ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2-2007-143

На правах рукописи
УДК 530 145, 539 12.01

БЕДНЯКОВ
Александр Вадимович

ДВУХПЕТЛЕВЫЕ ПОПРАВКИ К МАССАМ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ В РАМКАХ МИНИМАЛЬНОЙ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Специальность· 01 04.02 — теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 2007

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им Н Н Боголюбова Объединенного института ядерных исследований

Научные руководители:
доктор физико-математических наук, профессор Д И КАЗАКОВ

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук
М Н Дубинин (НИИЯФ МГУ), г Москва

кандидат физико-математических наук
С В Михайлов (ЛТФ ОИЯИ), г Дубна

Ведущая организация:
Институт теоретической и экспериментальной физики, г Москва

Защита диссертации состоится "14" ноября 2007 г в $15^{\underline{00}}$ на заседании диссертационного совета К 720 001 01 при Лаборатории теоретической физики им Н Н Боголюбова Объединенного института ядерных исследований, г Дубна Московской области

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований

Автореферат разослан "4" октября 2007 г

Ученый секретарь
диссертационного совета С И ФЕДОТОВ

Общая характеристика диссертации

Актуальность темы. В настоящее время суперсимметрия, или симметрия между частицами с целыми и полуцелыми спинами (бозонами и фермионами), является основой для построения большинства современных теорий за рамками Стандартной Модели (СМ) Теория поля, обладающая такой симметрией, имеет ряд замечательных свойств Так, например, гарантируется сокращение квадратичных ультрафиолетовых расходимостей, что, в свою очередь, можно рассматривать как решение проблемы иерархии в Теориях Великого Объединения (ТВО) Так же нельзя не отметить, что объединение калибровочных констант можно получить только в том случае, если в интервале между электрослабой и планковской шкалой возникает какая-то новая физика

Поиск проявлений суперсимметрии ведется как в большинстве экспериментов в области высоких энергий, так и в прецизионных неускорительных экспериментах Пока все они дают отрицательный результат Это может быть связано с тем, что шкала новой физики в несколько раз превышает электрослабую шкалу[1] ($M_{\mathrm{EW}} \sim 100$ ГэВ) Наиболее интересной является область энергий в районе 1 ТэВ Именно на такие энергии рассчитан большой адронный коллайдер LHC, который должен быть запущен в ближайшее время Предполагается, что на нем будет досконально изучена тэвная область, открыт бозон Хиггса, прояснен механизм образования масс и найдена суперсимметрия (см , например, [1])

В данной работе рассматривается простейшая из суперсимметричных моделей — Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель (МССМ) В рамках МССМ каждой частице СМ ставится в соответствие суперпартнер противоположной статистики Модель привлекает большое внимание, так как имеет сравнительно мало свободных параметров и, поэтому, обладает значительной предсказательной силой

Радиационные поправки (РП) играют существенную роль в исследовании

[1]Используются единицы $\hbar = c = 1$

МССМ Так, например, на "древесном" уровне масса легчайшего нейтрального бозона Хиггса h_0 оказывается меньше массы Z-бозона Добавление РП к древесному значению позволяют "увеличить" массу h_0 до величины 115 ГэВ $\lesssim M_{h_0} \lesssim$ 130 ГэВ, совместной с имеющимися экспериментальными ограничениями Кроме того, в МССМ петлевые эффекты позволяют получить нарушение электрослабой симметрии естественным образом в результате явления, известного как *радиационное нарушение симметрии*

С точки зрения экспериментального исследования МССМ, большой интерес вызывают поправки к сечениям рождения и ширинам распада суперпартнеров По известным параметрам они позволяют более точно вычислять наблюдаемые величины, связанные с новой физикой Кроме того, важность РП трудно переоценить и при нахождении самих параметров модели Если суперсимметрия будет открыта, учет РП при обработке экспериментальных данных даст возможность отличить МССМ от других теорий, описывающих сходные явления Наконец, ввиду асимптотического характера ряда ТВ лишь РП позволяют определить точность используемого приближения и оценить схемную зависимость результата

Наибольший произвол в предсказания МССМ связан с так называемыми "мягкими" параметрам, основная функция которых состоит в описании расщепления в спектре между частицами СМ и их пока ненаблюдаемыми суперпартнерами Говоря о параметрах теории в старших порядках ТВ, необходимо упомянуть, в какой перенормировочной схеме они определены В МССМ обычно используется минимальная схема $\overline{\mathrm{DR}}$, основанная на размерной редукции Параметры, определенные в рамках $\overline{\mathrm{DR}}$, будем называть бегущими, так как они зависят от произвольной шкалы перенормировки μ Несмотря на внутреннюю математическую противоречивость $\overline{\mathrm{DR}}$, в низших петлях эта схема является удобным инструментом для вычислений, так как в отличии от размерной регуляризации она явно не нарушает суперсимметрию Преимущества же минимальной схемы наглядно видно при феноменологических исследованиях МССМ с помощью ренормгруппы в $\overline{\rm DR}$ бета-функции и аномальные размерности имеют наиболее простой вид

Важнейшим элементом анализа МССМ является выбор требований как теоретического, так и экспериментального характера, которым должно удовлетворять пространство параметров Наиболее замечательным фактом является то, что в рамках МССМ все известные ограничения могут выполняться одновременно

Радиационные поправки являются одним из источников информации о мягких параметрах Так, например, из-за наличия суперчастиц, калибровочные и юкавские константы в МССМ и СМ перенормируются по-разному Учет однопетлевых вкладов суперчастиц в перенормировку калибровочных констант дает возможность получить оценку шкалы нарушения суперсимметрии ($M_{\rm SUSY} \sim$ 1 ТэВ), позволяющей реализовать идею ТВО в калибровочном секторе Более того, требование сокращения однопетлевых квадратичных поправок к массе хиггсовского бозона также дает сходное значение для шкалы $M_{\rm SUSY}$

Ренормгрупповой метод, являющийся одним из основных инструментом исследования МССМ, позволяет согласованно использовать ограничения на параметры модели, заданные при различных энергиях Объединение калибровочных констант и универсальность мягких слагаемых являются примером высокоэнергетических ограничений Адекватное описание низкоэнергетических процессов в подпороговой области можно считать другим естественным условием, которому должна удовлетворять модель Такие условия обычно накладываются на электрослабой шкале $M_{\rm EW}$

В данной работе уделяется внимание ограничениям, позволяющим в рамках МССМ правильно описывать массы тяжелых b- и t-кварков Важность такого рассмотрения следует из того, что связанные с массами юкавские константы, y_b и y_t, сильно влияют на перенормировку остальных параметров модели К тому же, от значения y_b и y_t при низких энергиях зависит возможность реализации идеи объединения юкавских констант

Существует две возможности наложения низкоэнергетических требований Первая состоит в рассмотрении связи параметров МССМ с некоторыми экспериментально известными наблюдаемыми Во втором случае используется подход, основанный на рассмотрении эффективной теории, получаемой из МССМ путем отщепления (“отынтегрирования”) частиц, масса которых больше характерных энергий процесса При этом устанавливается связь между параметрами МССМ и известными параметрами эффективной теории, гарантирующая правильное описания мира “легких” частиц в МССМ

Для различных величин тот или иной способ может оказаться более или менее удобным Так, для t-кварка в экспериментах определяется полюсная масса M_t, поэтому кажется естественным использование первого подхода для нахождения ограничений на соответствующую бегущую массу $m_t^{\overline{\mathrm{DR}}}(\mu)$ и юкавскую константу связи $y_t^{\overline{\mathrm{DR}}}(\mu)$ В случае b-кварка ситуация несколько иная В данной работе для вычисления бегущей массы b-кварка в МССМ предложено использовать не полюсную массу, а значение бегущей массы в КХД при фиксированной шкале μ Это соответствует второму подходу, так как при этом КХД рассматривается как полученная из МССМ эффективная теория, описывающая сильное взаимодействие кварков и глюонов Несмотря на то, что РП в этих двух вариантах вычисляются к различным величинам, будем, когда различие не принципиально, называть их просто “поправками к массам кварков”

В обоих случаях ограничение на бегущие параметры МССМ $\{a_i\}, i = 1 \quad n$, перенормированные на шкале μ, можно записать в виде

$$\hat{f} = f(\{a_i\}, \mu) \equiv f(a_1(\mu), \quad , a_n(\mu), \mu) \tag{1}$$

Здесь функция f вычисляется по теории возмущений, а $\hat{f}$ — числовое значение некоторой величины В первом подходе, $\hat{f}$ — независящая от μ наблюдаемая, например, полюсная масса для t-кварка

$$M_t = m_t^{\overline{\mathrm{DR}}}(\mu)\left(1 + \Delta z_{m_t}(\mu)\right), \tag{2}$$

где $\Delta z_{m_t} \equiv \Delta m_t/m_t$ — функция параметров МССМ, соответствующая РП к M_t Во втором случае $\hat{f}$ представляет собой значение некоторого бегущего параметра эффективной теории на фиксированной шкале μ Так, для b-кварка можно использовать

$$m_b^{\overline{\rm MS}}(\mu) = m_b^{\overline{\rm DR}}(\mu)\,(1 + \delta\zeta_{m_b}(\mu)) \tag{3}$$

Здесь $m_b^{\overline{\rm MS}}(\mu)$ — бегущая масса кварка, которая определяется в КХД, перенормированной в $\overline{\rm MS}$ схеме, а $\zeta_{m_b} = 1 + \delta\zeta_{m_b}$ представляет собой так называемую функцию отщепления[2], вычисляемую по ТВ

При ренормгрупповом исследовании МССМ функции $f(\{a_i\}, \mu)$ могут быть использованы по-разному Прежде всего, они позволяют находить значения одних параметров, задав другие, тем самым сокращая размерность пространства параметров теории Указанные выше формулы (2) и (3) обычно используются именно таким образом, так как с их помощью можно найти численное значение бегущих масс в МССМ на фиксированной шкале μ, *зная* M_t и $m_b^{\overline{\rm MS}}(\mu)$ и *задав* остальные параметры модели В некоторых случаях, однако, это оказывается не очень удобным, например, из-за сложной зависимости $f(\{a_i\}, \mu)$ от своих аргументов, не позволяющей с нужной точностью решить соответствующую связь Тогда (1) используют в качестве дополнительного ограничения, дающего возможность исключить рассматриваемую точку из пространства параметров К последним можно отнести ограничения, связанные с редкими распадами, аномальным магнитным моментом мюона, а также астрофизические ограничения

Выбор различных $\hat{f}$ и вычисления РП к соответствующим функциям параметров является важнейшей задачей в МССМ Электрослабые наблюдаемые и однопетлевые суперсимметричные поправки к ним были исследованы в работе [2] За последние несколько лет появилось множество компьютерных кодов, использующих результаты [2] для нахождения спектра суперпартнеров, совместного с имеющимися экспериментальными и теоретическими ограничениями

[2] В англоязычной литературе используется термин "decoupling constant"

Однопетлевые поправки к массам тяжелых кварков оказались значительными (до 30 %) Наиболее существенный вклад появляется из-за сильного взаимодействия виртуальных суперпартнеров кварков и глюонов Для t-кварка он является доминирующим, в случае же b-кварка лидирующий вклад возникает при дополнительном учете поправок от суперпартнеров хиггсовских бозонов, частично сокращающих вклад $\mathcal{O}(\alpha_s)$

Когда величина поправки превышает десятки процентов возникает вопрос о вычислении старших РП К тому же, исследования, выполненные в работе [3], показали, что различный учет РП в компьютерных кодах, приводит к довольно большому расхождению в предсказаниях масс суперчастиц в определенных областях пространства параметров Нельзя не упомянуть, что причина этого кроется в связанном с юкавскими константами "быстром беге" хиггсовских мягких параметров Поэтому, учет двухпетлевых вкладов позволит, если не уменьшить эту неопределенность, то хотя бы правильно оценить точность полученных ранее результатов

В преддверии запуска LHC, первоочередной задачей теоретического исследования является указание проявлений новой физики на адронных коллайдерах Современный анализ экспериментальных данных немыслим без привлечения генераторов Монте-Карло, позволяющих в рамках рассматриваемой теории смоделировать возможные события с участием еще не открытых частиц В то же время, использование таких генераторов невозможно без знания параметров модели, которые подставляются в известные формулы для масс, сечений и ширин распада Это говорит об исключительной важности максимально точного определения параметров МССМ

Основной целью работы является рассмотрение в рамках МССМ двухпетлевых поправок к массами b- и t-кварков, а также исследование, как учет полученного результата влияет на предсказания спектра суперпартнеров в ограниченной МССМ (MSUGRA)

Научная новизна и практическая ценность. В работе впервые вычислены $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ поправки к соотношению между полюсными и бегущими массам для b- и t-кварка В случае b-кварка также найдены двухпетлевые вклады, пропорциональные юкавским константам y_b и y_t Как и в однопетлевом случае, учет последних привел к уменьшению абсолютной величины результата Исследована зависимость юкавских вкладов от фиксации калибровки в электрослабом секторе

Полученное выражение для полюсной массы b-кварка используется для нахождения связи между бегущими массами b-кварка $m_b^{\overline{\rm MS}}$ и $m_b^{\overline{\rm DR}}$, определенными в КХД и МССМ соответственно

Так как схема $\overline{\rm DR}$ отличается от $\overline{\rm MS}$-схемы присутствием так называемых нефизических ε-скаляров, предложен способ пересчета параметров из $\overline{\rm DR}$ в $\overline{\rm MS}$ с помощью процедуры, аналогичной используемому в КХД методу "отщепления" тяжелого кваркового аромата (см , например, [4])

Проведено исследование зависимости спектра масс суперпартнеров от факта учета найденных РП в ренормгрупповом анализе МССМ Результаты работы показали, что в случае t-кварка роль старших РП существенна В то же время для b-кварка в исследуемой области параметров двухпетлевая поправка оказалась пренебрежимо малой (около 1%) по сравнению с однопетлевым результатом (до 25 %) Ввиду асимптотического характера ряда ТВ, данное обстоятельство говорит о надежности однопетлевого приближения, используемого в данный момент во многих компьютерных кодах

Апробация работы. Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на научных семинарах лаборатории теоретической физики им Н Н Боголюбова Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), а также докладывались на международных семинарах "Вычисления для современных и будущих ускорителей" (CALC, Дубна, 2003, 2006), на конференция молодых ученых и специалистов (Дубна, 2003,2005,2007), на международной летней школе по физике частиц (Les Houches Summer School, Ле-Зуш, Франция, 2005), а также на международной конференции "Неускорительная новая физика (NANP)" (Дубна, 2005)

Результаты включены в компьютерные коды для вычисления спектра суперпартнеров

Публикации. Диссертанция написана по материалам 8 работ

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и двух приложений общим объемом 159 страниц, включая 1 таблицу, 31 рисунок и список цитированной литературы из 104 наименований

Содержание работы

Во введении обсуждается актуальность работы, излагается мотивация проводимых исследований Дается краткое содержание диссертации, характеристика научной новизны и практическая ценность полученных результатов

В первой главе даны определения различных понятий и величин, используемых в диссертации

Раздел 1 1 посвящен основам суперсимметрии и принципам построения суперсимметричных квантово-полевых теорий Представлены выражения для кирального и вещественного суперполей, а также выписан наиболее общий вид лагранжиана перенормируемой теории Кратко упоминаются различные механизмы нарушения суперсимметрии

В разделе 1 2 дано описание минимального суперсимметричного расширения Стандартной Модели Также в нем можно найти выражения для суперпотенциала МССМ и нарушающих суперсимметрию операторов Рассмотрена гипотеза универсальности и связанное с ней пространство параметров

Раздел 1 3 содержит описание схемы перенормировки $\overline{\mathrm{DR}}$, наиболее часто используемой в суперсимметричных теориях Приведен лагранжиан для ε-скаляров, соответствующих четырехмерным глюонам и возникающих в регуляризованной теории в результате размерной редукции пространства-времени ($4 \to 4-2\varepsilon$) Рассмотрена проблема, связанная с появлением ненулевой массы у этих частиц, а также возможные пути ее решения

В разделе 1 4 вводятся понятия полюсной и бегущей массы кварков Рассматриваются трудности, связанные с их определением в рамках КХД Представлены необходимые формулы для нахождения двухпетлевой связи между указанными массовыми параметрами Дан обзор одно- и двухпетлевых вычислений, известных из литературы

Во второй главе представлены технические детали, касающиеся вычисления РП

В разделе 2 1 рассмотрена проблема нахождения асимптотического разложения фейнмановских интегралов по массам тяжелых частиц M_{SUSY} Дается подробное описание асимптотического режима, используемого в работе

В разделе 2 2 представлен рецепт разложения, известный под названием "разложения по подграфам" Каждый член асимптотического ряда по M_{SUSY} представлен в виде суммы слагаемых, соответствующих так называемым асимптотически неприводимым подграфам На простом примере продемонстрирована связь используемого рецепта с более общим методом, основанным на теории обобщенных функций Кроме того, обращается внимание на важное свойство разложения, состоящее в совершенной факторизации больших и малых параметров

Из-за громоздкости задачи (около 10^3 диаграмм) ее решение немыслимо без применения компьютерных программ Раздел 2 3 содержит краткое описание различных кодов, используемых для автоматизации расчета Также в разделе можно найти детали, касающиеся алгоритма вычисления

В третьей главе представлены результаты вычисления двухпетлевых вкладов в полюсную массу тяжелых кварков в рамках КХД сектора МССМ (СуперКХД)

Раздел 3 1 представляет собой описание СуперКХД Рассмотрен соответствующий лагранжиан, записанный в массовом базисе Особое внимание уделено смешиванию скварковых полей

В разделе 3 2 перечислены двухпетлевые подграфы, учет которых необходим для нахождения корректного асимптотического разложения $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-поправки к полюсной массе кварка Представлены диаграммы Фейнмана, дающие вклад в рассматриваемую величину Для t-кварка рассмотрены вклады до $\mathcal{O}(m_t^2/M_{\mathrm{SUSY}}^2)$ порядка включительно, в случае же b-кварка подавленные по m_b/M_{SUSY} слагаемые отброшены

Раздел 3 3 посвящен вычислению перенормировочных констант для параметров СуперКХД Дано краткое описание перенормировки скваркового сектора, которая усложняется наличием нетривиального смешивания между скалярными суперпартнерами правых и левых кварков Также рассмотрен неминимальный контр-член для массы m_ε нефизических ε-скаляров, позволяющий в каждом порядке теории возмущений добиться зануления m_ε

В разделе 3 4 приведен численный анализ найденных поправок на шкале M_Z, обычно используемой для наложения низкоэнергетических условий на параметры МССМ Представлены зависимости вкладов в полюсную массу тяжелых кварков от различных параметров ограниченной МССМ Характерная величина рассматриваемых двухпетлевых поправок составляет для t-кварка 2-3%, а для b-кварка 10-20% (при $M_{\mathrm{SUSY}} < 1$ ТэВ) Указанные числа необходимо сравнить с полным однопетлевым результатом, дающим для t-кварка 5-8%, а для b-кварка 20-35% Нетрудно заметить, что для b-кварка поведение ряда ТВ оставляет желать лучшего Это в частности, объясняется тем, что не был учтен двухпетлевой вклад юкавского взаимодействия, который может быть сравним с $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-поправкой и иметь противоположный знак

В случае t-кварка обнаружено, что на шкале M_Z двухпетлевой вклад от виртуальных суперпартнеров не только превышает на порядок двухпетлевой вклад от виртуальных глюонов и кварков, но сравним по величине с однопетлевой КХД поправкой Кроме того, для t-кварка проведено исследование влияния полученной поправки на спектр суперпартнеров, совместный с экспериментальными и теоретическими ограничениями Показано, что даже 2-3% сдвиг в определении бегущей массы топ-кварка (и, соответственно, y_t) может привести к 10% сдвигу в предсказаниях масс тяжелых хиггсовских бозонов Аналогичное исследование для случая b-кварка отложено до конца Главы 5

В четвертой главе детально рассмотрены лидирующие двухпетлевые поправки к полюсной массе b-кварка M_b Опыт однопетлевых вычислений показывает, что вклад от суперпартнеров, пропорциональный юкавским константам y_t, y_b может быть усилен при больших значениях отношения вакуумных средних хиггсовских бозонов МССМ $\tan\beta = v_2/v_1$ Кроме того, сама y_b при таких $\tan\beta$ становится сравнимой с y_t и g_s Таким образом, под лидирующими поправкам я буду понимать вклады, пропорциональные сильной и указанным юкавским константам связи

В разделе 4 1 обсуждаются основные допущения, существенно упрощающих задачу нахождения поправки в МССМ Малость $SU(2) \times U(1)$ калибровочных констант по сравнению с g_s, y_t и y_b позволяет пренебречь соответствующими вкладами Это приводит не только к значительному уменьшению количества фейнмановских диаграмм, но и к упрощению массовых матриц для суперпартнеров В этом пределе, например, суперпартнеры хиггсовских и калибровочных бозонов не смешиваются Однако, наличие в МССМ спонтанного нарушения симметрии усложняет калибровочно-инвариантное отделение юкавского сектора модели от электрослабого и требует специального рассмотрения Так как с формальной точки зрения калибровочная зависимость в юкавском секторе проявляет себя в виде неоднозначности в определении массы голдстоуновских бозонов $G^{\pm}, G_0$, дальнейшие вычисления проводятся для двух различных случаев В первом варианте $G^{\pm}$ и G_0 массивны, причем их масса равна массе соответствующего калибровочного бозона (калибровка 'т Хоофта-Фейнмана) Второй вариант есть ничто иное, как "gaugeless" предел МССМ, в котором $G^{\pm}$ и G_0 безмассовые (калибровка Ландау) Нулевая масса в последнем случае естественным образом возникает как следствие нарушенной глобальной симметрии (теорема Голдстоуна) Поэтому суммарная РП к массам $G^{\pm}$ и G_0 должны давать нуль в каждом порядке ТВ В разделе рассмотрена роль так называемых головастиков в сокращении РП к соответствующим массам Сравнение полученных двумя способами выражений позволило дать оценку калибровочной зависимости результата

Раздел 4 2 посвящен вычислению перенормировочных констант, необходимых для получения конечного ответа для M_b Кроме констант, рассмотренных в предыдущей главе, здесь также представлены контр-члены, необходимые для перенормировки юкавского сектора модели

В разделе 4 3 можно найти численный анализ поправок на шкале M_Z Как и в однопетлевом случае, диаграммы $\mathcal{O}(\alpha_s \alpha_q)$ и $\mathcal{O}(\alpha_q^2)$ ($\alpha_q \equiv y_q^2/4\pi$, $q = b, t$) дают отрицательный вклад в M_b порядка 5-15% и частично сокращают поправку $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ В разделе также проведено сравнения двух вариантов вычисления юкавского вклада В определенной области параметров МССМ (большие $m_{1/2}$) было найдено существенное различие между рассматриваемыми способами

Несмотря на то, что ряд ТВ после учета дополнительных вкладов улучшил свое поведение, непосредственное использование M_b для извлечения значения бегущей массы $m_b^{\overline{\rm DR}}(\mu)$ осложнено из-за неопределенностей, связанных с непертурбативными эффектами КХД [5] Кроме того, ввиду сильного различия масс m_b и $M_{\rm SUSY}$, ответ, записанный в минимальной схеме, содержит логарифмы $\log m_b/\mu$ и $\log M_{\rm SUSY}/\mu$, которые нельзя сделать одновременно малыми подходящим выбором шкалы μ Обе этих проблемы могут быть решены в контексте эффективной теории поля, рассматриваемой в следующей главе

__**Пятая глава**__ посвящена нахождению функции отщепления для бегущей массы b-кварка с двухпетлевой точностью

В разделе 5 1 обсуждается теорема об отщеплении и связанные с ней проблемы минимальных схем, используемых для перенормировки моделей с ярко выраженной иерархией массовых масштабов

Излагается систематический подход к построению эффективных теорий поля Представлена процедура сшивания, которая состоит в нахождении функций отщепления, связывающих между собой бегущие параметры эффективной и более фундаментальной теории Показывается, как с помощью этой процедуры и ренормгруппового пересуммирования можно избежать вычисления больших логарифмов на каждом этапе расчета

В разделе 5 2 в качестве низкоэнергетического приближения МССМ рассмотрена пятифлейворная КХД с четырьмя безмассовыми ароматами и массивным b-кварком Выведены общие формулы, выражающие функций отщепления для сильной константы связи (ζ_{α_s}) и бегущей массы b-кварка (ζ_{m_b}) через функции Грина и их асимптотические разложения, вычисленные в КХД и МССМ соответственно Кратко описан удобный практический способ нахождения ζ_{α_s} и ζ_{m_b} Являясь аналогом стандартной процедуры отщепления тяжелого кваркового аромата в КХД, он позволяет получить искомый ответ, рассматривая лишь вакуумные диаграммы в МССМ Также в разделе представлен альтернативный метод расчета, основанный на сравнении наблюдаемых, вычисленных в рамках эффективной и высокоэнергетической теории

Из-за того, что пертурбативная КХД естественным образом определяется в схеме $\overline{\mathrm{MS}}$, в разделе 5 3 поднят вопрос о пересчете параметров из $\overline{\mathrm{DR}}$- в $\overline{\mathrm{MS}}$-схему Рассматриваются две возможности Общепринятый способ состоит в двухэтапном переходе

$$\begin{array}{ccccc} (\text{МССМ}, \overline{\mathrm{DR}}) & \xrightarrow{(1)} & (\text{КХД}, \overline{\mathrm{DR}}) & \xrightarrow{(2)} & (\text{КХД}, \overline{\mathrm{MS}}) \\ (\alpha_s, m_b, M_{\mathrm{SUSY}}, \quad) & \longrightarrow & (\alpha_s, m_b, \alpha_y, \lambda) & \longrightarrow & (\alpha_s, m_b) \end{array} \tag{4}$$

Показано, что такой метод не является оптимальным Это связано с появлением на промежуточном этапе (перенормированная в $\overline{\mathrm{DR}}$-схеме КХД, или $\overline{\mathrm{DR}}$-КХД) нефизических констант взаимодействия для ε-скаляров λ (самодействие) и α_y (взаимодействие с кварками) Благодаря суперсимметрии, в МССМ эти параметры равны сильной константе связи, $\alpha_y = \lambda = \alpha_s$ В несуперсимметричной КХД это равенство нарушается, что существенно затрудняет как процедуру сшивания, так и применение ренормгруппы

В качестве альтернативы общепринятому варианту предложен второй, более прямой, подход, не использующий в качестве промежуточного этапа $\overline{\mathrm{DR}}$-КХД

При этом ε-скаляры трактуются как тяжелые массивные частицы и отщепляются вместе с физическими степенями свободы Для автоматизации такого пересчета в рамках известного пакета для генерации фейнмановских диаграмм FeynArts [6] был реализован лагранжиан взаимодействия для ε-скаляров, позволяющий работать с ними как с физическими частицами

Для проверки корректности предложенной процедуры рассмотрена задача нахождения известных двухпетлевых соотношений между параметрами КХД в $\overline{\text{DR}}$- и $\overline{\text{MS}}$-схеме (см этап (2) в (4)) Продемонстрировано, как появляющаяся на промежуточных этапах масса ε-скаляров сокращается в окончательных выражениях

Раздел 5 4 посвящен непосредственному вычислению ζ_{m_b} (см (3)) в МССМ Из найденного ранее выражения для лидирующей двухпетлевой поправки к полюсной массе кварка получена формула для вкладов в ζ_{m_b} порядка $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, $\mathcal{O}(\alpha_s \alpha_q)$ и $\mathcal{O}(\alpha_q^2)$ Кроме того, вычисление $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-поправки было проверено с помощью стандартной процедуры отщепления

В разделе 5 5 проведен численный анализ поправок Показано, что поправка $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ к ζ_{m_b} на шкале M_Z оказалась существенно меньше (5-10%), чем соответствующий вклад в полюсную массу В то же время, вклад, пропорциональный юкавским константам, остался на том же уровне (5-15%) Учитывая неопределенность, связанную с калибровочной зависимостью последнего результата, сделан вывод, что в той области пространства, где эта зависимость минимальна ($m_{1/2} < 400$ ГэВ), суммарная двухпетлевая поправка к ζ_{m_b} имеет порядок 1% Также исследован вопрос, касающийся выбора оптимальной шкалы сшивания С помощью компьютерного кода SOFTSUSY [7] продемонстрировано, каким образом полученный результат для b-кварка влияет на спектр суперпартнеров

Заключение содержит основные результаты диссертации, а также сведения, касающиеся апробации данной работы

В приложении А приведен вывод формул, используемых для вычисления контр-членов для масс и углов смешивания скалярных частиц

В приложении Б представлены правила Фейнмана для ε-скаляров, необходимые для вычислений в Главе 5

На защиту выдвигаются следующие результаты.

1 Найдены $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ поправки от суперпартнеров к соотношению между полюсными и бегущими массам для b- и t-кварка Установлено, что в случае топ-кварка полученные вклады, вычисленные на шкале M_Z, сравнимы с однопетлевыми поправками от виртуальных кварков и глюонов Продемонстрирована необходимость учета этого результата в компьютерных кодах, используемых для анализа МССМ

2 Найден альтернативный способ пересчета параметров из схемы $\overline{\mathrm{DR}}$, применяемой для перенормировки суперсимметричных теорий, в схему $\overline{\mathrm{MS}}$ Так как этот пересчет неразрывно связан с проблемой перехода от суперсимметричной теории к несуперсимметричной, трактовка так называемых ε-скаляров как тяжелых степеней свободы позволяет одновременно решать эти задача в рамках единого подхода

3 Реализация лагранжиана взаимодействия ε-скаляров в виде модельного файла для пакета автоматизированной генерации диаграмм FeynArts

4 Найдены лидирующие двухпетлевые $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, $\mathcal{O}(\alpha_s\alpha_q)$ и $\mathcal{O}(\alpha_q^2)$ ($\alpha_q = y_q^2/(4\pi)$, $y_q = (y_b, y_t)$) поправки к так называемой функции отщепления (decoupling constant) ζ_{m_b} для b-кварка Показано, как с помощью полученного выражения для ζ_{m_b} можно в рамках МССМ найти значение бегущей массы $m_b^{\overline{\mathrm{DR}}}$ из значения соответствующего параметра, $m_b^{\overline{\mathrm{MS}}}$, в КХД с пятью ароматами Установлено, что найденная поправка много меньше известного однопетлевого вклада, что говорит о надежности используемого в настоящее время приближения

По теме диссертации опубликованы следующие работы:

1 **A. Bednyakov, A. Onishchenko, V. Velizhanin and O. Veretin**, "Two-loop $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ MSSM corrections to the pole masses of heavy quarks," Eur Phys J C **29** (2003) 87

2 **A. Bednyakov and A. Sheplyakov**, "Two-loop $\mathcal{O}(\alpha_s y^2)$ and $\mathcal{O}(y^4)$ MSSM corrections to the pole mass of the b-quark," Phys Lett B **604** (2004) 91

3 **А. Бедняков, А. Шепляков**, "Некоторые двухпетлевые поправки к массе b-кварка в Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели," труды научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ, 2005

4 **A. V. Bednyakov, D. I. Kazakov and A. A. Sheplyakov**, "On the two-loop $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ corrections to the pole mass of the t-quark in the MSSM," Phys Atom Nucl , принято в печать 27 07 2007, arXiv hep-ph/0507139

5 **A. Bednyakov and D. I. Kazakov**, "On the two-loop corrections to the pole mass of the B quark in the gaugeless limit of the MSSM," Phys Atom Nucl **70** (2007) 198

6 **А. Бедняков, Д.И. Казаков**, "Бегущая масса b-кварка в квантовой хромодинамике и Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели," труды научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ, 2007

7 **V. A. Bednyakov, N. D. Giokaris and A. V. Bednyakov**, "On Higgs mass generation mechanism in the standard model," ЭЧАЯ, принято в печать 10 04 2007, arXiv hep-ph/0703280

8 **A. V. Bednyakov** "Running mass of the b-quark in QCD and SUSY QCD," Int J Mod Phys A, принято в печать 30 08 2007, arXiv 0707 0650 [hep-ph]

Список литературы

[1] A V Gladyshev and D I Kazakov, "Supersymmetry and LHC," arXiv hep-ph/0606288

[2] D M Pierce, J A Bagger, K T Matchev and R J Zhang, Nucl Phys B **491** (1997) 3 [arXiv hep-ph/9606211]

[3] B C Allanach, S Kraml and W Porod, JHEP **0303** (2003) 016 [arXiv hep-ph/0302102]

[4] K G Chetyrkin, J H Kuhn and M Steinhauser, Comput Phys Commun **133** (2000) 43 [arXiv hep-ph/0004189]

[5] I I Y Bigi, M A Shifman, N G Uraltsev and A I Vainshtein, Phys Rev D **50** (1994) 2234 [arXiv hep-ph/9402360], M Beneke and V M Braun, Nucl Phys B **426** (1994) 301 [arXiv hep-ph/9402364]

[6] T Hahn, Comput Phys Commun **140** (2001) 418 [arXiv hep-ph/0012260]

[7] B C Allanach, Comput Phys Commun **143** (2002) 305 [arXiv hep-ph/0104145]

Получено 27 сентября 2007 г

5

Отпечатано методом прямого репродуцирования
с оригинала, предоставленного автором

Подписано в печать 28 09 2007
Формат 60 × 90/16 Бумага офсетная Печать офсетная
Усл печ л 1,25 Уч -изд л 1,11 Тираж 100 экз Заказ № 55905

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г Дубна, Московская обл , ул Жолио-Кюри, 6
E-mail publish@jinr ru
www jinr ru/publish/