

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук

На правах рукописи

Астапов Константин Олегович

**Феноменология суперсимметричных моделей со
сголдстино в ускорительных экспериментах**

01.04.02 – Теоретическая физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

к. ф.-м. н., с.н.с. ОТФ ИЯИ РАН

Демидов Сергей Владимирович

Москва – 2017

Содержание

Введение	4
Глава 1. Смешивание сголдстино с хиггсовским сектором МС-СМ	16
1.1. Вводное обсуждение	16
1.2. Модель с низким масштабом нарушения суперсимметрии	19
1.3. Анализ модели	27
1.4. Заключительные замечания	47
1.5. Приложение	49
Глава 2. Оценка чувствительности эксперимента высокой интенсивности SHiP к легкому сголдстино	51
2.1. Обсуждение	51
2.2. Лагранжиан сголдстино	52
2.3. Скалярное сголдстино	54
2.4. Псевдоскалярное сголдстино	67
2.5. Заключительные замечания	72
Глава 3. Поиски сголдстино в экспериментах высокой интенсивности с электронным пучком	74
3.1. Мотивация	74
3.2. Лагранжиан и параметры	75
3.3. Образование сголдстино	75
3.4. Каналы распада сголдстино	76
3.5. Анализ чувствительности эксперимента NA64	78
3.6. Заключительные замечания	81
Заключение	82

Литература	85
-----------------------------	----

Введение

Актуальность темы исследования.

Открытие новой скалярной частицы коллаборациями ATLAS [1] и CMS [2] на Большом Адронном Коллайдере (Large Hadron Collider, далее по тексту — ЛНС) стало одним из важнейших событий в физике частиц за последние несколько лет. В течение первого этапа работы ЛНС в 2011 - 2012 гг. в столкновениях протонных пучков была набрана статистика около 5^{-1} при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и до 20.6^{-1} при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Полученные результаты свидетельствуют о том, что свойства новой частицы очень близки к теоретически предсказанным для бозона Хиггса [3, 4] в рамках Стандартной Модели (СМ). Данный факт подчеркивает триумф Стандартной Модели. Однако, несмотря на свои красоты и способность объяснить подавляющее большинство экспериментальных результатов в физике частиц, СМ имеет ряд серьезных недостатков. К ним относятся следующие экспериментально установленные факты.

Во-первых, в СМ нейтрино представлены, в отличие от остальных фермионов, только левыми компонентами, и для них невозможно выписать калибровочно инвариантное перенормируемое массовое слагаемое. В результате в СМ сохраняется лептонное число и запрещены осцилляции, т.е. переходы нейтрино одного аромата в нейтрино другого аромата. Поэтому наблюдение осцилляций нейтрино [5] явно свидетельствует о том, что масса по крайней мере двух типов нейтрино отлична от нуля, что идет вразрез с предсказаниями СМ.

Во-вторых, астрофизические наблюдения свидетельствуют о наличии во Вселенной помимо видимого вещества также еще и Темной Материи (ТМ) — вещества, которое буквально невидимо и взаимодействует с видимым веществом в основном только гравитационно. Другие же виды взаимодействия ТМ с обычным веществом очень слабы либо вовсе отсутствуют и поэтому судить о ее количестве и характере ее распределения во Вселенной можно лишь ис-

ходя из анализа данных о кривых вращения галактик и наблюдений эффектов гравитационного линзирования. В-третьих, весьма любопытным фактом является и то, что наш мир состоит только из вещества, а не вещества и антивещества в равной степени, как этого возможно следовало бы ожидать. Это подтверждается например тем, что если бы были некие далекие от нас области во Вселенной состоящие из антивещества, то от границ этих областей шло бы характерное излучение из-за аннигиляции вещества и антивещества, чего в действительности не наблюдается. В СМ отсутствует механизм генерации Барионной Асимметрии Вселенной.

Кроме экспериментальных указаний на неполноту СМ, существуют еще и проблемы чисто теоретического характера. Наиболее важной и известной из них является так называемая проблема калибровочной иерархии [6], связанная с квадратичными расходимостями, которые возникают при вычислении поправок к массе скалярного бозона. Дело в том, что существует по меньшей мере два одинаково фундаментальных масштаба: электрослабый $M_{EW} \sim 10^3$ ГэВ и планковский $M_{Pl} = \sqrt{1/8\pi G} \sim 2.4 \cdot 10^{18}$ ГэВ. Для того, чтобы получить малую массу бозона Хиггса при условии существования двух сильно отличающихся масштабов, требуется тонкая подстройка параметров.

Поэтому мы вынуждены полагать, что СМ является частью другой, более фундаментальной теории, которая неким образом решает описанные выше проблемы. В настоящее время предложено огромное количество моделей так называемой «новой физики» - моделей описывающих явления за рамками СМ, к таким теориям относятся модели с дополнительными измерениями, нарушением лоренцевой симметрии, и многие другие.

В ряду моделей новой физики выделяются суперсимметричные модели. Они являются одними из самых привлекательных и многообещающих идей расширения СМ [7, 8]. Этот класс моделей базируется на идее о существовании симметрии между бозонами и фермионами. Эта симметрия приводит к

сокращению квадратично расходящихся поправок к массе бозона Хиггса, что позволяет решить проблему иерархий. Суперсимметрия предполагает, что у каждой частицы существует так называемый суперпартнер, который обладает теми же квантовыми числами за исключением спина. Спин суперпартнера частицы отличается на $1/2$ от спина самой частицы. За счет петлевых вкладов суперпатнеров в поправку к массе Хиггса и достигают необходимые сокращения квадратичных расходимостей.

Одночастичные состояния в суперсимметричных теориях объединяются в *супермультиплеты*, которые описываются представлениями алгебры суперсимметрии. Каждый супермультиплет содержит бозонные и фермионные состояния, которые являются суперпартнерами друг друга. Простейшим вариантом супермультиплета является совокупность одного скалярного комплексного поля и одного вейлевского фермиона. Такая комбинация полей называется *скалярным* или *киральным* супермультиплетом. Другой тип супермультиплета содержит векторный бозон со спином 1. Если теория предполагается перенормируемой, то он должен быть калибровочным бозоном. Суперпартнером данного бозона должен быть вейлевский фермион со спином $1/2$. Как и его суперпартнер этот фермион преобразуется по присоединенному представлению калибровочной группы и называется *калибрино*. Поскольку присоединенное представление калибровочной группы всегда самосопряженно, то калибрино должны иметь те же свойства калибровочных преобразований для левый и правых компонент. Супермультиплет с таким составом называется *калибровочным* или *векторным* супермультиплетом. Если включать в рассмотрение гравитацию, то гравитон со спином 2 будет иметь в качестве суперпартнера *гравитино* со спином $3/2$.

В суперсимметричных расширениях Стандартной Модели, каждая известная фундаментальная частица оказывается компонентой кирального либо векторного супермультиплетов и должна иметь суперпартнера со спином отлич-

ным на $1/2$ от ее собственного. Только киральные супермультиплеты могут содержать фермионы чьи левые и правые компоненты преобразуются по калибровочной группе по разному. Как известно СМ является киральной калибровочной теорией и поэтому все фермионы СМ должны входить в соответствующие киральные супермультиплеты. Скалярные суперпартнеры кварков и лептонов называются *скварки* и *слептоны* соответственно. Что касается бозона Хиггса, то очевидно что он должен входить в некоторый киральный супермультиплет. Однако оказывается, что в суперсимметричном расширении СМ одного хиггсовского супермультиплета не достаточно. Оставляя за рамками данного введения детальное объяснение необходимости наличия как минимум еще одного хиггсовского супермультиплета скажем лишь, что это обусловлено требованием сокращения калибровочных аномалий. Простейшее суперсимметричное расширение СМ называется Минимальной Суперсимметричной Стандартной Моделью (МССМ).

Рассмотрение МССМ в качестве модели расширения СМ ведет к нескольким интересным следствиям. Одним из них является то, что из двух хиггсовских дублетов после спонтанного нарушения калибровочной симметрии формируется целых 5 массивных полей со спином 0, из них два нейтральных скалярных, одно псевдоскалярное и два заряженных скалярных. Легчайший нейтральный скаляр можно трактовать как обнаруженный в эксперименте бозон с массой 125 ГэВ. Однако здесь же кроется и один из главных недостатков МССМ, о котором будет сказано ниже.

Важным преимуществом МССМ является наличие в теории частиц - кандидатов на роль Темной Материи. Суперпартнеры нейтральных хиггсовских полей – *хиггсино* и нейтральные калибрино (*вино* и *бино*) могут смешиваться и формировать 4 массовых состояния, называемых *нейтралино*. Заряженные хиггсино и *вино* смешиваются в два заряженных массовых состояния, называемых *чарджино*. Обычно в качестве частицы темной материи в такой модели

выбирают легчайшее нейтралино, она является Легчайшей Суперсимметричной Частицей (ЛСЧ). Забегая вперед отметим, что в классе суперсимметричных моделей, рассмотренных в диссертации, ЛСЧ является гравитино.

Таким образом в МССМ прекрасно разрешается ряд проблем, с которыми сталкивается СМ.

Если суперсимметрия является точной симметрией, то массы частиц одного супермультиплета должны быть одинаковыми. Суперпартнеры частиц СМ с теми же массами в настоящее время экспериментально исключены. Поэтому в реалистичной суперсимметричной модели суперсимметрия должна быть нарушена спонтанно. Это позволяет сделать массы суперпартнеров достаточно большими, чтобы избежать экспериментальных ограничений. Вводится понятие «мягкого» нарушения суперсимметрии, когда члены нарушающие суперсимметрию содержат массовые члены и члены взаимодействий только положительной массовой размерности. Оказывается, что такой тип нарушения гарантируют сокращение квадратичных расходимостей в поправках ко всем массам скаляров с точностью до масштаба масс суперпартнеров.

Выше мы уже упоминали о том, что экспериментально наблюдаемый скалярный резонанс с массой примерно 125 ГэВ можно интерпретировать в качестве легчайшего хиггсовского бозона МССМ. Однако известно, что на древесном уровне масса легчайшего хиггсовского скаляра не превышает массы Z^0 бозона. Согласие с экспериментом может быть достигнуто за счет исключительно больших петлевых поправок, обусловленных тяжелыми стоп кварками. Это является проявлением так называемой малой проблемы иерархий. В главе 1 настоящей диссертации будет предложено изящное решение данной проблемы в контексте суперсимметричной модели с низким масштабом нарушения суперсимметрии. Механизм нарушения суперсимметрии, рассматриваемый в данной диссертации, обусловлен взаимодействием МССМ с неким скрытым сектором посредством супермультиплета голдстино – супермультиплета, ответственно-

го за спонтанное нарушение суперсимметрии. В настоящей работе основное внимание будет уделено феноменологии скалярной компоненты данного супермультиплета – *сголдстино*. Будет показано, что взаимодействие сголдстино с хиггсовским сектором МССМ ведет к интересным следствиям, позволяющим решить некоторые из проблем МССМ. Данные следствия могут быть проверены путем прямых поисков на ускорителях, например на ЛНС. Так например, можно ожидать, что сголдстино будут образовываться при энергиях, которые доступны для ЛНС.

Нельзя исключить возможность того, что сголдстино могут быть достаточно легкими, но при этом достаточно слабо взаимодействовать с полями СМ, и поэтому являться еще не исключенными экспериментально.

В таком случае для прямого поиска отлично подходят ускорительные эксперименты высокой интенсивности. Примером такого эксперимента является предложенный недавно в ЦЕРНе эксперимент с фиксированной мишенью SHiP [9, 10]. В этом эксперименте планируется направить пучок протонов с энергией 400 ГэВ на неподвижную мишень. В процессе взаимодействия протонов с мишенью (а также в распадах вторичных частиц) могут рождаться новые легкие частицы новой физики, например сголдстино. За время сбора данных планируется направить на мишень $2 \cdot 10^{20}$ протонов, что обеспечит статистику, достаточную для рождения очень слабо взаимодействующих частиц. Изучению феноменологии легкого сголдстино в эксперименте SHiP посвящена 2-я глава настоящей диссертации.

В то же время для полноты картины исследования легкого слабо взаимодействующего сголдстино необходимо проанализировать возможность его детектирования также в экспериментах высокой интенсивности с фиксированной мишенью, но в отличии от SHiP, с электронным пучком. Тогда можно будет опробировать электромагнитный канал образования сголдстино. Глава 3 данной работы посвящена поискам сголдстино в эксперименте NA64.

Цель и задачи диссертационной работы.

Основной целью данной работы является выяснение перспектив поиска легких сголдстино в экспериментах высокой интенсивности и изучение влияния смешивания сголдстино с хиггсовским бозоном на вероятности рождения и распадов последнего в контексте проверки данной модели на ЛНС.

Для достижения поставленной цели требуется решить следующие задачи:

1. При рассмотрении суперсимметричных расширений Стандартной модели таких как МССМ, неявно предполагается, что масштаб нарушения суперсимметрии E_{SUSY} много больше электрослабого масштаба энергий и в этом случае взаимодействием с сектором, ответственным за нарушение суперсимметрии, можно пренебречь. Однако феноменологически приемлемой является другая ситуация – когда масштаб E_{SUSY} находится недалеко от электрослабой шкалы энергий и имеет величину порядка нескольких ТэВ. В этом случае естественно ожидать, что массы сголдстино будут несколько меньше масштаба нарушения суперсимметрии, а значит сравнимы с массами суперпартнеров. Поэтому для корректного описания низкоэнергетической теории необходимо к лагранжиану МССМ добавить взаимодействия с сектором гольдстино и сголдстино. Взаимодействия этих частиц с остальными полями МССМ практически однозначно фиксируются требованием корректного воспроизведения констант, мягко нарушающих суперсимметрию. В рамках данной диссертации требуется изучить вышеописанный сценарий с нескольких сторон. Во-первых, стоит задача провести анализ ограничений на параметры описанного класса моделей исходя из современных данных, в частности, из экспериментов на ЛНС и на В-фабриках. Кроме того, требуется изучить возможные взаимодействия сголдстино с хиггсовским сектором МССМ и их следствия для феноменологии: смешивание, влияние на картину относительных ве-

роятностей распадов и сечений образования хиггсовских бозонов и сголдстино.

2. Сценарий в котором сголдстино являются достаточно легкими с массой в несколько ГэВ представляет большой интерес с точки зрения проверки этого класса моделей в экспериментах высокой интенсивности. Поэтому в рамках диссертации стоит задача оценить потенциальную возможность детектирования событий распада сголдстино в распадном объеме экспериментальной установки SHiP. Для решения поставленной задачи необходимо рассчитать ширины распадов сголдстино в легкие мезоны, фотоны, электроны и мюоны. Также необходимо вычислить сечения рождений сголдстино как в прямых столкновениях протонов пучка и мишени так и в распадах вторичных тяжелых B и D мезонов. Требует особого внимания и учет смешивания сголдстино с бозоном Хиггса. Поставленную задачу необходимо решить в нескольких различных феноменологически привлекательных сценариях модели, а именно, рассмотреть случай как скалярного так и псевдоскалярного сголдстино. Также требуется изучить случай с нарушением аромата в скварковом секторе МССМ. Необходимо найти область пространства параметров сголдстино, к которой будет чувствителен данный эксперимент. Также проведя анализ опубликованных данных по поиску стерильных нейтрино, который проводился в эксперименте с фиксированной мишенью CHARM, нужно получить аналогичную область и сравнить возможности двух экспериментов.
3. В рамках экспериментов высокой интенсивности с протонным пучком трудно установить ограничения на константу взаимодействия сголдстино с фотонами поскольку в его рождении задействованы сильные процессы. Однако в случае электронного пучка мы имеем возможность изучить рождение сголдстино за счет взаимодействия с фотонами. Поэтому для

полноты исследования различных каналов взаимодействия сголдстино с частицами СМ в рамках диссертации стоит задача оценки чувствительности эксперимента высокой интенсивности и электронным пучком NA64 к детектированию сголдстино. В этой задаче также требуется определить область пространства параметров сголдстино (масса - константа взаимодействия), в которой ожидается наблюдение искомого экспериментального сигнала.

Научная новизна и практическая значимость. В представленной диссертационной работе впервые изучено пространство параметров МССМ и сектора сголдстино, которое удовлетворяет экспериментальным ограничениям на параметры Стандартной Модели и поиски новой физики. Как было упомянуто выше, для согласования измеренного значения массы бозона Хиггса с предсказаниями МССМ требуются большие петлевые поправки. В данной работе показано как смешивание сголдстино и легчайшего хиггсовского скаляра МССМ позволяет увеличить предсказываемое значение массы хиггсовского бозона.

В работе впервые получены теоретические предсказания для чувствительности планирующегося в ЦЕРНе эксперимента SHiP к моделям со скалярном и псевдоскалярном сголдстино массой до 2 ГэВ. Вычислены сечения рождения скалярного и псевдоскалярного сголдстино в распадах тяжелых B - и D -мезонов с учетом смешивания сголдстино с бозоном Хиггса. Также вычислены ширины распада псевдоскалярного сголдстино в 3 легких псевдоскалярных мезона (π и η). Для значений масс и масштаба нарушения суперсимметрии, играющего здесь роль размерной константы связи, при которых модель успешно вписывается в актуальные на сегодняшний момент ограничения на параметры МССМ впервые получены теоретические предсказания интенсивностей этих процессов. Ценность полученных результатов заключается в возможности сделать вывод, какая область пространства параметров модели исключается, если

в эксперименте не будет зафиксирован описанный в работе сигнал.

Также впервые получены ограничения на параметры модели сголдстино, основанные на анализе данных эксперимента CHARM.

В диссертации исследован процесс рождения сголдстино в эксперименте с электронным пучком бьющим по фиксированной мишени. В частности, получены предсказания чувствительности эксперимента NA64 к скалярному сголдстино массой до 1 ГэВ. В этой задаче использовался подход аналогичный тому, что был разработан в контексте проверки модели на эксперименте SHiP, однако значимость данного исследования заключается в возможности ограничить константу взаимодействия сголдстино с фотонами и исследовать интервал с меньшими массами нежели в рамках эксперимента SHiP.

Положения, выносимые на защиту:

1. Показано, что в суперсимметричной модели со сголдстино имеется область пространства параметров, в которой масса легчайшего бозона Хиггса получает значительный вклад за счёт смешивания со сголдстино. Это позволяет получить массу легчайшего хиггсовского бозона порядка 125 ГэВ без привлечения значительных петлевых поправок от суперпартнёров.
2. В суперсимметричной модели со сголдстино получены предсказания для уровня сигнала образования бозона Хиггса и сголдстино в случае их смешивания по отношению к ожидаемому сигналу для бозона Хиггса Стандартной модели для различных каналов их распада. Показано, что сголдстино с массой около 98 ГэВ в таком сценарии может объяснить избыток событий, полученный на уровне 2σ в реакции $e^+e^- \rightarrow Z\tilde{s}, \tilde{s} \rightarrow b\bar{b}$.
3. В рамках суперсимметричной модели с лёгким сголдстино найдены области в пространстве, к которой чувствителен планируемый в ЦЕРНе эксперимент с фиксированной мишенью SHIP. Показано, что данный эксперимент обладает возможностью проверки данного класса моделей со сголдстино до 5 ГэВ вплоть до масштаба нарушения суперсимметрии порядка 10^3 ТэВ в случае без нарушения аромата и до 10^5 ТэВ в случае с максимально разрешенным экспериментально нарушением аромата.
4. Используя результаты эксперимента CHARM получены ограничения на пространство параметров суперсимметричной модели с лёгким сголдстино.
5. В рамках суперсимметричной модели с лёгким сголдстино получены области в пространстве параметров, к которой чувствителен эксперимент NA64. Показано, что в случае доминирования рождения сголдстино за

счёт взаимодействия с электромагнитным сектором, эксперимент NA64 обладает возможностью ограничения величин масштаба нарушения суперсимметрии вплоть до 10 ТэВ при массе сголдстино до 50 МэВ.

Апробация результатов.

Основные результаты диссертации доложены на двух научных семинарах ИЯИ РАН (февраль и октябрь 2017г.), на научном семинаре Отдела теоретической физики ФИАН им. Лебедева (май 2017г.), на научном семинаре группы Физики частиц и космологии Факультета наук в университете Тохоку (г. Сендай, Япония, октябрь 2014г.), а также международных конференциях: «Ломоносов» (МГУ, 2013), «QFTHEP» (Санкт-Петербург, июнь 2013г.) «Кварки-2014» (Суздаль, июнь 2014), «Кварки-2016» (Пушкин, июнь 2016), «ICNFP-2017» (Колумбари, о. Крит, Греция, август 2017) и на международных школах: «TRR Winter school in cosmology» (Тонале, Италия, декабрь 2013), «International School for Subnuclear Physics» (Эриче, Италия, июль 2013), «International School for Subnuclear Physics» (Эриче, Италия, июль 2016).

Публикации.

Основные результаты диссертации опубликованы в 2-х статьях в рецензируемых международных научных журналах, входящих в список ВАК: [11], [12] и одном электронном препринте [13]. Содержание докладов на международных конференциях «QFTHEP» и «Кварки-2016» отражены в соответствующих трудах конференций, также опубликованных в рецензируемых международных научных журналах [14], [15].

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, 3-х глав основного текста, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 95 страниц, включая 29 рисунков. Библиография включает 109 наименований на 11 страницах.

Глава 1

Смешивание голдстино с хиггсовским сектором МССМ

1.1. Вводное обсуждение

Как уже было сказано во Введении, масса легчайшего бозона Хиггса h в МССМ ограничена на древесном уровне массой Z -бозона и для того, чтобы согласовать данное обстоятельство с экспериментальным значением массы Хиггса 125 ГэВ необходимы численно большие петлевые поправки [16, 17], что предполагает большие массы стоп кварков или максимальное смешивание в их секторе. Отсутствие данных об обнаружении легких скварков косвенно свидетельствует о реалистичности данного сценария. С другой стороны, это показывает, что обнаруженный бозон Хиггса слишком тяжелый чтобы вписаться в картину МССМ «натурально» [18–24].

Если суперсимметрия действительно существует в природе, то она должна быть спонтанно нарушена. В изучаемой нами модели предполагается, что нарушение суперсимметрии происходит в некотором скрытом секторе, который не имеет перенормируемых членов взаимодействия с видимым сектором, чтобы избежать феноменологических проблем с суперследом от матрицы квадратов масс [25]. Согласно суперсимметричному аналогу теоремы Голдстоуна [26] при спонтанном нарушении суперсимметрии появляется безмассовый фермион – голдстино. В моделях супергравитации голдстино является продольной компонентой гравитино, при этом масса гравитино оказывается связанной с масштабом нарушения суперсимметрии $\sqrt{F}$ как

$$m_{3/2} = \frac{F}{\sqrt{3}M_{Pl}}, \quad (1.1)$$

где M_{Pl} – масса Планка [27]. В простейшем случае голдстино является фермионной компонентой кирального супермультиплета и взаимодействия полей этого супермультиплета с полями МССМ подавлены степенями масштаба $\sqrt{F}$.

В случае, когда масштаб нарушения суперсимметрии значительно больше масштаба электрослабого нарушения, взаимодействие частиц МССМ со скрытым сектором подавлено. Это стандартный подход суперсимметричных моделей на электрослабом масштабе. Например, в сценариях с гравитационным механизмом передачи нарушения суперсимметрии с мягкими параметрами на ТэВном масштабе величина $\sqrt{F} \gtrsim 10^{11}$ ГэВ. В сценарии с калибровочным механизмом передачи нарушения суперсимметрии масштаб нарушения суперсимметрии может быть значительно ниже, но тем не менее все еще $\sqrt{F} \gtrsim 50$ ТэВ [28]. Однако, существуют феноменологически приемлемые сценарии (см. работы [29, 30]), в которых величина $\sqrt{F}$ не сильно больше электрослабого масштаба, т.е. порядка нескольких ТэВ. Главной особенностью такого класса моделей является присутствие сектора ответственного за нарушение суперсимметрии, т.е. голдстино и его скалярного суперпартнера – сголдстино, в низкоэнергетическом спектре. В моделях такого класса, если R-четность сохраняется, гравитино является легчайшей частицей суперсимметрии (ЛСЧ) с массой на масштабе менее 1 эВ.

Отинтегрировав частицы скрытого сектора можно увидеть, что скалярное и псевдоскалярное сголдстино приобретают ненулевые массы. Феноменологически возможно, чтобы из значения были порядка масштаба электрослабого нарушения. Если эти частицы легкие, то появляется возможность получить ограничения на масштаб нарушения суперсимметрии из данных современных экспериментов, в частности на ЛНС. Феноменология различных аспектов сценариев с низким масштабом нарушения суперсимметрии изучалась во многих работах. Среди наиболее интересных сигнатур поиска в таких моделях можно выделить рождение пар гравитино в столкновения частиц [31–38], в распадах

[39–42], новые вклады к FCNC- (Flavor Changing Neutral Current) распадам мезонов, барионов, тяжелых кварков и лептонов со сголдстино в конечном состоянии [43–48]. Коллайдная феноменология сголдстино с массой порядка сотен ГэВ была изучена в работах [49–52].

Недавно, интерес к подобного типа моделям возобновился (см. [53–58]). Одна из причин заключается в том, что эти теории позволяют выйти за рамки МССМ, которая в настоящий момент сильно ограничена данными экспериментов ЛНС. В настоящей главе мы рассматриваем возможные следствия смешивания сголдстино с частицами хиггсовского сектора МССМ, особое внимание уделяя смешиванию с легчайшим хиггсовским скаляром. Взаимодействия сголдстино с хиггсовским бозоном, а также некоторые аспекты их смешивания уже обсуждались в работах [14, 54, 56, 59, 60]. В частности, было показано, что перенормируемые взаимодействия с супермультиплетом гольдстино приводят к возникновению дополнительного вклада в хиггсовский потенциал и, как следствие, изменяют члены самодействия хиггсовских бозонов. Эти изменения могут увеличить значение массы легчайшего хиггсовского бозона и таким образом решить малую проблему иерархии [57]. В [59] смешивание тяжелого скалярного сголдстино с легчайшим хиггсовским бозоном МССМ обсуждалось, чтобы объяснить усиление в канале распада $h \rightarrow \gamma\gamma$, ранее обнаруженном коллаборациями ATLAS и CMS. В настоящем исследовании мы обсуждаем случай, когда смешивание скалярного сголдстино с легчайшим хиггсовским бозоном приводит дополнительный значительный положительный вклад в массу последнего. Это происходит, как мы увидим, если масса сголдстино несколько меньше массы h . Наиболее интересным следствием данного смешивания является модификация сечений рождения и ширин распадов легчайшего хиггсовского бозона, а также наличие дополнительной скалярной частицы в низкоэнергетическом спектре. Кроме того мы увидим, что даже малое смешивание может значитель-

но изменить сигнатуры коллайдерных поисков сголдстино¹. Мы просканируем по мягким параметрам МССМ в режиме отщепления, обсудим ограничения полученные из данных ЛНС и других экспериментов, найдем феноменологически приемлемое пространство параметров и вычислим интенсивности сигнала хиггсовского бозона и сголдстино. В частности, мы увидим, что присутствие легкого скалярного сголдстино согласуется с небольшим пиком обнаруженным на уровне 2σ на LEP в канале $e^+e^- \rightarrow Zh$, где $h \rightarrow b\bar{b}$ имеет массу около 98 ГэВ.

1.2. Модель с низким масштабом нарушения суперсимметрии

1.2.1. Описание модели и скалярный сектор

В настоящей главе мы приведем описание суперсимметричной модели в предположении низкого масштаба нарушения суперсимметрии. Для начала определим киральное суперполе голдстино как $\Phi = \phi + \sqrt{2}\theta\tilde{G} + F_\phi\theta^2$, где $\tilde{G}$ - голдстино, ϕ представляет собой его скалярную компоненту - сголдстино, F_ϕ - вспомогательное поле. Предполагается, что благодаря некоторой динамике в скрытом секторе вспомогательное поле F_ϕ приобретает ненулевое среднее вакуумное значение $\langle F_\phi \rangle$ и суперсимметрия становится спонтанно нарушенной. Взаимодействия супермультиплета голдстино с МССМ вводятся таким образом, что после спонтанного нарушения суперсимметрии возникает стандартный набор так называемых мягких членов (более детальное описание приведено в [62–64]). Таким образом, лагранжиан модели

$$\mathcal{L}_{\Phi-MSSM} = \mathcal{L}_{K\ddot{a}hler} + \mathcal{L}_{superpotential} . \quad (1.2)$$

¹ Похожим, хорошо известным примером является смешивание радиона с бозоном Хиггса в моделях с дополнительными измерениями [61].

Здесь вклад от Кэлера потенциала имеет следующий вид

$$\mathcal{L}_{\text{Kähler}} = \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \sum_k \left(1 - \frac{m_k^2}{F^2} \Phi^\dagger \Phi\right) \Phi_k^\dagger e^{g_1 V_1 + g_2 V_2 + g_3 V_3} \Phi_k, \quad (1.3)$$

где k пробегает все супермультиплеты полей материи и хиггсовских бозонов, а вклад от суперпотенциала имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{superpotential}} = \int d^2\theta \left\{ \epsilon_{ij} \left(\left(\mu - \frac{B}{F} \Phi \right) H_d^i H_u^j + \left(Y_{ab}^L + \frac{A_{ab}^L}{F} \Phi \right) L_a^j E_b^c H_d^i \right. \right. \\ \left. \left. + \left(Y_{ab}^D + \frac{A_{ab}^D}{F} \Phi \right) Q_a^j D_b^c H_d^i + \left(Y_{ab}^U + \frac{A_{ab}^U}{F} \Phi \right) Q_a^i U_b^c H_u^j \right) \right. \\ \left. + \frac{1}{4} \sum_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{F} \Phi \right) \text{Tr} W^\alpha W^\alpha \right\} + h.c., \quad (1.4) \end{aligned}$$

где α нумерует все калибровочные поля СМ, $\epsilon_{12} = -1$. Физика мультиплета голдстино может быть описана следующим эффективным лагранжианом

$$\mathcal{L}_\Phi = \int d\theta^2 d\bar{\theta}^2 \left(\Phi^\dagger \Phi + \tilde{K}(\Phi^\dagger, \Phi) \right) - \left(\int d\theta^2 F \Phi + h.c. \right). \quad (1.5)$$

Здесь мы выделяем стандартный кинетический член $\Phi^\dagger \Phi$ из полного кэлера потенциала, в то время как $\tilde{K}(\Phi^\dagger, \Phi)$ обозначает вклады более высоких порядков. Приведенный выше лагранжиан следует рассматривать как эффективную теорию поля², которая справедлива при энергиях $E \lesssim \sqrt{F}$, а члены высоких порядков $\tilde{K}(\Phi^\dagger, \Phi)$ считать подавленными степенями F . Линейная часть суперпотенциала отвечает за спонтанное нарушение суперсимметрии $\langle F_\phi \rangle = F + \mathcal{O}\left(\frac{1}{F}\right)$. Здесь мы считаем μ и F действительными и таким образом пренебрегаем возможным эффектом СР-нарушения.

Рассмотрим скалярный сектор модели более детально. Решая уравнения на вспомогательные поля двух хиггсовских дублетов, супермультиплета сгол-

² Лагранжиан (1.2) не содержит полный набор операторов согласующихся с симметриями даже в лидирующем порядке по $1/F$ поскольку здесь мы ограничиваемся лишь простейшим набором членов, которые генерируют мягкие члены в МССМ после спонтанного нарушения суперсимметрии. Также здесь мы имеем дело с неоднозначностью: мягкий член $-B\epsilon_{ij}H_d^iH_u^j$ в лагранжиане МССМ может генерироваться не только из суперпотенциала как в (1.4), но также из члена $-\frac{B}{F^2}\Phi^\dagger\Phi\epsilon_{ij}H_d^iH_u^j|_{\theta^2\bar{\theta}^2}$ в кэлеровом потенциале. Это связано с возможностью переопределения полей аналитически, которая обсуждалась в [63].

дстино и D -членов векторных супермультиплетов получаем скалярный потенциал сектора сголдстино и хиггсовских полей в древесном приближении, который имеет следующий вид

$$V = V_D + V_H + V_\Phi, \quad (1.6)$$

где

$$V_D = \frac{g_1^2}{8} \left(1 + \frac{M_1}{F}(\phi + \phi^*) \right)^{-1} \left[h_d^\dagger h_d - h_u^\dagger h_u - \frac{\phi^* \phi}{F^2} (m_{h_d}^2 h_d^\dagger h_d - m_{h_u}^2 h_u^\dagger h_u) \right]^2 \quad (1.7)$$

$$+ \frac{g_2^2}{8} \left(1 + \frac{M_2}{F}(\phi + \phi^*) \right)^{-1} \left[h_d^\dagger \sigma^a h_d + h_u^\dagger \sigma^a h_u - \frac{\phi^* \phi}{F^2} (m_{h_d}^2 h_d^\dagger \sigma^a h_d - m_{h_u}^2 h_u^\dagger \sigma^a h_u) \right]^2,$$

$$V_H = \left(1 - \frac{m_{h_u}^2}{F^2} \phi^* \phi \right)^{-1} \left| \mu \epsilon_{ij} h_d^i - \frac{m_{h_u}^2}{F} \phi h_{uj}^* - \frac{B}{F} \phi \epsilon_{ij} h_d^i \right|^2 \quad (1.8)$$

$$+ \left(1 - \frac{m_{h_d}^2}{F^2} \phi^* \phi \right)^{-1} \left| \mu \epsilon_{ij} h_u^j - \frac{m_{h_d}^2}{F} \phi h_{di}^* - \frac{B}{F} \phi \epsilon_{ij} h_u^j \right|^2,$$

$$V_\Phi = \left(1 + \frac{\partial^2 \tilde{K}(\phi, \phi^*)}{\partial \phi \partial \phi^*} - \frac{m_{h_u}^2}{F^2} h_u^\dagger h_u - \frac{m_{h_d}^2}{F^2} h_d^\dagger h_d \right)^{-1} \left| F + \frac{B}{F} \epsilon_{ij} h_d^i h_u^j \right|^2. \quad (1.9)$$

Далее мы собираемся получить матрицу квадратов масс нейтральных скаляров в минимуме, нарушающем электрослабую симметрию, с поправками в лидирующем порядке по $1/F$. В общем случае в этом минимуме скалярного потенциала поле сголдстино ϕ может иметь ненулевое значение поскольку оно является синглетом по отношению к калибровочной группе СМ. Однако, для упрощения мы полагаем $\langle \phi \rangle = 0$ в электрослабом минимуме потенциала³. Этого можно легко достичь путем подстройки третьей производной $\tilde{K}(\phi, \phi^*)$ следующим образом

$$\frac{\partial^3 \tilde{K}(0, 0)}{\partial \phi^* \partial \phi^2} = \quad (1.10)$$

³ Отметим, что ненулевое вакуумное значение ϕ , в частности, приводит к сдвигам констант взаимодействия хиггсовских бозонов с фермионами, что подробно описано в [56].

$$\frac{1}{F^3} \left(\mu(m_{h_u}^2 + m_{h_d}^2)h_u^0 h_d^0 - \frac{M_2 g^2 + M_1 g'^2}{8} (|h_u^0|^2 - |h_d^0|^2)^2 - B\mu(|h_u^0|^2 + |h_d^0|^2) \right)$$

вплоть до поправок высоких порядков по $1/F$. Используя это упрощение можно разложить скалярные поля в окрестности минимума нарушения электро-слабой симметрии следующим образом [8]

$$h_u^0 = v_u + \frac{1}{\sqrt{2}}(h \cos \alpha + H \sin \alpha) + \frac{i}{\sqrt{2}}A \cos \beta, \quad (1.11)$$

$$h_d^0 = v_d + \frac{1}{\sqrt{2}}(-h \sin \alpha + H \cos \alpha) + \frac{i}{\sqrt{2}}A \sin \beta, \quad (1.12)$$

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(s + ip). \quad (1.13)$$

Здесь введены обозначения $v \equiv \sqrt{v_u^2 + v_d^2} = 174$ ГэВ и $\tan \beta = \frac{v_u}{v_d}$. Углы смешивания α и β определяются следующими соотношениями

$$\frac{\sin 2\alpha}{\sin 2\beta} = - \left(\frac{m_H^2 + m_h^2}{m_H^2 - m_h^2} \right), \quad \frac{\tan 2\alpha}{\tan 2\beta} = \left(\frac{m_A^2 + m_Z^2}{m_A^2 - m_Z^2} \right) \quad (1.14)$$

со стандартными древесными выражениями для масс хиггсовских бозонов

$$m_A^2 = \frac{2B}{\sin 2\beta} = 2\mu^2 + m_{h_u}^2 + m_{h_d}^2, \quad (1.15)$$

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2} \left(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 - m_Z^2)^2 + 4m_Z^2 m_A^2 \sin 2\beta} \right). \quad (1.16)$$

В выбранном базисе (1.11)–(1.13) матрица квадратов масс может быть записана в следующей форме

$$\mathcal{M}_s^2 = \begin{pmatrix} m_H^2 & 0 & 2Y \\ 0 & m_h^2 & 2X \\ 2Y & 2X & m_s^2 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

для скаляров и

$$\mathcal{M}_p^2 = \begin{pmatrix} m_A^2 & 2Z \\ 2Z & m_p^2 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

для псевдоскаляров. Члены смешивания $2X$, $2Y$ и $2Z$ вычисляются ниже (1.23)–(1.25). Принимая во внимание предположение о нулевом значении

вакуумного среднего ϕ легко увидеть, что поправки от сектора нарушения суперсимметрии к древесным массам хиггсовских бозонов возникают от взаимодействия с сектором члена V_ϕ в скалярном потенциале. Другое упрощающее следствие данного предположения заключается в том, что члены смешивания сголдстино и хиггсовских бозонов возникают из линейной по ϕ части скалярного потенциала. Диагональные элементы матрицы квадратов масс имеют вид [54]

$$m_h^2 = m_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{v^2}{F^2} (B \sin 2\beta - 2\mu^2)^2, \quad (1.19)$$

$$m_H^2 = m_Z^2 \sin^2 2\beta + m_A^2, \quad m_A^2 = \frac{2B}{\sin 2\beta} + 2v^2 \frac{B}{F^2} \left(B - \frac{\mu^2}{\sin 2\beta} \right). \quad (1.20)$$

В отличие от первоначальной модели МССМ здесь массы получают дополнительные поправки от новых членов [53, 54, 56, 60] четвертого порядка по хиггсовским дублетам

$$V_F = \frac{1}{F^2} \left| m_{h_u}^2 h_u^\dagger h_u + m_{h_d}^2 h_d^\dagger h_d - B \epsilon_{ij} h_d^i h_u^j \right|^2, \quad (1.21)$$

которые происходят из вклада (1.9) в скалярный потенциал. Выражения для m_s^2 и m_p^2 могут легко быть получены из выражения (1.6), они связаны с производными четвертого порядка Кэлера потенциала $\tilde{K}(\phi^\dagger, \phi)$.

Для получения выражений недиагональных элементов массовых матриц мы раскладываем скалярный потенциал до ведущего порядка по $1/F$ и удерживаем только члены линейные по полю сголдстино ϕ .

Для данной части потенциала находим

$$V_{mix} = \frac{\phi}{F} \left(\mu(m_u^2 + m_d^2) h_u^0 h_d^0 - \frac{g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2}{8} (|h_u^0|^2 - |h_d^0|^2)^2 - B\mu(|h_u^0|^2 + |h_d^0|^2) \right) + h.c. \quad (1.22)$$

и для недиагональных членов в (1.17) и (1.18) получаем

$$X = 2\mu^3 v \sin 2\beta + \frac{1}{2} v^3 (g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2) \cos^2 2\beta, \quad (1.23)$$

$$Y = \mu v(m_A^2 - 2\mu^2) + \frac{1}{4}(g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2) \sin 4\beta, \quad (1.24)$$

$$Z = -\mu v(m_A^2 - 2\mu^2) \cos 2\beta. \quad (1.25)$$

Далее будем работать в так называемом режиме отщепления, в котором $m_A \gg m_h$. В этом случае все хиггсовские бозоны за исключением легчайшего становятся достаточно тяжелыми. Этот предел соответствует тому, что $\cos \alpha = \sin \beta$, $\sin \alpha = -\cos \beta$ в выражениях (1.11) и (1.12). Далее будем считать, что массовый параметр скалярного сголдстино m_s^2 несколько меньше чем m_h^2 . В этом случае смешивание между двумя состояниями способно дать положительный вклад в массу хиггсовского бозона⁴ Соответствующие массовые состояния определяются следующими линейными комбинациями

$$\tilde{h} = h \cos \theta - s \sin \theta, \quad (1.26)$$

$$\tilde{s} = h \sin \theta + s \cos \theta. \quad (1.27)$$

Выражения для квадратов их масс (в случае когда $m_h > m_s$) имеют вид

$$m_{\tilde{h}}^2 = \frac{1}{2} \left(m_s^2 + m_h^2 + \sqrt{(m_s^2 - m_h^2)^2 + \left(2\frac{X}{F}\right)^2} \right), \quad (1.28)$$

для Хиггс-подобного состояния $\tilde{h}$ и

$$m_{\tilde{s}}^2 = \frac{1}{2} \left(m_s^2 + m_h^2 - \sqrt{(m_s^2 - m_h^2)^2 + \left(2\frac{X}{F}\right)^2} \right) \quad (1.29)$$

для нового сголдстино-подобного состояния $\tilde{s}$. Угол смешивания определяется выражением

$$\tan 2\theta = \frac{2X}{F(m_s^2 - m_h^2)}. \quad (1.30)$$

Выражение для параметра смешивания X изменится, если допустить возможность ненулевого вакуумного среднего поля сголдстино.

⁴ Случай, когда массовый параметр сголдстино много больше чем m_h изучен в работах [54, 56, 59].

Отметим также, что если другие хиггсовские бозоны также являются легкими, то смешивание будет более сложным. Закончим этот раздел напоминанием о том, что взаимодействия легчайшего бозона Хиггса с (с)кварками ведет к квантовой поправке δ к квадрату его массы. Это можно учесть сделав замену $m_h^2 \rightarrow m_h^2 + \delta$ в выражениях выше.

1.2.2. Модификация констант взаимодействия сголдстино и бозона Хиггса

В данном разделе опишем взаимодействия новых массовых состояний $\tilde{h}$ и $\tilde{s}$ с частицами СМ. Особый интерес представляют здесь их взаимодействия с векторными бозонами и тяжелыми фермионами 3-го поколения. Соответствующий эффективный лагранжиан для h имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_h^{eff} = & \frac{2m_W^2}{\sqrt{2}v} C_W h W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{2m_Z^2}{\sqrt{2}v} C_Z h Z_\mu Z^\mu - \frac{m_\tau}{\sqrt{2}v} C_\tau h \bar{\tau} \tau - \\ & - \frac{m_t}{\sqrt{2}v} C_t h \bar{t} t - \frac{m_b}{\sqrt{2}v} C_b h \bar{b} b + g_{h^{SM}\gamma\gamma}^{1-loop} C_{\gamma\gamma} h F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + g_{h^{SM}gg}^{1-loop} C_{gg} h \text{tr} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (1.31)$$

где мы вводим масштабные факторы C_k для отношений взаимодействий к их значениям предсказываемым в СМ. Аналогичный лагранжиан взаимодействия для скалярного сголдстино s может быть легко получен из выражения (1.2)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_s^{eff} = & -\frac{M_2}{\sqrt{2}F} s W^{\mu\nu*} W_{\mu\nu} - \frac{M_{ZZ}}{2\sqrt{2}} s Z^{\mu\nu} Z_{\mu\nu} - \frac{A_{33}^L v_d}{\sqrt{2}F} s \bar{\tau} \tau - \frac{A_{33}^U v_u}{\sqrt{2}F} s \bar{t} t \\ & - \frac{A_{33}^D v_d}{\sqrt{2}F} s \bar{b} b - \frac{M_{\gamma\gamma}}{2\sqrt{2}} s F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \frac{M_3}{2\sqrt{2}F} s \text{tr} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (1.32)$$

где

$$M_{ZZ} \equiv M_1 \sin^2 \theta_W + M_2 \cos^2 \theta_W, \quad M_{\gamma\gamma} \equiv M_1 \cos^2 \theta_W + M_2 \sin^2 \theta_W. \quad (1.33)$$

Видно, что взаимодействия легчайшего хиггсовского бозона h и скалярного сголдстино s с кварками и лептонами имеют схожую структуру. Константы

взаимодействий хиггс-подобного массового состояния $\tilde{h}$ имеют вид

$$g_{\tilde{h}t\bar{t}} = \frac{m_t}{v\sqrt{2}}C_t \cos \theta - \frac{A_{33}^U v \sin \beta}{\sqrt{2}F} \sin \theta, \quad (1.34)$$

$$g_{\tilde{h}b\bar{b}} = \frac{m_b}{v\sqrt{2}}C_b \cos \theta - \frac{A_{33}^D v \cos \beta}{\sqrt{2}F} \sin \theta, \quad (1.35)$$

$$g_{\tilde{h}\tau\bar{\tau}} = \frac{m_\tau}{v\sqrt{2}}C_\tau \cos \theta - \frac{A_{33}^L v \cos \beta}{\sqrt{2}F} \sin \theta. \quad (1.36)$$

Масштабные факторы C_t, C_b и C_τ определяются смешиваниями h и H и в режиме отщепления $m_H \gg m_h$ близки к единице, см. также (1.11), (1.12) и (1.14).

Эффективные взаимодействия бозона Хиггса СМ с глюонами и фотонами возникает за счет петлевых вкладов от кварков и W -бозонов. Масштабные факторы $C_{\gamma\gamma}$ и C_{gg} в (1.31) учитывают дополнительные поправки от взаимодействий с скварками, чарджино и т. д., которые обычно подавлены в случае если данные суперпартнеры достаточно тяжелые. Для скалярного сголдстино взаимодействия с фотонами и глюонами имеют место уже на древесном уровне, см. (1.32), и собирая вместе легко получить взаимодействия для $\tilde{h}$

$$g_{\tilde{h}\gamma\gamma} = g_{h^{SM}\gamma\gamma}^{1-loop} C_{\gamma\gamma} \cos \theta + \frac{M_{\gamma\gamma}}{2\sqrt{2}F} \sin \theta, \quad (1.37)$$

$$g_{\tilde{h}gg} = g_{h^{SM}gg}^{1-loop} C_{gg} \cos \theta + \frac{M_3}{2\sqrt{2}F} \sin \theta, \quad (1.38)$$

где в СМ доминирующий вклад в петлю выглядит следующим образом [3]

$$g_{h^{SM}\gamma\gamma}^{1-loop} = \frac{\alpha}{4\sqrt{2}\pi v} (\mathcal{A}_1(\tau_W) + N_c Q_t^2 \mathcal{A}_{1/2}(\tau_t)), \quad (1.39)$$

$$g_{h^{SM}gg}^{1-loop} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_s}{6\sqrt{2}\pi v} (\mathcal{A}_{1/2}(\tau_t) + \mathcal{A}_{1/2}(\tau_b)). \quad (1.40)$$

Здесь $\tau_i = \frac{4m_i^2}{m_h^2}$ и петлевые формфакторы имеют вид

$$\mathcal{A}_{1/2} = 2\tau (1 + (1 - \tau)f(\tau)), \quad (1.41)$$

$$\mathcal{A}_1 = -(2 + 3\tau + 3\tau(2 - \tau)f(\tau)), \quad (1.42)$$

с

$$f(\tau) = \begin{cases} \arcsin^2(1/\sqrt{\tau}), & \tau \geq 1, \\ -\frac{1}{4} \log \frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}}, & \tau < 1 \end{cases}. \quad (1.43)$$

Взаимодействия хиггсовского бозона и сголдстино с W и Z бозонами описываются различными операторами, см. выражения (1.31) и (1.32). Соответствующие константы взаимодействия хиггс-подобного массового состояния будут иметь следующую форму в импульсном представлении

$$g_{hZZ}^{\mu\nu} = g_{hZZ}^{\mu\nu} C_Z \cos \theta + \frac{M_{ZZ}}{2\sqrt{2}F} 2 \left((k_{Z_1}, k_{Z_2}) \eta^{\mu\nu} - k^{Z_2\mu} k^{Z_1\nu} \right) \sin \theta, \quad (1.44)$$

$$g_{\tilde{h}W^+W^-}^{\mu\nu} = g_{hW^+W^-}^{\mu\nu} C_W \cos \theta + \frac{M_2}{2\sqrt{2}F} 2 \left((k_{W^+}, k_{W^-}) \eta^{\mu\nu} - k^{W^-\mu} k^{W^+\nu} \right) \sin \theta. \quad (1.45)$$

Здесь масштабные факторы C_W и C_Z также оказываются близки к единице в режиме отщепления. Эффективные константы взаимодействия сголдстино-подобного состояния $\tilde{s}$ могут быть получены из аналогичных выражений для $\tilde{h}$, приведенных выше, путем замены $\cos \theta \rightarrow \sin \theta$ и $\sin \theta \rightarrow -\cos \theta$.

1.3. Анализ модели

1.3.1. Стратегия анализа

В данном разделе мы обсудим феноменологические следствия смешивания сголдстино и легчайшего бозона Хиггса в контексте описанных выше положений. Для заданной точки пространства параметров модели, которая характеризуется параметрами МССМ, массовым параметром скалярного сголдстино m_s^2 и масштабом нарушения суперсимметрии $\sqrt{F}$ можно задаться вопросом согласуется ли эта точка с имеющимися экспериментальными данными, в частности, с результатами полученными из экспериментов на ЛНС. Чтобы исследовать данный сценарий мы осуществляем сканирование по пространству параметров

МССМ. Далее для сравнения мы будем рассматривать два набора интервалов параметров модели:

- *Набор 1.* $1.5 < \tan \beta < 50.0$, $100 \text{ ГэВ} < |\mu| < 1500 \text{ ГэВ}$, $100 \text{ ГэВ} < |M_1| < 500 \text{ GeV}$, $200 \text{ GeV} < |M_2| < 500 \text{ ГэВ}$, $1.5 \text{ ТэВ} < |M_3| < 2.0 \text{ ТэВ}$, $|A_{33}^{U,D,E}| < 1.5 \text{ ТэВ}$, $700 \text{ GeV} < m_{Q_3}, m_{U_3}, m_{D_3} < 1.3 \text{ ТэВ}$.
- *Набор 2.* Данная область имеет более широкие интервалы: $100 \text{ GeV} < |\mu| < 2000 \text{ ГэВ}$, $100 \text{ ГэВ} < |M_1| < 2000 \text{ ГэВ}$, $200 \text{ ГэВ} < |M_2| < 2000 \text{ GeV}$, $1.5 \text{ ТэВ} < |M_3| < 4.0 \text{ ТэВ}$, $|A_{33}^{U,D,E}| < 4 \text{ ТэВ}$, $700 \text{ ГэВ} < m_{Q_3}, m_{U_3}, m_{D_3} < 5 \text{ ТэВ}$.

Отметим, что в Наборе 2 интервалы изменения параметров шире, чем в Наборе 1. Все параметры МССМ считаются заданными на электрослабом масштабе. Остальные суперсимметричные мягкие массы, которые не представляют интереса для настоящего исследования выбраны достаточно большими. В частности, учитывая что мы проводим рассмотрение в режиме отщепления, хиггсовский псевдоскаляр также выбран тяжелым. Принципиальное различие между двумя приведенными наборами заключается в том, что без дополнительных вкладов только в очень небольшой доли моделей в рамках *Набора 1* легчайший хиггсовский бозон может иметь массу выше чем 123 ГэВ. В противоположность этому *Набор 2* содержит области с довольно большими значениями констант трилинейных взаимодействий A_{33}^U и массовых параметров скварков 3-го поколения m_{Q_3}, m_{U_3} , поэтому могут быть получены более высокие значения m_h (до 128 ГэВ). Для определенности мы выбираем фиксированное значение для масштаба нарушения суперсимметрии $\sqrt{F} = 10 \text{ ТэВ}$; позже будет приведено обоснование такого выбора. Для определения спектра масс и величин констант связи легчайшего хиггсовского бозона без вклада получаемого от сектора сголдстино использовался вычислительный пакет NMSSMTools [65] в режиме приближения к МССМ. Напомним, что в сценарии

с низким масштабом нарушения суперсимметрии ЛСЧ является гравитино. По умолчанию пакет NMSSMTools в режиме обычной NMCCM (NMSSM - Next to Minimal Supersymmetric Standard Model) исключает модели, в которых нейтрино не является ЛСЧ, поэтому мы выключили данную опцию в настройках программы. Мы провели сканирование по выбранному пространству параметров и исключили нефизические модели путем проверки на отсутствие нефизических глобальных минимумов скалярного потенциала в хиггсовском секторе. На данном этапе мы использовали набор экспериментальных ограничений встроенный в NMSSMTools, включая ограничения полученные из измерений $\text{Br}(b \rightarrow s\gamma)$ и $\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-)$ [66]. Отметим, что мы не накладывали условие того, что суперсимметричный вклад в аномальный магнитный момент мюона должен объяснять наличие расходимости в 3σ между предсказанием СМ и результатом BNL. Результатом сканирования является спектр суперпартнеров, значение квадрата массы легчайшего хиггсовского бозона m_h^2 с учетом квантовых поправок МССМ и значение для констант взаимодействия h с фотонами, глюонами, кварками и лептонами, которые мы используем для дальнейшего анализа.

Далее мы включаем смешивание со сголдстино следующим образом. Мы проводим сканирование в случайно-беспорядочном режиме по массовому параметру сголдстино m_s в интервале $(m_h - x, m_h)$, где $x = 35$ ГэВ. Столь узкий интервал выбран для усиления угла смешивания (2.3). Получившаяся в результате точка – модель считается принятой к рассмотрению если итоговая масса хиггс-подобного резонанса $\tilde{h}$ попадает в промежуток $123 \text{ ГэВ} < m_{\tilde{h}} < 127 \text{ ГэВ}$.

Теперь обсудим коллайдерные ограничения уместные в настоящем исследовании. Начнем с результатов экспериментов на LHC. Подробное определение границ разрешенных областей для масс суперпартнеров в сценарии с низким масштабом нарушения суперсимметрии лежит за пределами данного исследования. Тем не менее мы накладываем определенный набор ограничений на

массы суперпартнеров, чтобы избавиться от очевидно исключенных точек пространства параметров. Для выбранного значения $\sqrt{F} = 10$ ТэВ все суперпартнеры в первую очередь распадаются в частицы СМ и частицу следующую по массе за легчайшей суперсимметричной частицей (СЛСЧ), которая в конечном итоге распадается в гравитино.

С гравитино в роли ЛСЧ сигнатуры поисков суперсимметричных частиц на ЛНС такие же как и в общем случае моделей с калибровочным механизмом передачи нарушения суперсимметрии [67, 68]. Ниже мы налагаем разные ограничения в зависимости от типа СЛСЧ, которой в нашем случае может быть легчайшее нейтралино χ_1^0 , а также скварк 3-го поколения $\tilde{t}_1$ либо $\tilde{b}_1$. Мы не будем рассматривать экзотический случай с $\chi_1^\pm$ в качестве СЛСЧ. Отметим, что только очень небольшое число моделей в нашем сканировании имеют глюино с качестве СЛСЧ и поэтому для простоты мы пренебрежем таким вариантом полностью.

Если СЛСЧ является бино-подобным нейтралино, то оно распадается преимущественно как $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma \tilde{G}$. Соответствующие события в экспериментах на ЛНС характеризуются наличием в конечном состоянии нескольких фотонов и нехватки поперечной энергии E_T [69] (от англ. missing energy). Поиски сигналов подобной сигнатуры, осуществлявшиеся коллаборациями ATLAS и CMS, привели к довольно жестким нижним ограничениям на массы суперпартнеров; которые варьируются для скварков и глюино от 1.4 до 2 ТэВ [70–72]. Однако при получении этих ограничений предполагалось, что все скварки имеют одинаковую массу и распадаются напрямую в бино-подобное СЛСЧ. Ограничения в рассматриваемом классе моделей должны быть значительно слабее, поэтому ниже мы будем использовать консервативное ограничение - 1.4 ТэВ на массы скварков. Экспериментальные ограничения на массы легчайшего вино-подобного чарджино и χ_2^0 (если они вырождены) порядка 600 – 700 ГэВ [70] независимо от массы χ_1^0 . Ниже мы используем наиболее жесткое ограничение.

В случае, когда СЛСЧ представляет собой вино-подобное или хиггсино-подобное нейтралينو, оно распадается преимущественно в Z и/или h . Поиски сигнатур с двумя фотонами, $Z + \gamma$, $W + \gamma$ и/или джетами и E_T^{miss} [71] привели к ограничениям в 900 – 2000 ГэВ на массы глюино и скварков. Опять же отметим, что здесь в экспериментальном исследовании предполагается упрощенный случай, когда все скварки вырождены по массе. Ограничения на массу СЛСЧ-нейтралينو χ_1^0 в данном случае зависят от относительных парциальных ширин распадов (бренчингов) χ_1^0 в $Z\tilde{G}$ и $h\tilde{G}$ и изменяются [73, 74] в пределах от 380 ГэВ когда $\text{Br}(\chi \rightarrow Z\tilde{G}) = 1$ до нуля когда $\text{Br}(\chi \rightarrow h\tilde{G}) = 1$. Здесь мы налагаем наиболее жесткое ограничение предполагая, что СЛСЧ распадается в Z^0 -бозон и гравитино с бренчингом 100%.

Когда в качестве следующей по массе суперсимметричной частицей за СЛСЧ (ССЛСЧ) выступает скварк, в качестве СЛСЧ выступает вино-подобное нейтралينو, мы учитываем ограничения от каскадного рождения СЛСЧ - легчайшего нейтралينو через стоп $m_{\tilde{t}_1} > 560$ ГэВ [75] и сботтом $m_{\tilde{b}_1} > 470$ ГэВ [76] скварки. В случае если СЛСЧ – скварк ($\tilde{t}_1$ или $\tilde{b}_1$) мы налагаем следующие ограничения, полученные из поисков прямого рождения пар сботтом $m_{\tilde{t}_1} > 650$ ГэВ [77] и стоп $m_{\tilde{t}_1} > 760$ ГэВ [78] скварков. Несколько произвольно мы налагаем строгое ограничение на массу глюино $M_3 > 1.5$ ТэВ для всех случаев. Ниже мы отметим следствия такого выбора ограничения на данный параметр.

Для каждой выбранной модели мы рассчитываем величину $R = \sigma/\sigma_{SM}(m_{h^{SM}} = m_{\tilde{h},\tilde{s}})$, т.е. отношение сечений рождения нового хиггс-подобного или сголдстино-подобного резонанса к сечению аналогичного процесса для бозона Хиггса с той же массой в СМ. При малой ширине резонанса f величина R может быть приближенно вычислена как

$$R_f = \frac{\sigma(pp \rightarrow \tilde{h}(\tilde{s}))\text{Br}(\tilde{h}(\tilde{s}) \rightarrow f)}{\sigma(pp \rightarrow h^{SM})\text{Br}(h^{SM} \rightarrow f)}, \quad (1.46)$$

где $\sigma(pp \rightarrow \tilde{h}(\tilde{s}))$ - полное сечение рождения Хиггс-подобного (сголдстиноподобного) состояния получающееся путем суммирования сечений различных каналов рождения, $Br(\tilde{h}(\tilde{s}) \rightarrow f)$ - относительная парциальная ширина распада $\tilde{h}(\tilde{s})$ в конечное состояние f , также $\sigma(pp \rightarrow \tilde{h}^{SM})$ и $Br(\tilde{h}^{SM} \rightarrow f)$ - аналогичные величины для бозона Хиггса СМ с такой же массой. Далее рассмотрим следующие, наиболее интересные для текущих поисков на ЛНС конечные состояния $\gamma\gamma$, ZZ , WW , $b\bar{b}$ и $\tau^+\tau^-$. Далее мы будем учитывать различные механизмы рождения бозона Хиггса, а именно рождение в слиянии глюонов (ggF) и слиянии векторных бозонов (VBF), а также ассоциативное рождение с W и Z (VH), поскольку они приводят к конечному состоянию с различными сигнатурами. Величина R из (1.46) может быть приближенно вычислена

$$R_f^{ggF} = \frac{\Gamma(\tilde{h} \rightarrow gg) Br(\tilde{h} \rightarrow f)}{\Gamma(h^{SM} \rightarrow gg) Br(h^{SM} \rightarrow f)} \quad (1.47)$$

для случая ggF и

$$R_f^{VBF/VH} = \frac{\Gamma(\tilde{h} \rightarrow WW, ZZ) Br(\tilde{h} \rightarrow f)}{\Gamma(h^{SM} \rightarrow WW, ZZ) Br(h^{SM} \rightarrow f)} \quad (1.48)$$

для VBF или VH механизмов рождения. Аналогичные выражения можно получить в случае сголдстиноподобного состояния $\tilde{s}$. Здесь нужно отметить, что взаимодействие сголдстино с массивными векторными бозонами определяется оператором, который имеет структуру отличную от той, которая имеется у оператора, отвечающего за аналогичные взаимодействия хиггсовского бозона. Однако рассматривая кинематику процесса рождения бозона Хиггса обусловленного механизмами слияния векторных бозонов и ассоциативного рождения легко убедиться, что зависящие от импульса вклады в (1.45) и (1.44) для параметров из *Наборов 1* и *2* дают незначительный вклад за исключением случая, когда $\cos \theta$ достаточно мал. Ширины распадов входящие в (1.47) и (1.48), вычисляются по формулам приведенным в работе [3] с заменой на соответствующие константы взаимодействия. Исключением являются распады в пары массивных векторных бозонов. В этом случае для вычисления парциальных

ширин распадов мы используем результаты полученные в [79]. Для полноты описания соответствующие формулы приведем в Приложении 3.4 к настоящей главе. Экспериментальные ограничения на величины R_f , полученные ATLAS и CMS, будут обсуждаться в следующем разделе.

Как уже было отмечено слияние глюонов – наиболее важный механизм рождения для таких каналов распада как $\gamma\gamma$, ZZ и WW . В то же время, как было упомянуто выше, константы взаимодействия бозона Хиггса $\tilde{h}$ с глюонами получают древесный вклад (1.38) из-за смешивания со сголдстино. Потребуем чтобы этот вклад не был доминирующим по сравнению со стандартным вкладом. Этого можно добиться либо за счет малого угла смешивания либо за счет достаточно большого $\sqrt{F}$. В случае значительного смешивания константа взаимодействия сголдстино меньше чем 1-петлевой стандартный вклад, если $\sqrt{F} \gtrsim \left(\frac{3\pi M_3 v}{\alpha_s}\right)^{1/2}$. Для выбранного ограничения $M_3 \gtrsim 1.5$ ТэВ из прямых поисков глюино на LHC мы находим $\sqrt{F} \gtrsim 7$ ТэВ. Это объясняет наш выбор достаточно большого значения масштаба нарушения суперсимметрии $\sqrt{F} = 10$ ТэВ. Также было отмечено ранее, что настоящее ограничение на M_3 для данной модели может быть значительно слабее в соответствии с текущими данными ATLAS и CMS. Таким образом несколько меньшие значения $\sqrt{F}$ также оказываются разрешенными.

Теперь обратимся к обсуждению сголдстино-подобного состояния, которое несколько легче чем Хиггс-подобный резонанс. Здесь мы налагаем дополнительные ограничения из поисков скаляров на LEP [80] и TeVatron [81]. В частности, достаточно жесткие ограничения обусловлены результатами поисков бозона Хиггса на LEP [80, 82, 83] в каналах $e^+e^- \rightarrow Zh$ с $h \rightarrow b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$ и $\gamma\gamma$. Напомним, что небольшой, на уровне 2σ пик был обнаружен на LEP в данном канале в области инвариантных масс около 98 ГэВ пары $b\bar{b}$. Мы хотим исследовать интересный сценарий, что сголдстино-подобное состояние с массой около 98 ГэВ является возможной причиной обнаруженного пика. Для

таких моделей мы также дополнительно потребуем, чтобы масса $\tilde{s}$ лежала в диапазоне $95 - 101$ ГэВ и чтобы $0.1 < R_{b\bar{b}}^{VBF/VH}(\tilde{s}) < 0.25$, см. работу [82]. Другое объяснение упомянутого пика предложено в рамках Неминимальной Суперсимметричной Стандартной Модели (НМССМ) в работах [84, 85].

1.3.2. Результаты и обсуждение

Приведем результаты сканирования по пространству параметров МССМ с двумя наборами параметров, введенными в разделе 1.3.1. На графиках ниже продемонстрированы различные физические величины феноменологически приемлемых моделей.

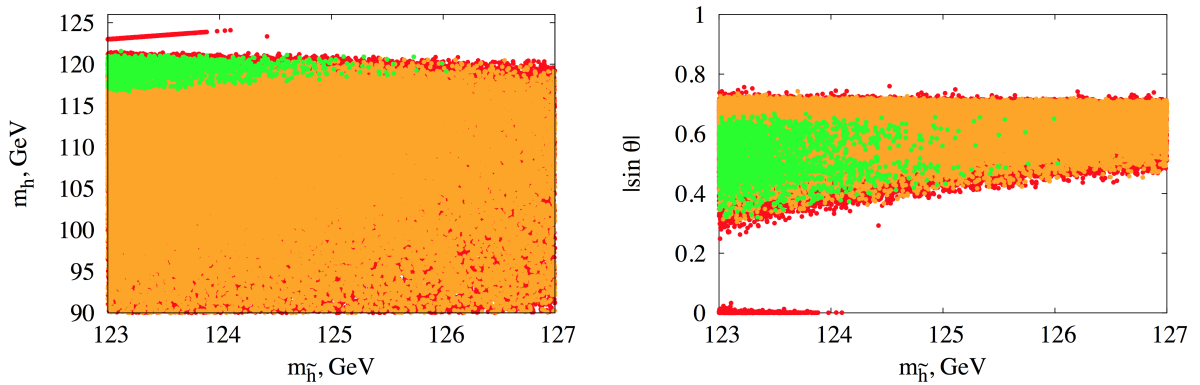


Рис. 1.1. Точки в плоскости $m_{\tilde{h}} - m_h$ (слева) и $m_{\tilde{h}} - |\sin \theta|$ (справа) соответствуют *Набору 1*. Модели исключенные данными по поиску суперпартнеров от ATLAS и CMS выделены красным цветом. Оранжевые точки отвечают тем моделям, которые удовлетворяют ограничениям LEP. Все другие точки-модели обозначены зеленым цветом.

Красные точки отмечают модели, которые не удовлетворяют выбранным ограничениям на массы суперпартнеров. Оранжевыми точками обозначены те модели, которые исключены ограничениями LEP на рождение сголдстиноподобного состояния в процессе $e^+e^- \rightarrow Z\tilde{s}$, который обсуждался выше. Модели, которые удовлетворяют всем этим ограничениям обозначены зеленым цветом.

Начнем наше обсуждение с *Набора 1*. На графике 1.1 (слева) продемон-

стрировано распределение моделей по массам бозона Хиггса до и после смешивания. Видно, что без смешивания масса m_h для этого набора всегда ниже 123 ГэВ за исключением лишь совсем небольшого числа моделей. Смешивание со сголдстино способно увеличить массу Хиггс-подобного состояния $\tilde{h}$ до наблюдаемого в эксперименте значения. Однако, число разрешенных моделей су-

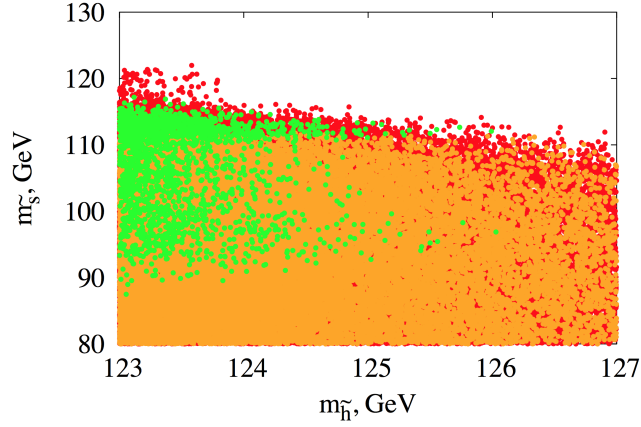


Рис. 1.2. Точки в плоскости $m_{\tilde{h}} - m_{\tilde{s}}$ соответствуют *Набору 1*. Цветовые обозначения те же что и на Рис. 1.1.

щественно уменьшается с ростом $m_{\tilde{h}}$. На Рис. 1.1 (справа) продемонстрировано распределение моделей в плоскости угол - масса $m_{\tilde{h}}$. Видно, что в пространстве параметров заданным *Набором 1* Хиггс-подобный резонанс должен иметь значительную примесь сголдстино с $|\sin \theta| \sim 0.4 - 0.6$ чтобы достигнуть своего наблюдаемого значения массы. Таким образом, в большинстве разрешенных моделей масса Хиггса достигает своего наблюдаемого значения без необходимости больших квантовых поправок, обусловленных тяжелыми стоп кварками и большим смешиванием в их секторе. Модели с пренебрежимо малым смешиванием со сголдстино на правом графике 1.1 соответствуют тем моделям на левом графике, в которых масса m_h превышает 123 ГэВ. Эти модели оказываются закрытыми данными поисков суперпартнеров.

На Рис. 1.2 показаны массы Хиггс-подобного и сголдстино-подобного резонансов, видно, что в описанном сценарии сголдстино с массами больше чем

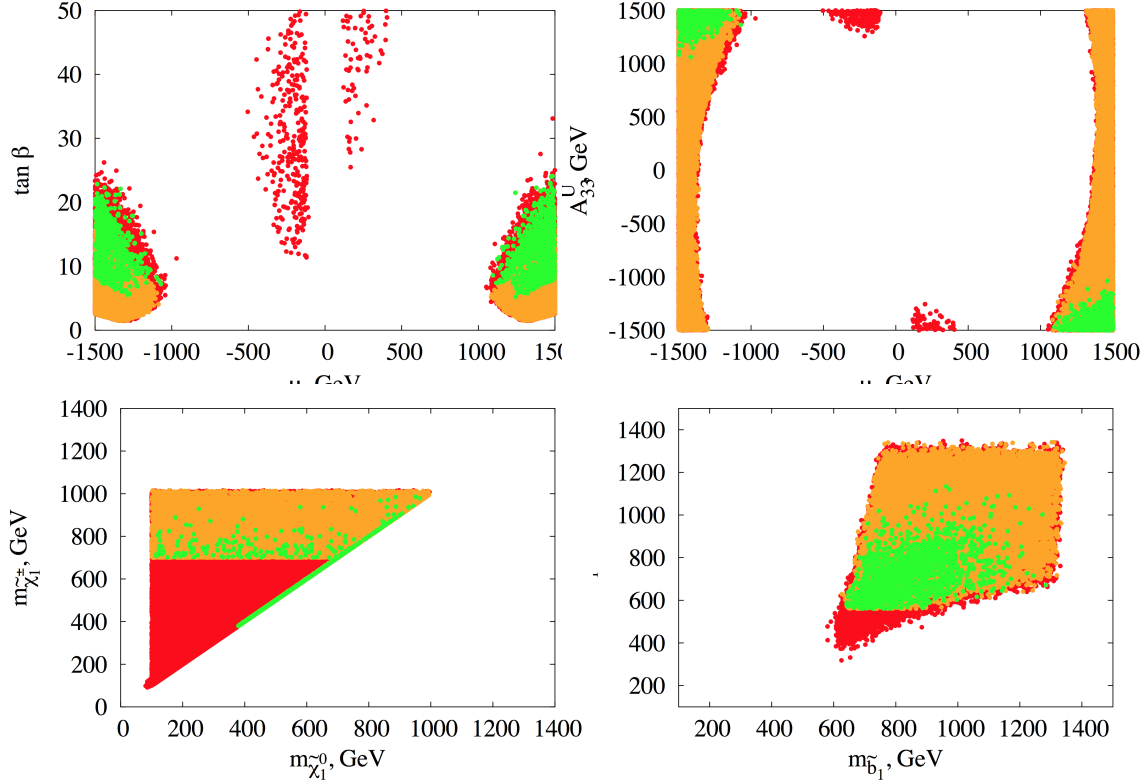


Рис. 1.3. Точки в плоскостях $\mu - \tan \beta$ (верхний левый график), $\mu - A_{33}^U$ (верхний правый график), $m_{\tilde{\chi}_1^0} - m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (нижний левый график) и $m_{\tilde{b}_1} - m_{\tilde{t}_1}$ (нижний правый график) соответствуют *Набору 1*. Цветовые обозначения те же, что и на Рис. 1.1.

85 ГэВ выглядит предпочтительным. На Рис. 1.3 показаны распределения моделей по различным комбинациям параметров МССМ и массам суперпартнеров из *Набора 1*. Из распределения в плоскости переменных $\mu - \tan \beta$ (верхний левый график) легко видеть, что феноменологически приемлемыми являются большие значения μ и умеренные $\tan \beta$ предпочтительны. Это объясняется видом выражения для смешивания (??) и массы бозона Хиггса (1.19) и (1.28): малые μ и большие $\tan \beta$ ведут к подавлению в параметре смешивания X . Меньшие значения $\tan \beta$ оказываются исключенными в силу того, что значение массы бозона Хиггса на древесном уровне оказывается дополнительно подавленным, см. (1.19). На верхнем правом графике данного Рисунка изображены значения A_{33}^U по отношению к μ откуда видно, что феноменологически приемлемые модели имеют A_{33}^U недалеко от своего максимально разрешенного значения в *Наборе 1*. Причина этого состоит в том, что такие значения A_{33}^U уве-

личивают $X_t = A_{33}^U - \mu \cot \beta$ и тем самым несколько увеличивают 1-петлевую поправку к массе бозона Хиггса [17]

$$\delta = \frac{3}{(4\pi)^2} \frac{m_t^4}{v^2} \left[\ln \frac{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}{m_t^2} + \frac{X_t^2}{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}} \left(1 - \frac{X_t^2}{12 m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}} \right) \right] \quad (1.49)$$

Массы легчайшего нейтралино и чарджино показаны на нижнем левом графике 1.3. На нижнем правом графике изображены массы легчайших стоп и сботтом кварков. Видно, что достаточно много моделей где эти массы могут быть достаточно небольшими, примерно 500–700 ГэВ, что может быть опробировано в последующей работе экспериментов на ЛНС. Графики демонстрирующие распределение моделей аналогичные приведенным на Рис. 1.1–1.3 могут быть легко получены для *Набора 2*. Однако они будут не столь информативными, поскольку соответствующие модели допускают произвольное смешивание между легчайшим хиггсовским бозоном и скалярным сголдстино.

Теперь обратимся к обсуждению величин R_f , которые характеризуют сигнал от Хиггс-подобного резонанса в различных каналах на ЛНС. На графиках ниже мы уже не приводим все модели исключенные ограничениями LEP и ограничениями ЛНС на массы суперпартнеров, а к оставшимся моделям применяем ограничения на R_f , полученные из данных экспериментов ATLAS и CMS по поиску бозона Хиггса [86, 87]. Хотя для каналов $\gamma\gamma$ и ZZ (WW) доминирующим механизмом рождения является слияние глюонов, а для каналов $\tau\tau$ и $b\bar{b}$ это слияние векторных бозонов и ассоциативное рождение, мы тем не менее консервативно налагаем следующие ограничения (полученные путем объединения результатов ATLAS и CMS) независимо от механизма рождения Хиггса.

$$\begin{aligned} 0.51 < R_{\gamma\gamma}^{ggF, VBF/VH}(\tilde{h}) < 1.9, \quad 0.66 < R_{ZZ}^{ggF, VBF/VH}(\tilde{h}) < 1.84, \\ 0.53 < R_{WW}^{ggF, VBF/VH}(\tilde{h}) < 1.32, \quad 0.51 < R_{\tau\tau}^{ggF, VBF/VH}(\tilde{h}) < 1.9, \\ 0 < R_{b\bar{b}}^{ggF, VBF/VH}(\tilde{h}) < 1.5. \end{aligned} \quad (1.50)$$

На графиках ниже фиолетовым цветом показаны модели, которые удовлетворяют ограничениям (1.50). Также, синим цветом мы отметили модели, в которых дополнительно сголдстино-подобный резонанс способен объяснить 98 ГэВный пик на LEP.

На Рис. 1.4 для *Набора 1* и Рис. 1.5 для *Набора 2* показаны сигналы Хиггс-подобного резонанса в механизме рождении обусловленным слиянием глюонов

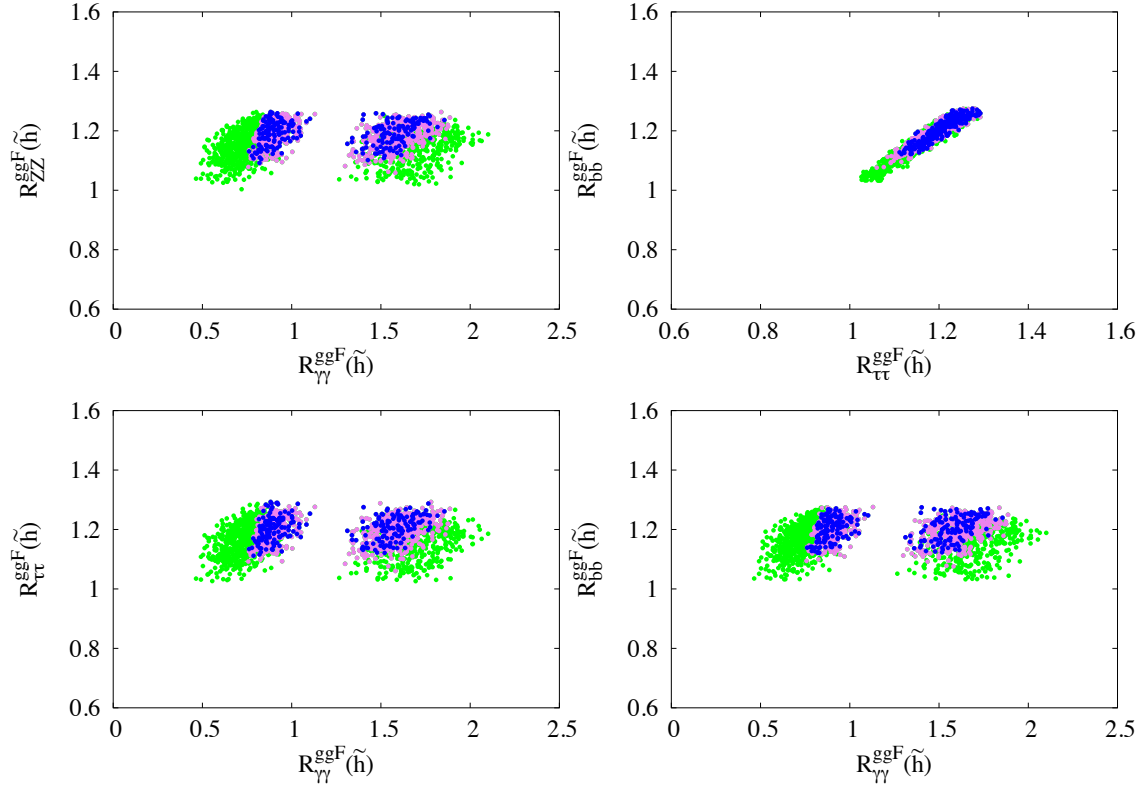


Рис. 1.4. Распределение моделей в переменных $R_{\gamma\gamma}^{ggF}(\tilde{h}) - R_{ZZ}^{ggF}(\tilde{h})$ (верхний левый график), $R_{\tau\tau}^{ggF}(\tilde{h}) - R_{bb}^{ggF}(\tilde{h})$ (верхний правый график), $R_{\gamma\gamma}^{ggF}(\tilde{h}) - R_{\tau\tau}^{ggF}(\tilde{h})$ (нижний левый график) и $R_{\gamma\gamma}^{ggF}(\tilde{h}) - R_{bb}^{ggF}(\tilde{h})$ (нижний правый график) соответствуют *Набору 1*. Все модели удовлетворяют как ограничениям LEP так и ограничениям LHC на массы суперпартнеров. Модели удовлетворяющие ограничениям на интенсивность сигнала Хиггса (1.50) выделены фиолетовым. Если в дополнении к этому модель содержит сголдстино-подобный резонанс, объясняющий избыток событий при 98 ГэВ на LEP она выделяется синим цветом.

для различных конечных состояний на Рис. 1.4 для *Набора 1* и на Рис. 1.5 для *Набора 2*. Из результатов видно, что сигнал (величина R) для всех каналов за исключением $R_{\gamma\gamma}^{ggF}$ ожидается несколько больше предсказаний для бозона

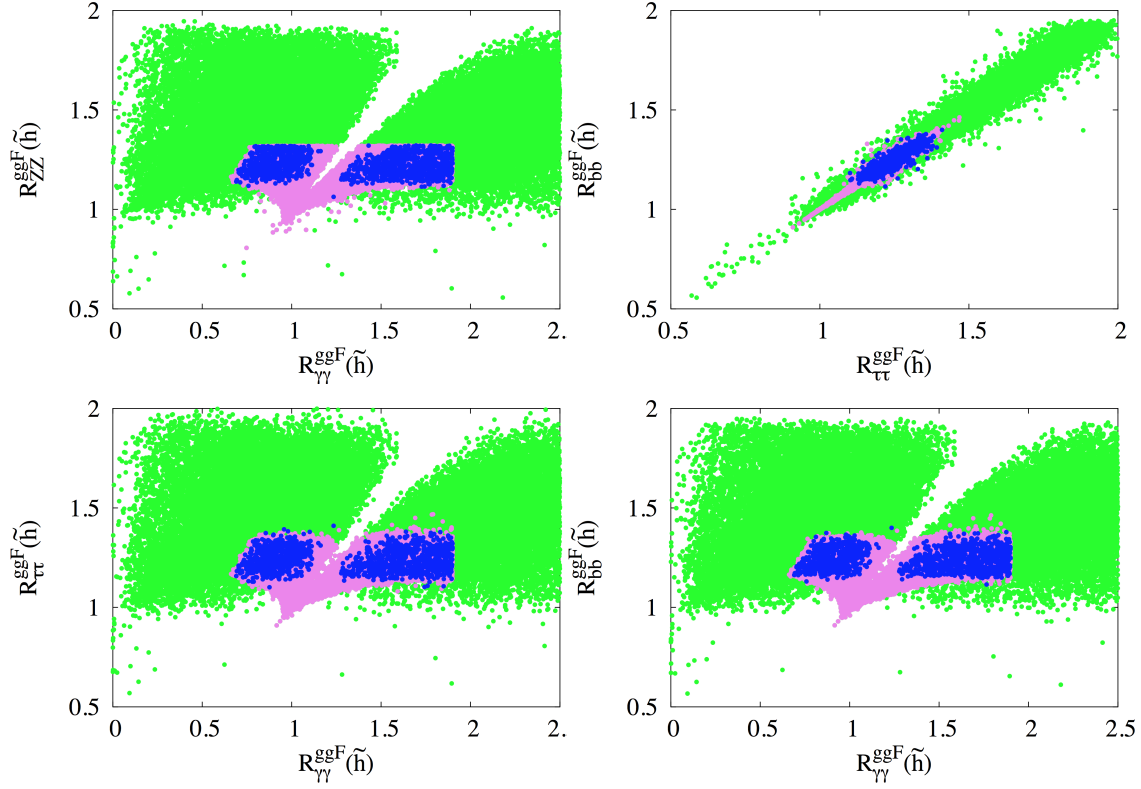


Рис. 1.5. Распределение моделей в переменных $R_{\gamma\gamma}^{ggF}(\tilde{h}) - R_{ZZ}^{ggF}(\tilde{h})$ (верхний левый график), $R_{\tau\tau}^{ggF}(\tilde{h}) - R_{bb}^{ggF}(\tilde{h})$ (верхний правый график), $R_{\gamma\gamma}^{ggF}(\tilde{h}) - R_{\tau\tau}^{ggF}(\tilde{h})$ (нижний левый график), $R_{\gamma\gamma}^{ggF}(\tilde{h}) - R_{bb}^{ggF}(\tilde{h})$ (нижний правый график) отвечающие *Набору 2*. Цветовые обозначения те же что и для Рис. 1.4.

Хиггса в рамках СМ для феноменологически приемлемых моделей, в то время как на графике отвечающему каналу $\gamma\gamma$ видны две области отвечающими большим и малым значениям интенсивности сигнала. Поскольку сголдстино s имеет взаимодействия с фотонами и глюонами на древесном уровне, а у хиггсовского бозона h эти взаимодействия имеются только на 1-петлевом уровне в целом можно ожидать, довольно большой чувствительности соответствующих констант взаимодействия Хиггс-подобного состояния $\tilde{h}$ к примеси сголдстино и, следовательно, к соответствующим параметрам которые регулируют упомянутые константы взаимодействия, а именно M_3 и $M_{\gamma\gamma}$. В зависимости от относительного знака между углом смешивания (который определяется знаком μ) и мягких масс калибрино $M_{1,2,3}$ константы взаимодействия с глюонами и фотонами могут уменьшаться или увеличиваться относительно их значений

без смешивания. Обращаем внимание, что M_3 и μ должны иметь противоположные знаки, чтобы константа взаимодействия $g_{\tilde{h}gg}$ была близка к экспериментально наблюдаемому значению. С другим выбором знаков константа взаимодействия $\tilde{h}$ с глюонами становится неприемлемо малой; Мы не показываем соответствующие модели на всех графиках ниже. Знаки M_1 и M_2 могут быть произвольными (для примера они выбраны одного знака) и они отвечают двум областям $R_{\gamma\gamma}^{ggF}$ на Рис. 1.4 и 1.5.

Усиление интенсивности сигнала в фермионных и W^+W^- , Z^0Z^0 каналах связано с тем, что при нашем выборе параметров и знаков μ и M_3 константа взаимодействия $\tilde{h}$ с глюонами оказывается несколько большей по сравнению со своим значением в СМ. Следовательно, сечение рождения в глюонном слиянии возрастает.

Аналогичные графики для механизмов рождения VBF и VH представлены на Рис. 1.6 для *Набора 1* и на Рис. 1.7 для *Набора 2*. В этом случае сечение рождения подавлено смешиванием по сравнению с хиггсовским бозоном СМ из-за малости соответствующего вклада в константу взаимодействия с массивными векторными бозонами как обсуждалось в разделе 1.3.1. Почти то же самое можно сказать о взаимодействиях с тяжелыми фермионами: хиггсовские вклады во взаимодействия на древесном уровне в Ур. (1.34)–(1.36) обычно больше аналогичного вклада сголдстино для выбранных значений параметров, в частности при $\sqrt{F} = 10$ ТэВ. Отметим, что по этой причине мы ожидаем что полная ширина Хиггс-подобного резонанса будет подавлена фактором $\cos^2 \theta$ по сравнению с шириной распада бозона Хиггса в СМ. Подводя итоги, на Рис. 1.6 и Рис. 1.7 интенсивности сигнала бозона Хиггса, отвечающие фермионным и Z^0Z^0 каналам в VBF/VH для большинства моделей становятся подавленными из-за смешивания со сголдстино, в частности, для моделей где сголдстино объясняет избыток событий при 98 ГэВ обнаруженный на LEP. Также продемонстрируем корреляцию между различными механизма-

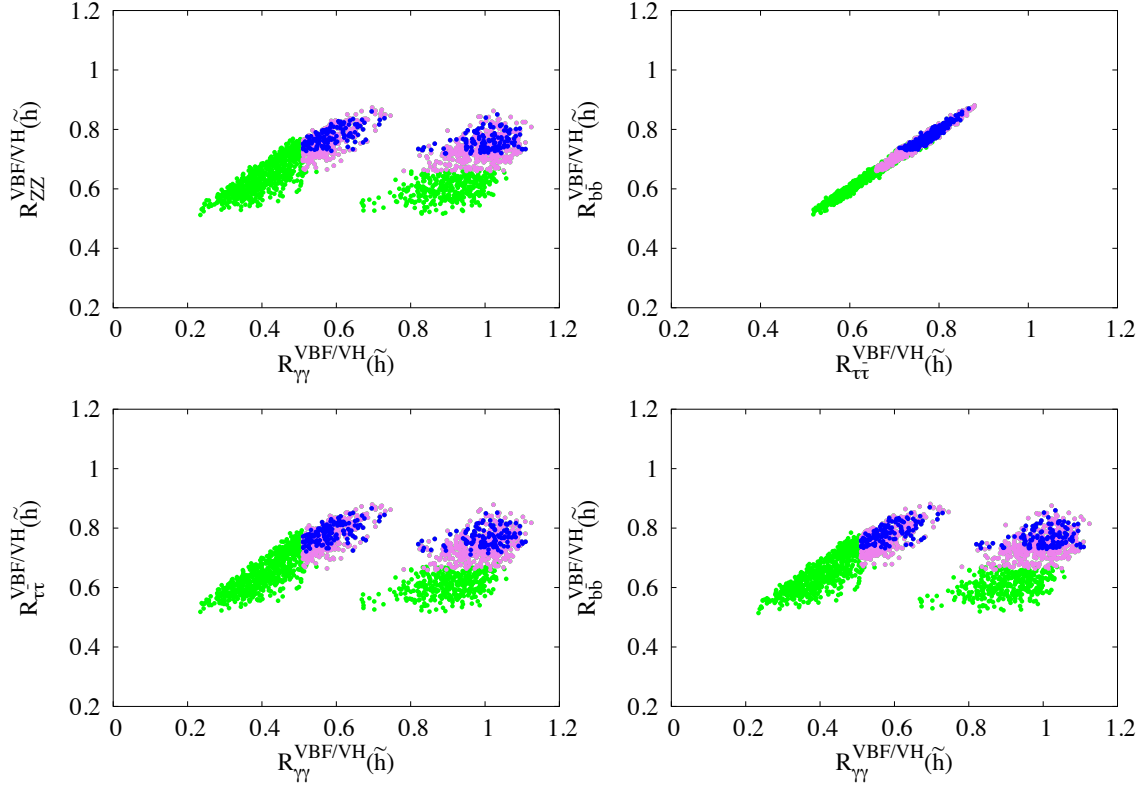


Рис. 1.6. Графики разброса моделей в переменных $R_{\gamma\gamma}^{VBF/VH}(\tilde{h}) - R_{ZZ}^{VBF/VH}(\tilde{h})$ (верхний левый график), $R_{\tau\tau}^{VBF/VH}(\tilde{h}) - R_{bb}^{VBF/VH}(\tilde{h})$ (верхний правый график), $R_{\gamma\gamma}^{VBF/VH}(\tilde{h}) - R_{\tau\tau}^{VBF/VH}(\tilde{h})$ (нижний левый график), $R_{\gamma\gamma}^{VBF/VH}(\tilde{h}) - R_{bb}^{VBF/VH}(\tilde{h})$ (нижний правый график) отвечающие *Набору 1*. Цветовые обозначения те же что и для Рис. 1.4.

ми рождения, ggF и VBF/VH в каналах $\gamma\gamma$ и $Z^0 Z^0$. для *Набора 1* и на Рис. 1.9 Здесь снова для канала $\gamma\gamma$ видны области, соответствующие разным знакам параметров $M_{1,2}$.

Основные выводы, которые можно сделать из вышеприведенного анализа состоят в следующем. Смешивание легчайшего хиггсовского бозона с более легким сголдстино приводит к увеличению ожидаемого сигнала рождения бозона Хиггса в фермионных и $Z^0 Z^0$ –каналах и к его уменьшению в случае других механизмов рождения (VBF/VH) для этих каналов. Отметим, что результаты для $W^+ W^-$ –канала идентичны результатам для $Z^0 Z^0$ –канала и поэтому здесь не приведены.

Также добавим, что требование того, чтобы скалярное сголдстино объясняло 98-ми ГэВный пик на LEP ведет к предсказанию определенных областей

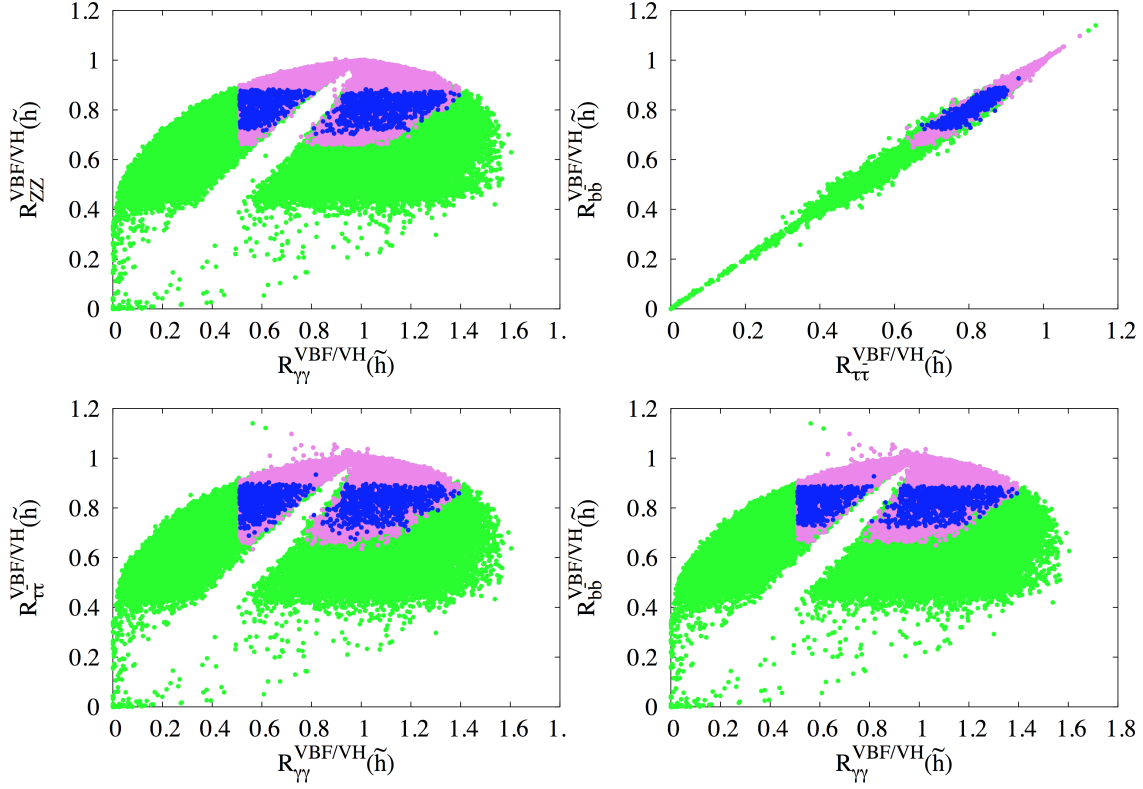


Рис. 1.7. Графики разброса моделей в переменных $R_{\gamma\gamma}^{VBF/VH}(\tilde{h}) - R_{ZZ}^{VBF/VH}(\tilde{h})$ (верхний левый график), $R_{\tau\tau}^{VBF/VH}(\tilde{h}) - R_{bb}^{VBF/VH}(\tilde{h})$ (верхний правый график), $R_{\tau\tau}^{VBF/VH}(\tilde{h}) - R_{\gamma\gamma}^{VBF/VH}(\tilde{h})$ (нижний левый график), $R_{\gamma\gamma}^{VBF/VH}(\tilde{h}) - R_{bb}^{VBF/VH}(\tilde{h})$ (нижний правый график) отвечающие *Набору 2*. Цветовые обозначения те же что и для Рис. 1.4.

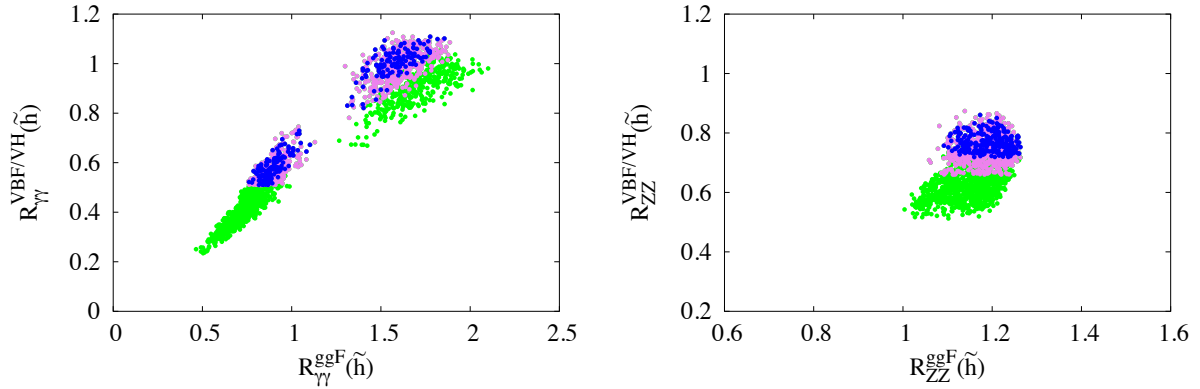


Рис. 1.8. Графики разброса моделей в переменных $R_{\gamma\gamma}^{ggF}(\tilde{h}) - R_{\gamma\gamma}^{VBF/VH}(\tilde{h})$ (слева) и $R_{ZZ}^{ggF}(\tilde{h}) - R_{ZZ}^{VBF/VH}(\tilde{h})$ (справа) отвечающие *Набору 1*. Цветовые обозначения те же что и для Рис. 1.4.

для R_f , в которых их значения отклоняются от единицы. Поэтому повышение точности измерения свойств найденного Хиггс-подобного резонанса, ожидаемое в результате последующей работы ЛНС, приведет к возможности прове-

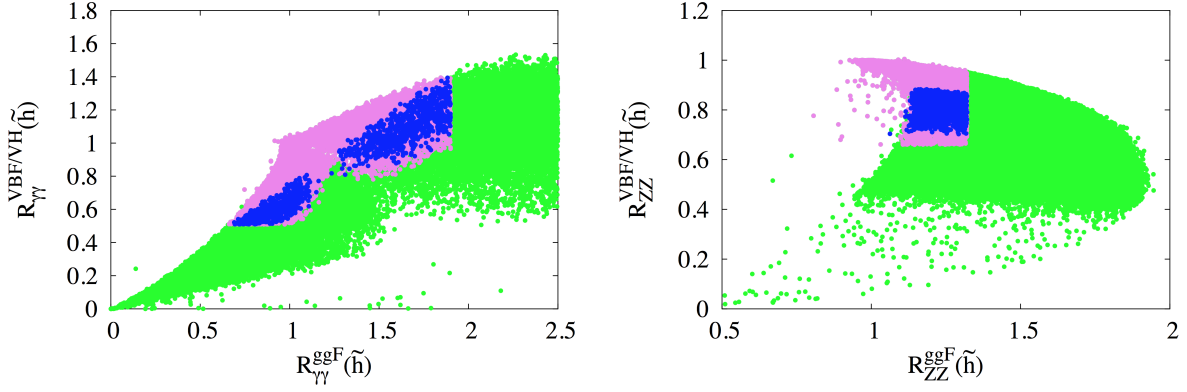


Рис. 1.9. Графики разброса моделей в переменных $R_{\gamma\gamma}^{ggF}(\tilde{h}) - R_{\gamma\gamma}^{VBF/VH}(\tilde{h})$ (слева), $R_{ZZ}^{ggF}(\tilde{h}) - R_{ZZ}^{VBF/VH}(\tilde{h})$ (справа) отвечающие *Набору 2*. Цветовые обозначения те же что и для Рис. 1.4.

речь приведенный сценарий.

Вернемся к обсуждению феноменологии сголдстино в коллайдерных поисках. Этот вопрос уже обсуждался в вопросах [40, 49–52], однако без учета эффектов возможного смешивания с бозоном Хиггса. Как мы видели выше, это смешивание может оказаться чрезвычайно важным.

Во-первых, обсудим основные каналы распада сголдстино с массой на электрослабом масштабе и иерархию между ними. Как уже было отмечено константы взаимодействия скалярного сголдстино с частицами СМ похожи на аналогичные константы легчайшего хиггсовского скаляра МССМ, однако иерархия между ними несколько иная. Главное отличие заключается в том, что взаимодействие сголдстино с глюонами и фотонами возникает уже на древесном уровне. Поэтому со стандартным выбором значений мягких параметров МССМ сголдстино с массой порядка сотни ГэВ без примеси бозона Хиггса распадается преимущественно в пары глюонов и фотонов, что регулируется параметрами M_3 и $M_{\gamma\gamma}$, соответственно. Также оно может распадаться в пары кварков и лептонов, и соответствующие ширины распадов определяются трилинейными мягкими константами см. Ур. (1.32). Также сголдстино может распадаться в пары калибровочных бозонов и ширины этих распадов определяются соответствующими мягкими массами калибрино. Наконец, сголдсти-

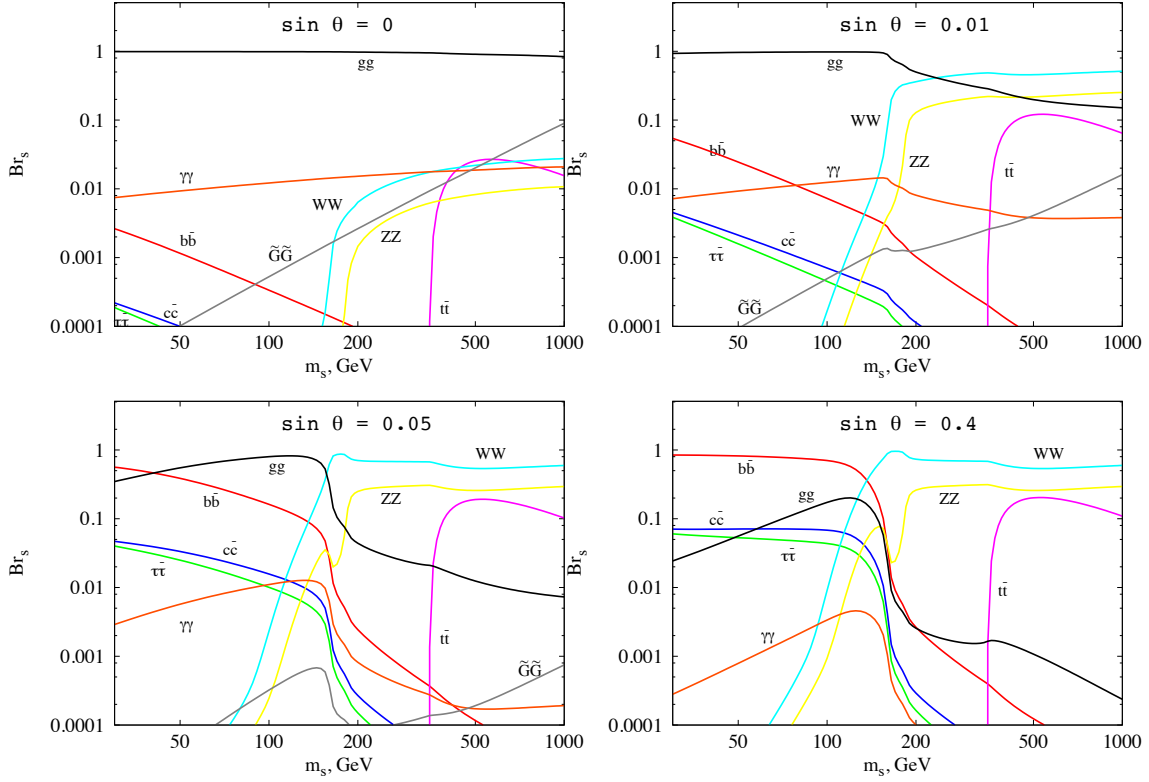


Рис. 1.10. Модификация брэнчингов скалярного сголдстино при разных углах смешивания: $\sin \theta = 0.0, 0.01, 0.05$ и 0.4 . Мы берем следующие значения мягких параметров МССМ: $\sqrt{F} = 10$ ТэВ, $M_1 = 400$ GeV, $M_2 = 800$ GeV, $M_3 = -1200$ ГэВ, $A^{U,D,E} = 700$ ГэВ и $A_{ab}^{U,D,E} = Y_{ab}^{U,D,E} A^{U,D,E}$ где $Y_{ab}^{U,D,E}$ константы Юкавы в МССМ.

но может распадаться в пары гравитино, что является невидимым распадом. Иерархия брэнчингов распада зависит от иерархии мягких членов в лагранжиане МССМ. На Рис. 1.10 показано как иерархия брэнчингов распада скалярного сголдстино меняется в зависимости от угла смешивания. Здесь снова полагаем $\sqrt{F} = 10$ ТэВ и для примера рассматриваем очень широкий интервал масс сголдстино.

Видно что даже малое значение угла смешивания кардинально изменяет иерархию между возможными каналами распада и уже при угле смешивания 0.4 иерархия становится очень похожей на ту, что характерна для бозона Хиггса, за исключением того факта, что парциальные ширины здесь подавлены квадратом синуса угла смешивания. Данный вывод может серьезно поменять стратегию поисков сголдстино на коллайдерах [40, 49–51, 88].

Теперь рассмотрим образование сголдстино-подобного состояния рассмотренной модели в протонных столкновениях. На Рис. 1.11 и 1.12 представлены значения величин $R_f^{ggF}(\tilde{s})$ для разных конечных состояний в зависимости от массы $m_{\tilde{s}}$ для *Набора 1* и *Набора 2* соответственно. Видно, что в механизме

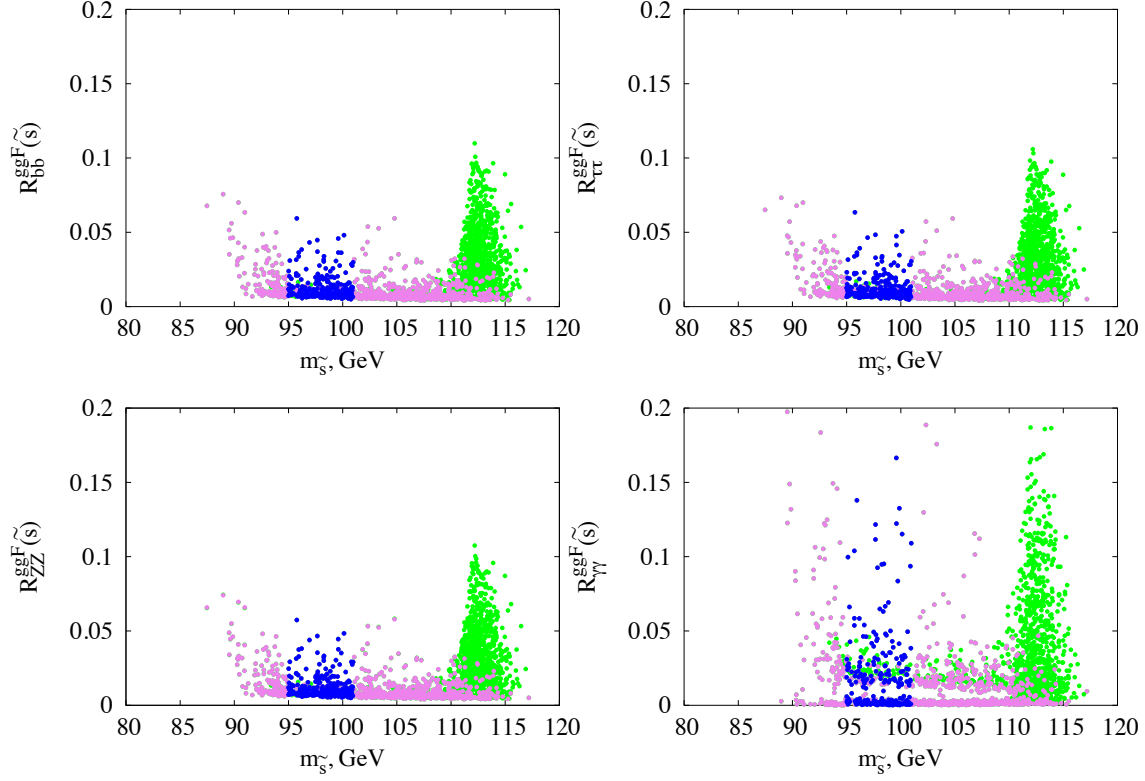


Рис. 1.11. Графики разброса моделей в переменных $m_{\tilde{s}} - R_{bb}^{ggF}(\tilde{s})$ (верхний левый график), $m_{\tilde{s}} - R_{\tau\tau}^{ggF}(\tilde{s})$ (верхний правый график), $m_{\tilde{s}} - R_{ZZ}^{ggF}(\tilde{s})$ (нижний левый график), $m_{\tilde{s}} - R_{\gamma\gamma}^{ggF}(\tilde{s})$ (нижний правый график) отвечающие *Набору 1*. Цветовые обозначения те же что и на Рис. 1.4.

глюонного слияния интенсивность сигнала сголдстино не превышает 0.1 в фермионных и ZZ (WW) каналах для *Набора 1* и менее 0.4–0.5 для *Набора 2*. В то же время в канале $\gamma\gamma$ $R_{\gamma\gamma}^{ggF}(\tilde{s})$ может достигать значений около 0.2 для *Набора 1* и может быть довольно значительным для некоторых моделей из *Набора 2*. В последнем случае можно воспользоваться результатами CMS [87] и ATLAS [89] поисков бозона Хиггса в канале $\gamma\gamma$ и наложить дополнительные ограничения на $R_f^{ggF}(\tilde{s})$. Они показаны на левом нижнем графике на Рис. 1.12, где все модели над приведенными кривыми являются исключенными. Другие результаты

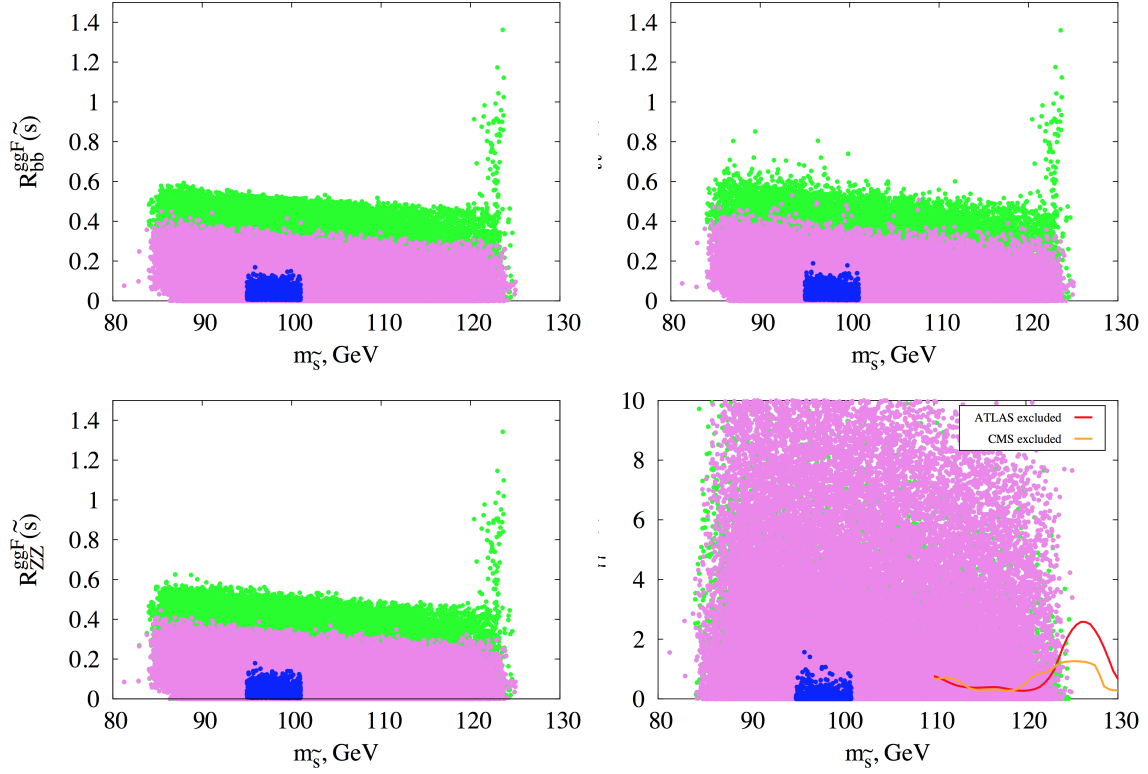


Рис. 1.12. Графики разброса моделей в переменных $m_{\tilde{s}} - R_{bb}^{ggF}(\tilde{s})$ (верхний левый график), $m_{\tilde{s}} - R_{\tau\tau}^{ggF}(\tilde{s})$ (верхний правый график), $m_{\tilde{s}} - R_{ZZ}^{ggF}(\tilde{s})$ (нижний левый график), $m_{\tilde{s}} - R_{\gamma\gamma}^{ggF}(\tilde{s})$ (нижний правый график) отвечающие *Набору 2*. Цветовые обозначения те же что и на Рис. 1.4.

поисков бозона Хиггса, проводившиеся в экспериментах на TeVatron [81], не ведут к дополнительным ограничениям в нашем случае. Аналогичные графики распределения моделей для механизмов рождения через слияние векторных бозонов и ассоциативное рождение (VBF/VH) показаны на Рис. 1.13 для *Набора 1* и на Рис. 1.14 для *Набора 2*. Видно, что предсказания для сигнала в случае VBF/VH –механизма рождения сголдстино выглядят довольно многообещающе: соответствующие интенсивности сигнала могут достигать значений вплоть до 1.2 – 1.3 в канале $\gamma\gamma$ а, в других каналах они могут достигать величин порядка 0.3. Таким образом анализ показывает, что обсуждаемый в настоящей работе сценарий вне пределов досягаемости экспериментов на TeVatron, однако может быть проверен на следующих этапах работы ЛНС.

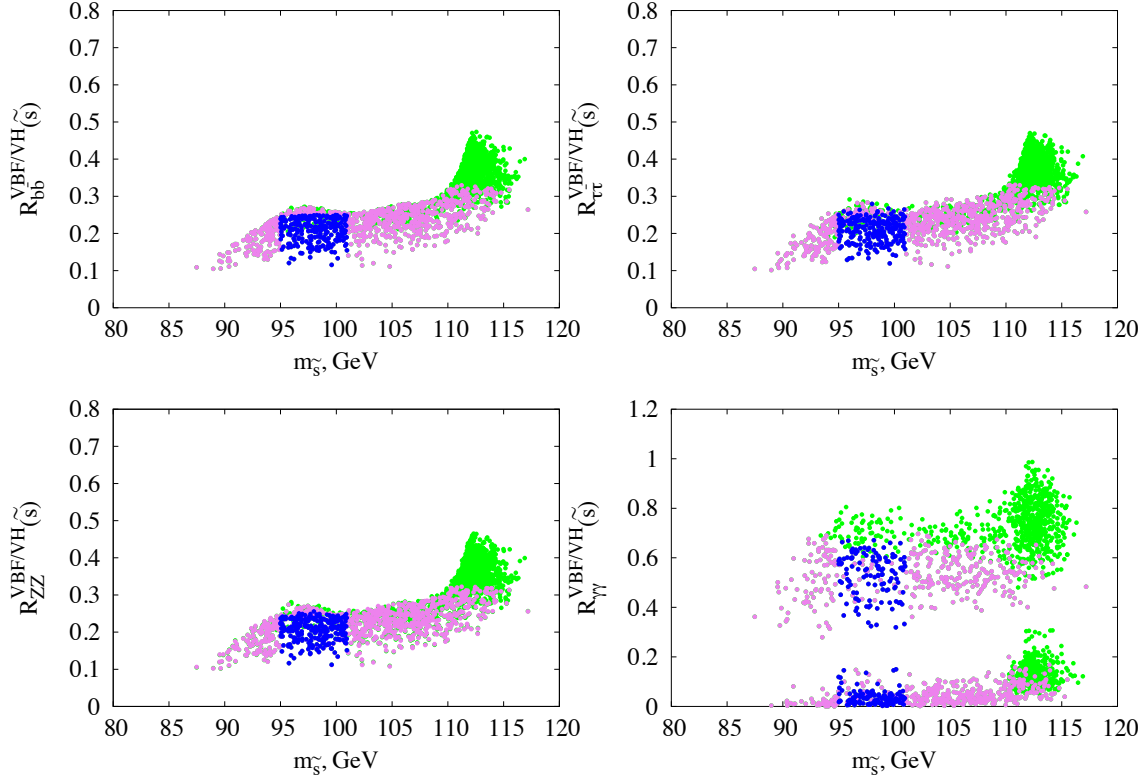


Рис. 1.13. Графики разброса моделей в переменных $m_{\tilde{s}} - R_{bb}^{VBF/VH}(\tilde{s})$ (верхний левый график), $m_{\tilde{s}} - R_{\tau\tau}^{VBF/VH}(\tilde{s})$ (верхний правый график), $m_{\tilde{s}} - R_{ZZ}^{VBF/VH}(\tilde{s})$ (нижний левый график), $m_{\tilde{s}} - R_{\gamma\gamma}^{VBF/VH}(\tilde{s})$ (нижний правый график) отвечающие *Набору 1*. Цветовые обозначения те же, что и на Рис. 1.4.

1.4. Заключительные замечания

В заключении данной главы просуммируем следствия возможного смешивания между суперсимметричным хиггсовским сектором и скрытым сектором в моделях с низким масштабом нарушения суперсимметрии. Мы нашли, что смешивание скалярного сголдстино $\tilde{s}$ с легчайшим бозоном Хиггса МССМ $\tilde{h}$ может приводить к дополнительному увеличению массы последнего. Привлекательная особенность данного сценария состоит в том, что сголдстино-подобное скалярное состояние $\tilde{s}$, которое немногим легче чем Хиггс-подобный бозон присутствует в низкоэнергетическом спектре. В частности, существует область пространства параметров модели, где такое состояние может объяснить избыток событий найденный на уровне 2σ на LEP в канале $e^+e^- \rightarrow Z\tilde{s}$ с $\tilde{s} \rightarrow b\bar{b}$

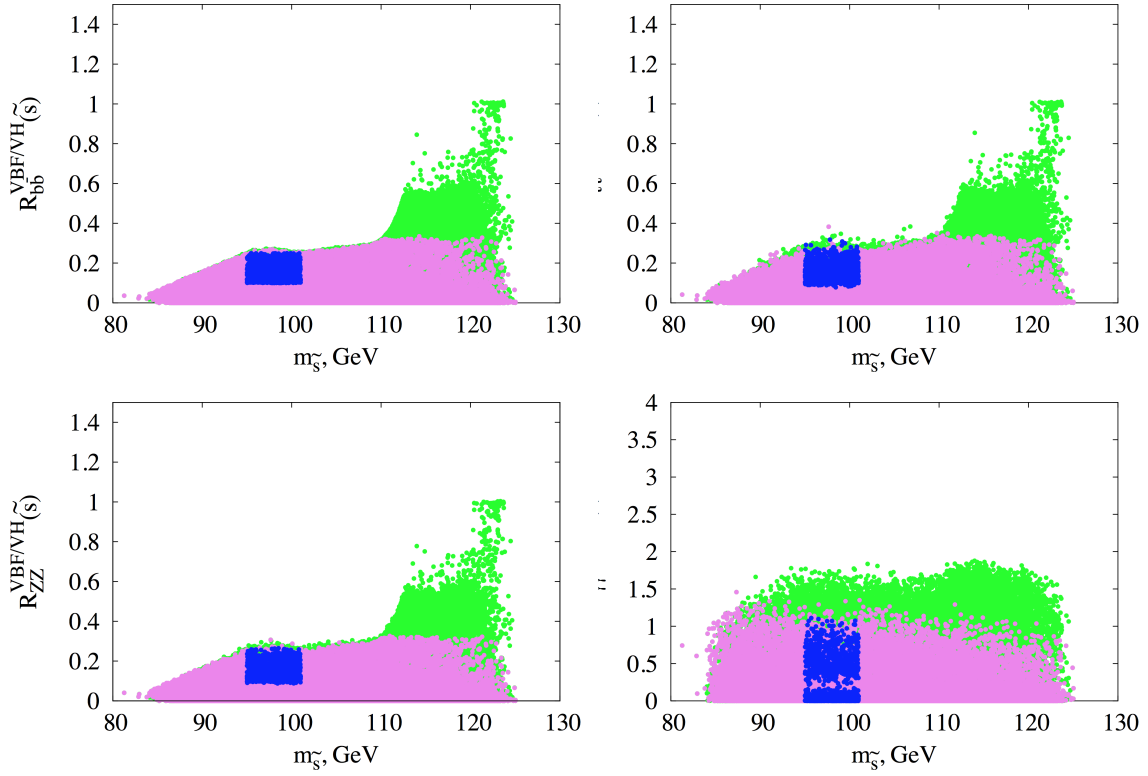


Рис. 1.14. Графики разброса моделей в переменных $m_{\tilde{s}} - R_{bb}^{VBF/VH}(\tilde{s})$ (верхний левый график), $m_{\tilde{s}} - R_{\tau\tau}^{VBF/VH}(\tilde{s})$ (верхний правый график), $m_{\tilde{s}} - R_{ZZ}^{VBF/VH}(\tilde{s})$ (нижний левый график), $m_{\tilde{s}} - R_{\gamma\gamma}^{VBF/VH}(\tilde{s})$ (нижний правый график) отвечающий *Набору 2*. Цветовые обозначения те же, что и на Рис. 1.4.

массой примерно 98 ГэВ.

Осуществляя сканирование по пространству параметров выбрав $\sqrt{F} = 10$ TeV и отбирая феноменологически приемлемые модели, мы нашли, что смешивание со сголдстино ведет к характерным особенностям в сигнале Хиггс-подобного резонанса в разных каналах. В случае рождения в слиянии глюонов сигнал R_f для фермионных и $Z^0 Z^0 - (W^+ W^-)$ каналов несколько больше единицы со значениями около 1.0 – 1.5. В случае образования бозона Хиггса в слиянии векторных бозонов или в ассоциативном рождении с массивным векторным бозоном величина сигнала R_f напротив ожидается в пределах интервала 0.7 – 1.0. Если потребовать, чтобы сголдстино объясняло резонанс обнаруженный при 98 ГэВ на LEP, тогда предсказываются еще более жесткие ограничения на величину сигнала, которые, как мы надеемся, смогут быть

проверены в течение следующих этапов поисков новой физики на LHC.

Отметим, что здесь мы представили упрощенный анализ ограничиваясь лишь случаем МССМ в режиме отщепления, нулевого среднего вакуумного значения поля сголдстино и фиксированного значения масштаба нарушения суперсимметрии $\sqrt{F} = 10$ ТэВ. Выходя за пределы данных допущений можно увидеть, что предсказания модели становятся более разнообразными. В частности, можно ожидать различные формы смешивания из-за присутствия в спектре тяжелых хиггсовских бозонов (см. [90]) и сдвиги в константах взаимодействия Юкавы легчайшего хиггсовского бозона с фермионами [56].

Среди других возможных феноменологических следствий данного сценария, не охваченных в нашей работе упомянем возможность наличия новых распадов легчайшего хиггсовского бозона, в которых может участвовать сголдстино, включая также распады проходящие с нарушением аромата (см. [38]). Для достаточно легких сголдстино распады $\tilde{h} \rightarrow \tilde{s}\tilde{h}^*$ с последующими распадами $\tilde{s} \rightarrow \gamma\gamma$ и $\tilde{h} \rightarrow b\bar{b}$ или $\tilde{h} \rightarrow \tilde{s}\tilde{s}^*$ с $\tilde{s} \rightarrow \gamma\gamma$ становятся возможными, приводя к новым сигнатурам распада бозона Хиггса.

Другая интересная возможность – модели с низким масштабом нарушения суперсимметрии, в которых калибрино имеют дираковские массы (см. [91] и ссылки). В таком случае взаимодействия сголдстино с частицами СМ могут отличаться от ситуации обсуждавшейся в настоящей работе и приводить к другим свойствам смешивания и констант взаимодействия массовых состояний.

1.5. Приложение

1.5.1. Модификации распадов $\tilde{h} \rightarrow ZZ$ и $\tilde{h} \rightarrow W^+W^-$.

В данном приложении представлены формулы для парциальных ширин распадов Хиггс-подобного резонанса $\tilde{h}$ в пару массивных векторных бозонов V , где V - это W или Z -бозон. Сложности возникают из-за того факта, что бозон

Хиггса h и скалярное сголдстино имеют различные взаимодействия с $W^\pm$ и Z -бозонами, см. формулы (1.31) и (1.32). Используя результаты работы [79] получаем

$$\Gamma(\tilde{h} \rightarrow VV^*) = \delta_V \frac{G_F m_{\tilde{h}}^3}{16\pi^2 \sqrt{2}} \int d(\Delta^2) \sqrt{\lambda(m_V^2, \Delta^2, m_{\tilde{h}}^2)} \frac{\Gamma_V m_V}{|D(\Delta^2)|^2} \times \quad (1.51)$$

$$\times \left[\lambda(m_V^2, \Delta^2, m_{\tilde{h}}^2) + 12 \frac{m_V^2 \Delta^2}{m_{\tilde{h}}^4} + X(\Delta) \right]$$

где

$$\lambda(x, y, z) = \left(1 - \frac{x}{z} - \frac{y}{z}\right)^2 - 4 \frac{xy}{z^2}, \quad D(\Delta^2) = \Delta^2 - m_V^2 + im_V \Gamma_V \quad (1.52)$$

и

$$X(\Delta) = \frac{m_V^2 \Delta^2 f}{m_{\tilde{h}}^4} \left(12(-\Delta^2 - m_V^2 + m_{\tilde{h}}^2) + \right. \quad (1.53)$$

$$\left. + 4f \left[\frac{1}{2} \Delta^4 + \frac{1}{2} (m_V^2 - m_{\tilde{h}}^2)^2 + (m_V^2 - m_{\tilde{h}}^2) \Delta^2 + \Delta^2 m_V^2 \right] \right)$$

$\delta_V = 2(1)$ for $V = W(Z)$, Δ — 4-х импульс частицы вне массовой оболочки V^* и f определяется

$$f = \frac{-M_{ZZ(2)} v}{2F m_V^2}. \quad (1.54)$$

Глава 2

Оценка чувствительности эксперимента высокой интенсивности SHiP к легкому гголдстино

2.1. Обсуждение

Как уже было сказано во Введении, суперсимметрия на низком масштабе энергий – возможно одно из самых интересных расширений СМ [7, 8]. В то же время характерное для суперсимметрии технически натуральное решение проблемы калибровочной иерархии в СМ, означает, что суперпартнеры должны быть на ТэВном масштабе энергий. Кроме того, если суперсимметрия спонтанно нарушена на не очень высоких масштабах энергии, то достаточно лёгкие частицы из сектора, ответственного за нарушение суперсимметрии, могут проявиться на низких энергиях. Ожидается, что их эффективные константы взаимодействий довольно малы; поэтому для проверки модели посредством рождения новых частиц необходим пучок высокой интенсивности. Протонный пучок высокой интенсивности с энергией 400 ГэВ предоставляемый Супер Протонным Синхротроном (СПС) в ЦЕРНе, а также предложенный недавно эксперимент с фиксированной мишенью по поиску скрытых частиц - Search for Hidden Particles (SHiP) [10] (см. также работы [9, 92]) на базе данного пучка, представляют широкие возможности для решения этой задачи. Всестороннее обсуждение физической программы в эксперименте SHiP можно найти обратившись к работе [93].

Целью работы описанной в настоящей главе является оценка ожидаемого сигнала в эксперименте SHiP в контексте суперсимметричных моделей с достаточно легкими частицами супермультиплета гголдстино. Последний содержит гголдстино (Намбу–Голдстоновский фермион) и его суперпартнеры –

сголдстино. Сголдстино являются R четными скалярами и, следовательно, могут одиночно рождаться в столкновениях частиц СМ и распадаться в частицы СМ. Особый интерес представляют собой распады сголдстино в пары электрически заряженных частиц СМ. Такие распады приводят к хорошо распознаваемым конечным состояниям в случае эксперимента SHiP [10]: два заряженных трека выходящих из одной вершины и выделяющийся пик в инвариантной массе разлетающихся частиц. Константы взаимодействий сголдстино с частицами СМ обратно пропорциональны масштабу нарушения суперсимметрии. Эта уникальная особенность супермультиплета голдстино позволяет поставить ограничение на масштаб нарушения суперсимметрии из поиска легких сголдстино. Предварительную оценку сигнала сголдстино сделанную для определенного механизма рождения и определенного канала распада можно найти в работе [93]. В данной главе мы существенно расширим этот анализ включив в рассмотрение как скалярное так псевдоскалярное сголдстино, а также взаимодействия сголдстино с частицами СМ с нарушением и без нарушения аромата, которые охватывают различные каналы рождения и распада сголдстино.

2.2. Лагранжиан сголдстино

В лидирующем порядке по $1/F$ взаимодействие сголдстино с калибровочными полями СМ [фотонами $F_{\mu\nu}$, глюонами $G_{\mu\nu}^a$, где индекс $a = 1, \dots, 8$ нумерует генераторы цветовой группы $SU(3)$] и полями материи (лептонами f_L , верхними и нижними кварками f_U и f_D) на масштабе большем чем Λ_{QCD} , но ниже масштаба нарушения электрослабой симметрии выглядит следующим

образом [44, 64].

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{eff} = & -\frac{1}{2\sqrt{2}F} \left(m_S^2 S \tilde{G} \tilde{G} + i m_P^2 P \tilde{G} \gamma_5 \tilde{G} \right) - \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{M_{\gamma\gamma}}{F} S F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \\
& + \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{M_{\gamma\gamma}}{F} P \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} - \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{M_3}{F} S G^{\mu\nu} {}^a G_{\mu\nu}^a + \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{M_3}{F} P \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} G_{\mu\nu}^a G_{\rho\sigma}^a - \\
& - \frac{\tilde{m}_{D_{ij}}^{LR\ 2}}{\sqrt{2}F} S \bar{f}_{D_i} f_{D_j} - i \frac{\tilde{m}_{D_{ij}}^{LR\ 2}}{\sqrt{2}F} P \bar{f}_{D_i} \gamma_5 f_{D_j} - \frac{\tilde{m}_{U_{ij}}^{LR\ 2}}{\sqrt{2}F} S \bar{f}_{U_i} f_{U_j} - i \frac{\tilde{m}_{U_{ij}}^{LR\ 2}}{\sqrt{2}F} P \bar{f}_{U_i} \gamma_5 f_{U_j} - \\
& - \frac{\tilde{m}_{L_{ij}}^{LR\ 2}}{\sqrt{2}F} S \bar{f}_{L_i} f_{L_j} - i \frac{\tilde{m}_{L_{ij}}^{LR\ 2}}{\sqrt{2}F} P \bar{f}_{L_i} \gamma_5 f_{L_j} . \quad (2.1)
\end{aligned}$$

Здесь как и прежде M_3 – масса глюино, $M_{\gamma\gamma} = M_1 \sin^2 \theta_W + M_2 \cos^2 \theta_W$ с M_1 и M_2 в роли масс $U(1)_Y$ - и $SU(2)_W$ -калибрино и θ_W – угол Вайнберга, также $\tilde{m}_{U_{ij}}^{LR\ 2}$ и $\tilde{m}_{D_{ij}}^{LR\ 2}$ – массовые члены левых и правых, верхних и нижних скварков. Лагранжиан приведенный выше (2.1) включает только члены линейные по полю сголдстино; члены квадратичные по сголдстино, рассмотренные в работах [44, 48–50], подавлены фактором $1/F^2$ и представляются труднодоступными для детектирования в эксперименте SHiP. В интересующем нас диапазоне F гравитино очень легкое и его можно легко заменить на голдстино $\tilde{G}$, входящим в (2.1), всюду в рассмотрении феноменологии сголдстино в контексте экспериментов с фиксированной мишенью. Константы взаимодействия сголдстино с полями СМ пропорциональны параметрам мягкого нарушения суперсимметрии в МССМ, как уже обсуждалось в главе 1. Также там же было показано, что в общем случае скалярное сголдстино S смешивается с нейтральными легким h и тяжелым H хиггсовскими бозонами, тогда как псевдоскалярное P смешивается с аксиальным полем Хиггса A . Далее будем обсуждать только смешивание S и h , поскольку остальные не оказывают влияние на феноменологию сголдстино в эксперименте SHiP для исследуемого набора моделей. Выпишем ещё раз смешивание между сголдстино и легчайшим хиггсовским бозоном МССМ h

$$\mathcal{L}_{mixing} = \frac{X}{F} S h , \quad (2.2)$$

В отличие от исследования, описанного в главе 1, рассматриваемое здесь сголдстино S намного легче стандартно модельного хиггсовского бозона, а именно $m_s < 5 \text{ ГэВ}$. Поэтому поправки к константам связи сголдстино с полями СМ, возникающие из-за этого смешивания подавлены малым углом смешивания.

$$\theta = -\frac{X}{Fm_h^2}. \quad (2.3)$$

Чтобы проиллюстрировать чувствительность эксперимента SHiP к массе сголдстино и масштабу нарушения суперсимметрии в следующих разделах настоящей главы будут представлены результаты численных вычислений для конкретного характерного набора параметров МССМ приведенного в Таблице 2.1. Выбор параметров модели достаточно произволен, за исключением того

$M_1, \text{ ГэВ}$	$M_2, \text{ ГэВ}$	$M_3, \text{ ГэВ}$	$\mu, \text{ ГэВ}$	$\tan \beta$
100	250	1500	1000	6
$m_A, \text{ ГэВ}$	$A_l, \text{ ГэВ}$	$m_l, \text{ ГэВ}$	$A_Q, \text{ ГэВ}$	$m_Q, \text{ ГэВ}$
1000	2800	1000	2800	1000

Таблица 2.1. Выбранный набор параметров МССМ.

требования, что все они должны принимать только экспериментально разрешенные значения, а масса легчайшего хиггсовского скаляра равна 125 ГэВ. Трилинейные мягкие параметры $A_{l,Q}$ определяются следующими соотношениями $\tilde{m}_{D_{ii}}^{LR\ 2} \equiv m_{D_i} A_Q$, $\tilde{m}_{U_{ii}}^{LR\ 2} \equiv m_{U_i} A_Q$, $\tilde{m}_{L_{ii}}^{LR\ 2} \equiv m_{L_i} A_l$, где мы используем обозначения для масс фермионов СМ m_{D_i, U_i, L_i} ; и m_A, m_Q, m_l для масс аксиального бозона Хиггса, скварков и слептонов соответственно.

2.3. Скалярное сголдстино

В данном разделе мы обсудим скалярное сголдстино и рассмотрим два различных механизма его рождения в эксперименте SHiP. Первый из них –

это прямое рождение в слиянии жестких глюонов обусловленное столкновениями протонов пучка и мишени. Второй – это рождение в распадах мезонов возникающих из рассеяния протонов.

2.3.1. Прямое рождение сголдстино

Если масса сголдстино значительно превышает масштаб КХД (около 100 МэВ), то оно может образовываться в результате слияния жестких глюонов. Соответствующий лагранжиан взаимодействия сголдстино имеет вид

$$\mathcal{L}_{Sgg} = \left(\theta g_{hgg}^{one-loop}(m_S) - \frac{\alpha_s(m_S)\beta(\alpha_s(M_3))}{\beta(\alpha_s(m_S))\alpha_s(M_3)} \frac{M_3}{2\sqrt{2}F} \right) \times SG^{\mu\nu a} G_{\mu\nu}^a, \quad (2.4)$$

где первый вклад в константу взаимодействия соответствует смешиванию сголдстино и бозона Хиггса (2.2). Он пропорционален эффективному взаимодействию бозона Хиггса с глюонами через петлю с виртуальными кварками

$$g_{hgg}^{one-loop} = \frac{3\alpha_s(m_S)}{4\sqrt{2}\pi v} \left(\mathcal{A}_{1/2}(\tau_t) + \mathcal{A}_{1/2}(\tau_b) + \mathcal{A}_{1/2}(\tau_c) + \mathcal{A}_{1/2}(\tau_s) \right), \quad (2.5)$$

где $\tau_i = \frac{4m_i^2}{m_h^2}$, а петлевые форм-факторы приведены в Главе 1 (1.41) и (1.43). Множитель в начале выражения (2.4) отвечает за ренормгрупповую эволюцию α_s с КХД бета-функцией $\beta(\alpha_s)$. Отметим, что оба члена в уравнении (2.4) обратно пропорциональны квадрату масштаба нарушения суперсимметрии $\sqrt{F}$.

Для получения оценки сечения прямого рождения скалярного сголдстино $\sigma_{pp \rightarrow S}$, мы перемасштабируем результат полученный в работе [94], где взаимодействие аналогичное (2.4) отвечало за рождение легкого инфлатона в эксперименте с фиксированной мишенью и пучком протонов с энергией 400 ГэВ. Для набора параметров МССМ из Таблицы 2.1 получаем следующую оценку для сечения рождения как функцию массы сголдстино и масштаба нарушения

суперсимметрии,

$$\log_{10}\left(\frac{\sigma_{pp \rightarrow S}}{\sigma_{pp, \text{total}}}\right) = -15.8666 - 0.93934 \times \left(\frac{m_S}{1\text{GeV}}\right) + 0.02025 \times \left(\frac{m_S}{1\text{GeV}}\right)^2 + \\ + 0.00052 \times \left(\frac{m_S}{1\text{GeV}}\right)^3 - 4 \log_{10}\left(\frac{\sqrt{F}}{100\text{TeV}}\right), \quad (2.6)$$

где $\sigma_{pp, \text{total}}$ есть полное pp сечение рассеяния пучка протонов с энергией 400 ГэВ. Полученное сечение представлено на Рис. 2.1 для двух различных зна-

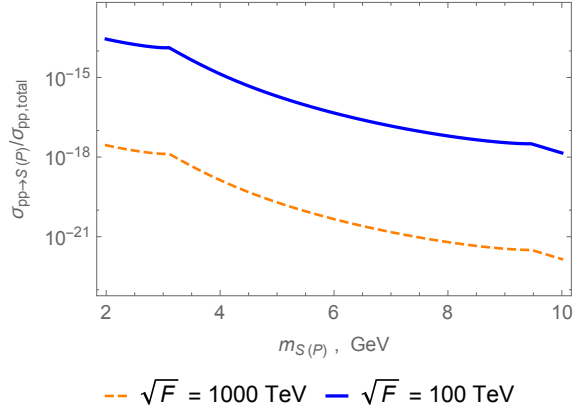


Рис. 2.1. Сечение прямого рождения сголдстино в результате слияния глюонов как функция массы сголдстино. Отличий между случаями скалярной и псевдоскалярной частицы не ожидается.

чений величины $\sqrt{F}$. Поскольку ожидаемое интегральное число столкновений протонов с мишенью в эксперименте SHiP составляет величину порядка 2×10^{20} [10], то из Рис. 2.1 можно сделать вывод, что прямое рождение будет эффективно только в моделях с масштабом нарушения суперсимметрии ниже чем 1000 ТэВ, если масштаб масс суперпартнеров лежит в ТэВном диапазоне.

2.3.2. Образование сголдстино в распадах B –мезонов

Скалярное сголдстино с массой в ГэВном диапазоне может рождаться в распадах тяжелых мезонов, которые в свою очередь образуются в протон-протонных соударениях пучка по мишени. В частности, в контексте эксперимента SHiP главным источником сголдстино оказываются распады B мезонов. Рож-

дение в распадах «очарованных» мезонов подавлено по сравнению с «красивыми» мезонами благодаря малости матричного элемента матрицы ККМ (Кабиббо – Кобаяши – Маскава) в соответствующей амплитуде. Процесс распада $b \rightarrow SX_s$ описывается треугольной диаграммой с t кварком и W бозонами в петле. Сголдстино испускается виртуальным t кварком с через взаимодействие сголдстино с t и $\bar{t}$ (2.1) и Хиггс-сголдстино смешивание (2.2) (последнее преобладает для набора параметров МССМ из Таблицы 2.1). Применяя тот же подход, что был использован в [94] для легкого инфлатона, можно вычислить брэнчинг распада B -мезона в S ,

$$\text{Br}(B \rightarrow X_s S) = 0.3 \times \left(\frac{m_t}{m_W}\right)^4 \times \left(1 - \frac{m_S^2}{m_b^2}\right)^2 \times (A_Q v + F\theta)^2 \times \left(\frac{100 \text{ TeV}}{\sqrt{F}}\right)^4, \quad (2.7)$$

где X_s обозначает канал странных мезонов насыщенный преимущественно суммой псевдоскалярных и векторных каонов; m_b, m_t и m_W - массы b, t кварков и $W^\pm$ бозонов соответственно.

Сечение рождения скалярного сголдстино является произведением приведенного выше брэнчинга и полного сечения рождения B -мезонов вычисленное на масштабе энергий SHiP как $1.6 \times 10^{-7} \times \sigma_{pp, \text{total}}$ [10]. На Рис. 2.2 приведено сравнение сечений рождения сголдстино обусловленных двумя разными механизмами – прямым рождением и непрямым для масштаба нарушения суперсимметрии $\sqrt{F} = 100 \text{ ТэВ}$, в зависимости от массы сголдстино. Можно заметить из выражений (2.6) и (2.7), что обе функции сечения рождения масштабируются как $\propto 1/F^2$. Таким образом из Рис. 2.2 можно заключить, что мезонный канал рождения доминирует над прямым везде, где это кинематически разрешено. Поэтому далее будем рассматривать только доминирующий канал, а перспективы поисков более тяжелых сголдстино $M_{S(P)} \gtrsim 4 \text{ ГэВ}$ (которые образуются в прямом рождении) прокомментируем позже.

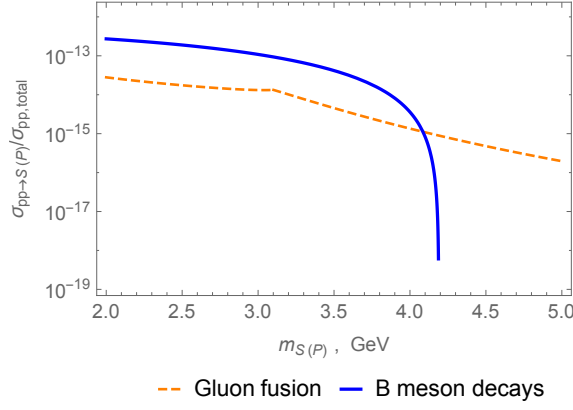


Рис. 2.2. Сечения рождения скалярного сголдстино для механизмов прямого рождения и в распадах B -мезонов при выборе $\sqrt{F} = 100$ ТэВ. Аналогичные результаты справедливы для случая рождения псевдоскалярного сголдстино.

2.3.3. Распады сголдстино

Поскольку сголдстино R-четно, то оно может распадаться пары частиц СМ, если это кинематически разрешено. Для сголдстино с массой в (суб-)ГэВном диапазоне, основные каналы распада – $\gamma\gamma$, e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^0\pi^0$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $K^0\bar{K}^0$ (см. [44] для детального ознакомления). Ширина распада сголдстино в фотоны описывается следующим выражением:

$$\Gamma(S \rightarrow \gamma\gamma) = \left(\frac{\alpha(m_S)\beta(\alpha(M_{\gamma\gamma}))}{\beta(\alpha(m_S))\alpha(M_{\gamma\gamma})} \right)^2 \frac{m_{S(P)}^3 M_{\gamma\gamma}^2}{32\pi F^2}. \quad (2.8)$$

Здесь безразмерный мультипликативный фактор отвечает за ренормгрупповую эволюцию фотонного оператора в зависимости от масштаба массы. Для распада сголдстино в лептоны имеем

$$\Gamma(S \rightarrow l^+l^-) = \frac{m_S^3 A_l^2}{16\pi F^2} \frac{m_l^2}{m_S^2} \left(1 - \frac{4m_l^2}{m_S^2} \right)^{3/2}. \quad (2.9)$$

Если скаляр легкий ($m_S < 1.2$ ГэВ), то его распад в легкие мезоны хорошо описывается в рамках киральной теории эффективным взаимодействием, включающим в себя глюонный оператор на низком масштабе энергий, как описано в работе [44]. Таким образом можно получить следующее выражение для шири-

ны распада сголдстино в нейтральные мезоны,

$$\Gamma(S \rightarrow \pi^0 \pi^0) = \frac{\alpha_s^2(M_3)}{\beta^2(\alpha_s(M_3))} \frac{\pi m_S m_S^2 M_3^2}{4 F^2} \left(1 - \frac{\beta(\alpha_s(M_3))}{\alpha_s(M_3)} \frac{9}{4\pi} \frac{B_0}{m_S} \frac{m_u + m_d}{m_S} \frac{A_Q}{M_3}\right)^2 \sqrt{1 - \frac{4m_{\pi^0}^2}{m_S^2}}, \quad (2.10)$$

где $\beta(\alpha_s)$ - бета функция КХД, $\alpha_s(M_3)$ - константа сильного взаимодействия вычисленная на масштабе M_3 , параметр B_0 выражается через массы каонов и кварков как $B_0 = M_K^2/(m_d + m_s)$.

Оказывается, что для выбранной точки пространства параметров МССМ (см. Таблицу 2.1) вклад в (2.10) от глюонного оператора доминирует над вкладом от кваркового оператора, поэтому имеем

$$\Gamma(S \rightarrow \pi^0 \pi^0) \approx \frac{\alpha_s^2(M_3)}{\beta^2(\alpha_s(M_3))} \frac{\pi m_S^3 M_3^2}{4 F^2} \sqrt{1 - \frac{4m_{\pi^0}^2}{m_S^2}}, \quad (2.11)$$

$$\Gamma(S \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 2\Gamma(S \rightarrow \pi^0 \pi^0), \quad (2.12)$$

и аналогично для каонов:

$$\Gamma(S \rightarrow K^0 \bar{K}^0) \approx \frac{4\alpha_s^2(M_3)}{\beta^2(\alpha_s(M_3))} \frac{\pi m_S^3 M_3^2}{4 F^2} \sqrt{1 - \frac{4m_K^2}{m_S^2}}, \quad (2.13)$$

$$\Gamma(S \rightarrow K^+ K^-) = \Gamma(S \rightarrow K^0 \bar{K}^0). \quad (2.14)$$

Для масс сголдстино существенно превышающих масштаб КХД ($m_S \gg 1$ ГэВ) распад в адроны может быть описан как распад в пару глюонов, которые затем адронизируются. Ширина такого процесса

$$\Gamma(S \rightarrow gg) = \left(\frac{\alpha_s(m_S) \beta(\alpha_s(M_3))}{\beta(\alpha_s(m_S)) \alpha_s(M_3)} \right)^2 \frac{m_S^3 M_3^2}{4\pi F^2}. \quad (2.15)$$

Мультипликативный фактор выше необходим для описания ренормгрупповой эволюции глюонного оператора как уже обсуждалось ранее.

В промежуточном интервале масс, где $m_s \approx 1.2 - 4$ ГэВ, никакой из приведенных приближенных методов описания не пригоден, здесь уже необходимо

учитывать тяжелые мезонные, а также многомезонные конечные состояния. Однако, сравнивая вклады в различные адронные моды вычисленные в двух различных приближениях, замечаем, что расхождения не превышают одного порядка величины. Таким образом, заключаем что оценка времени жизни сголдстино в пределах точности порядка величины для интервала масс $1.2 - 4$ может быть получена путем экстраполяции метода с использованием киральной теории.

Бренчинги распадов скалярного сголдстино отвечающие выбранной точке пространства параметров МССМ (Таблица 2.1.) представлены на Рис. 2.3. Адронные каналы, $\pi\pi$ и KK доминируют в кинематически разрешенной обла-

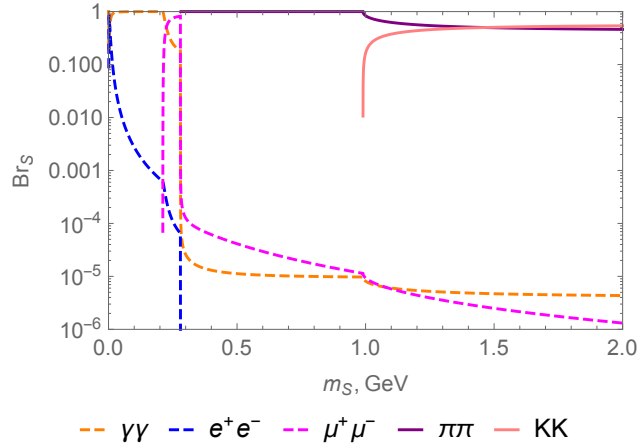


Рис. 2.3. Бренчинги распадов скалярного сголдстино.

сти, тогда как $\gamma\gamma$ и $\mu^+\mu^-$ дают малые, но все же заметные вклады. Из формул для ширин распадов (2.8)–(2.14) следует, что каждая ширина распада масштабируется как квадрат соответствующих мягких параметров нарушения суперсимметрии, например $\text{Br}(S \rightarrow \mu^+\mu^-) \propto A_t^2$. Более тяжелые сголдстино распадаются в основном в глюоны. Мода невидимого распада $S \rightarrow \tilde{G}\tilde{G}$ всегда пренебрежимо мала, так как соответствующая константа взаимодействия в формуле (2.1) пропорциональна квадрату массы сголдстино, а не мягким массам МССМ. Время жизни сголдстино для заданных значений F и параметров из Таблицы 2.1 представлено на Рис. 2.4. Чтобы достичь детектора

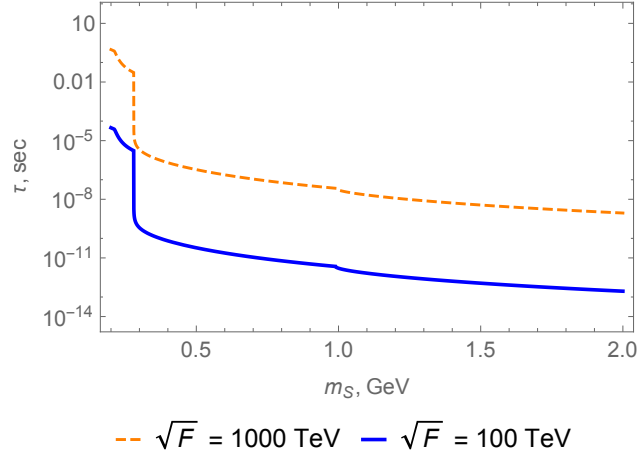


Рис. 2.4. Время жизни скалярного сголдстино как функция массы.

в эксперименте SHiP, сголдстино должно преодолеть дистанцию примерно в 100 метров [10]. Результаты представленные на Рис. 2.4 означают, что для лёгких сголдстино SHiP может быть чувствителен преимущественно к моделям с масштабом нарушения суперсимметрии около 100 ТэВ и ниже. Время жизни масштабируется как $\tau \propto F^2$ и как $\tau \propto 1/M_3^2$ поскольку адронный канал доминирует.

2.3.4. Количество событий со сголдстино в SHiP

Теперь соберем все составляющие необходимые для достижения главной цели работы описываемой в настоящей главе – оценки числа событий распада сголдстино в доверительном объеме эксперимента SHiP. Схема эксперимента SHiP приведена в статье [10]. Пучек протонов с энергией 400 ГэВ из Супер Протон Синхротронного ускорителя бьёт по мишени и производит пучки мезонов, которые могут распадаться в том числе в частицы Новой Физики (в сголдстино в нашем случае). Последние также могут образовываться напрямую в столкновениях протонов (через слияние глюонов). Детектор расположен на расстоянии в $l_{sh} = 63.8$ м от мишени. Длина вакуумная емкости (доверительного распадного объема) составляет около $l_{det} = 60$ м. Она представляет собой цилиндр с осью вдоль направления пучка и эллиптическим основанием

5 м×10 м. Траектории электрически заряженных частиц выходящие из вершины, где произошел распад новой частицы отслеживаются в детекторе, а их энергия и тип частиц определяется специальными регистрирующими приборами расположенными на дальнем конце вакуумной камеры.

Дифференциальное сечение рассеяния рождения сголдстино, обусловленного распадом B мезонов, имеет следующий вид,

$$\frac{d^3\sigma_{pp \rightarrow S(P)}}{dp d\theta_p d\phi_p} = \int d^3\mathbf{k} f(\mathbf{p}, \mathbf{k}) \frac{d^3\sigma_B}{dk d\theta_k d\phi_k}, \quad (2.16)$$

где $f(\mathbf{p}, \mathbf{k})$ – функция распределения сголдстино по импульсам нормированная на брэнчинг распада (2.7), а $\frac{d^3\sigma_B}{dk d\theta_k d\phi_k}$ – дифференциальное сечение рождения B -мезонов в протон-протонных столкновениях, полученное в [95]. В интеграле (2.16) полные значения 3-импульса и угла вылета конечных частиц специально ограничены из требования, что траектория сголдстино пересекает дальний конец детектора SHiP. Используя приведенные выше оценки, найдем число сигнальных событий

$$N_{\text{signal}} = \frac{N_{\text{POT}}}{\sigma_{pp, \text{total}}} \int w_{\text{det}} \frac{d\sigma_{pp \rightarrow S(P)}}{dp d\theta_p d\phi_p} d^3\mathbf{p}, \quad (2.17)$$

где ожидаемое интегральное число протонов мишени $N_{\text{POT}} = 2 \times 10^{20}$ [93] и w_{det} обозначает вероятность распада сголдстино внутри доверительного объема детектора,

$$w_{\text{det}}(E_{S(P)}, m_{S(P)}, \sqrt{F}) = \exp(-l_{sh}/\gamma c\tau_{S(P)}) \times \\ \times [1 - \exp(-l_{\text{det}}/\gamma(E_{S(P)})c\tau_{S(P)})], \quad (2.18)$$

с гамма-фактором сголдстино $\gamma(E_{S(P)}) = E_{S(P)}/m_{S(P)}$.

На Рис. 2.5 отображена область в пространстве параметров модели $(m_{S(P)}, 1/\sqrt{F})$, где число распадов сголдстино в доверительном объеме SHiP превышает 3, $N_{\text{signal}} > 3$. То есть, если ни одного события не будет зарегистрировано (фон для двухчастичных распадов в заряженные частицы СМ равен

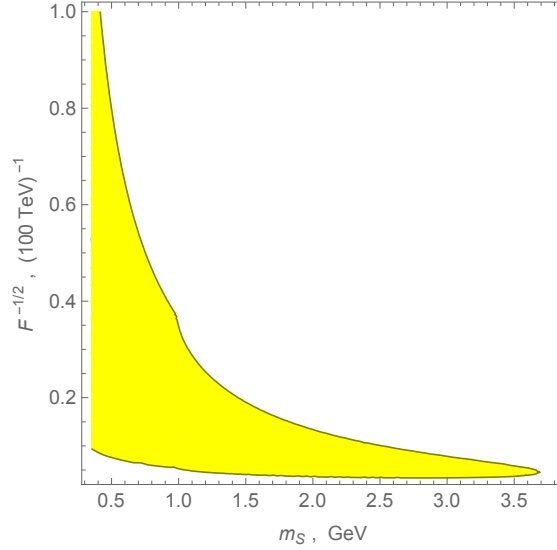


Рис. 2.5. Затемненная область будет опробована на эксперименте SHiP.

нулю [10]), то данная область считается исключенной с уровнем достоверности 95%, в соответствии с распределением Пуассона. Верхняя граница на Рис. 2.5 – область, где константы взаимодействий сголдстино $\propto 1/F$ достаточно велики для того, чтобы инициировать слишком быстрый распад до достижения сголдстино детектора. Нижняя граница на Рис. 2.5 – область, где константы взаимодействий сголдстино настолько малы, что оно вылетает из детектора без распада. Число сигнальных событий здесь масштабируется по параметрам модели как $N_{\text{signal}} \propto M_3^2 \mu^6 / F^4$. Область на Рис. 2.5, где сголдстино достигает наибольшей массы, возможной для тестирования на SHiP $m_S \approx 3.6 \text{ ГэВ}$ – место соединения верхней и нижней границ. Здесь длина распада сголдстино достигает значения около 100 м, что является масштабом как длины детектора, так и расстояния до мишени, $\gamma c\tau \sim l_{\text{det}} \sim l_{\text{sh}}$. В этом случае число сигнальных событий ведет себя как $N_{\text{signal}} \propto \mu^6 / F^2$. Масштабирование числа сигнальных событий подразумевает, что модели с большим (по сравнению с приведенными на Рис. 2.5) масштабом нарушения суперсимметрии, могут быть проверены если параметры МССМ μ , M_3 также соответствующе больше (по сравнению со значениями приведенными в Таблице 2.1).

Сголдстино в интервале масс 3.6 – 4.2 ГэВ, которое может рождаться в

распадах B -мезонов (см. Рис. 2.2 и Рис. 2.5) оказывается за гранью возможности исследования на SHiP для нашего выбора параметров МССМ представленного в Таблице 2.1. Однако, масштабирование искомого сигнала по этим параметрам описанное выше предполагает, что сголдстино с массой больше 3.6 ГэВ может быть проверено SHiP в моделях с большими массами суперпартнеров. Наконец, из результатов представленных на Рис. 2.2 и Рис. 2.4 можно сделать вывод о том, что сголдстино с массой тяжелее 4 ГэВ, которое может быть получено только в процессе прямого рождения, не может быть апробировано на SHiP. Рождение сголдстино, равно как и его распад, определяется отношением M_3^2/F^2 , время жизни сголдстино $\tau \propto 1/m_S^3$ слишком мало для приемлемого темпа рождения сголдстино. Поэтому нужен протонный пучок гораздо большей интенсивности на СПС, чтобы протестировать данную область пространства параметров модели.

2.3.5. Случай с нарушением аромата

В суперсимметричных моделях с недиагональными элементами фермионной массовой матрицы $\tilde{m}_{D_{ij}}^{LR} \not\propto \delta_{ij}$, и т. д., константы взаимодействий сголдстино (2.1) нарушают симметрию аромата. Эти нарушающие аромат взаимодействия могут являться дополнительными источниками рождения сголдстино в эксперименте высокой интенсивности с фиксированной мишенью. Чтобы проиллюстрировать эту идею, здесь мы рассмотрим происходящие с нарушением аромата распады B и D_s мезонов, рожденных в прямых столкновениях протонов, в каоны и легкое скалярное сголдстино.

Вероятности этих процессов зависят от мягких параметров $\tilde{m}_{D_{23}}^{LR}$ и $\tilde{m}_{U_{12}}^{LR}$. Наблюдение осцилляций в системах $B^0 - \bar{B}^0$ и $D^0 - \bar{D}^0$, а также поиски редких (для СМ) распадов типа $B \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ограничивают [96, 97] возможное нарушение аромата в скварковом секторе, которое для выбранной точки пространства параметров МССМ и приведенной в Таблице 2.1 налагает следующие верхние

границы на недиагональные элементы,

$$\tilde{m}_{D_{23}}^{LR\ 2} < 0.02 \text{ TeV}^2, \quad \tilde{m}_{U_{12}}^{LR\ 2} < 0.016 \text{ TeV}^2. \quad (2.19)$$

Приведенные выше нарушающие аромат члены взаимодействия приводят к следующим распадам

$$\Gamma(B \rightarrow KS) = F_{B \rightarrow K}^2 \left(\frac{m_B^2 - m_K^2}{m_b + m_u} \right)^2 \frac{\lambda_{B \rightarrow KS}}{16\pi^2 m_B^3} \frac{\tilde{m}_{D_{23}}^{LR\ 4}}{F^2} \quad (2.20)$$

$$\Gamma(D_s \rightarrow KS) = F_{D_s \rightarrow K}^2 \left(\frac{m_{D_s}^2 - m_K^2}{m_c + m_u} \right)^2 \frac{\lambda_{D_s \rightarrow KS}}{16\pi^2 m_{D_s}^3} \frac{\tilde{m}_{U_{12}}^{LR\ 4}}{F^2}, \quad (2.21)$$

где

$$\lambda_{B(D_s) \rightarrow KS} = \sqrt{(m_{B(D_s)}^2 - m_K^2 - m_S^2)^2 - 4m_{B(D_s)}^2 m_K^2},$$

значения безразмерных форм-факторов $F_{B \rightarrow K}$ и $F_{D_s \rightarrow K}$ приведены в статье [98].

Чтобы проиллюстрировать чувствительность эксперимента SHiP к аромат-нарушающим константам взаимодействия сголдстино, возьмем мягкие параметры $\tilde{m}_{U_{12}}^{LR\ 2}$ и $\tilde{m}_{D_{23}}^{LR\ 2}$ равными их наибольшему экспериментально разрешенным значениям (2.19), а другие параметры МССМ, как и прежде из Таблицы 2.1. Тогда интерпретируя аромат-нарушающие распады мезонов как основной источник рождения сголдстино и проводя анализ, аналогичный проведенному в разделе 2.3.4, получаем области пространства параметров модели – кандидаты на исключение после проверки в SHiP (см. Рис. 2.6). Так же как и на Рис. 2.5, нижние границы областей отвечают малым константам взаимодействий сголдстино с частицами СМ. Число сигнальных событий со сголдстино в зависимости от параметров модели масштабируя как $N_{\text{signal}} \propto \tilde{m}_{D_{23}(U_{12})}^{LR\ 4} M_3^2 / F^4$. Отметим, что сголдстино можно также искать напрямую в определенных каналах распада тяжелых мезонов (за примерами можно обратиться к работам [44, 45, 47, 48]). В частности, процесс $B \rightarrow K_s + S(P)$ с последующим

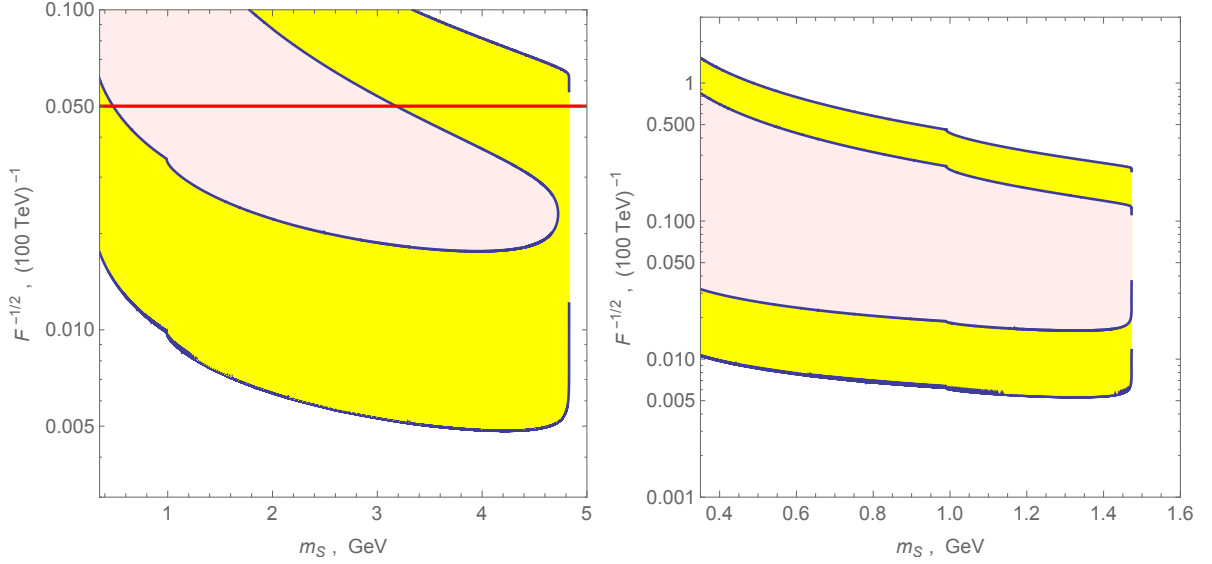


Рис. 2.6. Желтым тоном обозначены области предполагаемые для исключения с достоверностью 95% в эксперименте SHiP, если аромат-нарушающие мягкие параметры $\tilde{m}_{D_{23}}^{LR 2}$ (левый график) и $\tilde{m}_{U_{12}}^{LR 2}$ (правый график) принимают наибольшие экспериментально разрешенные значения для выбранных параметров МССМ, приведенных в Таблице 2.1. Область над красной горизонтальной чертой на левом графике исключена исходя из данных поисков трехчастичного распада $B \rightarrow K_s^0 \nu \bar{\nu}$ [99]. Области закрашенные розовым тоном исключены исходя из анализа данных с эксперимента CHARM [100, 101].

распадом сголдстино вне детектора имитирует процесс $B \rightarrow h^{(*)} + \text{missing}$, бренчинг которого на настоящий момент имеет ограничение [99]

$$\text{Br}(B \rightarrow K_s^0 \nu \bar{\nu}) < 9.7 \times 10^{-5}. \quad (2.22)$$

Для выбранного значения $\tilde{m}_{D_{23}}^{LR 2}$ вклад сголдстино (если он есть) должен быть меньше данного ограничения. Аналогичное требование справедливо для похожих процессов с участием очарованных мезонов. Таким образом область выше горизонтальной линии на Рис. 2.6 (левый график) исключена ограничением (2.22). Данный верхний предел $F^{-1/2}$ ведет себя как $\propto \text{Br}^{1/4} / \tilde{m}_{D_{23}}^{LR}$. Сравнивая Рис. 2.6 с Рис. 2.5 легко сделать вывод о том, что эксперимент SHiP демонстрирует большую чувствительность к моделям сголдстино с нарушением аромата в скварковом секторе МССМ. Можно расширить рассматриваемый анализ также на эксперимент CHARM, в котором использовался тот же про-

тонный пучок СПС, однако была набрана меньшая статистика. Кроме того, детектор CHARM располагался на значительно больших расстояниях чем в случае SHiP. Тем не менее получаем, что для случая аромат-нарушающих взаимодействий сголдстино можно исключить часть пространства параметров модели (см. Рис. 2.6) опираясь на данные об отсутствии каких-либо свидетельств об обнаружении частиц Новой Физики на CHARM [100, 101].

2.4. Псевдоскалярное сголдстино

Если четность (сильно) нарушена в сфермионном секторе МССМ, то взаимодействия сголдстино с фермионами СМ также ее нарушают. В этом случае скалярное и псевдоскалярное сголдстино очень схожи в том, что касается феноменологии SHiP. Однако, если взаимодействия сголдстино не нарушают четность, феноменология псевдоскалярного и скалярного сголдстино различна в некоторых аспектах (см. работы [44, 45]). В данном разделе исследуем чувствительность SHiP константам взаимодействий псевдоскалярного сголдстино.

2.4.1. Рождение легкого псевдоскаляра

Псевдоскалярное сголдстино P может рождаться напрямую посредством процесса слияния глюонов с тем же сечением рождения что и скалярное; следовательно Рис. 2.1 одинаков для обоих случаев. Однако рождение в распадах мезонов несколько отличается от случая со скаляром из-за отсутствия смешивания с легчайшим хиггсовским скаляром МССМ.¹

Как и в случае со скалярным сголдстино псевдоскаляр может рождаться в распадах B -мезонов. Соответствующая одно-петлевая диаграмма очень похожа на ту, что была в случае со скалярным сголдстино, обсуждавшейся в

¹ Не стоит забывать о том, что имеет место смешивание с CP -нечетным Хиггсом A^0 , которое, однако пренебрежимо мало для выработанной точки пространства параметром МССМ 2.1.

разделе 2.3.2, за исключением того, что только лишь взаимодействие псевдоскаляра (2.1) с топ и анти-топ кварками вносит вклад. Имея ввиду псевдоскалярную природу P , в двухчастичном распаде его рождение сопровождается векторным каоном K^* . Ширины распадов легко получить путем простой замены констант связи в выражениях полученных в работе [102], где рассматривается аналогичный распад в аксион. Также мы полагаем, что масса заряженного хиггсовского бозона m_H равна приблизительно 1 ТэВ, что следует из нашего выбора значения m_A , приведенного в Таблице 2.1,

$$\Gamma(B \rightarrow K^* P) = \frac{G_F^2 m_t^2}{2^{13} \pi^3} \frac{m_{U_{33}}^{RL^4}}{2 F^2} \cot^2 \beta (\hat{X}_1 + \cot^2 \beta \hat{X}_2)^2 \times \frac{A_0^2 \lambda_{B \rightarrow K^*}^3}{m_B^3}, \quad (2.23)$$

где

$$\lambda_{B \rightarrow K^*} = \sqrt{(m_B^2 - m_P^2 - m_{K^*}^2)^2 - 4m_P^2 m_{K^*}^2}, \quad (2.24)$$

и

$$\begin{aligned} \hat{X}_1 = 2 + \frac{m_H^2}{m_H^2 - m_t^2} - \frac{3m_W^2}{m_t^2 - m_W^2} + \frac{3m_W^4(m_H^2 + m_W^2 - 2m_t^2)}{(m_H^2 - m_W^2)(m_t^2 - m_W^2)^2} \ln \frac{m_t^2}{m_W^2} + \\ + \frac{m_H^2}{m_H^2 - m_t^2} \left(\frac{m_H^2}{m_H^2 - m_t^2} - \frac{6m_W^2}{m_H^2 - m_W^2} \right) \ln \frac{m_t^2}{m_H^2}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

$$\hat{X}_2 = -\frac{2m_t^2}{m_H^2 - m_t^2} \left(1 + \frac{m_H^2}{m_H^2 - m_t^2} \ln \frac{m_t^2}{m_W^2} \right), \quad (2.26)$$

значение безразмерного форм-фактора A_0 можно найти в работе [103]. Несмотря на то, что аналитическое выражение для ширины распада несколько отличается от аналогичной формулы для случая скалярного сголдстино, обе дают достаточно близкие численные результаты, так что темпы рождений двух видов сголдстино примерно одинаковы. Поэтому графики представленные на Рис. 2.2 приближённо справедливы для обоих случаев.

2.4.2. Распады псевдоскалярного сголдстино

В отличие от скалярного S , псевдоскалярное сголдстино P не распадается на пары мезонов. Однако, оно может смешиваться с псевдоскалярными

мезонами π и η , как показано в статье [44]. Как следствие этого смешивания, псевдоскалярное сголдстино может распадаться на три мезона через виртуальное мезонное состояние, $P \rightarrow \pi^{0*}/\eta^* \rightarrow 3$ мезона.

Эти распады могут быть описаны в рамках киральной теории возмущений. Соответствующее четырех-мезонное взаимодействие имеет следующий вид [104]

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{1}{12f_\pi^2} \text{Tr}(\Phi \overleftrightarrow{\partial} \Phi \Phi \overleftrightarrow{\partial} \Phi), \quad (2.27)$$

где

$$\Phi = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

Оно индуцирует четырех-мезонные операторы $\mathcal{O}_4^{\pi^0(\eta)}$ и $\mathcal{O}_4^\eta$ ответственные за интересующие нас переходы $\pi^{0*}/\eta^* \rightarrow 3$ мезона.

Матричные элементы перехода из начального π^0 мезона вне массовой оболочки (с квадратом четырех-импульса $m_{\pi^0}^2$) в конечное состояние состоящее из трех мезонов на массовой оболочке имеют следующий вид:

$$\langle \pi^{0*} | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rangle = \frac{1}{6f^2} (5m_{\pi^0}^2 - 3m_{\pi^0}^2), \quad (2.29)$$

$$\langle \pi^{0*} | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \pi^0 \eta \eta \rangle = \frac{2}{3f^2} (2m_{\pi^0}^2 + m_{\pi^0}^2 - 2m_\eta^2), \quad (2.30)$$

$$\langle \pi^{0*} | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \pi^0 K K \rangle = \frac{2}{3f^2} (2m_{\pi^0}^2 + m_{\pi^0}^2 - 2m_K^2), \quad (2.31)$$

$$\langle \pi^{0*} | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \pi^0 \pi^+ \pi^- \rangle = \frac{2}{3f^2} (2m_{\pi^0}^2 + m_{\pi^0}^2 - 2m_{\pi^+}^2). \quad (2.32)$$

Аналогичные выражения можно получить для случая, когда в начальном состоянии стоит виртуальный η мезон. Используя их мы получаем выражение для ширины распада псевдоскаляра в 3 мезона:

$$\begin{aligned} \Gamma(P \rightarrow \pi^{0*}/\eta^* \rightarrow 3 \text{ мезона}) &= \frac{f_\pi^2 \pi^2 m_\pi^4 \epsilon^2}{4(m_P^2 - m_\pi^2)^2} \frac{M_3^2}{F^2} \Gamma(\pi^* \rightarrow 3 \text{ мезона}) + \\ &+ \frac{f_\pi^2 \pi^2 m_\eta^4}{4(m_P^2 - m_\eta^2)^2} \frac{M_3^2}{F^2} \Gamma(\eta^* \rightarrow 3 \text{ мезона}), \end{aligned} \quad (2.33)$$

где ширины трехчастичных распадов $\Gamma(\pi^*(\eta^*) \rightarrow 3 \text{ мезона})$ вычислены с использованием матричных элементов (2.29) – (2.32) и им аналогичным для η мезона полагая, что квадраты четырех-импульсов π^* и η^* равны m_P^2 ; также используем обозначения $\epsilon = (m_u - m_d)/(m_u + m_d)$.

Ширины распадов псевдоскалярного сголдстино в фотоны и лептоны имеют ту же форму, что и (2.8) и (2.9) соответственно, с очевидной заменой $m_S \rightarrow m_P$.

Время жизни псевдоскалярного сголдстино и соответствующие брэнчинги распадов представлены на Рис. 2.7 и Рис. 2.8, соответственно. Ширина

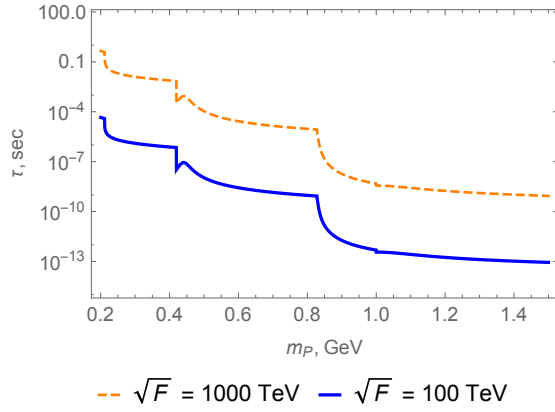


Рис. 2.7. Время жизни псевдоскалярного сголдстино для $\sqrt{F} = 100, 1000$ ТэВ.

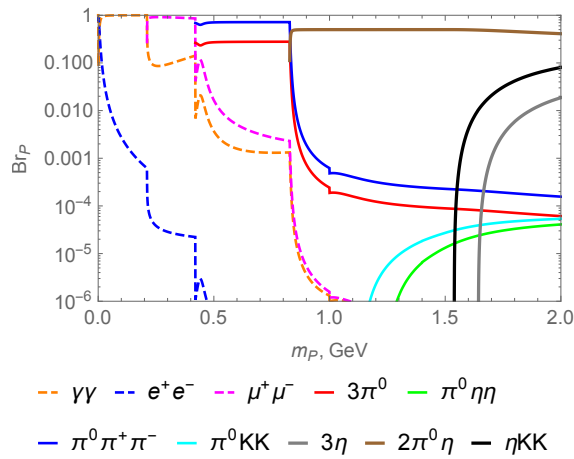


Рис. 2.8. Брэнчинги распадов псевдоскалярного сголдстино.

сголдстино насыщается, преимущественно, адронными каналами 3π , ηKK , $\eta\pi\pi$ и 3η . Учитывая геометрию экспериментальной установки мы получаем,

что SHiP будет чувствителен к масштабу нарушения суперсимметрии около $\sqrt{F} \sim 100$ ТэВ и больше.

Продельвая анализ, аналогичный случаю со скалярным сголдстино в разделе 2.3.4, мы получаем оценку чувствительности SHiP к параметрам модели в случае поисков псевдоскалярного сголдстино. На Рис. 2.9 представлен график

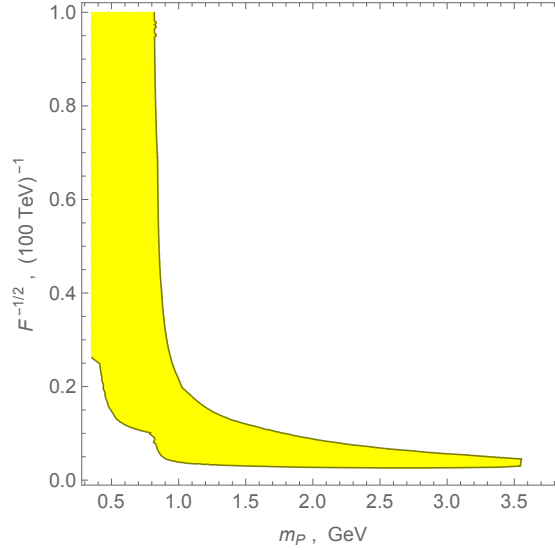


Рис. 2.9. Затемненная область - область, которая может быть исследована в эксперименте SHiP

демонстрирующий область пространства параметров $(F^{-1/2}, m_S)$, ожидается, что она может быть проверена в эксперименте SHiP. Можно заметить, что в случае псевдоскалярного сголдстино SHiP будет чувствителен к моделям с более низким масштабом нарушения суперсимметрии $\sqrt{F}$, чем в случае со скалярным сголдстино (см. графики 2.5 и 2.9).

2.4.3. Случай с нарушением аромата

Изучение нарушающих аромат взаимодействий псевдоскалярного сголдстино аналогично уже рассмотренному случаю со скалярным сголдстино. Такие взаимодействия индуцируют двухчастичные распады тяжелых мезонов в псевдоскалярное сголдстино и легкий векторный мезон (в данном случае век-

торный мезон заменяет псевдоскалярный, который возникал в конечном состоянии в реакции со скалярным сголдстино). Для численных оценок мы берем те же значения для констант нарушающих аромат взаимодействий, которые были в случае скалярного сголдстино. Окончательные оценки чувствительности SHiP к псевдоскалярному сголдстино представлены на Рис. 2.10.

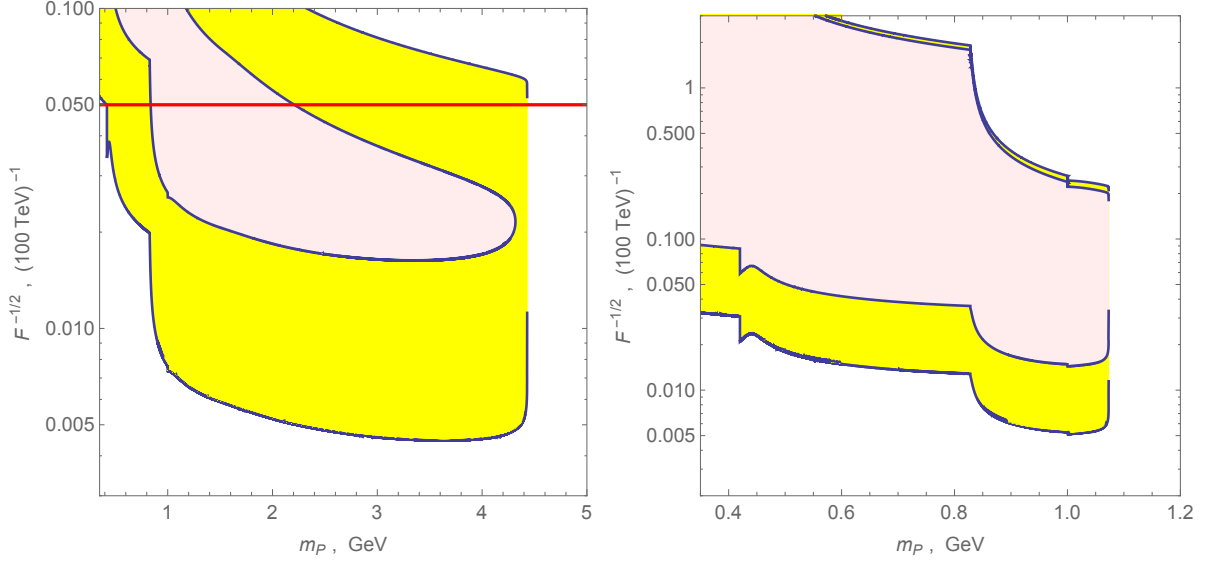


Рис. 2.10. Желтым тоном обозначены области предполагаемые для исключения с достоверностью 95% в эксперименте SHiP, если аромат-нарушающие мягкие параметры $\tilde{m}_{D_{23}}^{LR\ 2}$ (левый график) и $\tilde{m}_{U_{12}}^{LR\ 2}$ (правый график) принимают наибольшие экспериментально разрешенные значения для выбранных параметров МССМ, приведенных в Таблице 2.1. Область над красной горизонтальной чертой на левом графике исключена исходя из данных поисков трехчастичного распада $B \rightarrow K_s^0 \nu \bar{\nu}$ [99]. Области закрашенные розовым тоном исключены исходя из анализа данных с эксперимента CHARM [100, 101].

2.5. Заключительные замечания

Подведем основные итоги данной главы. Мы оценили чувствительность эксперимента SHiP к суперсимметричным обобщениям СМ со сголдстино массой менее 5 ГэВ. Предложенный эксперимент будет обладать возможностью проверки данного класса моделей с масштабом нарушения суперсимметрии $\sqrt{F}$ до 10^3 ТэВ в случае без нарушения аромата и до 10^5 ТэВ в случае с макси-

мально разрешенным экспериментально нарушением аромата. Также мы привели сравнение областей пространства параметров сголдстино, которые будут исследованы в эксперименте SHiP с аналогичными областями, которые уже исключены из анализа результатов работы эксперимента CHARM [100, 101]. Соответствующие области отмечены на Рис. 2.6 и Рис. 2.10. Как легко заметить эксперимент SHiP позволит значительно расширить область исключённых моделей с легкими сголдстино.

Отметим также, что в настоящей главе, мы в большей степени сосредоточили внимание на массах сголдстино в диапазоне 0.4–4 ГэВ, где кинематически возможно рождение сголдстино в распадах «очарованных» и «красивых» мезонов. Более легкие сголдстино также могут рождаться в эксперименте SHiP в распадах «странных» мезонов. Эта возможность заслуживает отдельного изучения и выходит за рамки настоящей работы. Сголдстино также могут рождаться в распадах вторичных мезонов адронного каскада развивающегося в мишени. Этих мезонов достаточно много, однако они малоэнергетичны. Аккуратный учет этого вклада требует численного моделирования адронного каскада и более точного рассмотрения геометрии установки SHiP.

Глава 3

Поиски сголдстино в экспериментах высокой интенсивности с электронным пучком

3.1. Мотивация

В настоящей главе мы продолжим изучение перспектив поиска легких сголдстино, концентрируясь на сценариях, в которых сигнал зависит от взаимодействия сголдстино с электромагнитным сектором СМ. Здесь изучаемая модель со сголдстино будет исследована на предмет возможных поисков сигнала в эксперименте высокой интенсивности, но уже с электронным пучком - NA64. В этом случае возможно прямое рождение в сголдстино в электрон-протонных столкновениях.

Целью работы описываемой в настоящей главе является оценка ожидаемого количества событий распада скалярного сголдстино с массой меньше 1 ГэВ в эксперименте NA64 и получение области чувствительности в пространстве параметров модели. Подробное описание эксперимента приведено в работах [105–107]. Отметим здесь, что основным объектом поиска в NA64 выступает так называемый Темный фотон, который распадается в электро-позитронную пару.

3.2. Лагранжиан и параметры

Приведем интересные для нас здесь взаимодействия скалярного сголдстино с электромагнитным сектором и векторными бозонами СМ

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff}^s = & -\frac{M_{\gamma\gamma}}{2\sqrt{2}F}sF^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{M_2}{\sqrt{2}F}sW^{\mu\nu}W_{\mu\nu} - \frac{M_{ZZ}}{2\sqrt{2}F}sZ^{\mu\nu}Z_{\mu\nu} - \\ & - \frac{A_{ab}^U v}{\sqrt{2}F}su_a u_b - \frac{A_{ab}^D v}{\sqrt{2}F}sd_a d_b - \frac{A_{ab}^L v}{\sqrt{2}F}sl_a l_b, \quad (3.1) \end{aligned}$$

здесь введенные обозначения для параметров $M_{\gamma\gamma}$ и M_{ZZ} те же, что и в предыдущей главе, а A_{ab}^U , A_{ab}^D и A_{ab}^L - мягкие трилинейные константы связи. Значения параметров $M_{\gamma\gamma}$ и M_{ZZ} берем из Таблицы 2.1, величины для трилинейных констант взаимодействия сголдстино с кварками A_{ab}^U , A_{ab}^D положим равными нулю, поскольку в настоящем анализе мы не интересуемся взаимодействием сголдстино с кварками и считаем его пренебрежимо малым.

Поскольку мы ограничиваемся верхним значением массы сголдстино в 1 ГэВ (что много меньше значения массы бозона Хиггса в СМ $m_h \approx 125$ ГэВ), то все Хиггс-подобные константы взаимодействия скалярного резонанса подавлены величиной угла смешивания

3.3. Образование сголдстино

В данном разделе приведем описание механизма рождения сголдстино в столкновениях пучка электронов с энергией 100 ГэВ со свинцовой неподвижной мишенью ($Z = 82$). В расчет принимаются только взаимодействия сголдстино с фотонами и электронами. Фейнмановские диаграммы данного процесса представлены на Рис. 3.2, где 4-х импульсы начального и конечного электронов обозначены как $k_e = (E_e, \mathbf{k}_e)$ и $k'_e = (E'_e, \mathbf{k}'_e)$ соответственно; 4-х импульсы начального и конечного состояний ядра $k'_N = (E'_N, \mathbf{k}'_N)$ и $k_N = (E_N, \mathbf{k}_N)$; импульс сголдстино обозначен $k = (E, \mathbf{k})$. Выражения для приведенных диа-

грамм имею вид

$$i\mathcal{M}^{(b)} = \frac{M_{\gamma\gamma}}{2\sqrt{2}F}(-ie)^2 \frac{i}{(k_p - k'_p)^2} \frac{i}{(k_e - k'_e)^2} \times \left[-2(k_e - k'_e, k_p - k'_p)g^{\alpha\beta} + \right. \\ \left. (k_e - k'_e)^\alpha (k_p - k'_p)^\beta + (k_e - k'_e)^\beta (k_p - k'_p)^\alpha \right] j_\alpha^e j_\beta^N, \quad (3.2)$$

$$i\mathcal{M}^{(a)} + i\mathcal{M}^{(c)} = \frac{A_L v}{\sqrt{2}F} \times (-ie)^2 \frac{i}{(k_p - k'_p)^2} L_\alpha j_\alpha^N, \quad (3.3)$$

где лептонный и адронный токи принимают вид

$$j_\alpha^e = \bar{u}_e(k_e) \gamma_\alpha u(k_e)$$

и

$$j_\alpha^N = ZF(Q)(k_p + k'_p)_\alpha$$

соответственно. Здесь $F(Q)$ - форм-фактор ядра [108]. Необходимо отметить, что диаграммы аналогичные (а), (b) и (с), но с обменом виртуальным Z^0 -бозоном не учтены поскольку ими можно пренебречь в силу подавления массой Z^0 -бозона.

Лептонный тензор имеет следующий вид

$$L_\alpha = \bar{u}_e(k_e) \left(\gamma_\alpha \frac{-(\not{k}_e - \not{k}) + m_e}{(k_e - k)^2 - m_e^2} + \frac{-(\not{k} + \not{k}'_e) + m_e}{(k + k'_e)^2 - m_e^2} \gamma_\alpha \right) u(k_e).$$

Таким образом полная амплитуда процесса выражается следующим образом

$$i\mathcal{M} = i\mathcal{M}^a + i\mathcal{M}^b + i\mathcal{M}^c. \quad (3.4)$$

Дифференциальное сечение рассеяния процесса $e^- N \rightarrow e^- N S$ для $m_S = 100$ МэВ как функция энергии сголдстино изображено на Рис.3.1.

3.4. Каналы распада сголдстино

Сголдстино с массой меньше 1 ГэВ имеет следующие каналы распада в пары частиц СМ в областях масс, где они кинематически разрешены: $\gamma\gamma$, e^+e^- ,

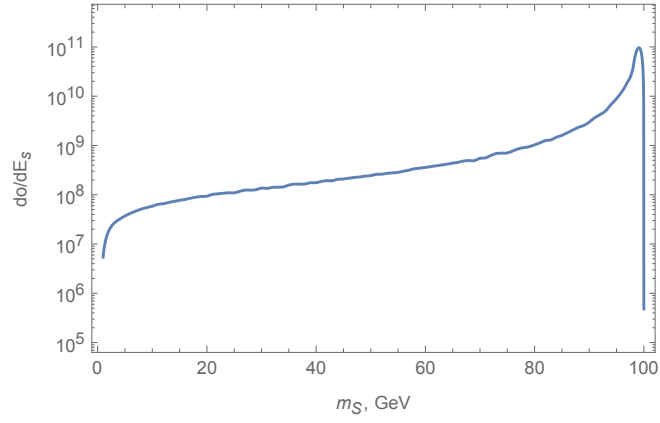


Рис. 3.1. Дифференциальное сечение рождения сголдстино как функция энергии. Масса сголдстино взята равной 100 МэВ.

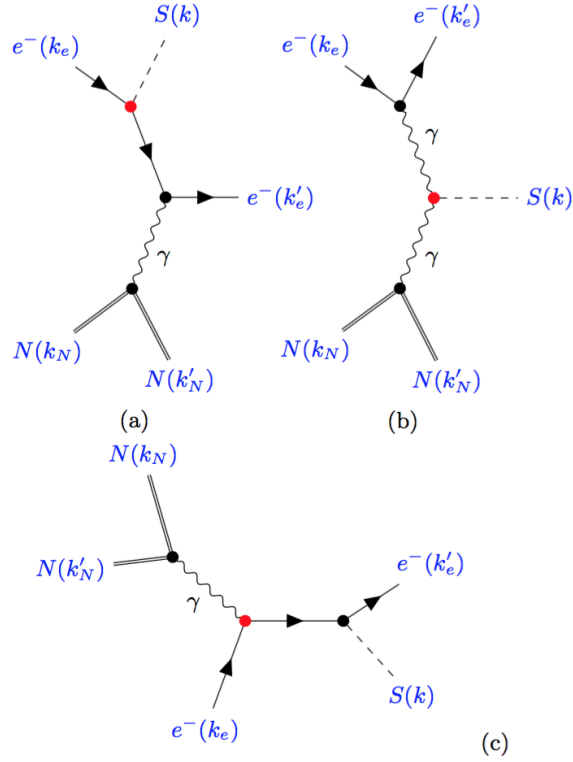


Рис. 3.2. Диаграммы описывающие процесс рождения сголдстино.

$\mu^+\mu^-$, $\pi^0\pi^0$, $\pi^+\pi^-$. Выражения для соответствующих ширин распада приведены в главе 2 (2.8), (2.9), (2.10).

Относительные парциальные ширины распадов сголдстино представлены на Рис. 3.3. Адронный канал $\pi\pi$ доминирует в той области масс, где он кинематически разрешен, в то время как каналы $\gamma\gamma$ и $\mu^+\mu^-$ дают малый, но все

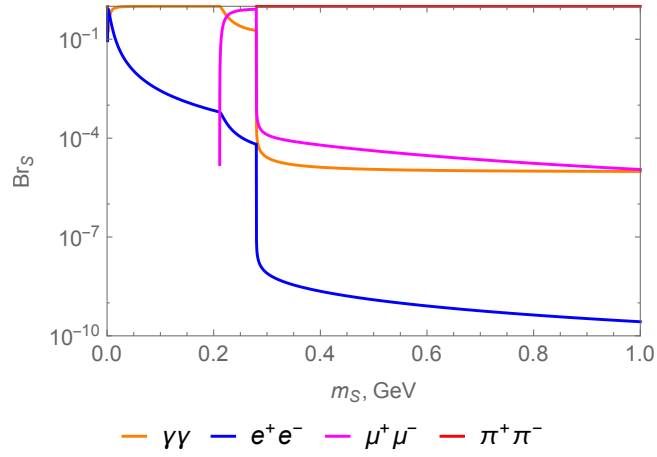


Рис. 3.3. Относительные парциальные ширины (бренчинги) распадов скалярного сголдстино.

же заметный вклад. Время жизни сголдстино для $\sqrt{F} = 10$ ТэВ представлено на Рис. 3.4.

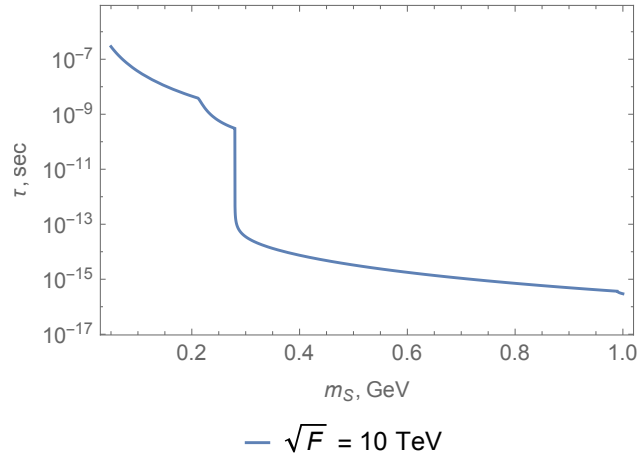


Рис. 3.4. Время жизни скалярного сголдстино как функция массы.

3.5. Анализ чувствительности эксперимента NA64

Здесь приведем оценку числа событий вида $e^- N \rightarrow S \rightarrow e^+ e^-$ внутри доверительного объема детектора в эксперименте NA64. Эксперимент разработан для поиска редких распадов с заряженными частицами в конечном состоянии. Подробное описание эксперимента приведено в работе [105]. В NA64 используется чистый пучок электронов с уровнем примесей порядка 10^{-2} и энергией 100

ГэВ. Электронный пучек образуется путем столкновения протонного пучка с энергией 400 ГэВ от SPS с бериллиевой мишенью. Далее этот электронный пучек бьет по мишени-калориметру состоящей из множества свинцовых пластин совокупной толщиной $l_{sh} = 0.15$ м. Длина вакуумной камеры играющей роль доверительного объема и расположенной за мишенью составляет $l_{det} = 15$ м. Данная камера имеет форму цилиндра с осью расположенной вдоль электронного пучка и диаметром равным 30 см. На задней стенке камеры располагается другой электронный калориметр, который служит для подсчета количества электромагнитных ливней образованных заряженными продуктами распадов сголдстино.

Искомое выражение для числа событий имеет вид

$$N_{\text{signal}} = N_{\text{EOT}} \frac{N_0 X_0}{A} \int_{m_S}^{E_0 - m_e} dE_S \int_{E_S + m_e}^{E_0} dE_e \times \int_0^T dt \left[I_e(E_0, E_e, t) \frac{1}{E_e} \frac{d\sigma}{dx_e} \right] w_{det} \text{BR}_{det}, \quad (3.5)$$

где интегральное число электронов мишени ожидаемое в эксперименте равно $N_{\text{EOT}} = 10^9$, N_0 – число Авогадро, X_0 – удельная длина распространения излучения в веществе мишени, A – атомный вес вещества мишени, E_S – энергия сголдстино, E_e – начальная энергия электрона и w_{det} обозначает вероятность распада сголдстино в пределах вакуумной камеры (доверительного объема),

$$w_{det}(E_S, m_S, \sqrt{F}) = \exp(-l_{sh}/\gamma c\tau_S) [1 - \exp(-l_{det}/\gamma c\tau_{S(P)})], \quad (3.6)$$

где гамма-фактор сголдстино равен $\gamma = E_S/m_S$.

Энергия пучка E_0 спадает с распространением электронов через вещество мишени. Распределение энергии электронов после прохождения через вещество с длиной свободного пробега t имеет вид [109]

$$I_e(E_0, E_e, t) = \frac{1}{E_0} \frac{\left[\ln\left(\frac{E_0}{E_e}\right) \right]^{bt-1}}{\Gamma(bt)}, \quad (3.7)$$

где Γ - это гамма-функция, $b = 4/3$, E_0 - начальная энергия пучка при $t = 0$. На Рис. 2.5 изображена область пространства параметров модели $(m_S, 1/\sqrt{F})$,

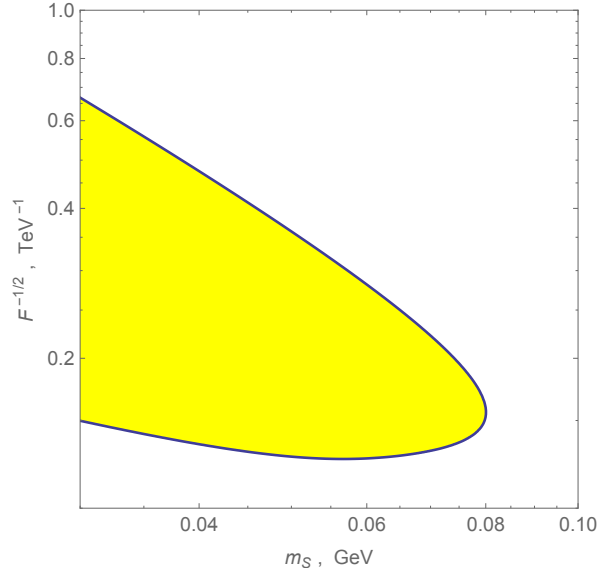


Рис. 3.5. Выделенная цветом область будет исследована на эксперименте NA64.

в которой число событий со сголдстино распадающихся в e^+e^- в пределах доверительного объема превосходит 3, $N_{\text{signal}} > 3$. Если ни одного такого события в эксперименте не будет обнаружено, то область будет считаться исключенной на уровне достоверности 95% в соответствии со статистикой Пуассона. Нижняя граница данной области соответствует режиму, когда константа связи сголдстино настолько мала, что сголдстино покидают детектор без распада. Верхняя граница этой области соответствует режиму, в котором константа связи достаточно велика и сголдстино распадаются так и не достигнув детектора. Модели с большим по сравнению с представленным на Рис. 3.5 масштабом нарушения суперсимметрии могут быть проверены если параметры модели μ , $M_{\gamma\gamma}$ увеличены соответствующим образом по сравнению с теми, что представлены в Таблице 2.1.

3.6. Заключительные замечания

В настоящей главе приведена оценка чувствительности эксперимента высокой интенсивности с электронным пучком NA64 к суперсимметричным расширениям СМ, в которых имеется легкое сголдстино. Показано, что эксперимент будет способен ограничить величину масштаба нарушения суперсимметрии вплоть до 10 ТэВ. Получена область пространства параметров сголдстино $(m_S - 1/\sqrt{F})$, которая будет исключена в случае отсутствия экспериментального сигнала.

Заключение

Кратко перечислим основные результаты, полученные в диссертации:

1. Изучено влияние смешивания сголдстино и хиггсовского сектора МССМ с низким масштабом нарушения суперсимметрии на ширины распадов и сечение рождения легчайшего бозона Хиггса. Показано, что в суперсимметричной модели со сголдстино имеется область пространства параметров, в которой масса легчайшего бозона Хиггса получает значительный вклад за счёт смешивания со сголдстино. Это позволяет получить массу легчайшего хиггсовского бозона порядка 125 ГэВ без привлечения значительных петлевых поправок от суперпартнёров. В суперсимметричной модели со сголдстино получены предсказания для уровня сигнала образования бозона Хиггса и сголдстино в случае их смешивания по отношению к ожидаемому сигналу для бозона Хиггса Стандартной модели для различных каналов их распада. Показано, что сголдстино с массой около 98 ГэВ в таком сценарии может объяснить избыток событий, полученный на уровне 2σ в реакции $e^+e^- \rightarrow Z\tilde{s}$, $\tilde{s} \rightarrow b\bar{b}$.
2. Получены теоретические предсказания для числа событий рождения и последующего распада сголдстино массой до 3,5 ГэВ в детекторе эксперимента высокой интенсивности с протонным пучком SHiP. Для получения данного результата были вычислены вероятности образования скалярного и псевдоскалярного сголдстино в распадах тяжелых В и D мезонов с учетом смешивания сголдстино с бозоном Хиггса, а также сечения их прямого рождения. Показано, что рождение сголдстино в распадах вторичных мезонов доминирует над прямым рождением обусловленным слиянием глюонов. Также вычислены ширины распадов сголдстино в фотоны, электроны, мюоны и легкие мезоны в приближении киральной теории. На основе полученных оценок для числа событий определена область

пространства параметров сголдстино, подлежащая исключению в случае отсутствия экспериментального сигнала. Похожие результаты получены для таже и для другой конфигурации модели, где в скварковом секторе МССМ происходит нарушения аромата.

3. На основании опубликованных данных эксперимента CHARM найдена исключенная область пространства параметров модели со сголдстино. Произведено сравнение чувствительностей экспериментов высокой интенсивности SHiP и CHARM и сделан вывод о том, что эксперимент SHiP чувствителен к значительно большей области пространства параметров.
4. Исследован процесс рождения сголдстино в эксперименте с электронным пучком NA64. Для решения задачи использовался подход аналогичный тому, что был разработан в контексте проверки на эксперименте SHiP. Отличие данного подхода от исследований в экспериментах с протонным пучком заключается в возможности ограничить константу взаимодействия сголдстино с фотонами и исследовать интервал с меньшими массами.

В заключение автор хотел бы выразить искреннюю благодарность своему научному руководителю Демидову Сергею Владимировичу за совместную плодотворную работу над задачей главы 1, а также за внимание к диссертационной работе в целом, постоянную поддержку, ценные знания, крайне терпеливое и доброжелательное научное руководство.

Автор признателен Горбунову Дмитрию Сергеевичу за постановку задачи, обсуждённой в главе 2, плодотворную совместную работу над ней и увлекательные научные обсуждения.

Автор выражает благодарность соавтору по работе над задачей главы 3 Кирпичникову Дмитрию за результативное сотрудничество.

Особую благодарность автор выражает заведующему кафедрой физики частиц и космологии Рубакову Валерию Анатольевичу за доброжелательное отношение, критические замечания и познавательные дискуссии.

Отдельно автор хотел бы поблагодарить своего коллегу по отделу Тимирясова Инара Ильдаровича за многочисленные полезные дискуссии, рабочую мотивацию и неоценимую помощь в научных и других вопросах.

Также автор благодарен всем остальным сотрудникам и аспирантам ИЯИ РАН за дружелюбное отношение и творческую атмосферу.

Литература

1. Aad G. et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // [Phys. Lett.](#) 2012. Vol. B716. P. 1–29. [arXiv:hep-ex/1207.7214](#).
2. Chatrchyan S. et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // [Phys. Lett.](#) 2012. Vol. B716. P. 30–61. [arXiv:hep-ex/1207.7235](#).
3. Spira M. QCD effects in Higgs physics // [Fortsch. Phys.](#) 1998. Vol. 46. P. 203–284. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9705337](#).
4. Djouadi A. The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model // [Phys. Rept.](#) 2008. Vol. 457. P. 1–216. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0503172](#).
5. Strumia A., Vissani F. Neutrino masses and mixings and... 2006. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0606054](#).
6. Gildener E. Gauge Symmetry Hierarchies // [Phys. Rev.](#) 1976. Vol. D14. P. 1667.
7. Haber H. E., Kane G. L. The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model // [Phys. Rept.](#) 1985. Vol. 117. P. 75–263.
8. Martin S. P. A Supersymmetry primer. 1997. [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998)]. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9709356](#).
9. Bonivento W. et al. Proposal to Search for Heavy Neutral Leptons at the SPS. 2013. [arXiv:hep-ex/1310.1762](#).
10. Anelli M. et al. A facility to Search for Hidden Particles (SHiP) at the CERN SPS. 2015. [arXiv:physics.ins-det/1504.04956](#).
11. Astapov K. O., Demidov S. V. Sgoldstino-Higgs mixing in models with low-scale supersymmetry breaking // [JHEP](#). 2015. Vol. 01. P. 136. [arXiv:hep-ph/1411.6222](#).

12. Astapov K. O., Gorbunov D. S. Decaying light particles in the SHiP experiment. III. Signal rate estimates for scalar and pseudoscalar sgoldstinos // [Phys. Rev.](#) 2016. Vol. D93, no. 3. P. 035008. [arXiv:hep-ph/1511.05403](#).
13. Astapov K. O., Kirpichnikov D. V. Light sgoldstino's interactions analysis and prospects for potential discovery in electron beam dump experiment at CERN SPS. 2016. [arXiv:hep-ph/1612.02813](#).
14. Demidov S., Astapov K. O. Implications of sgoldstino-Higgs mixing // [PoS](#). 2013. Vol. QFTHEP2013. P. 090.
15. Astapov K., Gorbunov D. Sgoldstino rate estimates in the SHiP // [EPJ Web Conf.](#) 2016. Vol. 125. P. 02003.
16. Papucci M., Ruderman J. T., Weiler A. Natural SUSY Endures // [JHEP](#). 2012. Vol. 09. P. 035. [arXiv:hep-ph/1110.6926](#).
17. Hall L. J., Pinner D., Ruderman J. T. A Natural SUSY Higgs Near 126 GeV // [JHEP](#). 2012. Vol. 04. P. 131. [arXiv:hep-ph/1112.2703](#).
18. Brust C., Katz A., Lawrence S., Sundrum R. SUSY, the Third Generation and the LHC // [JHEP](#). 2012. Vol. 03. P. 103. [arXiv:hep-ph/1110.6670](#).
19. Draper P., Meade P., Reece M., Shih D. Implications of a 125 GeV Higgs for the MSSM and Low-Scale SUSY Breaking // [Phys. Rev.](#) 2012. Vol. D85. P. 095007. [arXiv:hep-ph/1112.3068](#).
20. Baer H., Barger V., Huang P., Tata X. Natural Supersymmetry: LHC, dark matter and ILC searches // [JHEP](#). 2012. Vol. 05. P. 109. [arXiv:hep-ph/1203.5539](#).
21. Kang Z., Li J., Li T. On Naturalness of the MSSM and NMSSM // [JHEP](#). 2012. Vol. 11. P. 024. [arXiv:hep-ph/1201.5305](#).
22. Kowalska K., Sessolo E. M. Natural MSSM after the LHC 8 TeV run // [Phys. Rev.](#) 2013. Vol. D88, no. 7. P. 075001. [arXiv:hep-ph/1307.5790](#).
23. Hardy E. Is Natural SUSY Natural? // [JHEP](#). 2013. Vol. 10. P. 133. [arXiv:hep-ph/1306.1534](#).

24. Baer H., Barger V., Huang P. et al. [Naturalness, Supersymmetry and Light Higgsinos: A Snowmass Whitepaper](#) // Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics: Snowmass on the Mississippi (CSS2013): Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013. 2013. [arXiv:hep-ph/1306.2926](#). URL: <https://inspirehep.net/record/1238302/files/arXiv:1306.2926.pdf>.
25. Nilles H. P. Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics // [Phys. Rept.](#) 1984. Vol. 110. P. 1–162.
26. Volkov D. V., Akulov V. P. Possible universal neutrino interaction // [JETP Lett.](#) 1972. Vol. 16. P. 438–440. [*Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*16,621(1972)].
27. Cremmer E., Julia B., Scherk J. et al. Super-higgs effect in supergravity with general scalar interactions // [Phys. Lett.](#) 1978. Vol. 79B. P. 231–234.
28. Giudice G. F., Rattazzi R. Theories with gauge mediated supersymmetry breaking // [Phys. Rept.](#) 1999. Vol. 322. P. 419–499. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9801271](#).
29. Ellis J. R., Enqvist K., Nanopoulos D. V. A Very Light Gravitino in a No Scale Model // [Phys. Lett.](#) 1984. Vol. B147. P. 99–102.
30. Gherghetta T., Pomarol A. Bulk fields and supersymmetry in a slice of AdS // [Nucl. Phys.](#) 2000. Vol. B586. P. 141–162. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0003129](#).
31. Dicus D. A., Nandi S., Woodside J. Collider Signals of a Superlight Gravitino // [Phys. Rev.](#) 1990. Vol. D41. P. 2347.
32. Shirai S., Yanagida T. T. A Test for Light Gravitino Scenario at the LHC // [Phys. Lett.](#) 2009. Vol. B680. P. 351–354. [arXiv:hep-ph/0905.4034](#).
33. Mawatari K., Oehl B. Monophoton signals in light gravitino production at e^+e^- colliders // [Eur. Phys. J.](#) 2014. Vol. C74, no. 6. P. 2909. [arXiv:hep-ph/1402.3223](#).
34. Ellis J. R., Lopez J. L., Nanopoulos D. V. Analysis of LEP constraints on supersymmetric models with a light gravitino // [Phys. Lett.](#) 1997. Vol. B394.

- P. 354–358. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9610470](#).
35. Klasen M., Pignol G. New Results for Light Gravitinos at Hadron Colliders: Tevatron Limits and LHC Perspectives // [Phys. Rev.](#) 2007. Vol. D75. P. 115003. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0610160](#).
 36. Brignole A., Feruglio F., Mangano M. L., Zwirner F. Signals of a superlight gravitino at hadron colliders when the other superparticles are heavy // [Nucl. Phys.](#) 1998. Vol. B526. P. 136–152. [Erratum: [Nucl. Phys.](#)B582,759(2000)]. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9801329](#).
 37. Brignole A., Feruglio F., Zwirner F. Signals of a superlight gravitino at e^+e^- colliders when the other superparticles are heavy // [Nucl. Phys.](#) 1998. Vol. B516. P. 13–28. [Erratum: [Nucl. Phys.](#)B555,653(1999)]. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9711516](#).
 38. Petersson C., Romagnoni A., Torre R. Higgs Decay with Monophoton + MET Signature from Low Scale Supersymmetry Breaking // [JHEP](#). 2012. Vol. 10. P. 016. [arXiv:hep-ph/1203.4563](#).
 39. Luty M. A., Ponton E. Effective Lagrangians and light gravitino phenomenology // [Phys. Rev.](#) 1998. Vol. D57. P. 4167–4173. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9706268](#).
 40. Gorbunov D., Ilyin V., Mele B. Sgoldstino events in top decays at LHC // [Phys. Lett.](#) 2001. Vol. B502. P. 181–188. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0012150](#).
 41. Djouadi A., Drees M. Higgs boson decays into light gravitinos // [Phys. Lett.](#) 1997. Vol. B407. P. 243–249. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9703452](#).
 42. Dicus D. A., Nandi S., Woodside J. Unusual Z^0 decays in supersymmetry with a superlight gravitino // [Phys. Rev.](#) 1991. Vol. D43. P. 2951–2955.
 43. Brignole A., Rossi A. Flavor nonconservation in goldstino interactions // [Nucl. Phys.](#) 2000. Vol. B587. P. 3–24. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0006036](#).
 44. Gorbunov D. S. Light sgoldstino: Precision measurements versus collider searches // [Nucl. Phys.](#) 2001. Vol. B602. P. 213–237. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0006036](#).

- [iv:hep-ph/hep-ph/0007325](#).
45. Gorbunov D. S., Rubakov V. A. Kaon physics with light sgoldstinos and parity conservation // [Phys. Rev.](#) 2001. Vol. D64. P. 054008. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0012033](#).
 46. Gorbunov D. S., Rubakov V. A. On sgoldstino interpretation of HyperCP events // [Phys. Rev.](#) 2006. Vol. D73. P. 035002. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0509147](#).
 47. Demidov S. V., Gorbunov D. S. More about sgoldstino interpretation of HyperCP events // [JETP Lett.](#) 2007. Vol. 84. P. 479–484. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0610066](#).
 48. Demidov S. V., Gorbunov D. S. Flavor violating processes with sgoldstino pair production // [Phys. Rev.](#) 2012. Vol. D85. P. 077701. [arXiv:hep-ph/1112.5230](#).
 49. Perazzi E., Ridolfi G., Zwirner F. Signatures of massive sgoldstinos at e^+e^- colliders // [Nucl. Phys.](#) 2000. Vol. B574. P. 3–22. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0001025](#).
 50. Perazzi E., Ridolfi G., Zwirner F. Signatures of massive sgoldstinos at hadron colliders // [Nucl. Phys.](#) 2000. Vol. B590. P. 287–305. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0005076](#).
 51. Gorbunov D. S., Krasnikov N. V. Prospects for sgoldstino search at the LHC // [JHEP](#). 2002. Vol. 07. P. 043. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0203078](#).
 52. Demidov S. V., Gorbunov D. S. LHC prospects in searches for neutral scalars in $pp \rightarrow \gamma\gamma + \text{jet}$: SM Higgs boson, radion, sgoldstino // [Phys. Atom. Nucl.](#) 2006. Vol. 69. P. 712–720. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0405213](#).
 53. Antoniadis I., Dudas E., Ghilencea D. M., Tziveloglou P. Non-linear MSSM // [Nucl. Phys.](#) 2010. Vol. B841. P. 157–177. [arXiv:hep-ph/1006.1662](#).
 54. Petersson C., Romagnoni A. The MSSM Higgs Sector with a Dynamical Goldstino Supermultiplet // [JHEP](#). 2012. Vol. 02. P. 142. [arXiv:hep-ph/1111.3368](#).
 55. Antoniadis I., Ghilencea D. M. Low-scale SUSY breaking and the (s)goldstino physics // [Nucl. Phys.](#) 2013. Vol. B870. P. 278–291. [arXiv:hep-th/1210.8336](#).

56. Dudas E., Petersson C., Tziveloglou P. Low Scale Supersymmetry Breaking and its LHC Signatures // *Nucl. Phys.* 2013. Vol. B870. P. 353–383. [arXiv:hep-ph/1211.5609](#).
57. Antoniadis I., Babalic E. M., Ghilencea D. M. Naturalness in low-scale SUSY models and "non-linear" MSSM // *Eur. Phys. J.* 2014. Vol. C74, no. 9. P. 3050. [arXiv:hep-ph/1405.4314](#).
58. Dudas E., Petersson C., Torre R. *Collider signatures of low scale supersymmetry breaking: A Snowmass 2013 White Paper* // Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics: Snowmass on the Mississippi (CSS2013): Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013. 2013. [arXiv:hep-ph/1309.1179](#). URL: <https://inspirehep.net/record/1252848/files/arXiv:1309.1179.pdf>.
59. Bellazzini B., Petersson C., Torre R. Photophilic Higgs from sgoldstino mixing // *Phys. Rev.* 2012. Vol. D86. P. 033016. [arXiv:hep-ph/1207.0803](#).
60. Petersson C., Romagnoni A., Torre R. Liberating Higgs couplings in supersymmetry // *Phys. Rev.* 2013. Vol. D87, no. 1. P. 013008. [arXiv:hep-ph/1211.2114](#).
61. Giudice G. F., Rattazzi R., Wells J. D. Gravitational metrics and curvature Higgs mixing // *Nucl. Phys.* 2001. Vol. B595. P. 250–276. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0002178](#).
62. Brignole A., Feruglio F., Zwirner F. Aspects of spontaneously broken $N=1$ global supersymmetry in the presence of gauge interactions // *Nucl. Phys.* 1997. Vol. B501. P. 332–374. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9703286](#).
63. Brignole A., Casas J. A., Espinosa J. R., Navarro I. Low scale supersymmetry breaking: Effective description, electroweak breaking and phenomenology // *Nucl. Phys.* 2003. Vol. B666. P. 105–143. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0301121](#).
64. Gorbunov D. S., Semenov A. V. CompHEP package with light gravitino and sgoldstinos. 2001. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0111291](#).

65. 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. 02. P. 066. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0406215](#).
66. Chen N., Feldman D., Liu Z., Nath P. SUSY and Higgs Signatures Implied by Cancellations in $b \rightarrow s \gamma$ // [Phys. Lett.](#) 2010. Vol. B685. P. 174–181. [arXiv:hep-ph/0911.0217](#).
67. Kats Y., Meade P., Reece M., Shih D. The Status of GMSB After 1/fb at the LHC // [JHEP](#). 2012. Vol. 02. P. 115. [arXiv:hep-ph/1110.6444](#).
68. Melzer-Pellmann I., Pralavorio P. Lessons for SUSY from the LHC after the first run // [Eur. Phys. J.](#) 2014. Vol. C74. P. 2801. [arXiv:hep-ex/1404.7191](#).
69. Ruderman J. T., Shih D. General Neutralino NLSPs at the Early LHC // [JHEP](#). 2012. Vol. 08. P. 159. [arXiv:hep-ph/1103.6083](#).
70. collaboration T. A. Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Momentum in 8 TeV pp Collision Data with the ATLAS Detector. 2014.
71. Collaboration C. Search for supersymmetry in events with one photon, jets and missing transverse energy at $\sqrt{s} = 8$ TeV. 2014.
72. Collaboration C. Search for supersymmetry in two-photons+jet events with razor variables in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. 2014.
73. Khachatryan V. et al. Searches for electroweak neutralino and chargino production in channels with Higgs, Z, and W bosons in pp collisions at 8 TeV // [Phys. Rev.](#) 2014. Vol. D90, no. 9. P. 092007. [arXiv:hep-ex/1409.3168](#).
74. Khachatryan V. et al. Searches for electroweak production of charginos, neutralinos, and sleptons decaying to leptons and W, Z, and Higgs bosons in pp collisions at 8 TeV // [Eur. Phys. J.](#) 2014. Vol. C74, no. 9. P. 3036. [arXiv:hep-ex/1405.7570](#).
75. Chatrchyan S. et al. Search for anomalous production of events with three or more leptons in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // [Phys. Rev.](#) 2014. Vol. D90. P. 032006. [arXiv:hep-ex/1404.5801](#).

76. Collaboration C. Search for supersymmetry in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV in events with three leptons and at least one b-tagged jet. 2013.
77. Collaboration C. Search for supersymmetry in hadronic final states using MT2 with the CMS detector at $\sqrt{s} = 8$ TeV. 2014.
78. Collaboration C. Exclusion limits on gluino and top-squark pair production in natural SUSY scenarios with inclusive razor and exclusive single-lepton searches at 8 TeV. 2014.
79. Romao J. C., Andringa S. Vector boson decays of the Higgs boson // [Eur. Phys. J.](#) 1999. Vol. C7. P. 631–642. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9807536](#).
80. Schael S. et al. Search for neutral MSSM Higgs bosons at LEP // [Eur. Phys. J.](#) 2006. Vol. C47. P. 547–587. [arXiv:hep-ex/hep-ex/0602042](#).
81. Abazov V. M. et al. Combined search for the Higgs boson with the D0 experiment // [Phys. Rev.](#) 2013. Vol. D88, no. 5. P. 052011. [arXiv:hep-ex/1303.0823](#).
82. Barate R. et al. Search for the standard model Higgs boson at LEP // [Phys. Lett.](#) 2003. Vol. B565. P. 61–75. [arXiv:hep-ex/hep-ex/0306033](#).
83. Akerstaff K. et al. Search for a massive di-photon resonance at $S^{**}(1/2) = 91\text{-GeV} - 172\text{-GeV}$ // [Eur. Phys. J.](#) 1998. Vol. C1. P. 31–43. [arXiv:hep-ex/hep-ex/9709022](#).
84. Belanger G., Ellwanger U., Gunion J. F. et al. Higgs Bosons at 98 and 125 GeV at LEP and the LHC // [JHEP](#). 2013. Vol. 01. P. 069. [arXiv:hep-ph/1210.1976](#).
85. Bhattacharjee B., Chakraborti M., Chakraborty A. et al. Implications of the 98 GeV and 125 GeV Higgs scenarios in nondecoupling supersymmetry with updated ATLAS, CMS, and PLANCK data // [Phys. Rev.](#) 2013. Vol. D88, no. 3. P. 035011. [arXiv:hep-ph/1305.4020](#).
86. Chatrchyan S. et al. Measurement of Higgs boson production and properties in the WW decay channel with leptonic final states // [JHEP](#). 2014. Vol. 01. P. 096. [arXiv:hep-ex/1312.1129](#).
87. Updated measurements of the Higgs boson at 125 GeV in the two photon

- decay channel. 2013.
88. Abreu P. et al. Search for the sgoldstino at $s^{**}(1/2)$ from 189-GeV to 202-GeV // [Phys. Lett.](#) 2000. Vol. B494. P. 203–214. [arXiv:hep-ex/hep-ex/0102044](#).
 89. Observation and study of the Higgs boson candidate in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC. 2012.
 90. Han T., Li T., Su S., Wang L.-T. Non-Decoupling MSSM Higgs Sector and Light Superpartners // [JHEP](#). 2013. Vol. 11. P. 053. [arXiv:hep-ph/1306.3229](#).
 91. Goodsell M. D., Tziveloglou P. Dirac Gauginos in Low Scale Supersymmetry Breaking // [Nucl. Phys.](#) 2014. Vol. B889. P. 650–675. [arXiv:hep-ph/1407.5076](#).
 92. Gninenko S. N., Gorbunov D. S., Shaposhnikov M. E. Search for GeV-scale sterile neutrinos responsible for active neutrino oscillations and baryon asymmetry of the Universe // [Adv. High Energy Phys.](#) 2012. Vol. 2012. P. 718259. [arXiv:hep-ph/1301.5516](#).
 93. Alekhin S. et al. A facility to Search for Hidden Particles at the CERN SPS: the SHiP physics case // [Rept. Prog. Phys.](#) 2016. Vol. 79, no. 12. P. 124201. [arXiv:hep-ph/1504.04855](#).
 94. Bezrukov F., Gorbunov D. Light inflaton Hunter’s Guide // [JHEP](#). 2010. Vol. 05. P. 010. [arXiv:hep-ph/0912.0390](#).
 95. Gorbunov D., Timiryasov I. Decaying light particles in the SHiP experiment. II. Signal rate estimates for light neutralinos // [Phys. Rev.](#) 2015. Vol. D92, no. 7. P. 075015. [arXiv:hep-ph/1508.01780](#).
 96. Ciuchini M., Franco E., Guadagnoli D. et al. $D - \bar{D}$ mixing and new physics: General considerations and constraints on the MSSM // [Phys. Lett.](#) 2007. Vol. B655. P. 162–166. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0703204](#).
 97. Arana-Catania M. [The flavour of supersymmetry: Phenomenological implications of sfermion mixing](#): Ph.D. thesis / Madrid, IFT. 2013. [arXiv:](#)

- iv:hep-ph/1312.4888. URL: <https://inspirehep.net/record/1269751/files/arXiv:1312.4888.pdf>.
98. Palmer T., Eeg J. O. Form factors for semileptonic D decays // *Phys. Rev.* 2014. Vol. D89, no. 3. P. 034013. [arXiv:hep-ph/1306.0365](#).
 99. Lutz O. et al. Search for $B \rightarrow h^{(*)} \nu \bar{\nu}$ with the full Belle $\Upsilon(4S)$ data sample // *Phys. Rev.* 2013. Vol. D87, no. 11. P. 111103. [arXiv:hep-ex/1303.3719](#).
 100. Bergsma F. et al. A Search for Decays of Heavy Neutrinos // *Phys. Lett.* 1983. Vol. 128B. P. 361. [,207(1984)].
 101. Bergsma F. et al. A Search for Decays of Heavy Neutrinos in the Mass Range 0.5-GeV to 2.8-GeV // *Phys. Lett.* 1986. Vol. B166. P. 473–478.
 102. Freytsis M., Ligeti Z., Thaler J. Constraining the Axion Portal with $B \rightarrow Kl^+l^-$ // *Phys. Rev.* 2010. Vol. D81. P. 034001. [arXiv:hep-ph/0911.5355](#).
 103. Ball P., Zwicky R. $B_{d,s} \rightarrow \rho, \omega, K^*, \phi$ decay form-factors from light-cone sum rules revisited // *Phys. Rev.* 2005. Vol. D71. P. 014029. [arXiv:hep-ph/hep-ph/0412079](#).
 104. Pich A. Effective field theory: Course // Probing the standard model of particle interactions. Proceedings, Summer School in Theoretical Physics, NATO Advanced Study Institute, 68th session, Les Houches, France, July 28–September 5, 1997. Pt. 1, 2. 1998. P. 949–1049. [arXiv:hep-ph/hep-ph/9806303](#).
 105. Andreas S. et al. Proposal for an Experiment to Search for Light Dark Matter at the SPS. 2013. [arXiv:hep-ex/1312.3309](#).
 106. Banerjee D. et al. Search for invisible decays of sub-GeV dark photons in missing-energy events at the CERN SPS // *Phys. Rev. Lett.* 2017. Vol. 118, no. 1. P. 011802. [arXiv:hep-ex/1610.02988](#).
 107. Gninenko S. N., Krasnikov N. V., Kirsanov M. M., Kirpichnikov D. V. Missing energy signature from invisible decays of dark photons at the CERN SPS // *Phys. Rev.* 2016. Vol. D94, no. 9. P. 095025. [arXiv:hep-ph/1604.08432](#).
 108. Beranek T., Vanderhaeghen M. Study of the discovery potential for hidden

- photon emission at future electron scattering fixed target experiments // [Phys. Rev.](#) 2014. Vol. D89, no. 5. P. 055006. [arXiv:hep-ph/1311.5104](#).
109. Andreas S., Niebuhr C., Ringwald A. New Limits on Hidden Photons from Past Electron Beam Dumps // [Phys. Rev.](#) 2012. Vol. D86. P. 095019. [arXiv:hep-ph/1209.6083](#).