случае, когда массы легчайших правосторонних нейтрино и снейтрино меньше чем 10^{6-7} ГэВ, что позволяет избежать проблемы гравитино. Причём при распадах легчайших правосторонних нейтрино и снейтрино генерируется не только $U(1)_{B-L}$ асимметрия, но и $U(1)_E$ асимметрия, которая определяет концентрацию частиц горячей тёмной материи.

Результаты **первой главы** опубликованы в работах [1]– [25] и [37]– [54].

Во **второй главе** изучаются модели составного Хиггса (МСХ), которые могут появляться в качестве низкоэнергетического предела E_6 теорий великого объединения (E_6 МСХ). МСХ содержат сектор слабозаимодействующих частиц, к числу которых относят фермионы и векторные бозоны SM, а также сектор полей, который приводит к образованию набора связанных состояний. Данный набор состояний, в частности, содержит хиггсовский бозон. Поля из первого сектора взаимодей-

ствуют с операторами, включающие поля второго. При низких энергиях фермионы (бозоны) СМ являются суперпозициями элементарных фермионных (бозонных) состояний первого сектора и связанных фермионных (бозонных) состояний, которые формируются благодаря сильным взаимодействиям во втором секторе.

В **разделе 2.1** рассматривается шестимерная СУСИ модель, в которой $E_6 \times G_0$ калибровочная симметрия нарушается до $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times G$, где G_0 и G отвечают калибровочным взаимодействиям во втором секторе. В области низких энергий первый сектор включает все частицы СМ за исключением бозона Хиггса и правостороннего t кварка (t^c), а также набор экзотических состояний, который обеспечивает сокращение аномалий и приближённое объединение калибровочных констант СМ при сверхвысоких энергиях. В E_6 МСХ поля второго сектора локализованы на бране, где E_6 симметрия нарушается до $SU(6)$, которая остаётся приближённой глобальной симметрией данного сектора даже при $E \sim f \gtrsim 5 - 10$ ТэВ. Подразумевается, что динамика взаимодействий во втором секторе должна приводить к нарушению $SU(6)$ симметрии вблизи шкалы f до $SU(5)$ подгруппы, которая содержит $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$, набору массивных экзотических фермионных состояний и составному t^c .

В **разделе 2.2** обсуждаются нарушение приближённой глобальной $SU(6)$ симметрии и генерация масс фермионов в E_6 МСХ. При нарушении $SU(6)$ симметрии образуется набор псевдоголдстоуновских состояний, включающий хиггсовский $SU(2)_W$ дублет H , $SU(3)_C$ триплет скалярных полей T и синглетное поле A . Когда барионное и лептонное квантовые числа в E_6 МСХ сохраняются, легчайший нейтральный экзотический фермион η может быть стабильным, образуя значительную часть плотности тёмной материи. В этом случае парное рождение и последующие распады экзотических фермионов и $SU(3)_C$ триплета T в экспериментах на БАК может приводить к некоторому увеличению сечений процессов

$$pp \rightarrow t\bar{t}b\bar{b} + \cancel{E}_T + X, \quad pp \rightarrow b\bar{b}b\bar{b} + \cancel{E}_T + X, \quad (12)$$

если массы соответствующих состояний существенно меньше f .

В **разделе 2.3** отдельно анализируются возможные проявления нейтрального псевдоголдстоуновского бозона A с массой m_A в экспериментах на БАК. Причём

в данном разделе предполагается, что CP сохраняется с достаточно высокой точностью. При этом псевдоголдстоуновский бозон A проявляет себя в юкавских взаимодействиях с фермионами в качестве псевдоскалярного поля и по этой причине не смешивается с бозоном Хиггса. В наиболее общем случае, когда все экзотические фермионы имеют массы порядка f , сечение рождение такого состояния может быть существенно меньше одного фемтобарна. Однако большие константы взаимодействия нейтрального псевдоголдстоуновского бозона A с относительно лёгкими экзотическими фермионами приводят к достаточно большому сечению рождения этой частицы, которое может достигать одного пикобарна при $m_A \simeq 750$ ГэВ. В рассматриваемой части параметрического пространства E_6 MCX данное состояние главным образом распадается на пары глюонов или $t\bar{t}$, если масса легчайшего нейтрального экзотического фермиона μ_η больше чем $m_A/2$. При $\mu_\eta < m_A/2$ псевдоскалярное состояние A почти всегда распадается на пары $\eta\bar{\eta}$, что может приводить к весьма заметным сечениям процессов с несохранением энергии и импульса, таких как $pp \rightarrow j + E_T^{\cancel{}}$.

Если в E_6 MCX $SU(6)$ симметрия нарушается вблизи шкалы $f \gtrsim 10$ ТэВ, то сценарии, приемлемые с феноменологической точки зрения, появляются даже в случае, когда барионное число не сохраняется. В этой связи в **разделе 2.4** исследуется модификация E_6 MCX, в которой лагранжиан сектора, генерирующего нарушение электрослабой симметрии, инвариантен по отношению к преобразованиям $SU(6) \times U(1)_L$ симметрии. В секторе слабозадействующих элементарных частиц $U(1)_L$ симметрия нарушается до $Z_2^L = (-1)^L$, где L — лептонное число, что позволяет получить ненулевые массы левосторонних нейтрино. Если Z_2^L является точной симметрией, то она подавляет все операторы, приводящие к распаду протона. Когда все экзотические фермионы и составные состояния за исключением псевдоголдстоуновских бозонов приобретают массы порядка f , все остальные операторы, нарушающие барионное число, достаточно сильно подавлены по $1/f$. Дополнительное подавление этих операторов обусловлено малым смешиванием между элементарными состояниями и их составными партнёрами. В этом разделе предполагается, что легчайший нейтральный экзотический фермион N_1 существенно легче других экзотических фермионов и имеет массу, которая несколько меньше

чем f . В результате процесс генерации барионной асимметрии может быть обусловлен распадами майорановского фермиона N_1

$$N_1 \rightarrow T + \bar{b}, \quad N_1 \rightarrow T^* + b. \quad (13)$$

При энергиях $E \lesssim f$ барионная $U(1)_B$ симметрия сохраняется с достаточно высокой точностью. В этом пределе $SU(3)_C$ триплет T главным образом распадается на $T \rightarrow \bar{t}\bar{b}$, т.е. проявляет себя во взаимодействиях с другими бозонами и фермионами СМ в качестве дикварка. Таким образом майорановский фермион N_1 распадается на состояния с барионными числами ± 1 , что в случае СР нарушения приводит к генерации барионной асимметрии. Парное рождение таких дикварков в экспериментах на БАК должно способствовать увеличению сечений процессов $pp \rightarrow T\bar{T} \rightarrow \bar{t}\bar{b}b\bar{b}$.

Материал **второй главы** основан на работах [26]– [28] и [66]– [67].

В **третьей главе** рассматриваются расширения СМ с вырожденными вакуумами. В **разделе 3.1** изучаются расширения СМ с двумя дублетами Хиггса, которые приводят к набору вырожденных вакуумов на шкале Λ , имеющих примерно такую же плотность энергии, что и физический вакуум. Набор таких вырожденных вакуумов возникает в результате спонтанного нарушения приближённой глобальной $U(1)$ симметрии. Когда Λ приближается к M_P , существование вырожденных вакуумов предполагает, что $U(1)$ симметрия является почти точной, что приводит к подавлению эффектов связанных с СР нарушением в хиггсовском секторе, а также процессов, которые сопровождаются нейтральными переходами с изменением аромата в кварковом и лептонном секторах. В наиболее общем случае перенормируемый потенциал взаимодействия скалярных полей в расширениях СМ с двумя дублетами Хиггса и приближённой $U(1)$ симметрией может быть представлен в следующем виде:

$$V_{eff}(H_1, H_2) = m_1^2(\Phi)H_1^\dagger H_1 + m_2^2(\Phi)H_2^\dagger H_2 - \left[m_3^2(\Phi)H_1^\dagger H_2 + h.c. \right] + \quad (14)$$

$$\frac{\lambda_1(\Phi)}{2}(H_1^\dagger H_1)^2 + \frac{\lambda_2(\Phi)}{2}(H_2^\dagger H_2)^2 + \lambda_3(\Phi)(H_1^\dagger H_1)(H_2^\dagger H_2) + \lambda_4(\Phi)|H_1^\dagger H_2|^2,$$

где H_1 и H_2 отвечают хиггсовским $SU(2)_W$ дублетам, $\Phi^2 = \Phi_1^2 + \Phi_2^2$, а $\Phi_n^2 = H_n^\dagger H_n$. Ненулевое значение m_3^2 нарушает приближённую $U(1)$ симметрию. Однако такое

нарушение является допустимым, так как при $\Lambda^2 \gg m_i^2$ ($i = 1, 2, 3$) вкладом первых трёх членов в потенциале (14), который они дают в плотности энергий вакуумов на шкале Λ , можно пренебречь. В окрестности физического вакуума $\langle H_1 \rangle = v_1/\sqrt{2}$ и $\langle H_2 \rangle = v_2/\sqrt{2}$. Набор вырожденных вакуумов на шкале Λ образуется при $\lambda_4(\Lambda) < 0$. В этом случае они имеют примерно такую же плотность энергии, что и физический вакуум, если

$$\tilde{\lambda}(\Lambda) = \sqrt{\lambda_1(\Lambda)\lambda_2(\Lambda)} + \lambda_3(\Lambda) + \lambda_4(\Lambda) = 0, \quad (15)$$

$$\beta_{\tilde{\lambda}}(\Lambda) = \frac{1}{2}\beta_{\lambda_1}(\Lambda)\sqrt{\frac{\lambda_2(\Lambda)}{\lambda_1(\Lambda)}} + \frac{1}{2}\beta_{\lambda_2}(\Lambda)\sqrt{\frac{\lambda_1(\Lambda)}{\lambda_2(\Lambda)}} + \beta_{\lambda_3}(\Lambda) + \beta_{\lambda_4}(\Lambda) = 0, \quad (16)$$

где β_{λ_i} соответствуют β -функциям λ_i . Предполагая, что юкавская константа t кварка h_t много больше всех других юкавских констант взаимодействия, соотношение (16) сводится к

$$\lambda_4^2(\Lambda) = \frac{6h_t^4(\Lambda)\lambda_1(\Lambda)}{(\sqrt{\lambda_1(\Lambda)} + \sqrt{\lambda_2(\Lambda)})^2} - 2\lambda_1(\Lambda)\lambda_2(\Lambda) - \frac{3}{8}\left(3g_2^4(\Lambda) + 2g_2^2(\Lambda)g_1^2(\Lambda) + g_1^4(\Lambda)\right). \quad (17)$$

Выражения (15) и (17) позволяют вычислить $\lambda_3(\Lambda)$ и $\lambda_4(\Lambda)$ при заданных значениях $\tan\beta = v_2/v_1$, $\lambda_1(\Lambda)$ и $\lambda_2(\Lambda)$. Исходя из соотношений между параметрами (15) и (17), в **разделе 3.2** исследуется эволюция $\lambda_i(q)$ и $h_t(q)$ в окрестности инфракрасной квазификсированной точки, отвечающей $\tan\beta \sim 1$. Также в **разделах 3.1** и **3.2** изучается зависимость массы легчайшего CP-чётного бозона Хиггса (m_{h_1}), который можно отождествить с состоянием, обнаруженным в экспериментах на БАК, от параметров $\tan\beta$, Λ , $\lambda_1(\Lambda)$ и $\lambda_2(\Lambda)$. Численный анализ показывает, что масса данной частицы может варьироваться в достаточно широком интервале значений, включающем $m_{h_1} \simeq 125 - 126$ ГэВ.

В **разделе 3.3** рассматриваются (N=1) СУГРА модели, которые в древесном приближении приводят по крайней мере к двум вырожденным вакуумам. Один из этих вакуумов можно отождествить с физическим вакуумом, тогда как во втором вакууме низкоэнергетический предел рассматриваемой теории с высокой точностью описывается СУСИ моделью в плоском пространстве. Второй суперсимметричный вакуум с нулевой плотностью энергии реализуется, когда суперпотенциал

"скрытого" сектора имеет стационарную точку, вблизи которой его значение обращается в ноль. В самом общем случае существование такой стационарной точки требует тонкой настройки параметров суперпотенциала. "Скрытый" сектор простейшей СУГРА модели, которая удовлетворяет перечисленным выше условиям, содержит только одно суперполе z . Суперпотенциал данной модели имеет вид:

$$\hat{W}(z) = m_0(z + \beta)^2. \quad (18)$$

Здесь используется общепринятая в супергравитации система единиц, в которой $M_{Pl} \equiv M_P/\sqrt{8\pi} = 1$. При $\beta = \beta_0 = -\sqrt{3} + 2\sqrt{2}$ потенциал взаимодействия скалярных полей "скрытого" сектора, соответствующий суперпотенциалу (18), является положительно определённым и имеет два минимума. В этих минимумах плотность энергии зануляется. Минимум $z^{(2)} = -\beta$ отвечает стационарной точке суперпотенциала (18), где он обращается в ноль. В данном минимуме суперсимметрия остаётся ненарушенной. В другом минимуме $z^{(1)} = \sqrt{3} - \sqrt{2}$ гравитино приобретает массу $m_{3/2} \simeq 1.49 \cdot m_0$ и генерируется набор параметров мягкого нарушения СУСИ. Этот минимум можно отождествить с физическим вакуумом. В разделе 3.3 также обсуждается более сложная СУГРА модель с двумя суперполями в "скрытом" секторе, в которой вырожденные вакуумы возникают без дополнительной тонкой настройки параметров в древесном приближении.

Во втором суперсимметричном вакууме возможно динамическое нарушение локальной СУСИ, которое приводит к положительной и крайне малой плотности энергии. Предполагая, что различие в плотностях энергий первого и второго вакуумов пренебрежимо мало, можно оценить величину космологической постоянной. В разделе 3.4 исследуются различные оценки для этой величины в пределе, когда значения калибровочных констант в первом и втором вакуумах при сверхвысоких энергиях практически совпадают. Если во втором вакууме происходит динамическое нарушение СУСИ, то оно может быть обусловлено сильными $SU(3)_C$ взаимодействиями. В рассматриваемом пределе можно оценить значение шкалы Λ_{SQCD} , где $SU(3)_C$ взаимодействия становятся чрезвычайно сильными в суперсимметричном вакууме. Вблизи Λ_{SQCD} юкавская константа t кварка оказывается сопоставимой по величине с калибровочной константой $SU(3)_C$ взаимодействий, что может

привести к образованию кваркового конденсата, который нарушает СУСИ, генерируя положительную плотность энергии во втором вакууме

$$\rho_\Lambda \simeq \Lambda_{SQCD}^4. \quad (19)$$

Феноменологически приемлемые значения ρ_Λ ($\sim 10^{-120} M_{Pl}^4$) могут быть получены в различных СУСИ моделях с массами суперчастиц много меньшими чем M_P . В частности, наблюдаемое значение космологической постоянной может быть получено в СУСИ моделях, в которых глюино, нейтралино и чарджино имеют массы порядка нескольких ТэВ, а массы тяжёлых скалярных частиц варьируются от $2 \cdot 10^9$ ГэВ до $3 \cdot 10^{10}$ ГэВ, что приводит к большому времени жизни глюино. Измерение массы и времени жизни глюино может позволить осуществить наблюдательную проверку таких моделей. Однако, когда шкала нарушения СУСИ $M_S \sim M_P$, значение Λ_{SQCD}^4 оказывается слишком малым. В этом случае феноменологически приемлемое значение космологической постоянной можно получить, если во втором вакууме плотность энергии генерируется в результате динамического нарушения локальной СУСИ в "скрытом" секторе, которое обусловлено образованием конденсата калибрино.

Результаты **третьей главы** опубликованы в работах [29]– [36] и [55]– [65].

В **заключении** обсуждаются основные результаты, полученные в диссертационной работе. В **приложении А** приводятся выражения для однопетлевых поправок к массам бозонов Хиггса в МССМ и НМССМ, вычисленные в главном приближении, а также двухпетлевые уравнения ренормгруппы, которые описывают эволюцию калибровочных и юкавских констант взаимодействия в рамках НМССМ и НМССМ+. В **приложении В** исследуется спектр бозонов Хиггса и нейтралино в E_6 ССМ. В **приложении С** приводятся двухпетлевые уравнения ренормгруппы E_6 ССМ.

Список публикаций по теме диссертации

- [1] King S. F., Moretti S., Nevzorov R. Theory and phenomenology of an exceptional supersymmetric standard model // Phys. Rev. D. 2006. Vol. 73. P. 035009.

- [2] King S. F., Moretti S., Nevzorov R. Exceptional supersymmetric standard model // Phys. Lett. B. 2006. Vol. 634. P. 278.
- [3] Nevzorov R. E_6 Inspired SUSY Models with Exact Custodial Symmetry // Phys. Rev. D. 2013. Vol. 87. P. 015029.
- [4] King S. F., Nevzorov R. 750 GeV Diphoton Resonance from Singlets in an Exceptional Supersymmetric Standard Model // JHEP. 2016. Vol. 1603. P. 139.
- [5] King S. F., Moretti S., Nevzorov R. Gauge coupling unification in the exceptional supersymmetric standard model // Phys. Lett. B. 2007. Vol. 650. P. 57.
- [6] Vysotsky M. I., Nevzorov R. B. Selected problems of supersymmetry phenomenology // Phys. Usp. 2001. Vol. 44. P. 919.
- [7] Nevzorov R. B., Ter-Martirosyan K. A., Trusov M. A. Higgs bosons in the simplest SUSY models // Phys. Atom. Nucl. 2002. Vol. 65. P. 285.
- [8] Miller D. J., Nevzorov R., Zerwas P. M. The Higgs sector of the next-to-minimal supersymmetric standard model // Nucl. Phys. B. 2004. Vol. 681. P. 3.
- [9] King S. F., Muhlleitner M., Nevzorov R. NMSSM Higgs Benchmarks Near 125 GeV // Nucl. Phys. B. 2012. Vol. 860. P. 207.
- [10] King S. F., Muhlleitner M., Nevzorov R., Walz K. Natural NMSSM Higgs Bosons // Nucl. Phys. B. 2013. Vol. 870. P. 323.
- [11] King S. F., Muhlleitner M., Nevzorov R., Walz K. Discovery Prospects for NMSSM Higgs Bosons at the High-Energy Large Hadron Collider // Phys. Rev. D. 2014. Vol. 90. P. 095014.
- [12] Athron P., Muhlleitner M., Nevzorov R., Williams A. G. Non-Standard Higgs Decays in $U(1)$ Extensions of the MSSM // JHEP. 2015. Vol. 1501. P. 153.
- [13] Nevzorov R. Quasifixed point scenarios and the Higgs mass in the E_6 inspired supersymmetric models // Phys. Rev. D. 2014. Vol. 89. P. 055010.

- [14] Nevzorov R. B., Trusov M. A. Quasifixed point scenario in the modified NMSSM // Phys. Atom. Nucl. 2002. Vol. 65. P. 335.
- [15] Hesselbach S., Miller D. J., Moortgat-Pick G., Nevzorov R., Trusov M. Theoretical upper bound on the mass of the LSP in the MNSSM // Phys. Lett. B. 2008. Vol. 662. P. 199.
- [16] Hall J. P., King S. F., Nevzorov R., Pakvasa S., Sher M. Novel Higgs Decays and Dark Matter in the E_6 SSM // Phys. Rev. D. 2011. Vol. 83. P. 075013.
- [17] Nevzorov R., Pakvasa S. Exotic Higgs decays in the E_6 inspired SUSY models // Phys. Lett. B. 2014. Vol. 728. P. 210.
- [18] Athron P., King S. F., Miller D. J., Moretti S., Nevzorov R. Predictions of the Constrained Exceptional Supersymmetric Standard Model // Phys. Lett. B. 2009. Vol. 681. P. 448.
- [19] Athron P., King S. F., Miller D. J., Moretti S., Nevzorov R. The Constrained Exceptional Supersymmetric Standard Model // Phys. Rev. D. 2009. Vol. 80. P. 035009.
- [20] Athron P., King S. F., Miller D. J., Moretti S., Nevzorov R. LHC Signatures of the Constrained Exceptional Supersymmetric Standard Model // Phys. Rev. D. 2011. Vol. 84. P. 055006.
- [21] Athron P., King S. F., Miller D. J., Moretti S., Nevzorov R. Constrained Exceptional Supersymmetric Standard Model with a Higgs Near 125 GeV // Phys. Rev. D. 2012. Vol. 86. P. 095003.
- [22] Athron P., Harries D., Nevzorov R., Williams A. G. E_6 Inspired SUSY benchmarks, dark matter relic density and a 125 GeV Higgs // Phys. Lett. B. 2016. Vol. 760. P. 19.
- [23] Athron P., Harries D., Nevzorov R., Williams A. G. Dark matter in a constrained E_6 inspired SUSY model // JHEP. 2016. Vol. 1612. P. 128.

- [24] King S. F., Luo R., Miller D. J., Nevzorov R. Leptogenesis in the Exceptional Supersymmetric Standard Model: Flavour dependent lepton asymmetries // JHEP. 2008. Vol. 0812. P. 042.
- [25] Nevzorov R. Leptogenesis as an origin of hot dark matter and baryon asymmetry in the E_6 inspired SUSY models // Phys. Lett. B. 2018. Vol. 779. P. 223.
- [26] Nevzorov R., Thomas A. W. E_6 inspired composite Higgs model // Phys. Rev. D. 2015. Vol. 92. P. 075007.
- [27] Nevzorov R., Thomas A. W. LHC signatures of neutral pseudo-Goldstone boson in the E_6 CHM // J. Phys. G. 2017. Vol. 44. P. 075003.
- [28] Nevzorov R., Thomas A. W. Baryon asymmetry generation in the E_6 CHM // Phys. Lett. B. 2017. Vol. 774. P. 123.
- [29] Froggatt C., Laperashvili L., Nevzorov R., Nielsen H. B. Cosmological constant in SUGRA models and the multiple point principle // Phys. Atom. Nucl. 2004. Vol. 67. P. 582.
- [30] Froggatt C., Nevzorov R., Nielsen H. B. On the smallness of the cosmological constant in SUGRA models // Nucl. Phys. B. 2006. Vol. 743. P. 133.
- [31] Froggatt C., Nevzorov R., Nielsen H. B. Dark Energy density in models with Split Supersymmetry and degenerate vacua // Int. J. Mod. Phys. A. 2012. Vol. 27. P. 1250063.
- [32] Froggatt C. D., Nevzorov R., Nielsen H. B., Thomas A. W. Cosmological constant in SUGRA models with Planck scale SUSY breaking and degenerate vacua // Phys. Lett. B. 2014. Vol. 737. P. 167.
- [33] Froggatt C. D., Nielsen H. B., Nevzorov R., Thomas A. W. Dark Energy Density in SUGRA models and degenerate vacua // Int. J. Mod. Phys. A. 2017. Vol. 32. P. 1730013.

- [34] Froggatt C. D., Laperashvili L., Nevzorov R., Nielsen H. B., Sher M. Implementation of the multiple point principle in the two-Higgs doublet model of type II // *Phys. Rev. D.* 2006. Vol. 73. P. 095005.
- [35] Froggatt C. D., Nevzorov R., Nielsen H. B., Thompson D. Fixed point scenario in the Two Higgs Doublet Model inspired by degenerate vacua // *Phys. Lett. B.* 2007. Vol. 657. P. 95.
- [36] Froggatt C. D., Nevzorov R., Nielsen H. B., Thompson D. On the origin of approximate custodial symmetry in the Two-Higgs Doublet Model // *Int. J. Mod. Phys. A.* 2009. Vol. 24. P. 5587.
- [37] King S. F., Moretti S., Nevzorov R. Collider signatures of E_6 SSM // *Proceedings of the 33rd International Conference on High Energy Physics (ICHEP'06)* / Ed. by A. Sissakian, G. Kozlov and E. Kolganova. *Conf. Proc. C.* 2006. Vol. 060726. P. 1125. arXiv:hep-ph/0610002.
- [38] King S. F., Moretti S., Nevzorov R. Spectrum of Higgs particles in the ESSM // *Proceedings of the 12th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics* / Ed. by A. I. Studenikin. World Scientific Company, 2006. P. 371. arXiv:hep-ph/0601269.
- [39] Athron P., Hall J. P., King S. F., Moretti S., Miller D. J., Nevzorov R., Pakvasa S., Sher M. Collider phenomenology of the E_6 SSM // *Proceedings of the 2011 Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society* / Ed. by T. Speer. 2011. eConf C110809. arXiv:1109.6373[hep-ph].
- [40] Athron P., King S. F., Luo R., Miller D. J., Moretti S., Nevzorov R. Unification of Gauge Couplings in the E_6 SSM // *AIP. Conf. Proc.* 2010. Vol. 1200. P. 466.
- [41] Nevzorov R. Theoretical aspects of electroweak symmetry breaking in SUSY models // *PoS.* 2010. Vol. QFTHEP2010. P. 015.
- [42] Miller D. J., Moretti S., Nevzorov R. Higgs bosons in the NMSSM with exact and slightly broken PQ-symmetry // *Proceedings of the 18th International Workshop*

- on High Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP 2004) / Ed. by M. N. Dubinin and V. I. Savrin. Moscow State University, 2004. P. 212. arXiv:hep-ph/0501139.
- [43] Nevzorov R., Miller D. J. Approximate solutions for the Higgs masses and couplings in the NMSSM // Proceedings of the 7th workshop "What Comes beyond the Standard model?" / Ed. by N. M. Borstnik, H. B. Nielsen, C. D. Froggatt and D. Lukman. DMFA – ZALOZNISTVO, 2004. P. 107. arXiv:hep-ph/0411275.
- [44] Hesselbach S., Miller D. J., Moortgat-Pick G., Nevzorov R., Trusov M. The lightest neutralino in the MNSSM // Proceedings of the 15th International Conference on Supersymmetry and the Unification of Fundamental Interactions (SUSY07) / Ed. by W. de Boer and I. Gebauer. University of Karlsruhe, 2008. P. 918. arXiv:0710.2550 [hep-ph].
- [45] Hesselbach S., Moortgat-Pick G., Miller D. J., Nevzorov R., Trusov M. Upper bound on the lightest neutralino mass in the Minimal Non-minimal Supersymmetric Standard Model // Proceedings of the 13th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics / Ed. by A. I. Studenikin. World Scientific Company, 2008. P. 370. arXiv:0712.2014[hep-ph].
- [46] Hesselbach S., Miller D. J., Moortgat-Pick G., Nevzorov R., Trusov M. Lightest Neutralino Mass in the MNSSM // Proceedings of the 34th International Conference in High Energy Physics (ICHEP08) / Ed. by N. Lockyer, A. J. Stewart Smith and J. Kroll. 2008. eConf C080730. arXiv:0810.0511 [hep-ph].
- [47] Hall J. P., King S. F., Nevzorov R., Pakvasa S., Sher M. Nonstandard Higgs decays in the E_6 SSM // PoS. 2010. Vol. QFTHEP2010. P. 069.
- [48] Hall J. P., King S. F., Nevzorov R., Pakvasa S., Sher M. Nonstandard Higgs Decays and Dark Matter in the E_6 SSM // Proceedings of the 2011 Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society / Ed. by T. Speer. 2011. eConf C110809. arXiv:1109.4972[hep-ph].

- [49] Hall J. P., King S. F., Nevzorov R., Pakvasa S., Sher M. Dark matter and nonstandard Higgs decays in the exceptional supersymmetric standard model // AIP. Conf. Proc. 2013. Vol. 1560. P. 303.
- [50] Nevzorov R., Pakvasa S. Nonstandard Higgs decays in the E_6 inspired SUSY models // Nucl. Part. Phys. Proc. 2016. Vol. 273-275. P. 690.
- [51] Nevzorov R. LHC Signatures and Cosmological Implications of the E_6 Inspired SUSY Models // PoS. 2015. Vol. EPS-HEP2015. P. 381.
- [52] Athron P., King S. F., Miller D. J., Moretti S., Nevzorov R. The Constrained E_6 SSM // Proceedings of the 34th International Conference in High Energy Physics (ICHEP08) / Ed. by N. Lockyer, A. J. Stewart Smith and J. Kroll. 2008. eConf C080730. arXiv:0810.0617[hep-ph].
- [53] Athron P., Muhlleitner M., Nevzorov R., Williams A. G. Exotic Higgs decays in $U(1)$ extensions of the MSSM // Proceedings of the 17th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics / Ed. by A. I. Studenikin. World Scientific Company, 2017. P. 487.
- [54] King S. F., Luo R., Miller D. J., Nevzorov R. Generation of Flavour Dependent Lepton Asymmetries in the E_6 SSM // Proceedings of the 34th International Conference in High Energy Physics (ICHEP08) / Ed. by N. Lockyer, A. J. Stewart Smith and J. Kroll. 2008. eConf C080730. arXiv:0810.0516[hep-ph].
- [55] Froggatt C., Laperashvili L., Nevzorov R., Nielsen H. B. No-scale supergravity and the Multiple Point Principle // Proceedings of the 7th workshop "What Comes beyond the Standard model?" / Ed. by N. M. Borstnik, H. B. Nielsen, C. D. Froggatt and D. Lukman. DMFA – ZALOZNISTVO, 2004. P. 17. arXiv:hep-ph/0411273.
- [56] Froggatt C. D., Nevzorov R., Nielsen H. B. Smallness of the cosmological constant and the multiple point principle // J. Phys. Conf. Ser. 2008. Vol. 110. P. 072012.
- [57] Froggatt C. D., Nevzorov R., Nielsen H. B. Cosmological Constant in SUGRA Models Inspired by Degenerate Vacua // Proceedings of the 34th International

Conference in High Energy Physics (ICHEP08) / Ed. by N. Lockyer, A. J. Stewart Smith and J. Kroll. 2008. eConf C080730. arXiv:0810.0524[hep-th].

- [58] Froggatt C. D., Nevzorov R., Nielsen H. B. On the Smallness of the Cosmological Constant in SUGRA Models Inspired by Degenerate Vacua // AIP. Conf. Proc. 2010. Vol. 1200. P. 1093.
- [59] Froggatt C., Nevzorov R., Nielsen H. B. Dark Energy density in Split SUSY models inspired by degenerate vacua // PoS. 2010. Vol. ICHEP2010. P. 442.
- [60] Froggatt C. D., Nevzorov R., Nielsen H. B. On the smallness of the dark energy density in split SUSY models inspired by degenerate vacua // AIP. Conf. Proc. 2013. Vol. 1560. P. 300.
- [61] Nevzorov R., Nielsen H. B., Thomas A. W., Froggatt C. D. On the smallness of the cosmological constant in SUGRA models with Planck scale SUSY breaking and degenerate vacua // PoS. 2015. Vol. EPS-HEP2015. P. 380.
- [62] Froggatt C. D., Nevzorov R., Nielsen H. B., Thomas A. W. On the smallness of the cosmological constant // Nucl. Part. Phys. Proc. 2016. Vol. 273-275. P. 1465.
- [63] Froggatt C. D., Laperashvili L. V., Nevzorov R. B., Nielsen H. B., Sher M. The Two Higgs Doublet Model and the Multiple Point Principle // Proceedings of the 7th workshop "What Comes beyond the Standard model?" / Ed. by N. M. Borstnik, H. B. Nielsen, C. D. Froggatt and D. Lukman. DMFA – ZALOZNISTVO, 2004. P. 28. arXiv:hep-ph/0412333.
- [64] Froggatt C. D., Nevzorov R., Nielsen H. B. Enhanced Higgs boson production and avoidance of CP-violation and FCNC in the MPP inspired 2HDM // J. Phys. Conf. Ser. 2008. Vol. 110. P. 062010.
- [65] Froggatt C. D., Nevzorov R., Nielsen H. B. Multiple point principle as a mechanism for the suppression of FCNC and CP-violation phenomena in the 2HDM // Proceedings of the 15th International Conference on Supersymmetry and the Unification of Fundamental Interactions (SUSY07) / Ed. by W. de Boer and I. Gebauer. University of Karlsruhe, 2008. P. 710. arXiv:0710.2457 [hep-ph].

- [66] Nevzorov R., Thomas A. W. Generation of baryon asymmetry in the E_6 CHM // EPJ. Web Conf. 2018. Vol. 191. P. 02004.
- [67] Nevzorov R., Thomas A. W. E_6 inspired composite Higgs model and 750 GeV diphoton excess // EPJ. Web Conf. 2016. Vol. 125. P. 02021.

Цитируемая литература

- [68] Bennett D. L., Nielsen H. B. Predictions for nonAbelian fine structure constants from multicriticality // Int. J. Mod. Phys. A. 1994. Vol. 9. P. 5155.
- [69] Froggatt C. D., Nielsen H. B. Standard model criticality prediction: Top mass 173 ± 5 GeV and Higgs mass 135 ± 9 GeV // Phys. Lett. B. 1996. Vol. 368. P. 96.
- [70] Ellwanger U., Hugonie C. NMSPEC: A Fortran code for the sparticle and Higgs masses in the NMSSM with GUT scale boundary conditions // Comput. Phys. Commun. 2007. Vol. 177. P. 399.
- [71] Baglio J., Grober R., Muhlleitner M., Nhung D. T., Rzehak H., Spira M., Streicher J., Walz K. NMSSMCALC: A Program Package for the Calculation of Loop-Corrected Higgs Boson Masses and Decay Widths in the (Complex) NMSSM // Comput. Phys. Commun. 2014. Vol. 185. P. 3372.
- [72] Ellwanger U., Gunion J. F., Hugonie C. NMHDECAY: A Fortran code for the Higgs masses, couplings and decay widths in the NMSSM // JHEP. 2005. Vol. 0502. P. 066.
- [73] Ellwanger U., Hugonie C. NMHDECAY 2.0: An Updated program for sparticle masses, Higgs masses, couplings and decay widths in the NMSSM // Comput. Phys. Commun. 2006. Vol. 175. P. 290.
- [74] Belanger G., Boudjema F., Pukhov A., Semenov A. MicrOMEGAs: A Program for calculating the relic density in the MSSM // Comput. Phys. Commun. 2002. Vol. 149. P. 103.

- [75] Belanger G., Boudjema F., Pukhov A., Semenov A. Dark matter direct detection rate in a generic model with micrOMEGAs 2.2 // *Comput. Phys. Commun.* 2009. Vol. 180. P. 747.
- [76] Belanger G., Boudjema F., Brun P., Pukhov A., Rosier-Lees S., Salati P. Semenov A. Indirect search for dark matter with micrOMEGAs2.4 // *Comput. Phys. Commun.* 2011. Vol. 182. P. 842.
- [77] Athron P., Park J. H., Stockinger D., Voigt A. FlexibleSUSY – A spectrum generator generator for supersymmetric models // *Comput. Phys. Commun.* 2015. Vol. 190. P. 139.
- [78] Staub F. From Superpotential to Model Files for FeynArts and CalcHep/CompHep // *Comput. Phys. Commun.* 2010. Vol. 181. P. 1077.
- [79] Staub F. Automatic Calculation of supersymmetric Renormalization Group Equations and Self Energies // *Comput. Phys. Commun.* 2011. Vol. 182. P. 808.
- [80] Staub F. SARAH 4: A tool for (not only SUSY) model builders // *Comput. Phys. Commun.* 2014. Vol. 185. P. 1773.
- [81] Allanach B. C. SOFTSUSY: a program for calculating supersymmetric spectra // *Comput. Phys. Commun.* 2002. Vol. 143. P. 305.
- [82] Allanach B. C., Athron P., Tunstall L. C., Voigt A., A. G. Williams A. G. Next-to-Minimal SOFTSUSY // *Comput. Phys. Commun.* 2014. Vol. 185. P. 2322.
- [83] Vega J. P., Villadoro G. SusyHD: Higgs mass Determination in Supersymmetry // *JHEP.* 2015. Vol. 1507. P. 159.