

САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА

На правах рукописи

Гурская Альбина Валентиновна

**«Свойства бозонов Хиггса в неминимальной суперсимметричной
стандартной модели с нарушением CP -инвариантности»**

специальность 01.04.02 "Теоретическая физика"

диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:
к.ф-м.н., профессор Бирюков А.А.,
к.ф-м.н., доцент Долгополов М.В.

Самара – 2017

Оглавление

Введение	4
1 Неминимальная суперсимметричная стандартная модель с нарушением CP-инвариантности	13
1.1 Источники нарушения CP -инвариантности	13
1.2 НМССМ с нарушением CP -инвариантности в секторе Хиггса . .	23
1.3 Поправки к CP -нарушающим параметрам потенциала Хиггса НМССМ	39
2 Распады бозонов Хиггса в НМССМ	43
2.1 Исследования свойств бозона Хиггса на БАКе	43
2.2 Распады бозонов Хиггса в суперсимметричных расширениях СМ	49
2.3 Однопетлевой анализ распадов бозонов Хиггса НМССМ	52
3 Сценарии исследования бозона Хиггса	61
3.1 Сценарии исследования без учета однопетлевых поправок к параметрам потенциала Хиггса и диапазон возможных значений свободных параметров модели	61
3.2 Сценарий легчайшего бозона Хиггса с массой 125 ГэВ	65
3.3 Сценарий легкого ненаблюдаемого бозона Хиггса	67
Заключение	69
Список использованных источников	71
Приложение	81

	3
А Выражения для тензорных интегралов	82
А.1 Двухточечные тензорные интегралы	82
А.2 Трехточечные тензорные интегралы	83

Введение

4 июля 2012 года на семинаре в ЦЕРНе [1, 2] было объявлено об открытии нового бозона, который по своим физическим свойствам хорошо подходит на роль бозона Хиггса Стандартной Модели (СМ). СМ физики элементарных частиц, которая была успешной в XX- нач. XXI в.в., еще раз подтвердилась. В частности открытие бозона Хиггса доказало справедливость механизма генерации масс фундаментальных частиц, который включает в себя процедуру спонтанного нарушения калибровочной симметрии [3–5] и механизм Хиггса [6–8].

Однако, СМ также накопила в себе множество трудностей [9], которые указывают на то, что данная теория не может быть окончательной. Попытки решить имеющиеся проблемы приводят к расширению СМ и увеличению количества частиц теории. Такие тенденции коснулись, в частности, и скалярного сектора Хиггса.

Расширение сектора Хиггса обусловлено рядом причин:

1) За счет механизма Хиггса частицы СМ приобретают массу. Но массу в теории не приобретает нейтрино. Это противоречит результатам экспериментов, которые регистрируют переходы одних видов нейтрино в другие (осцилляции нейтрино) [10–19], что возможно лишь при наличии у нейтрино массы. Сами значения масс трех видов нейтрино пока неизвестны.

2) Если СМ верна, то регистрируемая масса бозона Хиггса СМ порядка 125 ГэВ говорит о том, что наша Вселенная находится в метастабильном состоянии и может распасться через определенное количество времени [20, 21]. Было бы естественным попытаться найти "островок" стабильности, модернизировав СМ.

3) В нашей Вселенной практически отсутствует антиматерия. Данное явление

ние барионной асимметрии связывают с нарушением CP -инвариантности [22]. В СМ имеется матрица смешивания кварков, которая содержит одну CP -нарушающую фазу. Но для получения наблюдаемого значения барионной асимметрии этого источника недостаточно [23], [24]. Можно отметить также, что результаты распадов D -мезонов независимо указывают на наличие дополнительного источника CP -нарушения [25].

На сегодняшний день одним из привлекательных объяснений данного явления считается электрослабый бариогенезис [26], требующий, помимо выполнения условий Сахарова, еще и наличие сильного электрослабого фазового перехода первого рода, который, в свою очередь, напрямую зависит от массы бозона Хиггса. Найденный на ЛНС бозон Хиггса с массой 125 ГэВ не удовлетворяет условиям сильного электрослабого фазового перехода первого рода в СМ. Более подходящее значение массы должно быть < 50 ГэВ [27, 28].

4) В последнее время привлекательной была идея суперсимметрии [29–31], согласно которой бозоны и фермионы могут преобразовываться друг в друга. Такая ситуация в СМ не может существовать из-за несоответствия степеней свободы бозонов и фермионов, но такую модель можно построить, сопоставив каждой частице СМ в соответствие суперчастицу. В суперсимметричных моделях сектор Хиггса расширен естественным образом как минимум до двух дублетов, исходя из требований киральности суперполей лагранжиана.

Исторически первой суперсимметричной моделью была минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ)[32–34], включающая минимально возможный набор полей при учете суперсимметрии: все поля СМ и их суперпартнеры (при этом сектор Хиггса двухдублетный). Однако в ней существовала, так называемая, μ - проблема [35–38], которая нашла успешное решение в следующей - неминимальной модели (НМССМ)[39–40]. В НМССМ сектор Хиггса расширен еще на один синглет скалярных полей, что обогащает картину CP -нарушения.

На сегодняшний день продолжается обработка результатов экспериментов на ЛНС и поиски, так называемой "новой физики" но трудность заключается в том, что пока выходов за рамки СМ практически не наблюдается, а имеющиеся отклонения [41–45] не достигли нужной статистической значимости.

Возвращаясь к проблеме CP -нарушения, необходимо отметить, что возможность напрямую исследовать ее в распадах бозона Хиггса на ЛНС пока нереализуема. Изучение CP -симметрии проводится на детекторе LHCb, который "не видит" бозон Хиггса. Однако, нарушение CP -инвариантности в секторе Хиггса оказывает влияние на физические характеристики, такие, как ширины распадов. Исследования ширины распадов Хиггса с нарушением CP -инвариантности уже были проведены в разных моделях, в том числе и суперсимметричных [46–50]. Было обосновано влияние CP -нарушающей фазы на ширину распада. Специфика, отличающая эти работы друг от друга кроется в выборе способа CP -нарушения, а также в записи потенциала Хиггса, что приводит к различным сценариям исследования.

Основными распадами для обнаружения бозона Хиггса на эксперименте являются: $h \rightarrow \gamma\gamma$, $h \rightarrow ZZ$ и $h \rightarrow WW$ с последующим распадом на четыре лептона, а также $h \rightarrow \tau\tau$. Некоторые процессы являются принципиально петлевыми. Те же, которые могут реализовываться на древесном уровне имеет смысл сопоставлять в сравнении с первыми на одном порядке теории возмущения. Поэтому мы приходим к необходимости учета однопетлевых поправок.

Особенность расчета в однопетлевом приближении связано с наличием дополнительных вкладов от суперсимметричных частиц. Также значимым является определение констант взаимодействия бозона Хиггса с распадающимися частицами, потому что CP -нарушающая фаза возникает в константе взаимодействия. Здесь естественным было бы осуществить нарушение CP -инвариантности при смешении CP -четных и CP -нечетных состояний. Из этого следует, что нарушение CP -симметрии необходимо производить в два этапа, первым из которых является переход из нефизического базиса к CP -четным и CP -нечетным состояниям бозонов Хиггса. При таком подходе возникает проблема вычисления масс нейтральных бозонов Хиггса, так как в этом случае массовая матрица имеет размерность 5×5 . Эта проблема сопряжена также с необходимостью получения стабильного вакуума, что достигается процедурой вычисления локального минимума потенциала Хиггса. Оказывается, что в итоге могут получаться отрицательные квадраты масс нейтральных бозонов Хиггса, и мы должны сужать диапазоны возможных

значений свободных параметров модели.

Однопетлевые поправки к массам бозона Хиггса могут быть существенными [51, 52], и, сделать попытку решить проблему с отрицательными квадратами масс можно при учете петлевых поправок к массам. Другой подход заключается в расчете однопетлевых поправок к параметрам потенциала Хиггса. Эта необходимость также диктуется масштабами рассматриваемой нами энергии M_{SUSY} . При рассмотрении CP -нарушения, мы также имеем возможность нарушить данную симметрию непосредственно в потенциале Хиггса в определенных параметрах, которые оказываются нулевыми на масштабе масс суперчастиц. При учете поправок к этим параметрам мы получаем также явное CP -нарушение в потенциале Хиггса, а также можем изучить, как это влияет на расчет масс нейтральных бозонов Хиггса. Следовательно, расчет поправок к CP -нарушающим параметрам потенциала Хиггса является необходимым.

Таким образом, формируется понимание того, что явное CP -нарушения в потенциале Хиггса, а также нарушение CP -симметрии при смешивании CP -четных и CP -нечетных состояний должно быть совмещено. Дополнить полную картину CP -нарушения можно фазами спонтанного нарушения в вакуумных средних поля Хиггса. Итак, мы приходим к возможности рассмотрения общего случая нарушения CP -инвариантности.

Касательно требований к сильному фазовому переходу первого рода в рамках электрослабого бариогенезиса, то получить легкий бозон Хиггса с массой меньшей, чем наблюдаемый сегодня на опыте, теоретически возможно за счет варьирования свободных параметров. Однако, объяснить ненаблюдаемость такой частицы составляет трудность. Возможно, что объяснение может быть найдено именно при учете CP -нарушения, т.е., возможно, из-за того, что исходное физическое состояние частицы не обладает определенной CP -четностью, она и не регистрируема. Также, интересна проработка вопроса темной материи в рамках модели. Не смотря на то, что понятие темной материи формируется на основе космологических наблюдений, имеются основания полагать, что данная материя состоит из нового типа частиц [53, 54]. В рамках суперсимметричных моделей имеется кандидат на роль частицы тем-

ной материи – нейтралино, которая является смешанным состоянием полей суперпартнеров калибровочного сектора и сектора Хиггса. Одна из возможностей объяснить ненаблюдаемость легкого бозона Хиггса может быть его распад на нейтралино [55]. Данная частица не должна взаимодействовать с барионной материей, что приводит к ее недетектируемости.

В связи со сказанным **целью диссертационной работы** являются теоретические исследования спектра физических состояний бозонов Хиггса в зависимости от свободных параметров НМССМ при учете явного и спонтанного нарушений CP -инвариантности, а также при смешивании CP -четных и CP -нечетных состояний данных частиц.

Основные задачи.

1. Определить сектор Хиггса с включением явного и спонтанного нарушений CP -инвариантности, а также смешивания CP -четных и CP -нечетных состояний бозонов Хиггса. Вычислить в данной модели базис массовых состояний бозонов Хиггса с условиями существования минимума потенциала.

2. Рассчитать однопетлевые поправки к CP -нарушающим параметрам в эффективном потенциале Хиггса НМССМ.

3. Вывести аналитические выражения для комплексных констант взаимодействия нейтральных бозонов Хиггса с частицами модели.

4. Рассчитать массы трех нейтральных бозонов Хиггса и ширины их распадов $h_i \rightarrow \gamma\gamma$. Определить области возможных значений свободных параметров при учете поправок.

5. Рассчитать ширины распадов $h \rightarrow \gamma\gamma$, $h \rightarrow ZZ/WW$ нейтральных бозонов Хиггса в НМССМ в однопетлевом приближении при наборе параметров, удовлетворяющих случаю легчайшего бозона, проявляющегося в СМ с массой 125 ГэВ.

6. Рассчитать ширины распадов $h \rightarrow \gamma\gamma$, $h \rightarrow ZZ/WW$, $h \rightarrow \chi^0\chi^0$ нейтральных бозонов Хиггса в НМССМ в однопетлевом приближении при наборе параметров, удовлетворяющих условиям электрослабого бариогенезиса.

Методы исследования.

Используются традиционные матричные методы линейной алгебры, метод эффективного потенциала. При расчете фейнмановских диаграмм основ-

ным является метод квантово-полевой теории возмущений, где N-точечные скалярные интегралы рассчитываются методами, разработанными в работах [56–59]. Результаты расчета петлевых вкладов представляются в виде линейных комбинаций скалярных редуцированных интегралов Велтмана-Пассарино [60, 61].

Научная новизна диссертации.

1. В НМССМ предложен новый потенциал сектора Хиггса с включением явного и спонтанного нарушений CP -инвариантности, а также смешивании CP -четных и CP -нечетных состояний данных частиц. Для массовых параметров μ_1, μ_2, μ_3 данной модели получены новые условия локального минимума потенциала Хиггса в зависимости от свободных параметров модели и фаз нарушения CP -инвариантности. Определен базис массовых состояний бозонов Хиггса из условий минимума потенциала в данной модели. Получены аналитические выражения для компонент массовой матрицы нейтральных бозонов Хиггса.

2. Впервые рассчитаны однопетлевые поправки к CP -нарушающим параметрам в потенциале Хиггса НМССМ, которые приводят к явному нарушению CP -инвариантности. Получены аналитические результаты для них.

3. Получены новые аналитические выражения для комплексных констант взаимодействия бозонов Хиггса с частицами модели в зависимости от свободных параметров модели и фаз нарушения CP -инвариантности.

4. Проанализированы новые области возможных значений свободных параметров модели с учетом и без учета поправок к параметрам потенциала Хиггса. Рассчитаны массы трех легчайших бозонов Хиггса и ширины распада $h \rightarrow \gamma\gamma$ в однопетлевом приближении для нескольких наборов фиксированных параметров модели.

5. В предложенной модели рассчитаны массы нейтральных бозонов Хиггса и в однопетлевом приближении ширины распадов $h \rightarrow \gamma\gamma, h \rightarrow ZZ/WW$ при наборе параметров, удовлетворяющих случаю легчайшего бозона Хиггса с массой 125 ГэВ.

6. При наборе параметров данной модели, удовлетворяющих условиям электрослабого бариогенезиса, рассчитаны массы нейтральных бозонов Хиггса и

ширины их распадов $h \rightarrow \gamma\gamma, h \rightarrow ZZ/WW, h \rightarrow \chi^0\chi^0$ в однопетлевом приближении.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Сформулирована модель НМССМ с нарушением CP -инвариантности в общем виде. Выведены аналитические выражения для массовых параметров μ_1, μ_2, μ_3 данной модели в зависимости от свободных параметров и фаз нарушения CP -инвариантности. Получены аналитические выражения для компонент массовой матрицы нейтральных бозонов Хиггса.

2. Получены аналитические выражения для поправок к CP -нарушающим параметрам в потенциале Хиггса данной модели.

3. Получены аналитические выражения для комплексных констант взаимодействия бозонов Хиггса с частицами модели в зависимости от свободных параметров модели и фаз нарушения CP -инвариантности.

4. Спектр масс и ширин распадов $h \rightarrow \gamma\gamma$ в однопетлевом приближении для нескольких наборов фиксированных параметров модели без учета поправок.

5. В предложенной модели рассчитаны массы нейтральных бозонов Хиггса и в однопетлевом приближении ширины распадов $h \rightarrow \gamma\gamma, h \rightarrow ZZ/WW$ при наборе параметров, удовлетворяющих случаю легчайшего бозона Хиггса с массой 125 ГэВ.

6. При наборе параметров данной модели, удовлетворяющих условиям электрослабого бариогенезиса, рассчитаны массы нейтральных бозонов Хиггса и ширины их распадов $h \rightarrow \gamma\gamma, h \rightarrow ZZ/WW, h \rightarrow \chi^0\chi^0$ в однопетлевом приближении.

Практическая значимость работы.

Возможность использования полученных результатов для планирования будущих экспериментов на ускорителях частиц, а также для дальнейшего исследования свободных параметров модели и области их допустимых значений.

Апробация работы. Основные результаты настоящей работы докладывались и обсуждались автором на следующих научных семинарах и конференциях:

международный семинар по физике высоких энергий QUARKS (г.Пушкин,

2016 г.);

международная сессия-конференция СЯФ ОФН РАН "Физика фундаментальных взаимодействий"(г.Москва, 2012 г., 2014 г.);

XXI и XXII международные семинары по физике высоких энергий и квантовой теории поля QFTHEP(г.Санкт-Петербург, 2013 г.; г.Самара, 2015 г.);

математическая физика и ее приложения (г.Самара, 2012 г., 2014 г.);

ульяновская международная школа-семинар UISS-2016 (г. Ульяновск);

научно-практическая конференция студентов-физиков и молодых ученых (г.Ижевск, 2014г.; г.Омск, 2015 г., г.Ростов-на-Дону, 2016 г.);

XVII международная научно-практической конференция "Фундаментальные и прикладные исследования: проблемы и результаты"(ФПИ-17, г. Новосибирск, 2015 г.)

XXXV международная научно-практическая конференция "Наука и современность - 2015"(НС-35, г.Новосибирск, 2015 г.)

научные семинары кафедры общей и теоретической физики (г.Самара, СамГУ, 2012-2014 г.г.; "Самарского университета", 2015-2017 г.г.).

Исследования были поддержаны грантами 12-02-31795 мол_а российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) и 14.В37.21.1299 ФЦП Министерства образования и науки Российской Федерации.

Среди публикаций по теме диссертации имеется 3 статьи из журналов ВАК [62–64], а также материалы международных конференций [65–69].

Структура работы. Работа состоит из введения, трех глав, заключения, списка литературы и приложений.

В первой главе представлен обзор НМССМ, полевой состав данной модели. Особое внимание уделяется сектору Хиггса. Раскрывается проблема CP -нарушения в секторе Хиггса, его видах и способах введения в структуру лагранжиана. Рассказывается о случае смешивания CP -четных и CP -нечетных состояний, и о его важности при рассмотрении влияния нарушающих CP -фаз на распады, т.к. при таком подходе мы получаем комплексные константы взаимодействия с бозонами Хиггса. Также в данной главе говорится о проблеме вычисления массы нейтральных бозонов Хиггса при диагонализации массовой матрицы размерностью 5×5 . Приведены аналитические

выражения для поправок, а также реализовано явное CP -нарушение в самом потенциале Хиггса за счет полученных поправок.

Во второй главе обсуждаются результаты экспериментов на БАКе и имеющиеся отклонения от СМ, наблюдаемые распады бозона Хиггса на сегодняшний день. Также, делается обзор допустимых распадов в НМССМ в рамках теории. Выявляются оптимальные процессы для дальнейшего исследования. Также рассмотрен формализм однопетлевых вычислений, аналитические выражения для петлевых вкладов в элементарные процессы распада бозона Хиггса.

Третья глава посвящена анализу численных результатов. Выбраны два возможных сценария реализации нескольких бозонов Хиггса в физике элементарных частиц. Стандартный сценарий бозона Хиггса с наименьшей возможной массой 125 ГэВ не допускает существования других частиц меньшей массы и отвечает результатам наблюдений на БАКе. Вторым сценарием основан на ограничениях электрослабого бариогенезиса и требовании к массе легчайшего бозона Хиггса, соответствующего условиям сильного фазового перехода первого рода. Приведены обоснования ненаблюдаемости легкого бозона Хиггса на ускорительном эксперименте.

В заключении диссертации приведена общая характеристика работы и сделаны основные выводы по полученным результатам.

Выражения для скалярных интегралов вынесены в приложение.

Глава 1

Неминимальная суперсимметричная стандартная модель с нарушением CP -инвариантности

В данной главе будет рассмотрен вопрос о способах введения в модель физики элементарных частиц нарушения CP -инвариантности. Особое внимание будет уделено сектору Хиггса НМССМ.

1.1 Источники нарушения CP -инвариантности

Под нарушением CP -инвариантности понимается нарушение симметрии лагранжиана относительно преобразований зарядового сопряжения (замены частицы на соответствующую античастицу или, по-другому, C -преобразования) и одновременно пространственной инверсии (перехода к новой системе координат, оси которой противоположно направлены исходным осям). Отдельно C - и P -симметрии нарушаются, и это было известно ранее. Однако, пытаясь "спасти" симметрию микромира Ландау предложил гипотезу об инвариантности взаимодействия элементарных частиц относительно произведения C - и P -преобразований. Некоторое время считалось, что CP -симметрия сохраняется во всех физических явлениях, но позже стало ясно, что это не так.

Впервые CP -нарушение было экспериментально обнаружено в распадах K -мезонов в 1964г. Дж.Крониным и В.Фитчем [70]. В 1973 г. Н.Кабиббо, а также М.Кобаяши и Т.Масукава [71, 72] попытались объяснить результаты этих экс-

периментов. Они ввели матрицу смешивания фундаментальных фермионов, которая содержала неустранимую мнимую часть. Рассмотрим подробнее этот механизм.

В СМ вводится один дублет полей Хиггса, которому соответствует нейтральный хиггсовский бозон h . В этом случае все параметры эрмитового $SU(2) \times U(1)$ инвариантного потенциала Хиггса будут действительными:

$$V = \mu^2(\phi^+\phi) + \lambda(\phi^+\phi)^2, \quad (1.1)$$

где ϕ – скалярное поле, μ^2 , λ – действительные параметры.

СМ с тремя поколениями кварков имеет только одну СР нарушающую фазу δ . Посмотрим, каким образом она получается.

Параметризуем поле ϕ следующим образом:

$$\phi(x) = U(x) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

где $U(x)$ – унитарная матрица, v – величина вакуумного ожидания.

Массовые слагаемые кварков вводятся в лагранжиан через взаимодействие кварков с полем Хиггса. При этом сохраняется калибровочная инвариантность и становится возможным перемешивание кварковых ароматов. Наиболее общее перенормируемое калибровочно-инвариантное взаимодействие кварков с полем Хиггса ϕ имеет вид [73]:

$$\mathcal{L}_m = -\lambda_{ij}^{D,0} \bar{Q}_{iL}^0 \phi D_{jR}^0 - \lambda_{ij}^{U,0} \bar{Q}_{iL}^0 \tilde{\phi} U_{jR}^0 + h.c., \quad (1.3)$$

где $\lambda_{ij}^{D,0}$ и $\lambda_{ij}^{U,0}$ – недиагональные комплексные 3×3 матрицы,

$i, j=1, 2, 3$,

$\bar{Q}_L^0 \equiv ((\bar{u}_L^0 \ \bar{d}_L^0), (\bar{c}_L^0 \ \bar{s}_L^0), (\bar{t}_L^0 \ \bar{b}_L^0))$ – левополяризованные дублеты кварков,

$U_R^0 \equiv (u_R^0, c_R^0, t_R^0)^T$ – правополяризованные верхние кварки,

$D_R^0 \equiv (d_R^0, s_R^0, b_R^0)^T$ – правополяризованные нижние кварки,

$\tilde{\phi} \equiv i\sigma_2\phi$, где σ_2 – вторая матрица Паули

$$\sigma_2 \equiv \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}.$$

Индекс "0" показывает, что поля находятся пока не в массовых состояниях, черта над буквой означает дираковское сопряжение.

Если бы λ_{ij} были вещественны, тогда данный лагранжиан был бы CP инвариантен.

Введем унитарные матрицы U_U, W_U, U_D, W_D таким образом, чтобы

$$\lambda^{U,0} = U_U D_U W_U^+, \quad \lambda^{D,0} = U_D D_D W_D^+, \quad (1.4)$$

где D_U, D_D – диагональные матрицы.

Осуществляя унитарные преобразования:

$$U_R^{i,0} \rightarrow W_U^{ij} U_R^j, \quad D_R^{i,0} \rightarrow W_D^{ij} D_R^j, \quad (1.5)$$

$$U_L^{i,0} \rightarrow U_U^{ij} U_L^j, \quad D_L^{i,0} \rightarrow U_D^{ij} D_L^j, \quad (1.6)$$

мы переходим в физический базис кварков. В результате таких преобразований W_U, W_D полностью выпадают из (1.3), а U_U и U_D выпадают из слагаемых, содержащих нижнюю компоненту хиггсовского поля. В унитарной калибровке (1.2) только эти слагаемые отличны от нуля. Таким образом, после унитарных преобразований (1.3) сводится к

$$\mathcal{L}_m = -m_D^i \bar{D}_L^i D_R^i \left(1 + \frac{h}{v}\right) - m_U^i \bar{U}_L^i U_R^i \left(1 + \frac{h}{v}\right) + h.c., \quad (1.7)$$

где $m_U^i = \frac{1}{\sqrt{2}} D_U^{ii} v$, $m_D^i = \frac{1}{\sqrt{2}} D_D^{ii} v$ – массы верхних и нижних кварков соответственно.

Следовательно, преобразования (1.5) и (1.6) переводят кварковые поля к базису их собственных состояний с данной массой, а преобразованный лагранжиан не нарушает CP симметрию.

Если же осуществить такие преобразования в лагранжиане, описывающем взаимодействия фермионов с векторными калибровочными бозонами:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{l}_{iL}^0 (i\partial) l_{iL}^0 + \bar{E}_{iR}^0 (i\partial) E_{iR}^0 + \bar{Q}_{iL}^0 (i\partial) Q_{iL}^0 + \bar{U}_{iR}^0 (i\partial) U_{iR}^0 + \bar{D}_{iR}^0 (i\partial) D_{iR}^0 + \\ & + g(W_\mu^+ J_W^{\mu+} + W_\mu^- J_W^{\mu-} + Z_\mu^0 J_Z^\mu) + e A_\mu J_{EM}^\mu, \end{aligned} \quad (1.8)$$

где $\bar{l}_L^0 \equiv ((\bar{\nu}_e^0 \bar{e}^0)_L, (\bar{\nu}_\mu^0 \bar{\mu}^0)_L, (\bar{\nu}_\tau^0 \bar{\tau}^0)_L)$ – левополяризованные дублеты лептонов,

$E_R^0 \equiv (e_R^0, \mu_R^0, \tau_R^0)^T$ – правополяризованные лептоны,

g, e – константы связи,

W^+, W^-, Z^0 – векторные калибровочные бозоны,

J_W^+, J_W^-, J_Z – токи калибровочных бозонов,

A_μ – электромагнитный потенциал,

J_{EM}^μ – электромагнитный ток,

то матрицы U_U и U_D выпадают из чисто кинетических слагаемых, электромагнитного тока и Z^0 -бозонного тока. Однако в выражении для тока, взаимодействующего с полем W -бозона, получаем:

$$J^{\mu+} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{U}_L^i \gamma^\mu D_L^i \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{U}_L^i \gamma^\mu (U_U^+ U_D)^{ij} D_L^j, \quad (1.9)$$

где γ^μ – матрица Дирака,

$V_{U,D} = U_U^+ U_D$ – матрица смешивания Кабиббо-Кобаяши-Маскавы (СКМ) ([71], [72]).

Элементы матрицы V могут быть комплексными, однако можно устранить некоторые фазы в V , осуществляя фазовые вращения различных кварковых полей.

В случае двух поколений кварков V является унитарной матрицей 2×2 . Такая матрица характеризуется 4 параметрами: углом вращения Кабиббо Θ_c и тремя фазами α, β, γ . Можно записать ее в самом общем виде :

$$V = \begin{pmatrix} \cos\Theta_c e^{i\alpha} & \sin\Theta_c e^{i\beta} \\ -\sin\Theta_c e^{i(\alpha+\gamma)} & \cos\Theta_c e^{i(\beta+\gamma)} \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

Можно устранить фазы, делая замену переменных кварковых полей:

$$q_L^i \rightarrow \exp[i\alpha^i]q_L^i. \quad (1.11)$$

Такое глобальное фазовое вращение не изменяет ни одного из слагаемых в лагранжиане, кроме слабого заряженного тока (1.9).

Фазовое вращение, одинаковое для всех четырех кварковых ароматов, выпадает из (1.9). Однако три других возможных фазовых преобразования – как раз то, что необходимо, чтобы устранить α , β , γ .

Если выбрать фазы кварковых полей подобным образом, V примет вид:

$$V = \begin{pmatrix} \cos\Theta_c & \sin\Theta_c \\ -\sin\Theta_c & \cos\Theta_c \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

Поэтому, при учете только двух поколений не будет происходить нарушения CP симметрии, так как в лагранжиане будут отсутствовать комплексные структуры.

Для трех поколений кварков матрица СКМ обладает 9 параметрами. Из них три параметра – это углы, осуществляющие параметризацию вращения $O(3)$. Остальные 6 параметров – это фазы. Мы можем избавиться от них, осуществляя фазовые вращения кварковых полей как в (1.11). Однако при этом можно избавиться только от пяти из этих фаз, поскольку общая фаза δ неустранима. Конечный вид V содержит одну фазу и три угла, один из которых – угол Кабиббо. После всех преобразований, которые мы сделали, эта фаза, приводящая к определенным взаимодействиям W^+ с кварками, остается единственным нарушающим CP параметром.

Таким образом, мы показали, что в SM единственным источником CP нарушения является δ . Однако, в настоящее время нет сколько-нибудь убедительного доказательства того, что нарушение CP инвариантности действительно обусловлено фазой матрицы СКМ. Например, для получения наблюдаемого значения барионной асимметрии этого источника недостаточно [23], [24]. Помимо этого, результаты экспериментальных поисков CP нарушения в распадах D-мезонов при существующей точности измерений указывают на

наличие других источников CP нарушения, помимо фазы δ в СМ [25]. Так как в данной модели эффекты CP -нарушения практически малы, то возникла необходимость поиска других способов введения CP нарушения в теорию.

Одним из таких источников может быть расширенный сектор Хиггса. Сама идея СКМ-матрицы подсказывает нам искать новые источники нарушения именно там. В литературе рассматриваются двухдублетные модели (ДДМ) [74, 75], а также модели с двумя дублетами и дополнительными условиями суперсимметрии, простейшая из которых – минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ) [32–34]. (Также отдельно было рассмотрено CP -нарушение в данных моделях [76–78].)

Главная идея суперсимметрии - объединение в описании бозонных и фермионных степеней свободы в терминах супермультиплетов. Наложение условий суперсимметрии на лагранжиан уже требует присутствия в теории двух дублетов полей Хиггса, чтобы в суперпотенциале были поля одинаковой киральности. Для придания масс "верхним" и "нижним" кваркам в лагранжиан СМ входит как дублет хиггсовских полей H , так и его эрмитово сопряжение \tilde{H} :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = y_{\alpha\beta}^L \bar{L}_\alpha E_\beta H + y_{\alpha\beta}^D \bar{Q}_\alpha D_\beta H + y_{\alpha\beta}^U \bar{Q}_\alpha U_\beta \tilde{H} \quad (1.13)$$

В СУСИ случае так сделать нельзя, потому что суперпотенциал может содержать только киральные суперполя, а эрмитово сопряжение переводит киральное поле в антикиральное. В этом случае мы заменяем эрмитово сопряжение новым дублетом: $H \rightarrow H_1$, $\tilde{H} \rightarrow H_2$.

В МССМ вводится еще один дублет хиггсовских полей с противоположным гиперзарядом. В теории удваивается количество частиц, так как полям СМ в соответствие ставятся суперпартнеры: бозонам – фермионы, и наоборот. Если бы эта симметрия была бы точной, то суперпартнеры частиц СМ имели бы соответствующие одинаковые массы. Но такие суперсимметричные частицы (счастицы) не были найдены на эксперименте, поэтому предполагается, что суперсимметрия нарушена. В теорию вводят, как правило, механизм "мягкого" нарушения суперсимметрии. Отметим, что этот механизм также может

быть дополнительным источником CP -нарушения.

В МССМ из-за наличия массового слагаемого для полей Хиггса $\mu H_1 H_2$ в суперпотенциале до нарушения суперсимметрии возникает, так называемая, μ -проблема. Естественные значения для параметра – ноль или планковский масштаб (M_{Pl}). Ноль не может быть, так как в этом случае нет смешения между дублетами бозонов Хиггса, что, в зависимости от того, каким выбрано наше взаимодействие с кварками, может привести к тому, что, массы некоторых кварков останутся нулевыми после нарушения симметрии. M_{Pl} воспроизводит проблему иерархии, которая имеется в СМ. Есть основания полагать, что μ имеет порядка $\mathcal{O}(M_W)$ [35–38], но это возможно в дальнейшем расширении модели. Таким образом, μ -проблема заключается в том, что параметр μ не определен, но должен быть существенно мал по сравнению с M_{Pl} . Решить μ -проблему можно, если ввести новое синглетное суперполе S так, что слагаемое $\mu H_1 H_2$ заменится на $\lambda S(H_1 H_2)$. В результате спонтанного нарушения электрослабой симметрии поле S приобретает ненулевое вакуумное среднее $\langle S \rangle = s/\sqrt{2}$, тогда $\mu = \lambda s/\sqrt{2}$. Модель, которая таким образом решает μ -проблему, называется неминимальной суперсимметричной стандартной моделью (НМССМ) [39–40].

Далее, перечислим способы введения CP -нарушения в модели. Мы можем ввести CP -нарушение явно через комплексные константы юкавского взаимодействия. Однако, для начала отметим, что в теорию юкавские взаимодействия можно ввести разными способами в расширениях сектора Хиггса. В таких моделях юкавское взаимодействие может быть выбрано одним из трех способов, в зависимости от того, какой дублет придает массу верхним и нижним кваркам.

I тип. Только одно поле Φ_1 взаимодействует с нижними и верхними кварками. В модели первого типа лагранжиан запишется следующим образом:

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_Y(\text{type I}) &= \eta_{ij}^{U,0} \bar{Q}_{iL}^0 \tilde{\Phi}_1 U_{jR}^0 + \eta_{ij}^{D,0} \bar{Q}_{iL}^0 \Phi_1 D_{jR}^0 + \\
 &+ \text{leptonic sector} + h.c.
 \end{aligned}
 \tag{1.14}$$

II тип. В модели второго типа поле Φ_1 взаимодействует только с верхними

кварками, в то время как поле Φ_2 взаимодействует только с нижними кварками. Поэтому, лагранжиан в данном случае можно записать в следующем виде (это еще называется Z_2 -симметрией):

$$-\mathcal{L}_Y(\text{type II}) = \eta_{ij}^{U,0} \bar{Q}_{iL}^0 \tilde{\Phi}_1 U_{jR}^0 + \xi_{ij}^{D,0} \bar{Q}_{iL}^0 \Phi_2 D_{jR}^0 + \text{leptonic sector} + h.c. \quad (1.15)$$

III тип. Взаимодействие Φ_1 и Φ_2 взаимодействуют одновременно с нижними и верхними кварками. В этом случае, находя массы верхних и нижних кварков, мы не можем разделить их матрицы. Это общий случай юкавских взаимодействий.

$$-\mathcal{L}_Y(\text{type III}) = \eta_{ij}^{U,0} \bar{Q}_{iL}^0 \tilde{\Phi}_1 U_{jR}^0 + \eta_{ij}^{D,0} \bar{Q}_{iL}^0 \Phi_1 D_{jR}^0 + \xi_{ij}^{U,0} \bar{Q}_{iL}^0 \tilde{\Phi}_2 U_{jR}^0 + \xi_{ij}^{D,0} \bar{Q}_{iL}^0 \Phi_2 D_{jR}^0 + \text{leptonic sector} + h.c. \quad (1.16)$$

где η_{ij}^0, ξ_{ij}^0 – недиагональные комплексные 3×3 матрицы.

Комплексность юкавских констант связи может быть реализована в двухдублетном секторе Хиггса в случае, если происходит смешивание физических CP -четных и CP -нечетных бозонов Хиггса. Например, в работе [46] такая процедура была реализована в МССМ. Сначала, были получены физические поля Хиггса в случае CP -сохранения. Для двух дублетов МССМ:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + \phi_1^0 + i\chi_1) \\ \phi_1^- \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 + \phi_2^0 + i\chi_2) \end{pmatrix}$$

переход к физическим полям осуществляется с помощью матриц поворота, зависящих от двух углов смешивания α и β :

$$\begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & -\sin\beta \\ \sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix}$$

Затем в локальном минимуме нужно сделать дополнительное ортогональное преобразование с помощью некоторой матрицы A_{ij} , ($i, j = 1, 2, 3$). Так авторы получают состояния с неопределенной CP -четностью:

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix} = A_{ij} \begin{pmatrix} h \\ H \\ A^0 \end{pmatrix}$$

При осуществлении последних преобразований в лагранжиане взаимодействия кварков с Хиггсовским полем типа II, авторы получают константы взаимодействия кварков и бозонов Хиггса в комплексном виде $f_{u,d}(S_{u,d} - i\gamma_5 P_{u,d})$:

$$f_u(s_\alpha A_{2i} + c_\alpha A_{1i} - ic_\beta A_{3i}\gamma_5/s_\beta)$$

$$f_d(c_\alpha A_{2i} - s_\alpha A_{1i} - is_\beta A_{3i}\gamma_5/c_\beta)$$

где $S_{u,d}$ и $P_{u,d}$ – скалярные и псевдоскалярные части константы взаимодействия; $f_{u,d} = -\frac{e}{2s_W} \frac{m_{u,d}}{m_W}$; $s_\alpha = \sin \alpha$, $c_\alpha = \cos \alpha$, $s_W = \sin \Theta_W$ – синус угла Вайнберга.

Ввести нарушение CP -симметрии явно можно и непосредственно через комплексные константы в потенциале Хиггса. Возможно ввести в секторе Хиггса спонтанное нарушение CP -симметрии. О спонтанном нарушении CP -инвариантности говорят, когда величины вакуумного ожидания одного из полей содержит фазу комплексного вакуумного среднего.

Необходимо сказать несколько слов о проблеме сильного "CP-нарушения", которое имеет место быть в квантовой хромодинамике (КХД). Дело в том, что в лагранжиане КХД должен присутствовать член [79]:

$$\Delta L = \frac{\alpha_s^2}{16\pi} \theta \varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu} G^{a\alpha\beta} G^{a\mu\nu} \quad (1.17)$$

где α_s^2 – константа сильного взаимодействия; $G_{\mu\nu}^a$ – тензор напряженности глюонного поля; a – цветовой индекс, θ – произвольная константа. Он приводит к наблюдаемому CP -нарушению в сильных взаимодействиях. Из экспериментальных данных имеется условие $|\theta| < 10^{-9}$, и это значение, очевидно, слишком маленькое. Для решения этой проблемы Печчеи и Квинн в 1977г. предложили вместо константы θ использовать динамическую переменную – поле, стремящееся к нулю, и дополнительную симметрию $U(1)_{PQ}$, преобразующую фазу CP -нарушения (совершающую киральные вращения полей квар-

ков, $q \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5} q$).

Переходя от МССМ к НМССМ, после замены билинейного массового члена на трилинейный, мы получаем суперпотенциал:

$$W = \hat{u}^c h_u \hat{Q} \hat{H}_u - \hat{d}^c h_d \hat{Q} \hat{H}_d - \hat{e}^c h_e \hat{L} \hat{H}_d + \lambda \hat{S} \hat{H}_u \hat{H}_d \quad (1.18)$$

который становится инвариантным относительно симметрии $U(1)_{PQ}$. После спонтанного нарушения электрослабой симметрии у нас появится ненаблюдаемый на опыте аксион. Чтобы исключить его, мы должны нарушить $U(1)_{PQ}$. Для этого в суперпотенциал вводится кубическое по полю слагаемое $\frac{1}{3}\kappa S^3$. Эти действия приводят, в свою очередь, к симметрии Z_3 . А спонтанное нарушения Z_3 -симметрии приводит к проблеме космологической доменной стенки [80]. В работах [81, 82] этого избегают путем введения подходящих ненормируемых операторов, которые не дают большие вклады синглетных диаграмм-головастиков.

Подводя итоги наших рассуждений, мы можем выделить конкретные источники (способы) нарушения CP -симметрии. Их можно представить в виде блок-схемы (см. рис.1.).

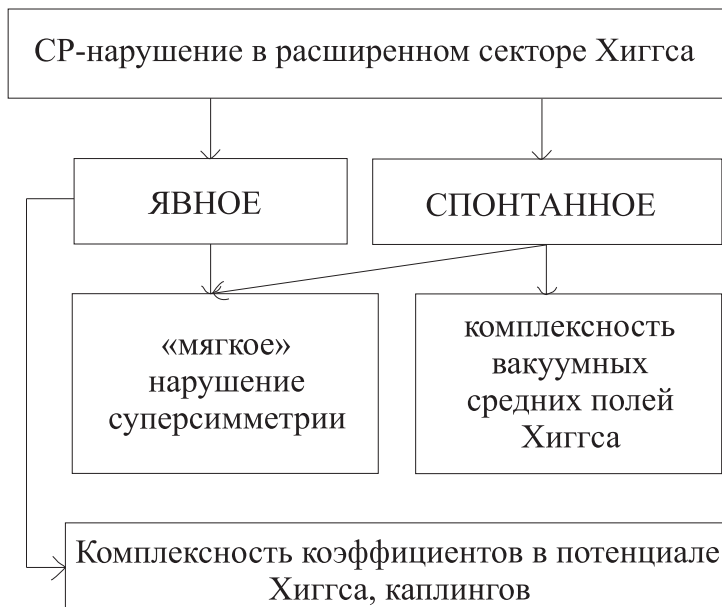


Рис. 1. Способы введения CP -нарушения с сектор Хиггса.

Нарушение CP -инвариантности может быть явное и спонтанное. Явное нарушение может быть введено комплексными параметрами в потенциале

Хиггса, или через комплексные константы взаимодействия скалярных и фермионных полей (через юкавские константы). Спонтанное нарушение связано с комплексностью вакуумных ожиданий Хиггса (v_1, v_2, v_3). Дополнительный источник нарушения CP -симметрии получается при механизме "мягкого" нарушения СУСИ. После подробного рассмотрения способов CP -нарушения, мы пришли к необходимости расширения СМ и к тому, каким оно может быть. Итак, мы будем рассматривать НМССМ с нарушением CP -инвариантности в двухдублетном секторе Хиггса. Новый синглет также перемешивается с двумя дублетами полями и обогащает картину нарушения CP -инвариантности.

Коснемся, напоследок, проблемы барионной асимметрии Вселенной. В работе [22] приводятся аргументы в пользу того, что такое объяснение можно получить при введении в теоретическую модель нарушение CP -инвариантности. Такое нарушение должно было бы происходить на ранней стадии формирования Вселенной в процессе бариогенезиса, т.е. в процессе образования адронов из кварков и глюонов. Бариогенезис может происходить при сильном фазовом переходе первого рода, а тот в свою очередь накладывает ограничение на массу бозона Хиггса. Она должна быть меньше 50 ГэВ [28]. Для реализации фазового перехода, однако, не достаточно CP -нарушения в матрице СКМ. Нужны дополнительные источники нарушения CP -симметрии.

1.2 НМССМ с нарушением CP -инвариантности в секторе Хиггса

Неминимальная суперсимметричная стандартная модель (НМССМ) содержит в себе следующие основные положения:

- Принцип релятивистской инвариантности. Он выражается в том, что лагранжиан модели должен быть инвариантен относительно преобразований полной неоднородной группы Лоренца.
- Инвариантность относительно группы $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.
- Перенормируемость. Это значит, что в лагранжиане могут присутствовать члены не выше 4-ой степени.

- Лагранжиан содержит в себе суперполя, а бозоны и фермионы преобразуются друг в друга. Суперсимметрия мягко нарушена путем введения в лагранжиан массовых слагаемых полей-суперпартнеров и слагаемых с трехчастичными взаимодействиями.
- Сохранение R-четности.
- CP-симметрия нарушена (явно и/или спонтанно).

Объединение бозонов и фермионов происходит следующим образом. Каждому полю СМ в соответствие ставится поле-суперпартнер (см. таблица 1). Бозонам в соответствие ставятся фермионы, и наоборот. Исходное поле и его суперпартнер объединяются в супермультиплеты или суперполя.

Таблица 1

	суперполе	исходное поле	спин	суперпартнер	спин
кварки/ скварки	\hat{Q} \hat{U} \hat{D}	$Q = \begin{pmatrix} U_\alpha \\ D_\alpha \end{pmatrix}_L$ $U_{\alpha R}$ $D_{\alpha R}$	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$	$\tilde{Q} = \begin{pmatrix} \tilde{U}_\alpha \\ \tilde{D}_\alpha \end{pmatrix}_L$ $\tilde{U}_{\alpha R}$ $\tilde{D}_{\alpha R}$	0 0 0
лептоны/ слептоны	\hat{L} \hat{E}	$L_{\alpha L}$ $E_{\alpha R}$	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$	$\tilde{L}_{\alpha L}$ $\tilde{E}_{\alpha R}$	0 0
калибровочные бозоны / гейджино	\hat{G} \hat{W} \hat{B}	G_μ^a W^\pm, W^0 B^0	1 1 1	\tilde{G}_μ^a $\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$ \tilde{B}^0	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$
хиггс/ хиггсино, синглино	\hat{H}_1 \hat{H}_2 \hat{S}	$H_1 = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}$ $H_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}$ S	0 0 0	$\tilde{H}_1 = \begin{pmatrix} \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_1^- \end{pmatrix}$ $\tilde{H}_2 = \begin{pmatrix} \tilde{H}_2^+ \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}$ \tilde{S}	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$

Состав полей НМССМ. α - это поколения ($\alpha = 1, 2, 3$), a - цветовые комбинации ($a = 1..8$).

Киральный супермультиплет \hat{Q} объединяет в себе $SU(2)$ - дублеты кварков и их суперпартнеров – скварков. \hat{U} и \hat{D} содержат кварк-скварковые синглеты. Лептон-слептонные $SU(2)$ - дублеты объединены в киральный супермультиплет \hat{L} , а синглеты – в киральный супермультиплет \hat{E} .

Для описания калибровочного сектора модели требуется ввести векторные суперполя - гейджино. 8 глюонов КХД и их суперпартнеры - глюино содержатся в калибровочном супермультиплете \hat{G} . Векторные поля \tilde{W}^\pm , \tilde{W}^0 и их суперпартнеры – вино включены в суперполе \hat{W} . А векторное поле B_0 и его суперпартнер \tilde{B}^0 - бино входят в суперполе \hat{B} .

Что касается сектора Хиггса, то исходя из требований киральности супермультиплетов необходимо введение $SU(2)$ - дублетов скалярных полей Хиггса с противоположными гиперзарядами $Y_1 = -1$, $Y_2 = 1$. Поля Хиггса и их суперпартнеров – хиггсино – объединены в киральные супермультиплеты \hat{H}_1 , \hat{H}_2 . Кроме того, НМССМ содержит синглетное суперполе \hat{S} в секторе Хиггса, которое также объединяет в себе бозонное поле S и фермионный суперпартнер – синглино – \tilde{S} .

Суперсимметричный лагранжиан может быть записан следующим образом:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{chiral}} + \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\text{soft}} , \quad (1.19)$$

где $\mathcal{L}_{\text{chiral}}$ - киральная часть лагранжиана, содержащая киральные супермультиплеты. Каждое n бозонное поле обозначается ϕ_i , где $i = 1, \dots, n$ в сопровождении Вейлевских фермионов ψ_i и дополнительного вспомогательного поля F_i необходимых для закрития немассовой суперсимметричной алгебры. Отметим, что эти дополнительные поля F_i не физические. Суперсимметричный лагранжиан или другими словами лагранжиан инвариантный относительно преобразований которые превращают бозоны в фермионы и наоборот, есть

$$\mathcal{L}_{\text{chiral, free}} = -(\partial_\mu \phi^i)^\dagger (\partial^\mu \phi_i) - i\psi^{i*} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i + F^{i*} F_i . \quad (1.20)$$

Матрицы Паули $\sigma_0 = -\bar{\sigma}_0 = 1_2$, $\bar{\sigma}_1 = -\sigma_1$, $\bar{\sigma}_2 = -\sigma_2$, $\bar{\sigma}_3 = -\sigma_3$.

Наиболее общий перенормируемый набор киральных супермультиплетов представляется следующим образом

$$\mathcal{L}_{\text{chiral, int}} = -\frac{1}{2} W^{ij} \psi_i \psi_j + W^i F_i + c.c. , \quad (1.21)$$

где W^i так же как W^{ij} получены из функции, называемой *суперпотенциал* W :

$$W = \frac{1}{2}\mu^{ij}\phi_i\phi_j + \frac{1}{6}\lambda^{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k \quad (1.22)$$

с

$$\begin{aligned} W^i &= \frac{\delta W}{\delta\phi_i} = \mu^{ij}\phi_j + \frac{1}{2}\lambda^{ijk}\phi_j\phi_k, \\ W^{ij} &= \frac{\delta^2 W}{\delta\phi_i\delta\phi_j} = \mu^{ij} + \lambda^{ijk}\phi_k. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Эта наиболее общая форма взаимодействий (1.21) диктуется самой суперсимметрией.

Слагаемое $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$ включает в себя калибровочные супермультиплеты. Допустим, некоторый калибровочный бозон A_μ^a в паре с Вейлевскими фермионами λ^a объединены калибровочными супермультиплетом, где вспомогательные поля D^a необходимы для того чтобы закрыть безмассовую суперсимметричную алгебру. Присоединенное представление калибровочной группы обозначается индексом a . Запишем суперсимметричный лагранжиан калибровочных супермультиплетов:

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - i\lambda^\dagger \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a + \frac{1}{2}D^a D^a, \quad (1.24)$$

где, как обычно, поля Янга-Миллса $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c$ и ковариантная производная гейджино

$$D_\mu \lambda^a = \partial_\mu \lambda^a - gf^{abc}A_\mu^b \lambda^c \quad (1.25)$$

со структурными константами f^{abc} и калибровочной константой связи g .

Третье слагаемое $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ определяет взаимодействия полей. Калибровочные взаимодействия бозонов и фермионов задаются поворотами ковариантных производных в кинетических членах лагранжиана (1.20) записанного в ковариантных производных. Предположим, что киральные супермультиплеты преобразуются соответственно калибровочной группе в представлении эрмитовых матриц T^a которые удовлетворяют следующему коммутационному соотношению $[T^a, T^b] = if^{abc}T^c$. Тогда ковариантная производная мультиплет-

ТОВ ЕСТЬ:

$$\begin{aligned} D_\mu \phi_i &= \partial_\mu \phi_i + ig A_\mu^a (T^a \phi)_i, \\ D_\mu \psi_i &= \partial_\mu \psi_i + ig A_\mu^a (T^a \psi)_i. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Таким образом калибровочные инварианты из лагранжиана (1.20) становятся

$$\mathcal{L}_{\text{chiral}} = -(D_\mu \phi^i)^\dagger (D^\mu \phi_i) - i \psi^{i*} \bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_i + F^{i*} F_i. \quad (1.27)$$

Мы можем ввести дополнительные члены в лагранжиан, которые не будут нарушать симметрию. Члены Юкавского взаимодействия не запрещены ни условиями калибровочной инвариантности, ни перенормируемостью. Юкавские каплинги:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\sqrt{2}g [(\phi^* T^a \psi) \lambda^a + \lambda^{a\dagger} (\psi^\dagger T^a \phi)] + g(\phi^* T^a \phi) D^a. \quad (1.28)$$

Четвертое слагаемое $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ ответственно за нарушение суперсимметрии. Из опыта мы знаем что суперсимметрия должна быть нарушена. Это нарушение, как ожидается, должно быть спонтанным, то есть лагранжиан должен быть инвариантным относительно преобразований симметрии, но не вакуум. На сегодняшний день механизм этого нарушения не известен. Для того чтобы сохранить общность теории вводятся нарушающие члены, которые не приводят к квадратичным расходимостям. Эти члены в лагранжиане должны удовлетворять размерности положительной массы. Запишем наиболее общие члены мягкого нарушения суперсимметрии:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{soft}} &= -(m^2)_j^i \phi^{j*} \phi_i - \frac{1}{2} (M_\lambda \lambda^a \lambda^a + c.c.) \\ &- \left(\frac{1}{2} b^{ij} \mu^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{6} a^{ijk} \lambda^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k + c.c. \right). \end{aligned} \quad (1.29)$$

Первый член дает массы скалярным суперпартнерам и массу второму калибрино. Таким образом исчезает вырождение между суперпартнерами. Билинейные (b^{ij}) и трилинейные (a^{ijk}) члены записанные в скобках, связаны с билинейными и трилинейными условиями в суперпотенциале. Отметим, что есть неявное суммирование по индексам i, j , соответственно i, j, k обозначают

все скалярные поля.

Далее рассмотрим подробно **спектр физических полей НМССМ**. Для этого необходимо перейти от суперполей к обычным полям, однозначно соответствующим физическим состояниям посредством диагонализации массовой части лагранжиана.

1.2.1 Сектор Хиггса с учетом локального минимума в потенциале

Хиггсовский сектор представлен двумя дублетами H_1 , H_2 и синглетом S . Лагранжиан данного сектора может быть представлен в виде:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \mathcal{L}_{kin}^{Higgs} - V_{Higgs}, \quad (1.30)$$

где $\mathcal{L}_{kin}^{Higgs}$ - кинетическая часть, V_{Higgs} - потенциал Хиггса. Данные слагаемые определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{kin}^{Higgs} &= (D_\mu H_1)^\dagger (D^\mu H_1) + (D_\mu H_2)^\dagger (D^\mu H_2) + (\partial_\mu S^*)(\partial^\mu S), \\ D^\mu &= \partial^\mu - \frac{i}{2}g_1 B^\mu - \frac{i}{2}g_2 \sigma^i W^{\mu i} \end{aligned} \quad (1.31)$$

Древесный потенциал Хиггса состоит из трех частей, $V_{Higgs} = V_F + V_D + V_{soft}$:

$$V_F = |\lambda S|^2 (H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2) + |\epsilon_{ij} \lambda H_1^i H_2^j + \kappa S^2|^2, \quad (1.32)$$

$$V_D = \frac{g_2^2 + g_1^2}{8} (H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2)^2 + \frac{g_2^2}{2} (H_1^\dagger H_2)(H_2^\dagger H_1), \quad (1.33)$$

$$\begin{aligned} V_{soft} &= m_1^2 H_1^\dagger H_1 + m_2^2 H_2^\dagger H_2 + m_S^2 |S|^2 - \\ &\quad - (\epsilon_{ij} \lambda A_\lambda S H_1^i H_2^j + \frac{1}{3} \kappa A_\kappa S^3 + \text{h.c.}). \end{aligned} \quad (1.34)$$

Параметризация полей в общем случае включает фазы θ и φ спонтанного нарушения CP -преобразований:

$$H_1 = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + \phi_1^0 + i\chi_1) \\ \phi_1^- \end{pmatrix}, \quad H_2 = e^{i\theta} \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 + \phi_2^0 + i\chi_2) \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}}e^{i\varphi}(v_3 + \phi_3^0 + i\chi_3)$$

Более детально потенциал Хиггса расписывается в двухдублетной модели, где приняты обозначения $H_1 \rightarrow \Phi_1$, $H_2 \rightarrow \Phi_2$. Здесь замена неточная, так как первый дублет отличается от соответствующей параметризации 1.35 перевернутыми компонентами поля $\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^- \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + \phi_1^0 + i\chi_1) \end{pmatrix}$ [83]:

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

Нарушение CP -инвариантности связано с наличием комплексных структур. К CP -нарушению будут приводить слагаемые типа $\Phi_1^\dagger\Phi_2$, $\Phi_2^\dagger\Phi_1$ и т.п., если соответствующие коэффициенты перед ними комплексны. Наличие этой структуры не может быть устранено никаким преобразованием, поэтому данные слагаемые нарушают CP -инвариантность. Мы можем задавать комплексные параметры явно, либо, добавляя в дублеты и синглет полей Хиггса комплексную CP -нарушающую фазу. В упомянутых ранее работах было показано, что наличие одного лишь спонтанного CP -нарушения приводит к некорректным результатам нахождения локального минимума потенциала Хиггса, поэтому наличие явного нарушения данной симметрии представляется необходимым.

Далее мы определим в общем случае средние вакуумных полей Хиггса:

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

Для получения физических состояний бозонов Хиггса необходимо выполнение условий существования локального минимума потенциала U в пространстве (v_1, v_2, v_3) . Нам следует посчитать следующие производные: $\frac{\partial U}{\partial v_1} = 0$, $\frac{\partial U}{\partial v_2} = 0$, $\frac{\partial U}{\partial v_3} = 0$, и на их основе вывести условия для параметров $\mu_1^2, \mu_2^2, \mu_{12}^2$:

$$\begin{aligned} \mu_1^2 = \frac{1}{v_1} & (Imk_3 v_2 v_3^2 \cos(\theta - 2\varphi) - Im\lambda_5 v_1 v_2^2 \sin(2\theta) - Imk_5 v_2 v_3 \sin(\theta + \varphi) - \\ & v_2 \cos \theta (3Im\lambda_6 v_1^2 + Im\lambda_7 v_2^2) + k_1 v_1 v_3^2 - Re k_3 v_2 v_3^2 \sin(\theta - 2\varphi) - \\ & Re\lambda_5 v_1 v_2^2 \cos(2\theta) - Re k_5 v_2 v_3 \cos(\theta + \varphi) + 3Re\lambda_6 v_1^2 v_2 \sin \theta + Re\lambda_7 v_2^3 \sin \theta + \\ & \lambda_3 v_1 v_2^2 + \lambda_4 v_1 v_2^2 + \lambda_1 v_1^3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mu_2^2 = \frac{1}{v_2} & (Imk_3 v_1 v_3^2 \cos(\theta - 2\varphi) - Im\lambda_5 v_1^2 v_2 \sin(2\theta) - Imk_5 v_1 v_3 \sin(\theta + \varphi) - \\ & v_1 \cos \theta (Im\lambda_6 v_1^2 + 3Im\lambda_7 v_2^2) + k_2 v_2 v_3^2 - Re k_3 v_1 v_3^2 \sin(\theta - 2\varphi) - \\ & Re\lambda_5 v_1^2 v_2 \cos(2\theta) - Re k_5 v_1 v_3 \cos(\theta + \varphi) + Re\lambda_6 v_1^3 \sin(\theta) + \\ & 3Re\lambda_7 v_1 v_2^2 \sin \theta + \lambda_3 v_1^2 v_2 + \lambda_4 v_1^2 v_2 + \lambda_2 v_2^3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mu_3^2 = \frac{1}{v_3} & (2Imk_3 v_1 v_2 v_3 \cos(\theta - 2\varphi) - Imk_5 v_1 v_2 \sin(\theta + \varphi) + 3Imk_6 v_3^2 \cos(3\varphi) + \\ & k_1 v_1^2 v_3 + k_2 v_2^2 v_3 + 2k_4 v_3^3 - 2Re k_3 v_1 v_2 v_3 \sin(\theta - 2\varphi) - \\ & Re k_5 v_1 v_2 \cos(\theta + \varphi) - 3Re k_6 v_3^2 \sin(3\varphi)) \end{aligned}$$

Далее, добавим дополнительное CP -нарушение при смешивании CP -четных и CP -нечетных состояний. Осуществим данную процедуру в два этапа. Первый переводим нас в базис полей $(H, h, A^0, G^0, G^\pm, H^\pm)$:

$$\begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & -\sin\beta \\ \sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & -\sin\beta \\ \sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \phi_1^\pm \\ \phi_2^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & -\sin\beta \\ \sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

После смешивания данных состояний массовая матрица нейтральных бозонов Хиггса будет иметь сложную структуру размерностью 5x5. Рассмотрим, например, базис смешивания $(H, A^0, h, \phi_3^0, \chi_3)$, тогда переход к новым состояниям реализуется некоторой матрицей A_{ij} :

$$\begin{pmatrix} H \\ A^0 \\ h \\ \phi_3^0 \\ \chi_3 \end{pmatrix} = A_{ij} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \\ h_4 \\ h_5 \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

Массовая матрица имеет симметричную структуру, т.е. $m_{ij} = m_{ji}$:

$$m^2 = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} & m_{15} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} & m_{25} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} & m_{35} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} & m_{45} \\ m_{51} & m_{52} & m_{53} & m_{54} & m_{55} \end{pmatrix}, \quad (1.38)$$

а ее элементы определяются как вторые производные потенциала Хиггса $m_{ij} = \frac{\partial^2 U}{\partial \phi_i \partial \phi_j}$ и имеют вид:

$$m_{11} = \frac{1}{4}v^2(\lambda_1 \cos^4 \beta + \lambda_2 \sin^4 \beta + 2 \sin^2 \beta \cos^2 \beta(-Im\lambda_5 \sin(2\theta) + \lambda_3 + \lambda_4 - Re\lambda_5 \cos(2\theta)) + 4 \sin \beta \cos^3 \beta(Re\lambda_6 \sin \theta - Im\lambda_6 \cos \theta) + 4 \sin^3 \beta \cos \beta(Re\lambda_7 \sin \theta - Im\lambda_7 \cos \theta)) \quad (1.39)$$

$$\begin{aligned}
m_{12} = \frac{1}{4} & (4v_3(Imk_3v_3 \sin(\theta - 2\varphi) + Imk_5 \cos(\theta + \varphi) + Imk_3v_3 \cos(\theta - 2\varphi) - \\
& Re k_5 \sin(\theta + \varphi)) + 3v^2(\sin(2\beta)(Im\lambda_5 \cos(2\theta) - Re\lambda_5 \sin(2\theta)) + \\
& \sin \theta(\cos(2\beta)(Im\lambda_6 - Im\lambda_7) + Im\lambda_6 + Im\lambda_7) + \\
& \cos \theta(-(\cos(2\beta)(Re\lambda_6 - Re\lambda_7) + Re\lambda_6 + Re\lambda_7))) \quad (1.40)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
m_{13} = \frac{1}{8}v^2 & (\sin(2\beta)(\lambda_2 - \lambda_1) - \frac{1}{2} \sin(4\beta)(2Im\lambda_5 \sin(2\theta) + \lambda_1 + \lambda_2 - 2(\lambda_3 + \\
& \lambda_4) + 2Re\lambda_5 \cos(2\theta)) + 2 \cos(4\beta)(\cos \theta(Im\lambda_7 - Im\lambda_6) + \sin(\theta)(Re\lambda_6 - \\
& Re\lambda_7)) + 2 \cos(2\beta)(\sin \theta(Re\lambda_6 + Re\lambda_7) - \cos \theta(Im\lambda_6 + Im\lambda_7))) \quad (1.41)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
m_{14} = 2v(v_3 & (\sin(2\beta)(Imk_3 \cos(\theta - 2\varphi) - Re k_3 \sin(\theta - 2\varphi)) + k_2 \sin^2 \beta) + \\
& \sin \beta \cos \beta(Imk_5 \sin(\theta + \varphi) + Re k_5 \cos(\theta + \varphi)) + k_1 v_3 \cos^2 \beta) \quad (1.42)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
m_{15} = -v \sin(2\beta) & (2Imk_3v_3 \sin(\theta - 2\varphi) - Imk_5 \cos(\theta + \varphi) + \\
& 2Imk_3v_3 \cos(\theta - 2\varphi) + Re k_5 \sin(\theta + \varphi)) \quad (1.43)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
m_{22} = \frac{1}{32} \csc \beta \sec \beta \cos \theta & (8(2v_3(-Imk_3v_3 \cos(2\varphi) + Imk_5 \sin \varphi + \\
& \cos \varphi(Re k_5 - 2Re k_3v_3 \sin \varphi)) + v^2(Im\lambda_6 + Im\lambda_7)) + v^2(7 \cos(2\beta) + \\
& \cos(6\beta))(Im\lambda_6 - Im\lambda_7)) - \csc \beta \sec \beta \sin \theta(8(2v_3 \sin \varphi(2Imk_3v_3 \cos \varphi + \\
& Re k_5) - 2v_3(Imk_5 \cos \varphi + Re k_3v_3 \cos(2\varphi)) + v^2(Re\lambda_6 + Re\lambda_7)) + \\
& v^2(7 \cos(2\beta) + \cos(6\beta))(Re\lambda_6 - Re\lambda_7)) + 2Im\lambda_5 v^2(\cos(4\beta) + 11) \sin(2\theta) + \\
& 2Re\lambda_5 v^2(\cos(4\beta) + 11) \cos(2\theta) + v^2 \cos(4\beta)(\lambda_1 + \lambda_2 - 2(\lambda_3 + \lambda_4)) + \\
& v^2(-(\lambda_1 + \lambda_2 + 6(\lambda_3 + \lambda_4)))) \quad (1.44)
\end{aligned}$$

$$m_{23} = \frac{1}{2}v^2(\cos(2\beta)(Im\lambda_5 \cos(2\theta) - Re\lambda_5 \sin(2\theta)) + \sin(2\beta)(\sin \theta(Im\lambda_6 - Im\lambda_7) + \cos \theta(Re\lambda_6 - Re\lambda_7))) \quad (1.45)$$

$$m_{24} = v(2Imk_3v_3 \sin(\theta - 2\varphi) + Imk_5 \cos(\theta + \varphi) + 2Rek_3v_3 \cos(\theta - 2\varphi) - Re k_5 \sin(\theta + \varphi)) \quad (1.46)$$

$$m_{25} = v(2Imk_3v_3 \cos(\theta - 2\varphi) + Imk_5 \sin(\theta + \varphi) - 2Rek_3v_3 \sin(\theta - 2\varphi) - Re k_5 \cos(\theta + \varphi)) \quad (1.47)$$

$$\begin{aligned} m_{33} = & \frac{1}{4}(\sin(2\beta)(2v_3(-Imk_3v_3 \cos(\theta - 2\varphi) + Imk_5 \sin(\theta + \varphi) + Re k_3v_3 \sin(\theta - 2\varphi) \\ & + Re k_5 \cos(\theta + \varphi)) - v^2 \sin(2\beta)(-Im\lambda_5 \sin(2\theta) + \lambda_3 + \lambda_4)) + \cos^2 \beta \times \\ & \times (2v_3 \cot \beta(-Imk_3v_3 \cos(\theta - 2\varphi) + Imk_5 \sin(\theta + \varphi) + Re k_3v_3 \sin(\theta - 2\varphi) + \\ & Re k_5 \cos(\theta + \varphi)) + v^2 \sin^2 \beta(\lambda_1 + \lambda_2 + 4Re\lambda_5 \cos(2\theta))) + \\ & 2v_3 \sin^2 \beta \tan \beta(-Imk_3v_3 \cos(\theta - 2\varphi) + Imk_5 \sin(\theta + \varphi) - Re k_3v_3 \sin(\theta - 2\varphi) + \\ & Re k_5 \cos(\theta + \varphi)) - v^2 \cos^4 \beta(-Im\lambda_5 \sin(2\theta) - \\ & 2Im\lambda_6 \cot \beta \cos \theta + \lambda_3 + \lambda_4 - Re\lambda_5 \cos(2\theta) + 2Re\lambda_6 \cot \beta \sin \theta) - \\ & v^2 \sin^4 \beta(-Im\lambda_5 \sin(2\theta) - 2Im\lambda_7 \tan \beta \cos \theta + \lambda_3 + \\ & \lambda_4 - Re\lambda_5 \cos(2\theta) + 2Re\lambda_7 \tan \beta \sin \theta) + 6v^2 \sin \beta \cos^3 \beta(Im\lambda_6 \cos \theta - \\ & Re\lambda_6 \sin \theta) + 6v^2 \sin^3 \beta \cos \beta(Im\lambda_7 \cos \theta - Re\lambda_7 \sin \theta)) \quad (1.48) \end{aligned}$$

$$m_{34} = v(\cos(2\beta)(2Imk_3v_3 \cos(\theta - 2\varphi) - Imk_5 \sin(\theta + \varphi) - 2Rek_3v_3 \sin(\theta - 2\varphi) - Re k_5 \cos(\theta + \varphi)) + v_3 \sin(2\beta)(k_2 - k_1)) \quad (1.49)$$

$$m_{35} = -v \cos(2\beta)(2Imk_3v_3 \sin(\theta - 2\varphi) - Imk_5 \cos(\theta + \varphi) + 2Rek_3v_3 \cos(\theta - 2\varphi) + Rek_5 \sin(\theta + \varphi)) \quad (1.50)$$

$$m_{44} = \frac{1}{2v_3}(-Imk_3v^2v_3 \sin(2\beta) \cos(\theta - 2\varphi) + Imk_5v^2 \sin(2\beta) \sin(\theta + \varphi) + 6Imk_6v_3^2 \cos(3\varphi) - k_1v^2v_3(\cos \beta)^2 - k_2v^2v_3(\sin \beta)^2 + 8k_4v_3^3 \Re k_3v^2v_3 \sin(2\beta) \sin(\theta - 2\varphi) + Rek_5v^2 \sin(2\beta) \cos(\theta + \varphi) - 6Rek_6v_3^2 \sin(3\varphi)) \quad (1.51)$$

$$m_{45} = 2(v^2 \sin(2\beta)(-\cos \beta)(Imk_3 \sin(\theta - 2\varphi) + Rek_3 \cos(\theta - 2\varphi)) + 6Imk_6v_3 \sin(3\varphi) + 6Rek_6v_3 \cos(3\varphi)) \quad (1.52)$$

$$m_{55} = \frac{1}{2v_3}(-3Imk_3v^2v_3 \sin(2\beta) \cos(\theta - 2\varphi) + Imk_5v^2 \sin(2\beta) \sin(\theta + \varphi) - 18Imk_6v_3^2 \cos(3\varphi) - k_1v^2v_3(\cos \beta)^2 - k_2v^2v_3(\sin \beta)^2 + 3Rek_3v^2v_3 \sin(2\beta) \sin(\theta - 2\varphi) + Rek_5v^2 \sin(2\beta) \cos(\theta + \varphi) + 18Rek_6v_3^2 \sin(3\varphi)) \quad (1.53)$$

Процедуру диагонализации удобно проводить в пакете символьной математики Wolfram Mathematica.

$$\mathcal{M}_D = (h_i)^T (A^{-1})^T m A^{-1} h_i \quad (1.54)$$

$$\mathcal{M}_D = \begin{pmatrix} M_{h_1}^2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_{h_2}^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{h_3}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & M_{h_4}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & M_{h_5}^2 \end{pmatrix}, \quad (1.55)$$

При этом предполагаем, что

$$M_{h_1}^2 \leq M_{h_2}^2 \leq M_{h_3}^2 \leq M_{h_4}^2 \leq M_{h_5}^2 \quad (1.56)$$

Данные состояния бозонов Хиггса не обладают определенной CP -четностью.

Нет определенного алгоритма нарушения CP -инвариантности, но ранние исследования дают основания полагать, что рассмотрение только лишь спонтанного типа нарушения недостаточно, кроме того, может оказаться некорректным дальнейшее нахождение локального минимума. Поэтому, мы можем сказать, что частным случаем может быть рассмотрено лишь явное CP -нарушение:

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

$$\mu_1^2 = \frac{1}{2}(v^2 \lambda_1 \cos^2 \beta + v^2(\lambda_3 + \lambda_4 + \text{Re} \lambda_5) \sin^2 \beta + v^2 \sin \beta (3 \text{Re} \lambda_6 \cos \beta + \text{Re} \lambda_7 \tan \beta)) + \frac{1}{2} k_1 v_3^2 + \left(\frac{1}{2} \text{Re} k_3 v_3 + \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Re} k_5 \right) v_3 \tan \beta,$$

$$\mu_2^2 = \frac{1}{2}(v^2 \lambda_2 \sin^2 \beta + v^2(\lambda_3 + \lambda_4 + \text{Re} \lambda_5) \cos^2 \beta + v^2 \cos \beta (3 \text{Re} \lambda_7 \sin \beta + \text{Re} \lambda_6 \cot \beta)) + \frac{1}{2} k_2 v_3^2 + \left(\frac{1}{2} \text{Re} k_3 v_3 + \frac{1}{\sqrt{2}} \text{Re} k_5 \right) v_3 \cot \beta,$$

$$\mu_3^2 = \frac{v^2}{2} (k_1 \cos^2 \beta + k_2 \sin^2 \beta + (\text{Re} k_3 + \frac{1}{\sqrt{2} v_3} \text{Re} k_5) \sin 2\beta) + \text{Re} k_4 v_3^2 + \frac{3}{2} \text{Re} k_6 v_3$$

, где $v^2 = v_1^2 + v_2^2$, $\tan \beta = v_2/v_1$.

Аналогичным способом получают матричные элементы массовой матрицы нейтральных бозонов Хиггса.

На масштабе масс суперчастиц M_{SUSY} , т.е. когда $m_{\tilde{Q}} = m_{\tilde{u}} = m_{\tilde{d}}$, пара-

метры λ_i , κ_j в методе эффективного потенциала выражаются через обычные параметры НМССМ λ , κ , а также A_λ и A_κ следующим образом:

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \frac{g_1^2 + g_2^2}{8}, \quad \lambda_3 = \frac{g_2^2 - g_1^2}{4}, \quad \lambda_4 = -\frac{g_2^2}{2}, \quad \lambda_5 = \lambda_6 = \lambda_7 = 0 \quad (1.57)$$

$$k_1 = |\lambda|^2, \quad k_2 = |\lambda|^2, \quad k_3 = \lambda k^*, \quad k_4 = |k|^2, \quad k_5 = \lambda A_\lambda, \quad k_6 = \frac{1}{3} k A_\kappa, \quad (1.58)$$

, где в свою очередь, свободные параметры модели выбираются в диапазоне возможных значений:

$$1.0 < tg\beta \leq 60, \quad M_1 = M_2, \quad 100 \text{ ГэВ} \leq M_2 \leq 2000 \text{ ГэВ},$$

$$0.0001 \leq \lambda \leq 0.7, \quad 0 \leq \kappa \leq 0.65.$$

$$0 \text{ ГэВ} \leq A_\lambda \leq 1000 \text{ ГэВ}, \quad -100 \text{ ГэВ} \leq A_\kappa \leq -10 \text{ ГэВ}$$

1.2.2 Фермионы материи (лептоны и кварки)

Фермионный сектор НМССМ составляют лептоны и кварки СМ. В результате спонтанного нарушения калибровочной симметрии, введения юкавского взаимодействия (используем взаимодействия типа II) и перехода к базису физических полей модели, последние приобретают массы:

$$m_u = h_u v_2 = h_u \frac{2m_W \sin \beta}{g_2}; \quad m_d = h_d v_1 = h_d \frac{2m_W \cos \beta}{g_2} \quad (1.59)$$

Надо сказать, что смешивание CP -четных и CP -нечетных бозонов Хиггса приведет к появлению комплексных констант взаимодействия бозонов Хиггса с кварками:

$$\begin{aligned} \bar{u} u h_j : & \frac{1}{2m_W s_\beta} (g_2 M_u ((-\cos(\theta) + i\gamma^5 \sin(\theta))(A_{1j} s_\beta + A_{3j} c_\beta) + \\ & A_{2j} c_\beta (\sin(\theta) + i\gamma^5 \cos(\theta)))) \\ \bar{d} d h_j : & \frac{g_2 M_d (-A_{1j} \cos \beta + \sin \beta (A_{3j} + i\gamma^5 A_{2j}))}{2 \cos \beta m_W} \end{aligned} \quad (1.60)$$

1.2.3 Калибровочные бозоны (γ , Z^0 , W^\pm)

Калибровочный сектор НМССМ аналогичен сектору калибровочных полей СМ.

1.2.4 Сфермионный сектор

Здесь и далее используются обычные параметры НМССМ. Сфермионы – суперпартнеры фермионов СМ, являющиеся истинными скалярами. Переход к физическим состояниям осуществляется с помощью матрицы поворота:

$$\begin{pmatrix} \tilde{q}_1 \\ \tilde{q}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_{\tilde{q}}) & \sin(\theta_{\tilde{q}}) \\ -\sin(\theta_{\tilde{q}}) & \cos(\theta_{\tilde{q}}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{q}_L \\ \tilde{q}_R \end{pmatrix}, \quad \tilde{q}_L = \tilde{d}_L, \tilde{u}_L, \quad \tilde{q}_R = \tilde{d}_R, \tilde{u}_R \quad (1.61)$$

Константы взаимодействия бозона Хиггса с сфермионами также комплексны, и в данном случае имеют вид $s + ip$:

$$\tilde{u}_L \tilde{u}_L h_j : \frac{g^2(-A1_j s_\beta (c_\beta^2 m_W^2 + M u^2 \cos(2\theta)) + M u^2 A2_j c_\beta \sin(2\theta) - A3_j c_\beta (M u^2 \cos(2\theta) - m_W^2 s_\beta^2))}{m_W s_\beta} - \frac{ig^2(M u^2 \sin(2\theta)(A1_j s_\beta + A3_j c_\beta) + A2_j c_\beta (m_W^2 s_\beta^2 + M u^2 \cos(2\theta)))}{m_W s_\beta} \quad (1.62)$$

$$\tilde{d}_L \tilde{d}_L h_j : -\frac{g^2(A1_j c_\beta (\cos(2\theta) m_W^2 s_\beta^2 + M d^2) - s_\beta (A2_j c_\beta^2 \sin(2\theta) m_W^2 + A3_j (M d^2 - c_\beta^2 \cos(2\theta) m_W^2)))}{c_\beta m_W} + \frac{ig^2 s_\beta (c_\beta \sin(2\theta) m_W^2 (A1_j s_\beta + A3_j c_\beta) + A2_j (c_\beta^2 \cos(2\theta) m_W^2 + M d^2))}{c_\beta m_W} \quad (1.63)$$

$$\tilde{u}_R \tilde{u}_R h_j : \frac{1}{m_W s_\beta} ((g^2 M u^2 (A2_j c_\beta \sin(2\theta) - \cos(2\theta) (A1_j s_\beta + A3_j c_\beta))) + (ig^2 M u^2 (\sin(2\theta) (A1_j s_\beta + A3_j c_\beta) + A2_j c_\beta \cos(2\theta)))) \quad (1.64)$$

$$\tilde{d}_R \tilde{d}_R h_j : \frac{1}{c_\beta m_W} (g^2 M d^2 ((iA2_j + A3_j) s_\beta - A1_j c_\beta)) \quad (1.65)$$

$$\tilde{u}_L \tilde{u}_R h_j : \frac{\lambda \text{Mu}(A1_j c_\beta \cos(\varphi) + A2_j s_\beta \sin(\varphi) - A3_j s_\beta \cos(\varphi) + A4_j c_\beta \cos(\varphi) - A5_j c_\beta \sin(\varphi))}{\sqrt{2} s_\beta} + \frac{i \lambda \text{Mu}(A1_j c_\beta \sin(\varphi) - A2_j s_\beta \cos(\varphi) - A3_j s_\beta \sin(\varphi) + A4_j c_\beta \sin(\varphi) + A5_j c_\beta \cos(\varphi))}{\sqrt{2} s_\beta} \quad (1.66)$$

$$\tilde{d}_L \tilde{d}_R h_j : -\frac{\lambda \text{Md}(-s_\beta(A1_j \cos(\theta+\varphi) + A4_j \cos(\theta+\varphi) - A5_j \sin(\theta+\varphi)) + A2_j c_\beta \sin(\theta+\varphi) - A3_j c_\beta \cos(\theta+\varphi))}{\sqrt{2} c_\beta} + \frac{i \lambda \text{Md}(s_\beta(A1_j \sin(\theta+\varphi) + A4_j \sin(\theta+\varphi) + A5_j \cos(\theta+\varphi)) + A2_j c_\beta \cos(\theta+\varphi) + A3_j c_\beta \sin(\theta+\varphi))}{\sqrt{2} c_\beta} \quad (1.67)$$

1.2.5 Сектор нейтралино

В секторе нейтралино базис полей можно выбрать следующим образом:

$$\psi^0 = \left(-i\tilde{b}^0, -i\tilde{\omega}^3, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0, \tilde{s} \right)^T, \quad (1.68)$$

здесь \tilde{b}^0 , $\tilde{\omega}^3$, \tilde{h}_1^0 , \tilde{h}_2^0 , \tilde{s} – спиноры бино, вино, хиггсино и синглино. Массовый член лагранжиана НМССМ, отвечающий данным полям можно представить:

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2} (\psi^0)^T Y \psi^0 + \text{э.с.}, \quad (1.69)$$

где матрица Y имеет вид:

$$Y = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z s_W c_\beta & M_Z s_W s_\beta & 0 \\ 0 & M_2 & M_Z c_W c_\beta & -M_Z c_W s_\beta & 0 \\ -M_Z s_W c_\beta & M_Z c_W c_\beta & 0 & -\lambda v_3 & -\lambda v_2 \\ M_Z s_W s_\beta & -M_Z c_W s_\beta & -\lambda v_3 & 0 & -\lambda v_1 \\ 0 & 0 & -\lambda v_2 & -\lambda v_1 & 2\kappa v_3 \end{pmatrix}. \quad (1.70)$$

здесь M_1 , M_2 – U(1) и SU(2) – массовые параметры мягкого нарушения суперсимметрии полей \tilde{b}^0 , $\tilde{\omega}^3$ соответственно; $s_W = \sin \theta_W$, $c_W = \cos \theta_W$; θ_W – электрослабый угол смешивания – угол Вайнберга; $s_\beta = \sin \beta$, $c_\beta = \cos \beta$.

$$\mathcal{L}_{h_i \chi^0 \chi^0} = a_{h_i \chi^0 \chi^0} h_i \chi_j^0 \chi_k^0, \quad (1.71)$$

где χ_j^0, χ_k^0 - дираковские спиноры, т.е. $\chi_i^0 \equiv \begin{pmatrix} \tilde{\chi}_i^0 \\ \bar{\tilde{\chi}}_i^0 \end{pmatrix}$

$$\tilde{\chi}_i^0 = U_{ji}\psi_i^0 \quad (1.72)$$

$$\psi^0 = \left(-i\tilde{b}^0, -i\tilde{\omega}^3, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0, \tilde{s} \right)^T, \quad (1.73)$$

здесь $\tilde{b}^0, \tilde{\omega}^3, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0, \tilde{s}$ - спиноры бино, вино, хиггсино и синглино.

$$\begin{aligned} a_{h_i\chi^0\chi^0} = & \frac{1}{2}(A1_j(c_\beta(2U_{j3}(g1U_{k1} - g2U_{k2}) + \sqrt{2}\lambda U_{j4}U_{k5}) + C\theta s_\beta(U_{j4}(2g2U_{k2} - \\ & 2g1U_{k1}) + \sqrt{2}\lambda U_{j3}U_{k5})) + 2g1S\theta A2_j c_\beta U_{j4}U_{k1} - 2g2S\theta A2_j c_\beta U_{j4}U_{k2} - \\ & \sqrt{2}\lambda S\theta A2_j c_\beta U_{j3}U_{k5} + A3_j(C\theta c_\beta(U_{j4}(2g2U_{k2} - 2g1U_{k1}) + \sqrt{2}\lambda U_{j3}U_{k5}) - \\ & s_\beta(2U_{j3}(g1U_{k1} - g2U_{k2}) + \sqrt{2}\lambda U_{j4}U_{k5})) + \sqrt{2}C\varphi\lambda A4_j U_{j3}U_{k4} - \\ & \sqrt{2}C\varphi\kappa A4_j U_{j5}U_{k5} + \sqrt{2}i\lambda S\varphi A4_j U_{j3}U_{k4} + \sqrt{2}\kappa S\varphi A5_j U_{j5}U_{k5}), \end{aligned} \quad (1.74)$$

где U_{ij} - матрица диагонализации массовой матрицы нейтралино:

$$(U^{-1})^T Y U^{-1} = \mathcal{M}_D. \quad (1.75)$$

1.3 Поправки к CP -нарушающим параметрам потенциала Хиггса НМССМ

В древесном приближении НМССМ на масштабе энергий M_{SUSY} параметры определяются формулами 1.57, 1.58. Они действительные и выражаются через константы слабого и электромагнитного взаимодействий g_1, g_2 . Однако параметры любой модели, вообще говоря, зависят от масштаба энергий, при котором они измеряются либо фиксируются. Эта зависимость описывается ренорм-групповыми (РГ) уравнениями. В данном случае условия 1.57 играют роль граничных условий для РГ уравнений. Ниже масштаба M_{SUSY} эти соотношения нарушаются конечным квантовым эффектом, обусловленным взаимодействием бозонов Хиггса с третьим поколением суперпартнеров кварков (скварков).

Низкоэнергетичная теория ниже масштаба M_{SUSY} хорошо представима СМ или ее двухдублетным несуперсимметричным расширением. Выше масштаба M_{SUSY} суперсимметрия восстанавливается, накладывая условия 1.57.

Итак, эволюция параметров потенциала Хиггса λ_i определяется РГ уравнениями. В частности, решение РГ уравнений позволяет рассмотреть эволюцию комплексных параметров $\lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$, экстраполировав их из области высоких энергий в область энергий, доступных в ускорительных экспериментах сегодня.

Другим способом исследовать изменения параметров в потенциале можно при анализе в граничных условиях эффектов взаимодействия бозонов Хиггса с третьим поколением скварков. Такое взаимодействие обусловлено добавлением в общий лагранжиан слагаемых, мягко нарушающих суперсимметрию.

1.3.1 Расчет поправок к CP -нарушающим параметрам НМССМ

Расчет масс бозонов Хиггса в НМССМ в случае, когда были смешаны CP -четные и CP -нечетные бозоны Хиггса сводится к диагонализации массовой матрицы размерностью 5 на 5, которая, в общем случае, не имеет аналитического решения. Кроме того, при дополнительных условиях локального минимума сужается диапазон возможных значений свободных параметров модели. Даже при фиксировании одного из множества параметров, другие могут при варьировании приводить к отрицательным значениям квадратов масс на диагонали массовой матрицы. Это, в конечном счете, приводит к необходимости фиксировать все параметры, и рассматривать набор фиксированных параметров как заданный сценарий реализации "нестандартного" бозона Хиггса в природе. Данные сценарии имеют право быть рассмотренными, однако, стоит поговорить подробнее о том, какую роль могут сыграть однопетлевые поправки к параметрам потенциала Хиггса.

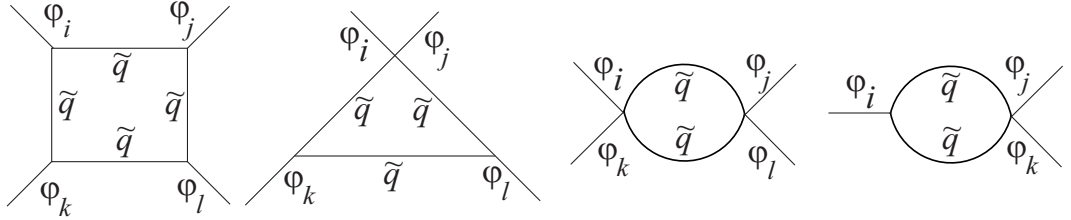
Расчет поправок к параметрам $\lambda_1, \lambda_2, \kappa_1, \kappa_2$ потенциала Хиггса в НМССМ был сделан в работе [83]. Тем не менее, эти параметры мало интересны для случая явного CP -нарушения в потенциале, потому что они действительные. Параметры же $\lambda_5, \lambda_6, \lambda_7, \kappa_3, \kappa_5, \kappa_6$ могут быть комплексными, но на масштабе суперсимметрии $\lambda_5 = \lambda_6 = \lambda_7 = 0$, и нет никакого явного CP -нарушения

вообще в этом случае. Следовательно, поправки к последним параметрам важнее для условий CP -нарушения.

Мы находим дополнительные вклады из сектора скварков третьего поколения по аналогии с работой выше. Лагранжиан взаимодействия скварков с полем Хиггса имеет форму [40]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{H\tilde{q}\tilde{q}} = & -|y_u(\tilde{Q}^T \epsilon H_1)|^2 - |y_d(\tilde{Q}^T \epsilon H_2)|^2 - |y_u \tilde{u}_R^* H_1^0 - y_d \tilde{d}_R^* H_2^-|^2 - |y_d \tilde{d}_R^* H_2^0 - y_u \tilde{u}_R^* H_1^+|^2 \\ & y_u(\tilde{u}_R \tilde{u}_L^* \lambda S H_2^0 + \tilde{u}_R \tilde{d}_L^* \lambda S H_2^- + c.c.) + y_d(\tilde{d}_R \tilde{d}_L^* \lambda S H_1^0 + \tilde{d}_R \tilde{u}_L^* \lambda S H_1^+ + c.c.) \\ & - \frac{g_1^2}{12} ((H_1^\dagger H_1)(\tilde{Q}^\dagger \tilde{Q}) - (H_2^\dagger H_2)(\tilde{Q}^\dagger \tilde{Q})) - \frac{g_2^2}{8} (4|H_2^\dagger \tilde{Q}|^2 - 2(H_2^\dagger H_2)(\tilde{Q}^\dagger \tilde{Q}) + 4|H_1^\dagger \tilde{Q}|^2 \\ & - 2(H_1^\dagger H_1)(\tilde{Q}^\dagger \tilde{Q})) - (\tilde{u}_R^* y_u A_u (\tilde{Q}^T \epsilon H_1) - \tilde{d}_R^* y_d A_d (\tilde{Q}^T \epsilon H_2) - \tilde{e}_R^* y_e A_e (\tilde{L}^T \epsilon H_2) + c.c.) \end{aligned} \quad (1.76)$$

Мы используем метод, развитый в работах [84–87]. Отметим, что нет возможности нарисовать диаграммы для λ_6 , λ_7 , κ_3 , κ_6 . В рамках диаграммного метода мы можем нарисовать вклады с четырьмя внешними линиями для λ_5 и тремя внешними линиями для κ_5 . Имеется четыре типа диаграмм для этих вкладов:



В зависимости от количества внешних линий и типа внутренней петли, мы будем иметь дело с тремя типами интегралов. Аналитические выражения для поправок к параметрам потенциала Хиггса имеют вид:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_5 = & -4A_u^2 y_u^2 A_d^2 y_d^2 I_2(m_{\tilde{Q}}, m_{\tilde{u}}, m_{\tilde{d}}) - 8A_d^2 y_d^2 (g_2^2 - 2y_u^2) I_1(m_{\tilde{Q}}, m_{\tilde{d}}) \\ & - 8A_u^2 y_u^2 (g_2^2 - 2y_d^2) I_1(m_{\tilde{Q}}, m_{\tilde{u}}) + (-7g_2^4 + 50g_2^2 (y_d^2 + y_u^2) - 28y_d^2 y_u^2) I(m_{\tilde{Q}}), \end{aligned} \quad (1.77)$$

$$\Delta k_5 = 2\lambda^* (A_d y_d^2 I(m_{\tilde{Q}}, m_{\tilde{d}}) + (A_d y_d^2 + A_u y_u^2) I(m_{\tilde{Q}}, m_{\tilde{u}})), \quad (1.78)$$

где интегралы представляются в виде:

$$I(m_1, m_2) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{i}{(k^2 - m_1^2)(k^2 - m_2^2)} \equiv \frac{1}{16\pi^2} B_0(m_1^2, m_2^2) \quad (1.79)$$

$$I_1(m_1, m_2) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{i}{(k^2 - m_1^2)^2(k^2 - m_2^2)} \equiv \frac{1}{16\pi^2} C_0(m_2^2, m_1^2) \quad (1.80)$$

$$I_2(m_1, m_2, m_3) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{i}{(k^2 - m_1^2)^2(k^2 - m_2^2)(k^2 - m_3^2)} \equiv \frac{1}{16\pi^2} D_0(m_1^2, m_2^2, m_3^2) \quad (1.81)$$

Четырехточечная функция D_0 может быть представлена в виде комбинации функций меньших порядков:

$$D_0(m_1^2, m_2^2, m_3^2) = \frac{1}{m_1^2 - m_2^2} C_0(m_1^2, m_2^2) - \frac{1}{(m_2^2 - m_3^2)^2} [B_0(m_1^2, m_2^2) - B_0(m_1^2, m_3^2)] \quad (1.82)$$

На масштабе суперсимметрии ($m_{\tilde{Q}} = m_{\tilde{u}} = m_{\tilde{d}}$) интегралы с одинаковыми массами примут вид:

$$B_0(m^2) = -\log\left(\frac{m^2}{\mu^2}\right); \quad C_0(m^2) = -\frac{1}{2m^2}; \quad D_0(m^2) = -\frac{1}{2m^4} \quad (1.83)$$

Подробно выражения со скалярными интегралами представлены в приложении А.

С учетом поправок аналитические выражения для CP -нарушающих параметров примут вид:

$$\lambda_5 = \frac{1}{48\pi^2 M_{\text{susy}}^4} (4(\text{Ad}^2 \text{hd}^2 (\text{Au}^2 \text{hu}^2 - 3M_{\text{susy}}^2 (g^2 - 2\text{hu}^2)) - 3\text{Au}^2 \text{hu}^2 M_{\text{susy}}^2 (g^2 - 2\text{hd}^2)) - 3M_{\text{susy}}^4 (7g^2 - 50g^2 (\text{hd}^2 + \text{hu}^2) + 28\text{hd}^2 \text{hu}^2) \log\left(\frac{M_{\text{susy}}^2}{m^2}\right))$$

$$\kappa_5 = -\frac{1}{4\pi^2} \lambda^* \log\left(\frac{M_{\text{susy}}^2}{m^2}\right) (\text{Adhd}^2 + \text{Auhu}^2)$$

Глава 2

Распады бозонов Хиггса в НМССМ

2.1 Исследования свойств бозона Хиггса на БАКе

Найденная на опыте частица с массой 125 ГэВ вполне вписывается в рамки СМ, и не противоречит тем ограничениям, которые были наложены ранее на значение массы, при поиске бозона Хиггса, диктуемые требованием самосогласованности данной теории. Рассмотрим эти ограничения [79]. Верхняя граница может быть получена из условия унитарности. Условие унитарности матрицы рассеяния, а также приближение упругого рассеяния для полного сечения и оптическая теорема определяют ограничения на парциальные волновые амплитуды. Эти амплитуды, в свою очередь, примененные к описанию рассеяния хиггсовской частицы в Стандартной Модели, дают ограничения сверху на массу бозона Хиггса $M_H < 860$ ГэВ. Также, ограничения сверху на массу можно получить из условий тривиальности. Тривиальность сектора нарушения симметрии Стандартной Модели весьма обременительна для теории, поскольку для осуществления механизма Хиггса необходимо иметь самовзаимодействующую скалярную систему. Чтобы выйти из этого противоречия, можно предположить, что хиггсовский потенциал описывает эффективную низкоэнергетическую теорию, возникающую из фундаментальной физики с Λ_{phys} - характеристическим энергетическим масштабом. Поскольку мы хотим иметь массу бозона Хиггса ниже физического обрезания, то приходим к ограничению $M_H^{1-loop} < 1$ ТэВ. Эта оценка основана на теории возмущений. Более реалистичский предел должен возникать при пертурбативном рассмотрении. Из решеточных вычислений следует оцен-

ка $M_H^{lattice} < 640$ ГэВ. Нижняя граница на массу Хиггса обусловлена требованием вакуумной стабильности $M_H^{vac.stable} > 132$ ГэВ. Данное ограничение не следует рассматривать как абсолютный запрет на массу бозона Хиггса. В случае, если самовзаимодействие Хиггса становится сильным, то в ТэВ-ой области энергий должны проявляться новые физические явления, что и ожидается на сегодняшний день на эксперименте в ЛНС.

Конечно, в экспериментах на ЛНС проверяют не только СМ, но и другие модели, в частности, ведется поиск суперсимметрии. Однако, самой первой и главной задачей было доказательство спонтанного нарушения электрослабой симметрии в рамках СМ. Поиск бозона Хиггса основывается на сравнении результатов экспериментальных измерений и теоретических предсказаний СМ. Такими предсказаниями являются сечения рождения бозона Хиггса и вероятности различных каналов его распада.

На адронных коллайдерах Хиггс-бозоны способны рождаться в четырех различных взаимодействиях:

- 1) глюон-глюонное слияние $gg \rightarrow H$, осуществляемое за счет петлевого вклада (в основном) t -кварка;
- 2) qq' слияние векторных бозонов в процессе $qq \rightarrow qqH$;
- 3) ассоциированное рождение Хиггса с тяжелыми калибровочными бозонами $qq \rightarrow W/ZH$;
- 4) совместное рождение Хиггса с тяжелыми кварками: $qq, gg \rightarrow ttH, gg, qq \rightarrow bbH$.

Зависимость сечения образования Хиггс-бозона в указанных процессах от его массы для условий БАК показана на рис. 2.1

Доминирующим каналом образования бозона Хиггса в СМ для БАК (и для Тэватрона) является процесс глюонного слияния.

Поиск был основан на регистрации продуктов распада хиггсовского бозона. Полный спектр вероятностей различных мод распада бозона Хиггса в СМ представлен на рис. 2.2.

Основными процессами поиска являются следующие распады: $H \rightarrow \gamma\gamma$ на два фотона, на пару промежуточных Z - и W -бозонов с последующим распадом на четыре лептона $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ и $H \rightarrow WW^* \rightarrow 4l$. Несмотря на

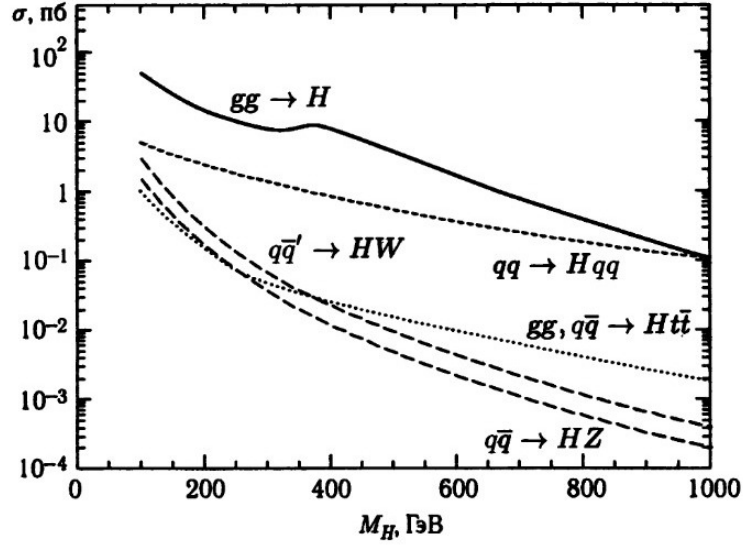


Рис. 2.1: Зависимость сечения образования бозона Хиггса от его массы для условий БАК в СМ [79].

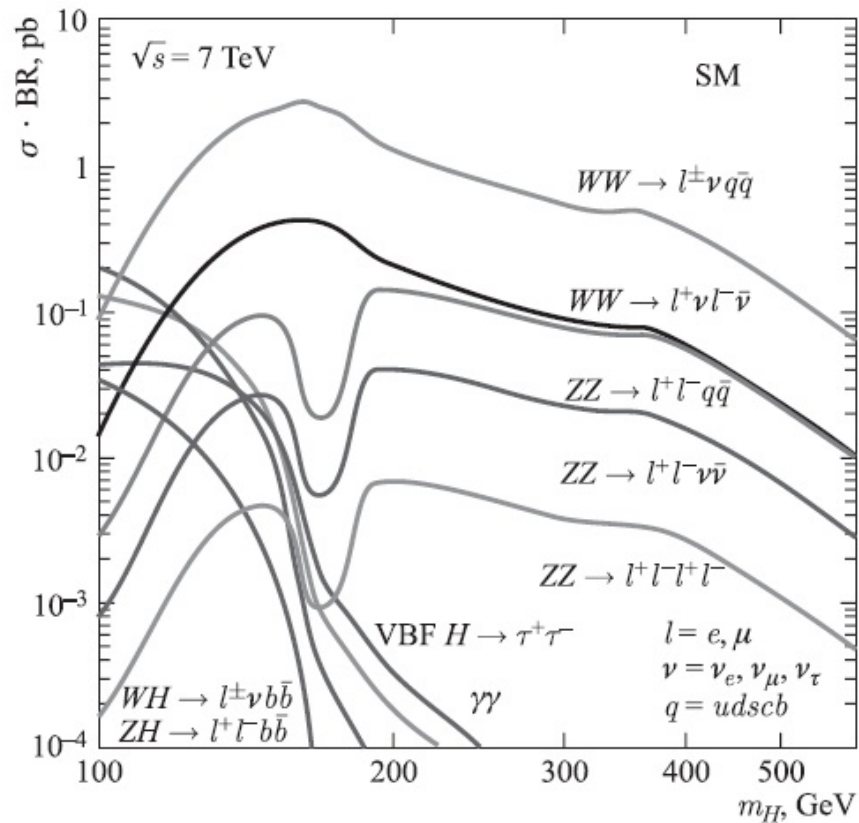


Рис. 2.2: Вероятности различных мод распада бозона Хиггса [88].

то, что наиболее вероятной ситуацией для частицы массой порядка 125 ГэВ должна быть $H \rightarrow b\bar{b}$, у первых трех распадов фоновые процессы значительно ослаблены, что дает возможность точнее определить массу новой частицы именно с их помощью. Результаты 2012 года представлены далее на рисунках

3-6. (Подробно с результатами и методами их получения можно ознакомиться в работе [89].)

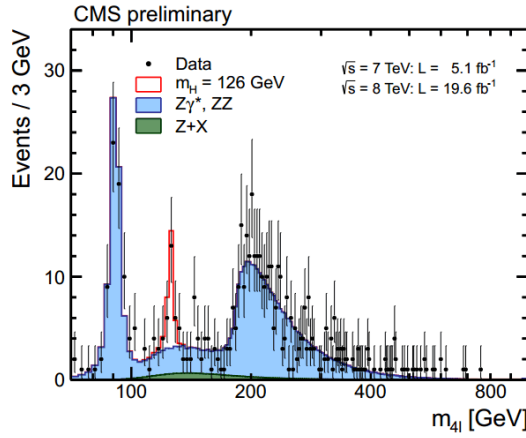


Рис. 3. Данные CMS по изучению распадов бозона Хиггса на ZZ-пары.

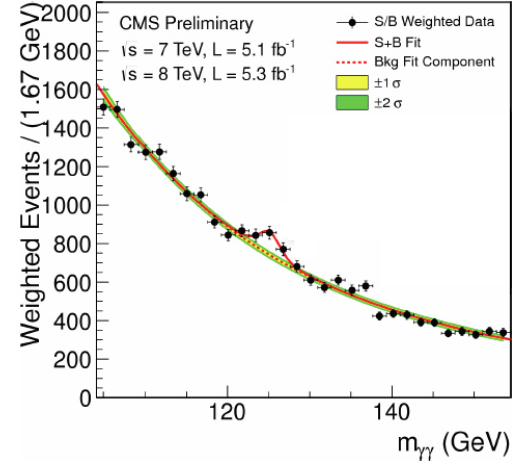


Рис. 4. Хиггсовский сигнал в данных CMS в каналах распада на два фотона.

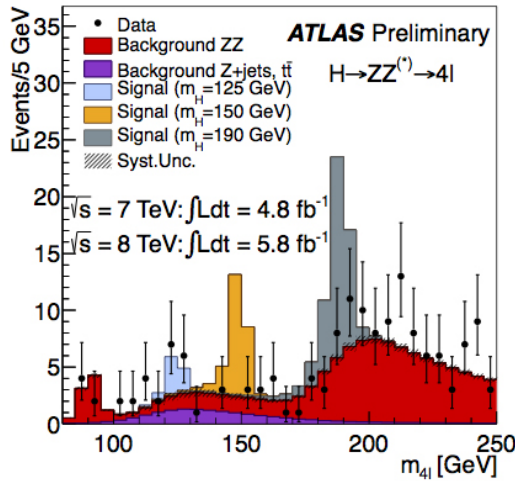


Рис. 5. Хиггсовский сигнал в распаде на 4 лептона (ATLAS).

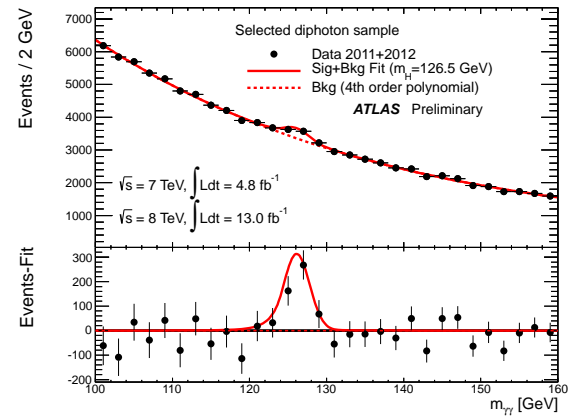


Рис. 6. Распределение событий по массе двух фотонов (ATLAS).

По результатам обработки данных детекторов ЛHC за 2012 г. ширина распада $H \rightarrow \gamma\gamma$ превышала предсказания СМ. Это вызвало дискуссии в научном сообществе. Первые наблюдаемые отклонения привели к гипотезе о том, что существует не один бозон Хиггса. Возможные варианты можно классифицировать следующим образом:

1. $123 < m_{h_1}, m_{h_2} < 128$ ГэВ [90]

Здесь m_{h_1} и m_{h_2} — массы первого и второго бозона Хиггса соответственно. Предполагается, что это два скаляра, примерно равные по массе, и что в дальнейшем, на эксперименте удастся различить два пика, соответствующие этим двум частицам. Однако, высказывалась также мысль

о том, что массы бозонов Хиггса могут быть вырожденными по массе.

2. $m_{h_1} \approx m_{a_1} \approx 125$ ГэВ [91]

Здесь m_{h_1} — масса бозона Хиггса, который является скаляром, а m_{a_1} — масса псевдоскалярного бозона Хиггса. Они могут оказаться близки друг к другу по массе, но обладать очень разными свойствами. Скажем, один из двух может быть связан с возникновением массы у фермионов, а второй — у бозонов. Тогда каждый из них проявляет себя в каком-то своем, характерном только ему распаде. В частности, была попытка объяснить отклонения ширины распада в процессе $H \rightarrow \gamma\gamma$ за счет участия в нем псевдоскаляра.

3. $m_{h_1} < m_{h_2}$, $m_{h_2} \approx 125$ ГэВ

Это, так называемая, версия легкого бозона Хиггса, ненаблюдаемого (так как найденный на ЛНС бозон составляет ~ 125 ГэВ, и ниже этого значение никаких сигналов пока что обнаружено не было). Такая версия имеет место быть в связи с решением проблемы барионной асимметрии Вселенной. Такой бозон Хиггса может иметь массу, необходимую для удовлетворения условиям сильного фазового перехода первого рода при электрослабом бариогенезисе ($m_H < 50$ ГэВ)[26–28], и, при этом, не будет наблюдаться на опыте. Однако, если эта частица является истинным скаляром, то возникает трудность в объяснении ее ненаблюдаемости.

Однако, на данный момент расхождения в ширине распада бозона Хиггса на два фотона исчезли в результате набора достаточной статистики эксперимента. Найденная частица вполне вписывается в СМ. Еще сильнее на ее стандартность стало указывать подтверждение распада хиггсовского бозона на таоны.

Необходимо отметить, что найденный на опыте бозон Хиггса является истинным скаляром. Это становится проблемой для описания СР-нарушения в секторе Хиггса. Наиболее естественно интерпретировать результаты на коллайдре как регистрацию одного из трех возможных нейтральных состояний бозона Хиггса НМССМ. В статье Д.И.Казакова [92] рассматриваются возможности реализации "нестандартного" бозона Хиггса в экспериментах на

ЛНС. В частности, сообщается, что наблюдаемая частица вполне может оказаться некоторым связанным состоянием. В работах [93, 94] дают оценки условий проявления CP-нарушения, обсуждают петлевые эффекты. Необходимо подчеркнуть тот факт, что в сложившейся ситуации, вообще говоря, нарушение CP-инвариантности следует рассматривать в однопетлевом приближении, однако, мы можем нарушить данную симметрию уже на древесном уровне в НМССМ именно за счет смешивания дублетов полей с новым синглетным полем.

На сегодняшний день, поиск суперсимметрии также ведется по всем возможным каналам. Стратегия поиска основывается на том, что частицы слабо взаимодействуют с обычной материей, поэтому не могут быть обнаружены непосредственно, но должны рождаться и уносить с собой определенное количество энергии. Дисбаланс этой энергии как раз и будет зафиксирован и проинтерпретирован как результат рождения новой частицы.

Второй запуск БАКа был осуществлен в 2015 году после модернизации ускорителя, и энергия столкновения частиц увеличена почти в два раза по сравнению с предыдущим запуском, до 13 ТэВ.

По предварительному сбору данных на БАКе имеются отклонения от СМ: 1) в распаде на t - и b -кварки предположительно наблюдается заряженный бозон Хиггса с массой в диапазоне 250-450 ГэВ [41]; 2) возможное нарушение лептонного числа в распаде $H \rightarrow \mu\tau$ и несоответствие ширины распада с предсказаниями [42, 43], что может быть только в теории в несколькими бозонами Хиггсов; 3) отклонения при рождении пар WW , ZZ , WZ в области 2 ТэВ. Также можно упомянуть о дисбалансе в поперечном импульсе более 100 ГэВ на детекторе CMS [44] и порядка 225 ГэВ на детекторе ATLAS [45], что само собой означает наличие нерегистрируемой частицы, подходящей на роль частицы темной материи. Все указанные отклонения пока что регистрируются на уровне достоверности $2 - 3\sigma$, но подтверждают актуальность рассмотрения теорий с дополнительными полями, в частности, с расширенным скалярным сектором Хиггса.

До строительства ЛНС в ЦЕРНе находился электро-позитронный коллайдер LEP, который был демонтирован. Поиски бозона Хиггса велись в столк-

новениях легких фермионов, одна искомая частица тогда на эксперименте не была найдена. LHC был построен именно с целью увеличения мощности эксперимента и увеличения различных видов рождения в результате протон-протонных столкновений. Но такие столкновения имеют слишком много фоновых процессов, и выделить нужный сигнал довольно сложно, из-за чего в будущем ожидается строительство ускорителей, например, электрон-позитронных, фотонных и мюонных, где бозон Хиггса будет получен совсем в других процессах [95]. Исследования бозона Хиггса будут продолжены и в столкновениях электронов и позитронов. Среди перспективных проектов электрон-позитронных ускорителей можно выделить Fermilab site-filler (США), SuperTRISTAN (Япония), IHEP Higgs factory (Китай). Интересен также проект фотонного ускорителя SAPHiRE [96], который по размерам в три раза меньше LHC. Проект мюонного коллайдра еще только разрабатывается.

2.2 Распады бозонов Хиггса в суперсимметричных расширениях СМ

С позиции теории [97, 98] распады бозона Хиггса, например, в процессе распада на пару частиц одного сорта ($1 \rightarrow 2$), могут быть самыми разными. Бозон Хиггса распадается на все частицы СМ на древесном уровне, кроме $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \nu_i\nu_j$, которые являются принципиально петлевыми, из-за того, что конечные продукты не имеют массы, в отличие от начального состояния. То же самое касается процесса $H \rightarrow gg$, в петлевом вкладе которого присутствуют только кварки.

Гораздо разнообразнее процесс распада рассматриваемой нами частицы в моделях с расширенным сектором Хиггса. Например в МССМ при сохранении СР-инвариантности имеется три нейтральных физических состояния бозона Хиггса: два СР-четных и один СР-нечетный. В случае МССМ существенным является то, что при больших $tg\beta$ заметным, а при очень больших $tg\beta$ доминирующим, является ассоциативное рождение бозона Хиггса и b -кварка [99]. Зависимость сечения образования Хиггс-бозона в указанном

процессе от его массы для условий БАК показана на рис. и 2.3.

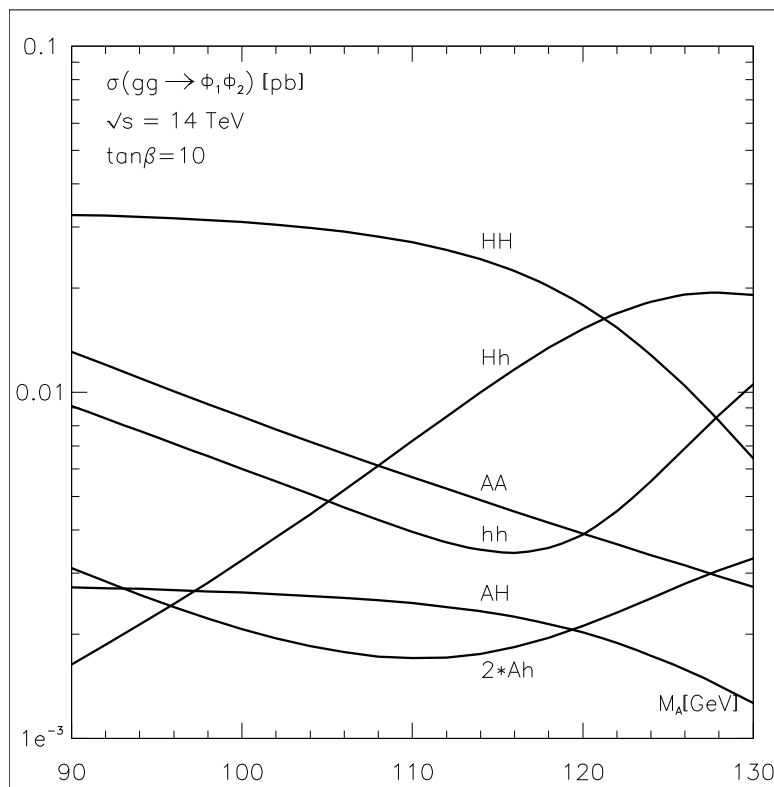


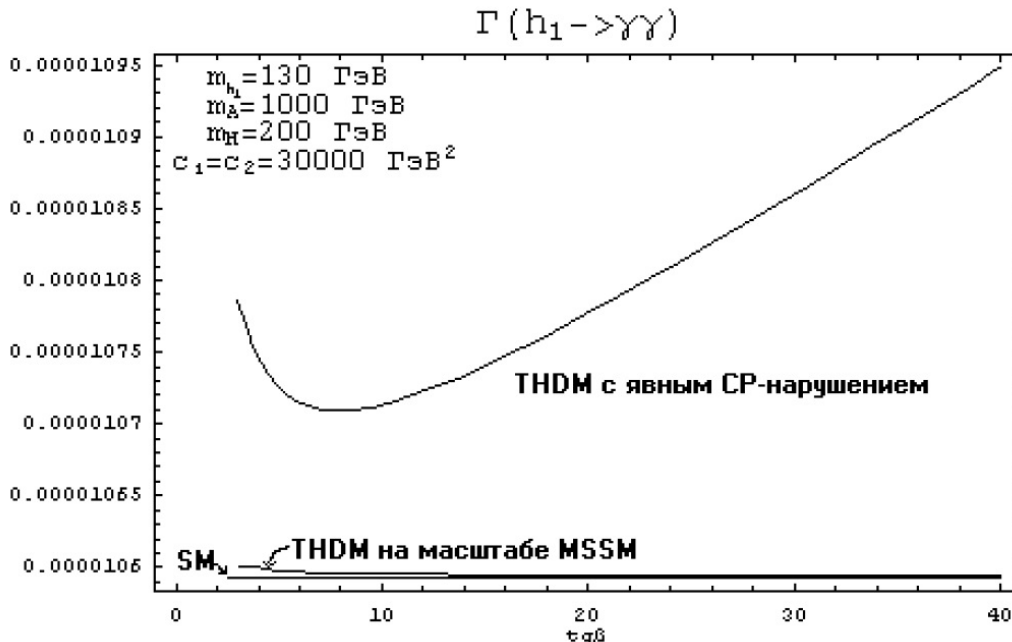
Рис. 2.3: Зависимость сечения образования бозона Хиггса в глюон-глюонном взаимодействии от его массы для условий БАК в МССМ [100].

В МССМ и НМССМ в случае CP-сохранения существуют распады, которые характерны только для CP-четного бозона Хиггса, либо для CP-нечетного. Здесь имеются в виду петлевые вклады в первом порядке теории возмущения. В НМССМ с CP-сохранением мы имеем дело с тремя CP-четными и двумя CP-нечетными нейтральными физическими состояниями, и при распаде CP-нечетного бозона в петле отсутствуют вклады векторных бозонов W^\pm . Расчет наблюдаемых распадов бозона Хиггса в МССМ и НМССМ проводился в работах [101–103].

Если же мы рассматриваем случай нарушения CP-инвариантности, значит, в общем случае, мы имеем пять нейтральных бозонов Хиггса, отличающихся по массе, но не определенных по четности относительно CP-преобразования. В этом случае, вклады в петли первого порядка одинаковы для распадов всех пяти частиц, т.е. не существует распадов, характерных только для конкретного состояния.

Распады с учетом CP-нарушения были посчитаны в работах, где использу-

ется метод эффективного потенциала при введении CP-нарушения в сектор Хиггса [46]. На рис. 2.2 проиллюстрировано влияние CP-нарушающей фазы на ширину распада.



Распад бозона Хиггса на два фотона в ДДД и МССМ с нарушением CP-инвариантности.

Особенность петлевых процессов в суперсимметричных теориях заключается в том, что мы имеем дополнительные петлевые вклады от частиц (сфермионов \tilde{f} , чарджино $\tilde{\chi}^\pm$, нейтралино $\tilde{\chi}^0$ и др.), которые могут принести в своих константах взаимодействия с бозоном Хиггса дополнительное CP-нарушение.

Можно также отметить сокращение квадратичных расходимостей в квантово-полевых вычислениях в суперсимметричных моделях, но с оговоркой, что полного сокращения между фермионными и бозонными вкладами мы можем добиться, если мы потребуем равенства масс частиц стандартной модели и их суперпартнеров, т.е. точной суперсимметрии. Однако, мы бы смогли обнаружить суперпартнеры на эксперименте, будь они той же массы, что и части СМ. Так как, этого не обнаружено, следовательно суперсимметрия нарушена. Но даже при неравенстве масс в низкоэнергетичном пределе квадратичные расходимости все же сокращаются [104].

В свете поиска суперсимметрии на ЛНС, а в частности, претендентов на роль темной материи – нейтралино, актуальными в рассмотрении становятся

ся невидимые распады бозонов Хиггса, которые могут быть обнаружены на эксперименте по дисбалансу поперечного импульса. К этому типу распадов относится распад на нейтралино [55].

Ранние исследования автора были посвящены нейтралино в МССМ и НМС-СМ [106], в частности, расчету масс в древесном приближении. Широкий диапазон возможных значений массы нейтралино (0.003 – 6000 ГэВ) дает большие возможности в конструировании новых сценариев. Тем не менее, диапазон необходимо сузить. Нижняя граница возможных значений массы частицы определяется по данным эксперимента: так в 2009 г. сообщалось, что масса легчайшего нейтралино должна быть больше 28 ГэВ [107], а в работе [108] 2011 г. нижнее ограничение было поднято до значения 40 ГэВ. "Дрейф" нижней границы в область больших значений указывает на то, что легчайшая стабильная суперсимметричная частица является, по-видимому, тяжелой частицей.

Кандидатом на роль темной материи могут быть и другие суперсимметричные частицы. С CP-нарушением также связана гипотеза существования зеркальной материи [105]. Больше всего интерес к зеркальной материи возрос в 90-х годах. Обсуждалась возможность существования зеркальных звезд. Подробный обзор по зеркальной материи представлен в работе [109], а проблеме поиска темной материи в работе [110].

2.3 Однопетлевой анализ распадов бозонов Хиггса НМС-СМ

Будем рассматривать процесс $1 \rightarrow 2$. Для этого случая распада на некоторые частицы $X\bar{X}$ общая формула ширины распада представляется в виде:

$$\Gamma(H \rightarrow X\bar{X}) = \frac{|A_{H \rightarrow X\bar{X}}(\varphi)|^2}{16\pi M_H} \sqrt{1 - \frac{4m_X^2}{M_H^2}} \quad (2.1)$$

Эта формула может быть выведена из общего определения вероятности распадов частиц, которое подробно объяснено в работах [73], [111–113].

В дальнейших расчетах мы будем использовать теорию возмущений [114]

совместно с фейнмановским диаграммным подходом. Такой подход основан на расчете всех петлевых поправок, необходимых для поддержания требуемой точности вычислений, без каких-либо приближений в расчете скалярных интегралов Фейнмана и построении схемы полной однопетлевой перенормировки, однозначно конкретизируемой вводимыми параметрами и соотношениями, связывающими параметры перенормировки и физические величины. Как показывает опыт использования данного подхода [115], последний является наиболее точным инструментом вычисления физических наблюдаемых, являясь формально масштабно независимым и инвариантным относительно выбора калибровки. В рамках фейнмановского диаграммного подхода учитываются эффекты ненулевых значений импульсов внешних частиц, играющие существенную роль на высоких масштабах энергии.

Для построение необходимых диаграмм используется пакет FeynArts [116, 117], которое является дополнительным приложением программы символьной математики Wolfram Mathematica [118]. Сам же процесс построения основан на правилах Фейнмана для НМССМ с CP-нарушением. Это значит, что программа задействована лишь для визуализации диаграмм, а аналитические выражения выводятся независимо из лагранжиана теории. Процедура записи аналитических выражений проводится в пакете FeynCalc [119]

Таким образом, расчет ширины распада бозонов Хиггса сводится в расчету амплитуды распада. Так как бозон Хиггса является скаляром, то мы можем записать общий случай для некоторой скалярной частицы, которая может распадаться на фермионы и векторные частицы (см. рис. 3.1).

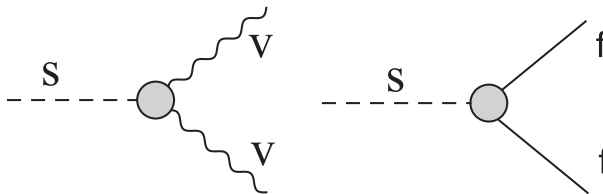


Рис.3.1 Два типа распада скалярной частицы в однопетлевом приближении без конкретизации топологии петель.

Выбирая методом расчета в дальнейшем теорию возмущений, мы можем представить результаты вычислений рядом полного набора петлевых вкладов. Преимущество данного подхода состоит в том, что вычисления сведутся

к минимальному набору скалярных интегралов, а те, в свою очередь, выражаются через известные функции Велтмана-Пассарино A_0 , B_0 , C_0 [60, 61]. Вычисление вершинных функций в соответствующем порядке теории возмущений в рамках данного подхода должно сводиться лишь к численному расчету редуцированных аналитических результатов для избранного набора обобщенных структур, дающих вклад в данную вершинную функцию, минуя этапы тензорной, размерной и алгебраической редукции. Редукция интегралов берется из работы [59]. Выражения для всех типов скалярных интегралов вынесены в приложение.

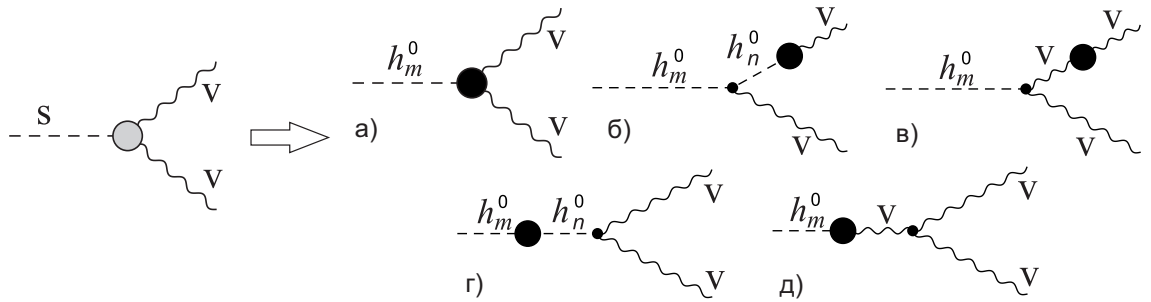


Рис. 3.2. Петлевые диаграммы распада нейтрального бозона Хиггса на векторные частицы

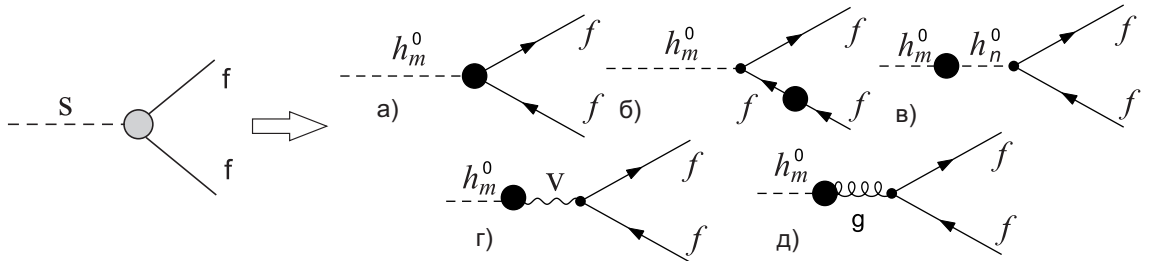


Рис. 3.3. Петлевые диаграммы распада нейтрального бозона Хиггса на фермионные частицы

Далее рассмотрим подробно имеющиеся вклады в диаграммы и запишем аналитически выражения для вершинных функций, соответствующих данным диаграммам Фейнмана.

Отметим перед этим, что, вообще говоря, определяющими вкладом в петлю являются массивные частицы, поэтому мы сразу ограничимся в вычислениях скварками, предполагая при этом, что массы скварков окажутся больше масс других суперчастиц, как и кварки оказываются тяжелее других частиц СМ. Такое предположение дает нам право не рассматривать вклад векторных

бозонов калибровочного сектора, которые также могли бы иметь достаточный вклад, но не существенный по сравнению со скварками. Также мы будем рассматривать кварки, т.к. учет суперпартнеров СМ и самих частиц СМ ликвидирует расходимости в петле.

Константы взаимодействия, как было упомянуто выше, являются комплексными после процедуры смешивания СР-четных и СР-нечетных физических состояний бозонов Хиггса. Выражения для констант взаимодействия кварков и скварков с бозонами Хиггса представлены в главе 1.

Далее подробно будут рассмотрены все необходимые диаграммы Фейнмана с векторными и скалярными петлями.

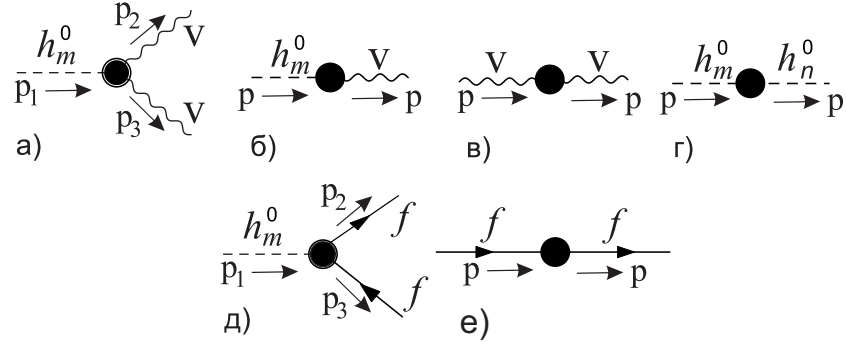


Рис. 3.4. Направление внешних импульсов в основных типах петель при распаде нейтральных бозонов Хиггса

Первый тип диаграммы (рис. 3.3) имеет место при распаде на любые векторные частицы. В общем случае, мы можем определить импульсы так, как показано на рисунке 3.4 а. Для фермионных и сфермионных вкладов мы будем иметь дело с двумя типами диаграмм (рис.3.5).

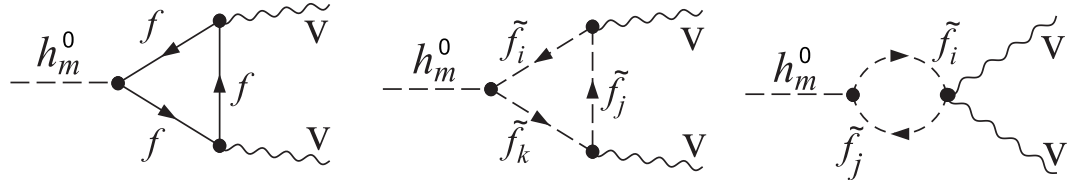


Рис. 3.5. Лидирующие вклады в распад на векторные частицы

Соответствующий фермионный петлевой вклад в трехточечную вершинную функцию аналитически запишется:

$$T^{svv} = \left. \begin{aligned} & \epsilon^{\mu\nu\sigma\rho} p_{2\sigma} p_{3\rho} G_{h_m X \bar{X}}^{(1)} + g^{\mu\nu} G_{h_m X \bar{X}}^{(2)} + p_2^\mu p_2^\nu G_{h_m X \bar{X}}^{(3)} \\ & + p_3^\mu p_3^\nu G_{h_m X \bar{X}}^{(4)} + p_2^\mu p_3^\nu G_{h_m X \bar{X}}^{(5)} + p_3^\mu p_2^\nu G_{h_m X \bar{X}}^{(6)} \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

Каждый фактор в свою очередь имеет вид (для фермионной петли):

$$G_{h_m X \bar{X}}^{(1)} = -\frac{iN_c K 18}{4\pi^2} [F^{(1)} m_1 C_0 + (F^{(1)} m_1 - F^{(2)} m_2) C_1 + (F^{(1)} m_1 + F^{(3)} m_3) C_2]$$

$$G_{h_m X \bar{X}}^{(2)} = -\frac{iN_c K 18}{8\pi^2} [F^{(1)} m_1 + F^{(2)} m_2 B_0(I) + (F^{(2)} m_2 + F^{(3)} m_3) B_0(II)] \quad (2.3)$$

$$+ (F^{(1)} m_1 + F^{(3)} m_3) B_0(III) + (2F^{(4)} m_1 m_2 m_3 + F^{(3)} m_3 (m_1^2 + m_2^2 - p_1^2)) \quad (2.4)$$

$$+ F^{(2)} m_2 (m_1^2 + m_3^2 - p_3^2) + F^{(1)} m_1 (m_2^2 + m_3^2 - p_2^2) C_0(1) \quad (2.5)$$

$$- 4(F^{(1)} m_1 + F^{(2)} m_2) C_0(2)] \quad (2.6)$$

$$G_{h_m X \bar{X}}^{(3)} = \frac{N_c K 18}{2\pi^2} [F^{(1)} m_1 C_0 [(2F^{(1)} m_1 + F^{(2)} m_2)(C_1 + C_2)] \quad (2.7)$$

$$+ (F^{(1)} m_1 + F^{(2)} m_2)(C_{11} + 2C_{12} + C_{22})] (2)] \quad (2.8)$$

$$G_{h_m X \bar{X}}^{(4)} = \frac{N_c K 18}{2\pi^2} (F^{(1)} m_1 + F^{(2)} m_2) [C_1 + C_{11}] (2) \quad (2.9)$$

$$G_{h_m X \bar{X}}^{(5)} = \frac{N_c K 18}{4\pi^2} [F^{(1)} m_1 C_0(1) + [(3F^{(1)} m_1 + 2F^{(2)} m_2 + F^{(3)} m_3) C_1] \quad (2.10)$$

$$+ (F^{(1)} m_1 + F^{(2)} m_2) [C_2 + 2(C_{11} + C_{12})]] (2)] \quad (2.11)$$

$$G_{h_m X \bar{X}}^{(6)} = \frac{N_c K 18}{4\pi^2} [F^{(1)} m_1 C_0(1) + [(3F^{(1)} m_1 + 2F^{(2)} m_2 - F^{(3)} m_3) C_1] \quad (2.12)$$

$$+ (F^{(1)} m_1 + F^{(2)} m_2) [C_2 + 2(C_{11} + C_{12})]] (2)] \quad (2.13)$$

, где

$$F^{(1)} = p_{f_1 f_2}^{s_I} a_{f_2 f_3}^{v_I} a_{f_3 f_1}^{v_{II}} + p_{f_1 f_2}^{s_I} v_{f_2 f_3}^{v_I} v_{f_3 f_1}^{v_{II}} + s_{f_1 f_2}^{s_I} v_{f_2 f_3}^{v_I} a_{f_3 f_1}^{v_{II}} + s_{f_1 f_2}^{s_I} a_{f_2 f_3}^{v_I} v_{f_3 f_1}^{v_{II}}$$

$$\begin{aligned}
F^{(2)} &= p_{f_1 f_2}^{s_I} a_{f_2 f_3}^{v_I} a_{f_3 f_1}^{v_{II}} + p_{f_1 f_2}^{s_I} v_{f_2 f_3}^{v_I} v_{f_3 f_1}^{v_{II}} - s_{f_1 f_2}^{s_I} v_{f_2 f_3}^{v_I} a_{f_3 f_1}^{v_{II}} - s_{f_1 f_2}^{s_I} a_{f_2 f_3}^{v_I} v_{f_3 f_1}^{v_{II}} \\
F^{(3)} &= p_{f_1 f_2}^{s_I} a_{f_2 f_3}^{v_I} a_{f_3 f_1}^{v_{II}} - p_{f_1 f_2}^{s_I} v_{f_2 f_3}^{v_I} v_{f_3 f_1}^{v_{II}} + s_{f_1 f_2}^{s_I} v_{f_2 f_3}^{v_I} a_{f_3 f_1}^{v_{II}} - s_{f_1 f_2}^{s_I} a_{f_2 f_3}^{v_I} v_{f_3 f_1}^{v_{II}} \\
F^{(4)} &= s_{f_1 f_2}^{s_I} a_{f_2 f_3}^{v_I} a_{f_3 f_1}^{v_{II}} - s_{f_1 f_2}^{s_I} v_{f_2 f_3}^{v_I} v_{f_3 f_1}^{v_{II}} - p_{f_1 f_2}^{s_I} v_{f_2 f_3}^{v_I} a_{f_3 f_1}^{v_{II}} + p_{f_1 f_2}^{s_I} a_{f_2 f_3}^{v_I} v_{f_3 f_1}^{v_{II}}
\end{aligned}$$

s, p – скалярные и псевдоскалярные, а также v, a – векторные и аксиальные части константы взаимодействия.

$$s + p\gamma^5; \quad v\gamma^\mu + a\gamma^\mu\gamma^5$$

Для скалярной петли, в которой мы учитывает вклады скварков, трехточечная функция примет вид:

$$T_{ss}^{svv} = g^{\mu\nu} G^{(1)} + p_2^\mu p_2^\nu G^{(2)} + p_3^\mu p_3^\nu G^{(3)} + p_2^\mu p_3^\nu G^{(4)} + p_3^\mu p_2^\nu G^{(5)}, \quad (2.14)$$

а соответствующие факторы распишутся:

$$G^{(1)} = -\frac{N_c k_{25}}{4\pi^2} s_{s_1 s_2}^{s_I} v_{s_2 s_3}^{v_I} v_{s_3 s_1}^{v_{II}} C_{00}(2), \quad (2.15)$$

$$G^{(2)} = -\frac{N_c k_{25}}{8\pi^2} s_{s_1 s_2}^{s_I} v_{s_2 s_3}^{v_I} v_{s_3 s_1}^{v_{II}} [C_0(1) + [3(C_1 + C_2) + 2(C_{11} + 2C_{12} + C_{22})](2)], \quad (2.16)$$

$$G^{(3)} = -\frac{N_c k_{25}}{16\pi^2} s_{s_1 s_2}^{s_I} v_{s_2 s_3}^{v_I} v_{s_3 s_1}^{v_{II}} [C_0(1) + 4[C_1 + C_{11}](2)], \quad (2.17)$$

$$G^{(4)} = -\frac{N_c k_{25}}{16\pi^2} s_{s_1 s_2}^{s_I} v_{s_2 s_3}^{v_I} v_{s_3 s_1}^{v_{II}} [C_0(1) + [4C_1 + 2C_2 + 4(C_{11} + C_{12})](2)], \quad (2.18)$$

$$G^{(5)} = -\frac{N_c k_{25}}{8\pi^2} s_{s_1 s_2}^{s_I} v_{s_2 s_3}^{v_I} v_{s_3 s_1}^{v_{II}} [C_0(1) + [3C_1 + C_2 + 2(C_{11} + C_{12})](2)]. \quad (2.19)$$

Последняя fish-диаграмма со скалярной петлей представлена выражением:

$$T(sv v) = g^{\mu\nu} \frac{k_{12}}{16\pi^2} N_c s_{s_1 s_2}^s t_{s_1 s_2}^{v_I v_{II}} B_0(p_1^2, m_2^2, m_3^2) \quad (2.20)$$

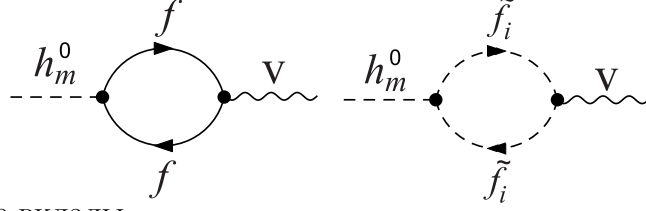


Рис. 3.6. Лидирующие вклады

Следующие вклады из рис. 3.4 б имеют один тип диаграмм, где одна внешняя линия скалярная, а другая векторная и два типа петель. Для фермионной петли (рис.3.6) аналитическое представление распишется:

$$\begin{aligned} T_{ff}^{sv} = & -\frac{1}{4\pi^2} N_c k_6 p^\mu [((v_{f_1 f_2}^v s_{f_2 f_1}^s - a_{f_1 f_2}^v p_{f_2 f_1}^s) m_1 + (v_{f_1 f_2}^v s_{f_2 f_1}^s + a_{f_1 f_2}^v p_{f_2 f_1}^s) m_2)] B_1 + \\ & (v_{f_1 f_2}^v s_{f_2 f_1}^s - a_{f_1 f_2}^v p_{f_2 f_1}^s) m_1 B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) + \\ & p^\nu [((s_{f_1 f_2}^s v_{f_2 f_1}^v + p_{f_1 f_2}^v a_{f_2 f_1}^v) m_1 + (s_{f_1 f_2}^s v_{f_2 f_1}^v - p_{f_1 f_2}^v a_{f_2 f_1}^v) m_2)] B_1 + \\ & (s_{f_1 f_2}^s v_{f_2 f_1}^v + p_{f_1 f_2}^v a_{f_2 f_1}^v) m_1 B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) \end{aligned}$$

Для скалярной петли:

$$\begin{aligned} T_{ss}^{sv} = & \frac{1}{16\pi^2} N_c K_7 (p^\mu v_{s_1 s_2}^v s_{s_1 s_2}^s (B_0 + 2B_1)(p^2, m_1^2, m_2^2) + \\ & p^\nu s_{s_1 s_2}^s v_{s_2 s_1}^v (B_0 + 2B_1)(p^2, m_1^2, m_2^2)) \quad (2.21) \end{aligned}$$

Следующий тип диаграмм соответствует рисунку 3.4 в со внешними векторными линиями. Итак, для нас в этом случае различаются только типы петель (рис. 3.7).

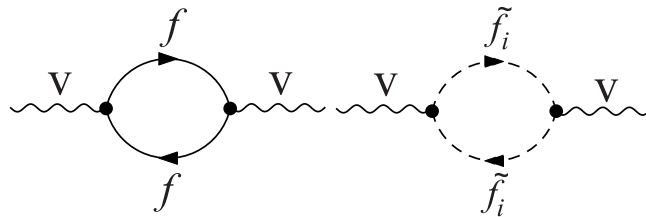


Рис. 3.7. Подробная запись всех вкладом

Фермионная петля (рис 3.7):

$$T_{ff}^{vv} = -\frac{1}{8\pi^2} N_c k_6 [g^{\mu\nu} [(-v_{f_1 f_2}^{v_1} v_{f_2 f_1}^{v_2} - a_{f_1 f_2}^{v_1} a_{f_2 f_1}^{v_2}) A_0(m_1^2) - \frac{1}{3}(v_{f_1 f_2}^{v_1} v_{f_2 f_1}^{v_2} + a_{f_1 f_2}^{v_1} a_{f_2 f_1}^{v_2}) A_0(m_2^2) + (2m_1 m_2 (v_{f_1 f_2}^{v_1} v_{f_2 f_1}^{v_2} - a_{f_1 f_2}^{v_1} a_{f_2 f_1}^{v_2})) \frac{1}{3}(m_1^2 + m_2^2 + p^2)(v_{f_1 f_2}^{v_1} v_{f_2 f_1}^{v_2} + a_{f_1 f_2}^{v_1} a_{f_2 f_1}^{v_2}) B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) - \frac{2}{3}(v_{f_1 f_2}^{v_1} v_{f_2 f_1}^{v_2} + a_{f_1 f_2}^{v_1} a_{f_2 f_1}^{v_2})(m_1^2 + m_2^2 - p^2/3)] + \frac{p^\mu p^\nu}{p^2} [(v_{f_1 f_2}^{v_1} v_{f_2 f_1}^{v_2} + a_{f_1 f_2}^{v_1} a_{f_2 f_1}^{v_2})(2A_0(m_1^2) - \frac{2}{3}A_0(m_2^2) + 2(\frac{5}{3}m_1^2 + p^2 - m_2^2)) \times B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) - \frac{8}{3}(m_1^2 + p^2 - m_2^2)B_1(p^2, m_1^2, m_2^2)) - \frac{2}{3}(m_1^2 + m_2^2) + \frac{2}{9}p^2]] \quad (2.22)$$

$$a_{f_1 f_2}^{v_1} a_{f_2 f_1}^{v_2}) A_0(m_2^2) + (2m_1 m_2 (v_{f_1 f_2}^{v_1} v_{f_2 f_1}^{v_2} - a_{f_1 f_2}^{v_1} a_{f_2 f_1}^{v_2})) \frac{1}{3}(m_1^2 + m_2^2 + p^2)(v_{f_1 f_2}^{v_1} v_{f_2 f_1}^{v_2} + a_{f_1 f_2}^{v_1} a_{f_2 f_1}^{v_2}) B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) - \frac{2}{3}(v_{f_1 f_2}^{v_1} v_{f_2 f_1}^{v_2} + a_{f_1 f_2}^{v_1} a_{f_2 f_1}^{v_2})(m_1^2 + m_2^2 - p^2/3)] + \quad (2.23)$$

$$\frac{1}{3}(m_1^2 + m_2^2 + p^2)(v_{f_1 f_2}^{v_1} v_{f_2 f_1}^{v_2} + a_{f_1 f_2}^{v_1} a_{f_2 f_1}^{v_2}) B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) - \frac{2}{3}(v_{f_1 f_2}^{v_1} v_{f_2 f_1}^{v_2} + a_{f_1 f_2}^{v_1} a_{f_2 f_1}^{v_2})(m_1^2 + m_2^2 - p^2/3)] + \quad (2.24)$$

$$\frac{2}{3}(v_{f_1 f_2}^{v_1} v_{f_2 f_1}^{v_2} + a_{f_1 f_2}^{v_1} a_{f_2 f_1}^{v_2})(m_1^2 + m_2^2 - p^2/3)] + \frac{p^\mu p^\nu}{p^2} [(v_{f_1 f_2}^{v_1} v_{f_2 f_1}^{v_2} + a_{f_1 f_2}^{v_1} a_{f_2 f_1}^{v_2})(2A_0(m_1^2) - \frac{2}{3}A_0(m_2^2) + 2(\frac{5}{3}m_1^2 + p^2 - m_2^2)) \times B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) - \frac{8}{3}(m_1^2 + p^2 - m_2^2)B_1(p^2, m_1^2, m_2^2)) - \frac{2}{3}(m_1^2 + m_2^2) + \frac{2}{9}p^2]]$$

Скалярная петля (рис 3.7):

$$T_{ss}^{vv} = \frac{1}{24\pi^2} N_c k_7 v_{s_1 s_2}^{v_1} v_{s_2 s_1}^{v_2} [g^{\mu\nu} (A_0(m_2^2) + 2m_1^2 B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) + (p^2 + m_1^2 - m_2^2) (m_1^2 + m_2^2 - p^2/3) + \frac{p^\mu p^\nu}{p^2} 2(A_0(m_2^2) + (\frac{3}{4}p^2 - m_1^2) B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) + (p^2 + 2m_2^2 - 2m_1^2) B_1(p^2, m_1^2, m_2^2) - \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} + \frac{p^2}{6})))] \quad (2.25)$$

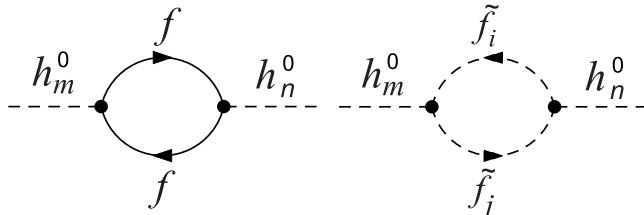


Рис. 3.8. Подробная запись всех вкладом в диаграмму Фейнмана второго типа

Петля (рис. 3.8) с фермионами внутри и скалярными внешними линиями:

$$T_{ff}^{ss} = -\frac{1}{8\pi^2} N_c k_6 [(s_{f_1 f_2}^{s_I} s_{f_2 f_1}^{s_{II}} - p_{f_1 f_2}^{s_I} p_{f_2 f_1}^{s_{II}})(A_0(m_1^2) + A_0(m_2^2)) + ((m_1^2 + m_2^2 - p^2)(s_{f_1 f_2}^{s_I} s_{f_2 f_1}^{s_{II}} - p_{f_1 f_2}^{s_I} p_{f_2 f_1}^{s_{II}}) + 2m_1^2 m_2^2 (s_{f_1 f_2}^{s_I} s_{f_2 f_1}^{s_{II}} + p_{f_1 f_2}^{s_I} p_{f_2 f_1}^{s_{II}})) B_0(p^2, m_1^2, m_2^2)] \quad (2.26)$$

Петля (рис. 3.8) с кварками внутри и скалярными внешними линиями:

$$T(ss) = \frac{1}{16\pi^2} N_c k_7 s_{s_1 s_2}^{s_I} s_{s_2 s_1}^{s_{II}} B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) \quad (2.27)$$

Глава 3

Сценарии исследования бозона Хиггса

3.1 Сценарии исследования без учета однопетлевых поправок к параметрам потенциала Хиггса и диапазон возможных значений свободных параметров модели

В 1-ой главе данной диссертационной работы были выведены аналитические выражения для поправок к потенциалу Хиггса. Мы также говорили, что в отсутствие поправок возникают проблемы при расчете масс нейтральных бозонов Хиггса. Тем не менее, существуют решения, приводящие нас к действительным значениям квадратов масс на диагонали массовой матрицы после процедуры перехода к физическому базису. Эти решения не могут быть рассмотрены как функции свободных параметров, так как малейшее изменение в параметрах λ , κ , A_λ , A_κ уводит нас от действительных значений. В этом случае свободные параметры жестко зафиксированы. Наборы таких параметров мы рассматриваем как отдельные сценарии реализации нескольких бозонов Хиггса (см. табл. ниже).

Авторы также сделали расчеты для случая CP-сохранения для сравнения полученных результатов. Значения параметров мягкого нарушения СУСИ строго зафиксированы $M_1 = M_2 = 500$ ГэВ. Действительные решения получаются при фазах спонтанного нарушения CP-симметрии $\theta = 0$ и $\varphi = \frac{\pi}{30}$. В главе 2 уже обсуждали возможные результаты, касающиеся того, что бозон Хиггса с массой 125 ГэВ, наблюдаемый на опыте может сосуществовать

с таких же бозоном Хиггса одинаковой массы. Это решение можно легко найти в случае CP-сохранения. Отметим, что в случае несохранения CP-инвариантности таких решений может быть много. Мы представляем только одно из них. Это случай 1 таблицы ниже.

Случай 2 соответствует ситуации, когда $m_{h_1} < m_{h_2}$, что, вообще говоря, является естественным для модели. Здесь также может быть много случаев решения. В таблице представлен лишь один из них, для которого масса второго по тяжести нейтрального бозона Хиггса $m_{h_2} = 848$ ГэВ. В случае 2 хорошо реализуется возможность $m_{h_1} \approx m_{a_1}$. Здесь m_{a_1} - масса псевдоскалярной нейтральной частицы Хиггса.

Parameters of model \	CP invariance		CP violation	
	1	2	3	4
λ	0.002	0.01	0.35	0.14
κ	0.65	0.65	0.36	0.47
$tg\beta$	9.5	1.75	14	50
A_λ , ГэВ	3	115	1000	100
A_κ , ГэВ	-100	-100	-100	-100
$m_{h_1} \setminus m_{H_1}$, ГэВ	125	127	125	46
$m_{h_2} \setminus m_{H_2}$, ГэВ	127	848	142	125
$m_{a_1} \setminus m_{H_3}$, ГэВ	121	125	395	424
$m_{\chi_1^0}$, ГэВ	34	33	103	38
$\Gamma(h_1/H_1) \rightarrow \gamma\gamma \times 10^{-7}$, ГэВ	1.7	1.4	9.96	0.19
$\Gamma(h_2/H_2) \rightarrow \gamma\gamma \times 10^{-7}$, ГэВ	1.7	0.39	0.14	0.8
$\Gamma(a_3/H_3) \rightarrow \gamma\gamma \times 10^{-7}$, ГэВ	0.35	0.8	1.45	1.3

Данные параметры были подобраны так, чтобы с их помощью масса нейтралино была наименьшей, что соответствуют легчайшему нейтралино.

При исследовании возникновения CP-нарушения с секторе Хиггса были также подобраны еще два случая 3,4, и, вообще говоря, таких случаев может

быть только два. Для того, чтобы получить действительные значения для масс, необходимо поднять значения тангенса угла β смешивания нефизических заряженных и нейтрального CP-нечетного полей Хиггса зачительно по сравнению со случаями в CP-сохраняющейся модели. Значительных изменений претерпевают также параметры A_λ , A_κ .

Случай 3 напоминает случай 2 в CP-сохраняющейся модели, так как отвечает естественному предположению о том, что второй бозон Хиггса должен быть тяжелее по массе, нежели первый. Первый в данной случае отвечает экспериментальному значению $m_{H_1} = 125$ ГэВ. Здесь состояния H_1, H_2, H_3 не обладают определенной CP-четностью.

Наиболее же интересен случай 4. Несмотря на сложности вычисления масс, мы можем уже на древесном уровне найти сценарий, хорошо согласующийся с обсуждаемыми выше проблемами барионной асимметрии и электрослабого бариогенезиса, который реализует эту асимметрию. Масса легчайшего нейтрального бозона Хиггса равна 46 ГэВ. А вторая по массе частица вполне соответствует наблюдаемой на ускорителе. Здесь разве что может быть несогласование ширин распадов. Ширина распада бозона Хиггса с массой 125 ГэВ занижена на порядок.

Мы рассматриваем распады на фотоны для всех сценариев. Для случая 1 ширины распадов совпадают для двух первых нейтральных бозонов Хиггса, что является логичным. В данном случае, нет различия между двумя этими частицами в проявлении себя в распадах. При практически одинаковых массах они тождественны.

Представленные вычисления в таблице дают основание полагать, что, по видимому параметр λ варьируется в более узком диапазоне $0.0001 \leq \lambda \leq 0.01$, чем те, которые позволяет нам масштаб суперсимметричных частиц M_{SUSY} .

Учет поправок к параметрам λ_5 , κ_5 приводит нас к ряду положительных результатов:

- 1) λ_5 , κ_5 явно нарушают CP-симметрию непосредственно в потенциале Хиггса, из-за чего мы уже рассматриваем более общий случай CP-нарушения;
- 2) расширяется диапазон значений параметров, при которых получаются

положительные квадраты масс нейтральных бозонов Хиггса после диагонализации соответствующей матрицы размерностью 5×5 ;

3) исходя из второго пункта, мы можем исследовать массы бозонов Хиггса, а в последующем и ширины распадов этих частиц как функции свободных параметров модели.

Изучим далее характер зависимостей масс бозонов Хиггса от свободных параметров модели и выберем следующие сценарии исследования, а также обсудим диапазоны возможных значений свободных параметров. Расчет будем производить на масштабе M_{susy} при значениях равных масс $m_{\tilde{L}} = m_{\tilde{E}} = m_{\tilde{Q}} = m_{\tilde{u}} = m_{\tilde{d}} = 1000$ ГэВ. При этом, как было показано в главе 1, расчет скалярных интегралов упрощается.

На рис. 4.1. представлены зависимости масс трех первых нейтральных бозонов Хиггса от CP-нарушающей фазы φ , а также от параметров λ и κ . Мы можем увидеть, что при небольших значениях параметра λ нет выхода на реалистичные массы бозона Хиггса, поэтому невозможно в таком случае говорить о соответствии теоретических предсказаний с экспериментальными данными. Отметим, что в пункте выше, где обсуждали расчеты масс на древесном уровне, значения параметра λ близкого к нулю, наоборот, является желательным.

В случае появившихся поправок к CP-нарушающим параметрам потенциала Хиггса ситуация изменилась. График 4.1 б показывает, что предпочтительно брать значения λ выше 0.1. График 4.1 в иллюстрирует диапазон возможных значений масс в зависимости от параметра κ , но уже при $\lambda = 0.1$. Мы получаем достаточно реалистичные значения масс, при этом диапазон увеличивается в достаточно широкую область, что дает нам больше возможностей для дальнейшего исследования. Таким образом, необходимо взять ограничения $0.1 < \lambda < 0.7$.

Итак, в дальнейших расчетах диапазон возможных значений параметров на масштабе суперчастиц будет представлен:

$$1.0 < tg\beta \leq 60, \quad M_1 = M_2, \quad 100 \text{ ГэВ} \leq M_2 \leq 2000 \text{ ГэВ},$$

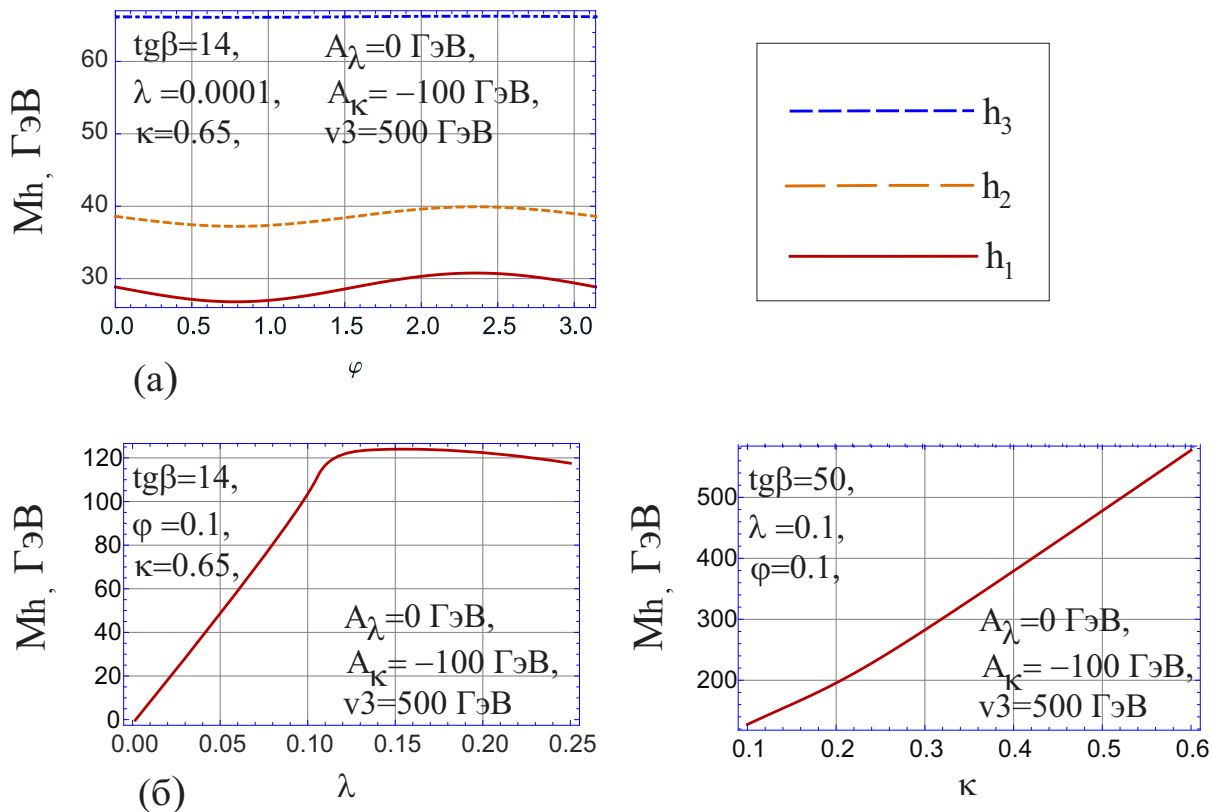


Рис.4.1 Зависимости для масс для трех легких нейтральных бозонов Хиггса НМССМ с CP-нарушением.

$$0.1 \leq \lambda \leq 0.7, \quad 0 \leq \kappa \leq 0.2.$$

$$0 \text{ ГэВ} \leq A_\lambda \leq 1000 \text{ ГэВ}, \quad -100 \text{ ГэВ} \leq A_\kappa \leq -10 \text{ ГэВ}$$

3.2 Сценарий легчайшего бозона Хиггса с массой 125 ГэВ

Необходимость рассмотрения сценария связана с попыткой согласовать вычисленные массы нейтральных бозонов Хиггса с сопутствующим вычислением ширины распадов этих частиц. Данный случай, когда первый и самый легкий бозон Хиггса имеет массу 125 ГэВ отвечает наблюдаемому на ускорительном эксперименте.

Ситуация, описанная в данном сценарии естественна, так как на эксперименте нет сигналов, указывающих на существование бозона Хиггса с меньшей массой.

Здесь расчеты интересны в плане подбора таких параметров, которые при-

водят к наблюдаемой ширине распада, но при этом возникают предсказания для тяжелых частиц. В таблице ниже осуществлен подбор сценария таким образом, что второй бозон Хиггса имеет массу ~ 350 ГэВ.

Parameters of model \	1
λ	0.7
κ	0.1
$tg\beta$	50
$A_\lambda, \text{ ГэВ}$	100
$A_\kappa, \text{ ГэВ}$	-20
$m_{H_1}, \text{ ГэВ}$	125, 7
$m_{H_2}, \text{ ГэВ}$	352, 9
$m_{H_3}, \text{ ГэВ}$	357, 8
θ	$\frac{3\pi}{2}$
φ	$\frac{\pi}{15}$
$\Gamma(H_1) \rightarrow \gamma\gamma \times 10^{-7}, \text{ ГэВ}$	0.17
$\Gamma(H_2) \rightarrow \gamma\gamma \times 10^{-7}, \text{ ГэВ}$	2.6
$\Gamma(H_3) \rightarrow \gamma\gamma \times 10^{-7}, \text{ ГэВ}$	2.6
$\Gamma(H_1) \rightarrow ZZ \times 10^{-7}, \text{ ГэВ}$	1.39
$\Gamma(H_2) \rightarrow ZZ \times 10^{-7}, \text{ ГэВ}$	10
$\Gamma(H_3) \rightarrow ZZ \times 10^{-7}, \text{ ГэВ}$	11
$\Gamma(H_1) \rightarrow WW \times 10^{-6}, \text{ ГэВ}$	74
$\Gamma(H_2) \rightarrow WW \times 10^{-6}, \text{ ГэВ}$	286
$\Gamma(H_3) \rightarrow WW \times 10^{-6}, \text{ ГэВ}$	286

3.3 Сценарий легкого ненаблюдаемого бозона Хиггса

Данный сценарий, как уже было отмечено, рассчитан для требований сильного фазового перехода первого рода в модели электрослабого бариогенезиса. Почему фазовый переход не может быть второго рода? Барионная асимметрия, генерируемая в процессе электрослабого фазового перехода, в этом случае с течением времени исчезает. Наступает термодинамическое равновесие и не выполняется 3-е условие Сахарова. Термодинамическое равновесие должно быть значительно нарушено, что возможно только при фазовом переходе первого рода. В описании фазового перехода первого рода используется модель космологических пузырей скалярного поля. Практически во всех моделях барионная асимметрия возникает вблизи стенки такого пузыря. Выяснение природы фазового перехода и вычисление критической температуры, ему соответствующей, является одной из важнейших задач космологии.

Масса бозона Хиггса для электрослабого бариогенезиса должна быть < 50 ГэВ. NMSSM дает возможность варьировать параметры так, что можно получить такие массы теоретически. Встает проблема объяснения, почему такой возможный бозон Хиггса не регистрируется на опыте.

При этом, в данном сценарии наблюдаемый бозон Хиггса второй по массе и порядка ширины распадов согласуются с наблюдаемыми.

В данном сценарии встает потребность в исследовании дополнительного типа распада - распада на частицы темной материи (нейтралино).

Константа взаимодействия нейтралино с нейтральными бозонами Хиггса имеет сложную структуру и связана с комбинацией пяти других суперча-

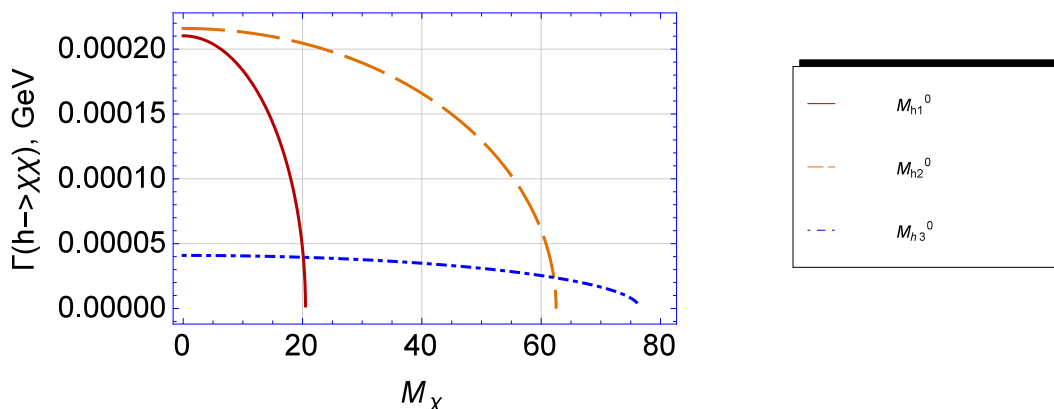


Рис.4.2 Ширины распада трех легчайших бозонов Хиггса на нейтралино в зависимости от массы.

стиц. Такая структура приводит к сложной зависимости ширины распада от свободных параметров модели и от массы самого нейтрино.

Параметры модели	1
λ	0.2
κ	0.1
$tg\beta$	50
$A_\lambda, \text{ ГэВ}$	100
$A_\kappa, \text{ ГэВ}$	-80
$m_{H_1}, \text{ ГэВ}$	41
$m_{H_2}, \text{ ГэВ}$	126, 8
$m_{H_3}, \text{ ГэВ}$	153, 2
$\theta, \text{ ГэВ}$	0
$\varphi, \text{ ГэВ}$	$\pi/30$
$\Gamma(H_1) \rightarrow \gamma\gamma \times 10^{-7}, \text{ ГэВ}$	0.06
$\Gamma(H_2) \rightarrow \gamma\gamma \times 10^{-7}, \text{ ГэВ}$	13
$\Gamma(H_3) \rightarrow \gamma\gamma \times 10^{-7}, \text{ ГэВ}$	99
$\Gamma(H_1) \rightarrow ZZ \times 10^{-7}, \text{ ГэВ}$	0.6
$\Gamma(H_2) \rightarrow ZZ \times 10^{-7}, \text{ ГэВ}$	138
$\Gamma(H_3) \rightarrow ZZ \times 10^{-7}, \text{ ГэВ}$	463
$\Gamma(H_1) \rightarrow WW \times 10^{-6}, \text{ ГэВ}$	9.7
$\Gamma(H_2) \rightarrow WW \times 10^{-6}, \text{ ГэВ}$	42
$\Gamma(H_3) \rightarrow WW \times 10^{-6}, \text{ ГэВ}$	56

Заключение

В работе развита модель НМССМ с нарушением CP -инвариантности в общем виде. В секторе Хиггса эффективно определяются явное и спонтанное нарушения CP -инвариантности, а также смешивание CP -четных и CP -нечетных состояний бозонов Хиггса. Выведены аналитические выражения, определяющие массовые параметры μ_1, μ_2, μ_3 данной модели в зависимости от свободных параметров и фаз нарушения CP -инвариантности. Получены аналитические выражения для компонент массовой матрицы нейтральных бозонов Хиггса.

Получены аналитические выражения для поправок по теории возмущений к CP -нарушающим параметрам в эффективном потенциале Хиггса данной модели. Учет поправок для параметров λ_i важен, так как вносит дополнительное явное нарушение CP -инвариантности в потенциал Хиггса.

Получены аналитические выражения для комплексных констант взаимодействия бозонов Хиггса с частицами модели в зависимости от свободных параметров модели и фаз нарушения CP -инвариантности.

Получен спектр масс и ширины основных распадов бозонов Хиггса для нескольких наборов фиксированных параметров модели, определяющих сценарии для бозонов Хиггса, развитые к наблюдаемому бозону стандартной модели. Проведено сканирование допустимых значений параметров для выхода на реалистичные значения масс при учете поправок к CP -нарушающим параметрам потенциала Хиггса.

Определены два возможных сценария проявления нескольких бозонов Хиггса. Первому соответствует набор параметров, приводящий к легчайшему бозону Хиггса массой 125 ГэВ, что соответствует наблюдаемой частице на эксперименте. Второй сценарий реализуется при электрослабом бариогенезисе,

с ограничением на массу бозона Хиггса менее 50 ГэВ. В последнем сценарии легчайший нейтральный бозон Хиггса может иметь массу ≥ 41 ГэВ, являясь ненаблюдаемым на эксперименте.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC / G.Aad [et al.] // Physics Letters B. 2012. V.716. P.1–29.
- [2] Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC / S. Chatrchyan [et al.] // Physics Letters B. 2012. V.716. P.30–61.
- [3] Goldstone, J. Field theories with "superconductor" solutions / J. Goldstone // Nuovo Cimento. - 1961. - V. 19. - P. 154-164.
- [4] Nambu, Y. Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. I / Y. Nambu, G. Jona-Lasinio // Phys. Rev. - 1961. - V. 122. - P. 345-358.
- [5] Goldstone, J. Broken symmetries / J. Goldstone, A. Salam, S. Weinberg // Phys. Rev. - 1962. - V. 127. - P. 965-970.
- [6] Higgs, P.W. Broken symmetries, massless particles and gauge fields / P.W. Higgs // Phys. Lett. - 1964. - V. 12. - P. 132-133.
- [7] Higgs, P.W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons / P.W. Higgs // Phys. Rev. Lett. - 1964. - V. 13. - P. 508-509.
- [8] Higgs, P.W. Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons / P.W. Higgs // Phys. Rev. - 1966. - V. 145. - P. 1156-1163.
- [9] Троцкий С.В. Нерешенные проблемы физики элементарных частиц / С.В. Троцкий // УФН. - 2012. - Т.182. - №1. - С.77-103.

- [10] Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) Phys. Rev. Lett. 81 1562 (1998); 82 2644 (1999); Fukuda S et al. (Super-Kamiokande Collab.) Phys. Rev. Lett. 85 3999 (2000)
- [11] Allison W W M et al. (Soudan 2 Collab.) Phys. Lett. B 449 137 (1999)
- [12] Ambrosio M et al. (MACRO Collab.) Phys. Lett. B 517 59 (2001); hep-ex/0106049; in NATO Advanced Research Workshop on Cosmic Radiation: From Astronomy to Particle Physics, Oujda, Morocco, 21 ç 23 March 2001 (NATO Sciences, Ser. II, Vol. 42, Eds G Giacomelli, M Spurio, J E Derkaoui) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001)
- [13] Cleveland B T et al. Astrophys. J. 496 505 (1998)
- [14] Hampel W et al. (GALLEX Collab.) Phys. Lett. B 447 127 (1999); Altmann M et al. (GNO Collab.) Phys. Lett. B 490 16 (2000); Bellotti E (for the GNO Collab.) Nucl. Phys. B: Proc. Suppl. 91 44 (2001)
- [15] Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) Phys. Rev. C 60 055801 (1999); Nucl. Phys. B: Proc. Suppl. 110 315 (2002)
- [16] Fukuda S et al. (Super-Kamiokande Collab.) Phys. Rev. Lett. 86 5651 (2001); Smy M B (for the Super-Kamiokande Collab.) Nucl. Phys. B: Proc. Suppl. 118 25 (2003); hep-ex/0208004
- [17] Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) Phys. Rev. Lett. 87 071301 (2001)
- [18] Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) Phys. Rev. Lett. 89 011301 (2002); nucl-ex/0204008
- [19] Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) Phys. Rev. Lett. 89 011302 (2002); nucl-ex/0204009
- [20] Elias-Miro J. Higgs mass implications on the stability of the electroweak vacuum / J. Elias-Miro [et al.] // e-print: arXiv:1112.3022v1.
- [21] Degrassi G. Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO / G. Degrassi [et al.] // e-print: arXiv:1205.6497v2.

- [22] Сахаров А. Д. Нарушение CP-инвариантности, C-асимметрия и барионная асимметрия Вселенной / А.Д. Сахаров // Письма в ЖЭТФ. – 1967. – Т.5, вып.1. – С.32–35.
- [23] Gavela M B et al. *Mod.Phys.Lett. A* **9** 795 (1994); *Nucl.Phys B* 430 382 (1994)
- [24] Huet P, Sather E *Phys.Rev.D* **51** 379 (1995)
- [25] Шабалин УФН 171 951 (2001)
- [26] Kuzmin V.A. On the anomalous electroweak baryon number nonconservation in the early Universe / V.A. Kuzmin, V.A. Rubakov, M.A. Shaposhnikov // *Phys. Lett. B.* - 1985. - V.155.
- [27] Dine M. Towards the theory of the electroweak phase transition / M.Dine, R.G.Leigh. P.Y.Huet, A.D.Linde, D.A.Linde // *Phys.Rev.D.* – 1992. – V.46. – P.550-571.
- [28] Долгополов М.В. Ограничения на электрослабый бариогенезис в моделях с расширенным сектором Хиггса / М.В. Долгополов, Э.Н. Рыкова // *Ядерная физика.* – 2009. – Т.72, е 1. – С.181-185.
- [29] Гольфанд Ю. А., Лихтман Е. П. Расширение алгебры генераторов Пуанкаре и нарушение P-инвариантности // Письма в ЖЭТФ. - 1971. - Т.13. - вып.8. - С.452-455.
- [30] Акулов В.П., Волков Д.В. Голдстоуновские поля со спином половина // *Теор. мат. физ.* - 1972. - Т.18. - С.39-50.
- [31] Wess, J. Supergauge Transformations In Four-Dimensions / J. Wess, B. Zumino // *Nucl. Phys. B.* - 1974. - V. 70. - P. 39-50.
- [32] Nilles H.P. Supersymmetry, supergravity and particle physics / H.P. Nilles // *Phys. Rept.* – 1984. – V. 110. – P. 1.
- [33] Haber, H.E. The Search For Supersymmetry: Probing Physics Beyond The Standard Model / H.E. Haber, G.L. Kane // *Phys. Rep.* – 1985. – V. 117. – P. 75.

- [34] Gunion, J.F. Higgs bosons in supersymmetric models. 1. / J.F. Gunion, H.E. Haber // Nucl. Phys. B. – 1986. – V. 272. – P. 1.
- [35] J.E.Kim, H.P.Nilles, The μ -problem and strong CP-problem // Phys. Lett.B, 1984. V.138, no. 1-3. P.150-154.
- [36] G. F. Giudice, A. Masiero, A natural solution to the μ -problem in supergravity theories // Phys. Lett. B, 1988. Vol. 206, no. 3. Pp. 480-484.
- [37] E. J. Chun, J. E. Kim, H. P. Nilles, A natural solution of the μ -problem with a composite axion in the hidden sector // Nucl. Phys. B, 1992. Vol. 370, no. 1. Pp. 105-122.
- [38] I. Antoniadis, E. Gava, K. S. Narain, T. R. Taylor, Effective μ -term in superstring theory // Nucl. Phys. B, 1994. Vol. 432, no. 1-2. Pp. 187-204, arXiv: hep-th/9405024.
- [39] Higgs bosons in a nonminimal supersymmetric model / J. Ellis [et al.] // Physics Review D. 1989. V.39. P.845-869.
- [40] Maniatis, M. The Next-to-minimal supersymmetric extension of the standard model reviewed // IJMP A. 2010. V.25. P.3505–2602.
- [41] ATLAS Collaboration // CERN-PH-EP-2015-290;
- [42] ATLAS Collaboration // CERN-PH-EP-2015-184;
- [43] CMS Collaboration // CMS-HIG-14-005, CERN-PH-EP-2015-027;
- [44] CMS Collaboration // CMS-SUS-14-014, CERN-PH-EP-2015-033;
- [45] ATLAS Collaboration // CERN-PH-EP-2015-038.
- [46] Ахметзянова Э. Н., Долгополов М.В., Дубинин М. Н., И.А. Смирнов, М.В. Долгополов Суперсимметричная модель с нарушением CP инвариантности. 1. Распады бозона Хиггса $h \rightarrow gg$ и $h \rightarrow \gamma\gamma$
- [47] Dolgoplov M.V., Dubinin M.N., Smirnov I.A., MSSM Higgs sector with CP violation in the effective field theory approach. CompHEP Based model //

Вестник Самарского государственного университета. 2005. №3 (37). С. 110-134.

- [48] Biana L., Chen N. Higgs pair productions in the CP-violating two-Higgs-doublet model // JHEP09(2016)069
- [49] Bredenstein A. Precise predictions for the Higgs-boson decay $H \mapsto WW/ZZ \rightarrow 4leptons$ / A. Bredenstein [et al.] // rXiv:hep-ph/0604011v2
- [50] Hollika W., Zhanga J.-H. Radiative Corrections to $H_0 \rightarrow WW/ZZ$ in the MSSM // arXiv:1109.4781v1 [hep-ph]
- [51] T. Elliott, S.F. King and P.L. White Radiative Corrections to Higgs Boson Masses in the Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model // hep-ph/9308309
- [52] G. Degrassi, P. Slavich On the radiative corrections to the neutral Higgs boson masses in the NMSSM // Nuclear Physics B 825 (2010) 119Ц150
- [53] Griest, K. The Search for the Dark Matter: WIMPs and MACHOs / K. Griest // Annals of the New York Academy of Sciences. – V.688. – 1993. – P. 390-407.
- [54] Ruffini, R. On Gamma-Ray Bursts / R. Ruffini, M.G. Bernardini, C.L. Bianco, L. Caito et al. // eprint: astro-ph/0804.2837.
- [55] Mendez M.del R.A. Higgs boson decays to neutralinos and charginos in the NMSSM / M.del R.A. Mendez [et al.]// Journal of Physics: Conference Series. 2013. V.468. P012006. doi:10.1088/1742-6596/468/1/012006
- [56] Ахметзяпова Э.Н., Долгополов М.В. Теория перенормировок. Часть I // ГаМара: Изд-во "Самарский университет 2003. 116 с.
- [57] Ахметзянова Э.Н., Долгополов М.В. Теория перенормировок. Часть II // Самара: Изд-во "Самарский университет 2005. 39 с.
- [58] Филиппов, Ю.П. Метод ветвления в вычислении скалярных N - точечных интегралов / Ю.П. Филиппов // Теоретическая физика. – 2004. – № 5. – С. 66-80.

- [59] Филиппов, Ю.П. Новое представление результатов алгебраической редукции B_0, C_0 скалярных интегралов // Теоретическая физика. – 2005. – 66. – С.86-97.
- [60] 't Hooft G. Scalar one loop integrals / G. 't Hooft, M.Veltman // Nucl.Phys.B. – 1979. – V.153. – P.365-401.
- [61] Passarino G. One loop correction for e^+e^- annihilation into $\mu^+\mu^-$ in the weinberg model / G.Passarino, M.Veltman // Nucl.Phys.B. – 1979. – V.160. - P.151.
- [62] Гурская А.В., Долгополов М.В. Сценарии исследования бозона Хиггса в НМССМ // Вестник Самарского государственного университета. 2014. 67 (118). С. 125-133.
- [63] Гурская А.В. Сектор Хиггса НМССМ с нарушением CP -инвариантности // Изв.вузов. Физика. 2015. Т.58. 67/2. С.78-82.
- [64] А. В. Гурская, "Ширина распада бозона Хиггса на два фотона в однопетлевом приближении с учетом CP -нарушения в НМССМ Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки, Т. 19, 64. (2015), 650-657. doi: 10.14498/vsgtu1391
- [65] Gurskaya A. Higgs bosons in NMSSM with CP-violation / Proceedings of the XXII International Workshop QFTHEP'2015 – MSU, SINP.– 6P.
- [66] Gurskaya A.V., Dolgoplov M.V. The Higgs bosons decays in the NMSSM with CP-violation // EPJ Web of Conferences. 2016. V.125. P.02011
- [67] Dolgoplov M.V., Gurskaya A.V., Rykova E. N. Finite-temperature Higgs potentials // EPJ Web of Conferences. 2016. V.125. P.02006
- [68] Гурская. А.В. Современные инструменты исследования физики бозона Хиггса / Фундаментальные и прикладные исследования: проблемы и результаты: сборник материалов XVII Международной научно-практической конференции // Под общ. ред. С.С. Чернова. –Новосибирск: Издательство ЦРНС, 2015. стр. 109-112.

- [69] Гурская. А.В. Перспективы суперсимметричных моделей / Наука и современность - 2015: сборник материалов XXXV Международной научно-практической конференции / Под общ. ред. С.С. Чернова. – Новосибирск: Издательство ЦРНС, 2015. стр. 134-138.
- [70] Christenson J H, Cronin J W, Fitch V L, Turlay R "Evidence for the 2p decay of the K_0^2 meson" *Phys. Rev. Lett.* 13 138 (1964)
- [71] Kobayashi M, Maskawa T *Prog. Theor. Phys.* 49 652 (1973)
- [72] N.Cabibbo, *Phys.Rev.Lett.*, **10** 531 (1963)
- [73] Пескин Шредер Введение в квантовую теорию поля М.: Ижевск
- [74] Gunion, J.F. The Higgs Hunter's Guide / J.F. Gunion, H.E. Haber, G.L. Kane, S. Dawson. – Addison-Wesley Publishing Company Reading, MA, 1990. - 404p.
- [75] Deshpande, N.G. Pattern of symmetry breaking with two Higgs doublets / N.G. Deshpande, E. Ma // *Phys. Rev. D.* - 1978. - V. 18. - P. 2574-2576.
- [76] Ахметзянова Э. Н., Долгополов М.В., Дубинин М. Н. Бозоны Хиггса в двухдублетной модели с нарушением CP-инвариантности // *Ядерная физика*, 2005. №11. С. 1913-1927
- [77] Ахметзянова Э. Н., Долгополов М.В., Дубинин М. Н. Суперсимметричная модель с нарушением CP инвариантности. 3. Нарушение CP-инвариантности в хиггсовском секторе // *Вестник СамГУ - Естественнонаучная серия*, 2003. Т. 30, №4. С. 147-179.
- [78] Ахметзянова Э. Н., Горбачева И.В., Долгополов М.В., Дубинин М. Н. Суперсимметричная модель с нарушением CP инвариантности. 4. Смешивание в кинетических слагаемых, легкий бозон Хиггса // *Вестник СамГУ - Естественнонаучная серия*, 2004. Т. 32, №2. С. 79-109
- [79] Емельянов В.М., Стандартная Модель и ее расширения // М.: ФИЗМАТ-ЛИТ, 2007, 584с.

- [80] S. A. Abel, S. Sarkar, P. L. White, On the cosmological domain wall problem for the minimally extended supersymmetric standard model // Nucl. Phys. B, 1995. Vol. 454, no. 3. Pp. 663-681, arXiv: hep-ph/9506359.
- [81] C. Panagiotakopoulos, K. Tamvakis, YStabilized NMSSM without domain wallsY // Phys. Lett. B, 1999. Vol. 446, no. 3-4. Pp. 224-227, arXiv: hep-ph/9809475.
- [82] S. A. Abel, YDestabilising divergences in the NMSSMY // Nucl. Phys. B, 1996. Vol. 480, no. 1-2. Pp. 55Ц72, arXiv: hep-ph/9609323.
- [83] Эффективный потенциал Хиггса в неминимальной суперсимметричной стандартной модели / Т.В. Волкова [и др.] // Вестник СамГТУ. 2013. е 2. С. 233-242.
- [84] E. N. Akhmetzyanova, M. V. Dolgoplov, M. N. Dubinin, YHiggs bosons in the two-doublet model involving CP violationY // Phys. Atomic Nuclei, 2005. Vol. 68, no. 11. Pp. 1851-1865.
- [85] E. N. Akhmetzyanova, M. V. Dolgoplov, M. N. Dubinin, YViolation of CP invariance in the two-doublet higgs sector of the MSSMY // Phys. Part. Nuclei, 2006. Vol. 37, no. 5. Pp. 677-734.
- [86] E. N. Akhmetzyanova, M. V. Dolgoplov, M. N. Dubinin,, YHiggs bosons in the two-doublet model with CP violationY // Phys. Rev. D, 2005. Vol. 71, no. 7, 075008. 24 pp., arXiv: hep-ph/0405264.
- [87] M. Dolgoplov, M. Dubinin, I. Erofeev, E. Rykova, Threshold corrections to the MSSM effective Higgs potential: gaugino and higgsino contributions: PoS(QFTHEP2011)068.
- [88] Handbook of LHC Higgs Cross Section / Dittmaier S., Mariotti C., Passarino G., Tanaka R. (Eds.) // CERN Yellow report CERN-2011-002. 2011. V. 104. P.061802; arXiv: 1107.5518
- [89] Смирнова Л.Н. Физические результаты Большого адронного коллайдера // Письма в ЭЧАЯ. 2014. Т.11. no 1 (185). С.9-37.

- [90] Gunion J.F., Jiang Y., Kraml S. Could two NMSSM Higgs bosons be present near 125 GeV? // *Physics Review D*. 2012. V.86. 071702(R)
- [91] Munir S., Roszkowski L., Trojanowski S. Simultaneous enhancement in $\gamma\gamma$, $b\bar{b}$ and $\tau^+\tau^-$ rates in the NMSSM with nearly degenerate scalar and pseudoscalar Higgs bosons // *Physics Review D*. 2013. V.88. 055017
- [92] Казаков Д. И. Хиггсовский бозон открыт: что дальше? // *Успехи физических наук*, 2014. Т. 184, с9. С. 1004-1016.
- [93] Domingo F. A New Tool for the study of the CP-violating NMSSM / F. Domingo // e-print: hep-ph/1503.07087
- [94] Grzadkowski B. Testing the presence of CP violation in the 2HDM / B. Grzadkowski, O. M. Ogreid, P. Osland // e-print: hep-ph/
- [95] Blondel A. Report of the ICFA Beam Dynamics Workshop "Accelerators for a Higgs Factory: Linear vs. Circular"(HF2012) / A. Blondel [et al.] // e-print: arXiv:1302.3318v2.
- [96] Bogacz S.A. SAPPHiRE: a Small Gamma-Gamma Higgs Factory / A.S. Bogacz [et al.] // e-print: arXiv:1208.2827v1.
- [97] Nejad B.C. Decay of the Higgs boson // University of Würzburg, 2012. 26P.
- [98] Schwan C. Final project: Higgs decay // [http : //www.students.uni – mainz.de/cschwan/higgs – finalproject.pdf](http://www.students.uni-mainz.de/cschwan/higgs-finalproject.pdf)
- [99] Летняя школа Фонда Дмитрия Зимина "Династия": Физика элементарных частиц в преддверии Большого адронного коллайдера. 2009. - М.: ЛЕНАНД, 2011.
- [100] Boos E. et al, arXiv:0205160v2 [hep-ph] (2002)
- [101] Hollik W., Zhang J.H. Radiative Corrections to $H^0 \rightarrow WW/ZZ$ in the MSSM // arXiv:1109.4781v1
- [102] Bredenstein A., Denner A., Dittmaier S., Weber M.M. Precise predictions for the Higgs-boson decay // arXiv:hep-ph/0604011v2

- [103] Pierce D., Papadopoulos A. Radiative corrections to the Higgs boson decay rate $\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)$
- [104] Филиппов Ю.П. Суперсимметрия в квантовой теории поля: Учебное пособие. – Самара: Изд-во "Самарский университет 2004. – 48с.
- [105] Кобзарев И.Ю, Окунь Л.Б, Померанчук И.Я. "О возможности экспериментального обнаружения зеркальных частиц" ЯФ 3 1154 (1966)
- [106] Гурская А.В., Филиппов Ю.П. Определение интервалов возможных значений масс нейтралино в моделях МССМ и НМССМ в низшем приближении // Теоретическая физика. 2011. Т. 12. С. 69-81
- [107] Vasquez, D.A. Can neutralinos in the MSSM and NMSSM scenarios still be light / D.A. Vasquez et. al. // e-print: hep-ph/1009.4380
- [108] Geringer-Sameth, A. Exclusion of Canonical WIMPs by Joint Analysis of Milky Way Dwarf Galaxies with Data from the Fermi Gamma-Ray Space Telescope / A. Geringer-Sameth, S.M. Koushiappas // Phys.Rev.Lett.– 2011. – V. 107. – P. 241303.
- [109] Окунь, Л.Б. Зеркальные частицы и зеркальная материя: 50 лет гипотез и поисков / Л.Б. Окунь // УФН – 2007. – Т.177. – с4. – С. 397-406.
- [110] Рябов, В.А. Поиски частиц темной материи / В.А. Рябов, В.А. Царев, А.М. Цховребов // УФН – 2008. – Т.178. – с11. – С. 1129-1164.
- [111] Ициксон, К. Квантовая теория поля / К. Ициксон, Ж.-Б. Зюбер. - Новосибирск: ИО НФМИ 2000. - Т. 1., Т.2. - С. 448.
- [112] Биленький С.М. Введение в диаграммную технику фейнмана. // М., Атомиздат, 1971. 215 С.
- [113] Nakamura, K. Review of particle physics. Particle data group / K. Nakamura et. al. // J. Phys. - 2010. - V. 37. - P. 075021.
- [114] Боголюбов, Н.Н. Введение в теорию квантованных полей / Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. - М.: Наука, 1984. - Изд. 4. - 600 с.

- [115] Brignole, A. Radiative corrections to the supersymmetric charged Higgs boson mass / A. Brignole // Phys. Lett. B. - 1992. - V. 277. - P. 313-323.
- [116] Kublbeck, J. FeynArts: Computer Algebraic Generation Of Feynman Graphs And Amplitudes / J. Kublbeck, M. Bohm, A. Denner // Comput. Phys. Commun. - 1990. - V. 60. - P. 165-180.
- [117] Hahn, T. Generating Feynman diagrams and amplitudes with FeynArts 3 / T. Hahn // Comput. Phys. Commun. - 2001. - V. 140. - P. 418-431.
- [118] Wolfram S. The Mathematica book. Wolfram Media, Shampaign, 2003, 1464 p.
- [119] Kublbeck, J. Computeralgebraic generation and calculation of Feynman graphs using FeynArts and FeynCalc / J. Kublbeck, H. Eck, R. Mertig // Nucl. Phys. Proc. Suppl. - 1992. - 29A. - P. 204-208.

Приложение А

Выражения для тензорных интегралов

В данном приложении представлены основные результаты для тензорных интегралов в терминах скалярных функций Велтмана-Пассарино.

А.1 Двухточечные тензорные интегралы

$$\frac{i}{16\pi^2} B^{\{\mu, \mu\nu\}}(p^2, m_1^2, m_2^2) = \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{\{q^\mu, q^\mu q^\nu\}}{D_0^{m_1} D_p^{m_2}}, \quad (\text{A.1})$$

где $D_p^m = ((q + p)^2 - m^2)$. Данное семейство тензорных интегралов может быть представлено в виде:

$$B^\mu(p^2, m_1^2, m_2^2) = p^\mu B_1(p^2, m_1^2, m_2^2), \quad (\text{A.2})$$

$$B^{\mu\nu}(p^2, m_1^2, m_2^2) = g^{\mu\nu} B_{00}(p^2, m_1^2, m_2^2) + p^\mu p^\nu B_{11}(p^2, m_1^2, m_2^2), \quad (\text{A.3})$$

Скалярные форм-факторы можно записать в виде:

$$B_1(p^2, m_1^2, m_2^2) = \frac{1}{2p^2} [A_0(m_1^2) - A_0(m_2^2) - (m_1^2 - m_2^2 + p^2) B_0(p^2, m_1^2, m_2^2)], \quad (\text{A.4})$$

$$B_{00}(p^2, m_1^2, m_2^2) = \frac{1}{6} [A_0(m_2^2) + 2m_1^2 B_0 + (p^2 + m_1^2 - m_2^2) B_1 + m_1^2 + m_2^2 - \frac{p^2}{3}] (p^2, m_1^2, m_2^2), \quad (\text{A.5})$$

$$B_{11}(p^2, m_1^2, m_2^2) = \frac{1}{3p^2} [A_0(m_2^2) - m_1^2 B_0 - 2(p^2 + m_1^2 - m_2^2) B_1 - \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} + \frac{p^2}{6}] (p^2, m_1^2, m_2^2), \quad (\text{A.6})$$

здесь

$$\frac{i}{16\pi^2} A_0(m^2) = \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{1}{D_0^m}, \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{i}{16\pi^2} B_0(p^2, m_1^2, m_2^2) = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{1}{D_0^{m_1} D_p^{m_2}}. \quad (\text{A.8})$$

A.2 Трехточечные тензорные интегралы

$$\frac{i}{16\pi^2} C^{\{\mu, \mu\nu, \mu\nu\lambda\}}(p_1^2, p_2^2, (p_2 - p_1)^2, m_1^2, m_2^2, m_3^2) = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{\{q^\mu, q^\mu q^\nu, q^\mu q^\nu q^\lambda\}}{D_0^{m_1} D_{p_1}^{m_2} D_{p_2}^{m_2}} \quad (\text{A.9})$$

Данное семейство тензорных интегралов может быть представлено в виде:

$$C^\mu = p_1^\mu C_1 + p_2^\mu C_2, \quad (\text{A.10})$$

$$C^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} C_{00} + p_1^\mu p_1^\nu C_{11} + \{p_1 p_2\}^{\mu\nu} C_{12} + p_2^\mu p_2^\nu C_{22}, \quad (\text{A.11})$$

$$C^{\mu\nu\lambda} = \{gp_1\}^{\mu\nu\lambda} C_{001} + \{gp_2\}^{\mu\nu\lambda} C_{002} + p_1^\mu p_1^\nu p_1^\lambda C_{111} + \{p_1 p_1 p_2\}^{\mu\nu\lambda} C_{112} + \{p_1 p_2 p_2\}^{\mu\nu\lambda} C_{122} + p_2^\mu p_2^\nu p_2^\lambda C_{222}, \quad (\text{A.12})$$

где

$$\{p_1 p_2\}^{\mu\nu} = p_1^\mu p_2^\nu + p_2^\mu p_1^\nu, \quad \{gp\}^{\mu\nu\lambda} = g^{\mu\nu} p^\lambda + g^{\mu\lambda} p^\nu + g^{\nu\lambda} p^\mu, \quad (\text{A.13})$$

$$\{p_1 p_1 p_2\}^{\mu\nu\lambda} = p_1^\mu p_1^\nu p_2^\lambda + p_1^\mu p_2^\nu p_1^\lambda + p_2^\mu p_1^\nu p_1^\lambda. \quad (\text{A.14})$$

Скалярные форм-факторы можно записать в виде:

$$\frac{i}{16\pi^2} C_0(p_1^2, p_2^2, (p_2 - p_1)^2, m_1^2, m_2^2, m_3^2) \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{1}{D_0^{m_1} D_{p_1}^{m_2} D_{p_2}^{m_2}}, \quad (\text{A.15})$$

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2K_2} \begin{pmatrix} p_2^2 & -p_1 p_2 \\ -p_1 p_2 & p_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_0(III) - f_1 C_0 - B_0(IV) \\ B_0(I) - f_2 C_0 - B_0(IV) \end{pmatrix}, \quad (\text{A.16})$$

$$C_{00} = \frac{1}{4} (B_0(IV) + f_1 C_1 + f_2 C_2 + 1 + 2m_1^2 C_0), \quad (\text{A.17})$$

$$\begin{pmatrix} C_{11} \\ C_{12} \end{pmatrix} = \frac{1}{2K_2} \begin{pmatrix} p_2^2 & -p_1 p_2 \\ -p_1 p_2 & p_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -B_0(IV) - f_1 C_0 - 2C_{00} \\ B_1(I) - B_1(IV) - f_2 C_1 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.18})$$

$$\begin{pmatrix} C_{21} \\ C_{22} \end{pmatrix} = \frac{1}{2K_2} \begin{pmatrix} p_2^2 & -p_1 p_2 \\ -p_1 p_2 & p_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_1(III) + (B_0 + B_1)(IV) - f_1 C_2 \\ (B_0 + B_1)(IV) - f_2 C_2 - 2C_{00} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.19})$$

$$C_{00i} = (k_i k_j)^{-1} R_{00}^{3,j}, \quad C_{i11} = (k_i k_j)^{-1} (R_{11}^{3,j} - 2C_{001} \delta_{j1}), \quad i, j = 1, 2; \quad (\text{A.20})$$

$$C_{i12} = (k_i k_j)^{-1} (R_{12}^{3,j} - C_{001} \delta_{j2} - C_{002} \delta_{j1}), \quad (\text{A.21})$$

$$C_{i22} = (k_i k_j)^{-1} (R_{22}^{3,j} - C_{002} \delta_{j2}), \quad (\text{A.22})$$

где $(I) = (p_1^2, m_1^2, m_2^2)$, $(II) = (p_2^2, m_2^2, m_3^2)$, $(III) = (p_2^2, m_1^2, m_3^2)$, $(IV) = ((p_2 - p_1)^2, m_2^2, m_3^2)$. По повторяющемуся индексу j подразумевается суммирование. Аргументы всех скалярных C факторов такие же, как и у исходных тензорных интегралов.

$$K_2 = \begin{vmatrix} p_1^2 & p_1 p_2 \\ p_1 p_2 & p_2^2 \end{vmatrix}, \quad f_i = p_i^2 - m_{i+1}^2 + m_1^2. \quad (\text{A.23})$$

$$R_{00}^{3,1} = \frac{1}{2} (B_{00}(III) - B_{00}(IV) - f_1 C_{00}), \quad (\text{A.24})$$

$$R_{00}^{3,2} = \frac{1}{2} (B_{00}(I) - B_{00}(IV) - f_2 C_{00}), \quad (\text{A.25})$$

$$R_{11}^{3,1} = \frac{1}{2} (-B_{11}(IV) - f_1 C_{11}), \quad (\text{A.26})$$

$$R_{12}^{3,i} = \frac{1}{2} ((B_{11} + B_1)(IV) - f_i C_{12}), \quad (\text{A.27})$$

$$R_{22}^{3,1} = \frac{1}{2} (B_{11}(III) - (B_{11} + 2B_1 + B_0)(IV) - f_1 C_{22}), \quad (\text{A.28})$$

$$R_{11}^{3,2} = \frac{1}{2} (B_{11}(I) - B_{11}(IV) - f_2 C_{11}), \quad (\text{A.29})$$

$$R_{22}^{3,2} = \frac{1}{2} (-(B_{11} + 2B_1 + B_0)(IV) - f_2 C_{22}), \quad (\text{A.30})$$

$$R_1^{3,00} = B_1(IV) + m_1^2 C_1, \quad R_2^{3,00} = -(B_1 + B_0)(IV) + m_1^2 C_2. \quad (\text{A.31})$$