

На правах рукописи

Чан Тьен Тханг

**СЛАБЫЕ РАСПАДЫ В-МЕЗОНА И
ЧАРМОНИЯ В СВЕТЕ ПОИСКА НОВОЙ
ФИЗИКИ**

Специальность 01.04.02 —
«теоретическая физика»

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна — 2017

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна) и Московском физико-техническом институте (г. Долгопрудный).

Научный руководитель: **Иванов Михаил Алексеевич**
доктор физико-математических наук, профессор,
начальник сектора Лаборатории теоретической
физики им. Н. Н. Боголюбова Объединенного
института ядерных исследований

Официальные оппоненты: **Галкин Владимир Олегович**,
доктор физико-математических наук, главный
научный сотрудник Института образовательной
информатики Федерального исследовательского
центра “Информатика и управление” Российской
академии наук

Мелихов Дмитрий Игоревич,
доктор физико-математических наук, ведущий
научный сотрудник Научно-исследовательского
института ядерной физики им. Д. В. Скобельцы-
на Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Ведущая организация: Институт физики высоких энергий им. А. А. Ло-
гунова Национального исследовательского цен-
тра “Курчатовский институт” (г. Протвино)

Защита состоится «_____» _____ 2017 г. в _____ на заседании
диссертационного совета Д 720.001.01 при Объединенном институте ядерных
исследований (Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова) по
адресу: 141980 Московская обл., г. Дубна, ул. Жолио Кюри, д. 6.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке и на сайте
Объединенного института ядерных исследований
(http://wwwinfo.jinr.ru/announce_disser.htm).

Автореферат разослан «_____» _____ 2017 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
Д 720.001.01,
к. ф.-м. н.

Быстрицкий Юрий Михайлович

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В настоящее время стандартная модель (СМ) элементарных частиц, объединяющая теорию электрослабых взаимодействий с квантовой хромодинамикой, теорией сильных взаимодействий, получила уникальные подтверждения своих предсказаний в ряде независимых экспериментов. Недавнее открытие бозона Хиггса коллаборациями ATLAS и CMS явилось последним из элементов мозаики в завершении построения СМ.

Несмотря на свою исключительно высокую предсказательную способность, СМ не может дать ответы на более фундаментальные вопросы, такие как проблемы темной материи и энергии, проблемы иерархии, описание масс нейтрино, и объяснение происхождения хиггсовского механизма. Кроме того, в стандартной модели имеется достаточно большое число свободных параметров, которые не могут быть получены из первых принципов. Данные трудности неизбежно свидетельствуют о возможности существования более глубокой теории, по отношению к которой, СМ является лишь ее частным случаем.

Поиск новой физики (НФ) за рамками СМ является одним из самых важных задач современной физики. С теоретической точки зрения, было создано достаточно большое число различных моделей, предсказывающих ряд новых эффектов, отсутствующих в рамках СМ. Однако, до настоящего времени не было достоверного их подтверждения на эксперименте. С экспериментальной точки зрения, ищутся отклонения от предсказаний СМ, которые указывают на проявление НФ. Во-первых, с помощью самых мощных коллайдеров, таких как Большой Адронный Коллайдер (БАК), где сталкиваются частицы с максимально достижимой энергией (типичный пример таких энергий — 1 ТэВ), с целью поиска новых фундаментальных частиц, не входящих в состав СМ. Во-вторых, с помощью прецизионных измерений физических наблюдаемых, характеризующих более тонкие эффекты в электрослабых взаимодействиях. К данному способу относятся измерения характеристик редких распадов адронов, которые подавлены в рамках СМ, но могут быть заметными в присутствии дополнительных вкладов от эффектов НФ.

Среди таких процессов существенную роль играют слабые распады B -мезонов, состоящих из одного тяжелого b -кварка и одного легкого антикварка. Изучение распадов B -мезонов в свете поиска НФ имеет ряд бесспорных преимуществ. Во-первых, B -мезоны имеют значительное число разнообразных каналов распада, что дает уникальную возможность исследовать различные процессы со своеобразными особенностями. Во-вторых, поскольку в состав B -мезонов входит тяжелый b -кварк, появляется возможность использовать эффективную теорию тяжелых кварков (ЭТТК), которая значительно облегчает теоретические расчеты матричных элементов. На сегодняшний день распады B -мезонов экспериментально исследованы на B -фабриках,

таких как BaBar (коллайдер PEP II, SLAC, США) и Belle (коллайдер KEKB, Цукуба, Япония), а также в эксперименте LHCb (БАК, CERN, Швейцария).

В числе распадов B -мезонов, изучаемых в вышеуказанных экспериментах, лептонные и полулептонные распады $B \rightarrow \ell^- \bar{\nu}$ и $B \rightarrow D^{(*)} \ell^- \bar{\nu}$ ($\ell = e, \mu, \tau$) играют особую роль в проверке СМ и в поиске НФ. В рамках СМ измерение характеристик этих распадов дает возможность непосредственного определения значений как констант лептонных распадов f_B B -мезона, так и формфакторов адронных переходов $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)}$. Данные распады также могут быть использованы для определения элементов $|V_{ub}|$ и $|V_{cb}|$ матрицы смешивания кварков — матрицы Каббиро-Кобаяши-Маскавы (ККМ). И, последнее, но не менее важное, недавно появились некоторые указания на нарушение лептонной универсальности в данных полулептонных распадах при измерении отношений брэнчингов тауонной и мюонной мод.

После первого наблюдения распада $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$, о котором сообщила коллаборация Belle в 2006 году, измерения брэнчинга этого распада были произведены коллаборациями Belle и BaBar. Глобальное среднее значение этого брэнчинга составляет $\mathcal{B}(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau) = (1.06 \pm 0.19) \times 10^{-4}$, что согласуется в пределах ошибок с предсказанием СМ $\mathcal{B}(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau) = (0.81 \pm 0.06) \times 10^{-4}$, основанным на глобальном фите элементов матрицы ККМ. Следует отметить, что глобальное среднее значение на уровне 1.3σ больше предсказания СМ, хотя экспериментальные ошибки еще весьма значительны ($\approx 18\%$). Можно сказать, что возможность проявления эффектов НФ в данном распаде является незначительной, но она еще не полностью исключена, и, следовательно, требует дальнейшего исследования.

Полулептонные распады $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$ имеют более богатую структуру по сравнению с лептонными распадами. В этих распадах имеется большее число физических наблюдаемых, например, асимметрия “вперед-назад” заряженного лептона. В последнее время большой интерес вызвали результаты независимых измерений отношения брэнчингов тауонной и мюонной мод: $R(D^{(*)}) \equiv \mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \tau^- \bar{\nu}_\tau) / \mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \mu^- \bar{\nu}_\mu)$. Следует отметить, что в данном отношении сокращается зависимость от матричного элемента матрицы ККМ $|V_{cb}|$ и значительно ослабляется зависимость от адронных вкладов. Результаты независимых измерений оказались совместимы между собой и дают следующие средние значения: $R(D)|_{\text{expt}} = 0.403 \pm 0.047$ и $R(D^*)|_{\text{expt}} = 0.310 \pm 0.017$, которые превышают предсказания СМ $R(D)|_{\text{SM}} = 0.300 \pm 0.008$ и $R(D^*)|_{\text{SM}} = 0.252 \pm 0.003$ на 2.2σ и 3.4σ , соответственно. С учетом корреляций между $R(D)$ и $R(D^*)$ расхождение со стандартной моделью достигает $\approx 4 \sigma$. Данное расхождение свидетельствует о нарушении лептонной универсальности, являющейся одним из ключевых предположений СМ.

Поэтому значительно возрос интерес к изучению тауонной моды распада B -мезона. В 2016 году коллаборация Belle сообщила о первом измерении продольной поляризации τ -лептона в распаде $\bar{B}^0 \rightarrow D^* \tau^- \bar{\nu}_\tau$, результат

которого составляет $P_L^\tau = -0.38 \pm 0.51(\text{stat.})_{-0.16}^{+0.21}(\text{syst.})$. Несмотря на значительные экспериментальные ошибки, это пионерское измерение открыло новые перспективы для изучения динамики полулептонных переходов $B \rightarrow D^{(*)}$. Есть надежда, что в скором времени начнет работать супер- B -фабрика Belle II и появятся более точные измерения поляризации τ -лептона, что позволит пролить свет на поиск НФ в данных распадах.

Недавно коллаборация BES III (Пекин, Китай) сообщила о поиске редких полулептонных слабых распадов чармония $J/\psi \rightarrow D_s^{(*)-} e^+ \nu_e + \text{с.с.}$, где под “+с.с.” подразумеваются соответствующие зарядово-сопряженные моды. Были получены следующие ограничения на величины брэнчингов $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D_s^- e^+ \nu_e + \text{с.с.}) < 1.3 \times 10^{-6}$ и $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D_s^{*-} e^+ \nu_e + \text{с.с.}) < 1.8 \times 10^{-6}$ при доверительной вероятности равной 90%. Хотя полученные верхние пределы лежат намного выше значений, предсказываемых СМ, имеющих порядок $10^{-9} - 10^{-10}$, существенным является то, что это экспериментальное ограничение на брэнчинг распада $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D_s^{*-} e^+ \nu_e + \text{с.с.})$ примерно в 30 раз ниже верхней границы для брэнчинга распада $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D_s^- e^+ \nu_e + \text{с.с.})$ по сравнению с предыдущим измерением. Следует отметить, что низколежащие состояния кваркония, в том числе J/ψ , в основном распадаются через промежуточные фотоны или глюоны, образовавшиеся в результате аннигиляции кварк-антикварковой пары $q\bar{q}$. Поэтому слабые распады J/ψ -мезона являются чрезвычайно редкими процессами, за исключением случая, когда в данные распады вносят дополнительные вклады эффекты НФ. Благодаря огромной выборке (10^{10}) J/ψ -событий, накапливаемых каждый год, можно ожидать, что коллаборация BES III обнаружит эти распады на уровне предсказаний СМ в ближайшем будущем. Если окажется, что данные распады имеют значительные величины брэнчингов, то это будет четкое указание на существование НФ. Однако, для отделения таких сигналов от вклада СМ, прежде всего необходимо иметь надежные предсказания для брэнчингов этих распадов в рамках самой СМ.

Степень разработанности темы.

Полученное экспериментально превышение значения отношения $R(D^{(*)})$ над предсказаниями СМ привело ко многим теоретическим исследованиям на пути поиска возможных объяснений данного расхождения с помощью эффектов НФ, лежащей за пределами СМ. Одно из таких направлений — это построение конкретных моделей НФ, таких как модели с двумя хиггсовскими дублетами (2HDMs), минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ), лептокварковые модели, и другие расширения СМ. Другое направление исследований связано с использованием модельно-независимого подхода, при котором рассматривается общий эффективный гамильтониан перехода $b \rightarrow c\ell\nu$, содержащий новые операторы, которые отсутствуют в СМ. Ограничения на численные значения соответствующих коэффициентов Вильсона получаются в результате фита к имеющимся экспериментальным данным и, тем самым, устанавливается степень их влияния и на различные

физические наблюдаемые.

Что касается полулептонных распадов $J/\psi \rightarrow D_s^{(*)} \ell \nu$, то первая оценка величин их брэнчингов была сделана на основе (приблизительной) спиновой симметрии тяжелых мезонов и давала результаты порядка $\sim 10^{-9}$. Современные предсказания, полученные как в рамках правил сумм КХД (ПС КХД), так и в ковариантной модели кварков на световом конусе (КМКСК), дают порядок $\sim 10^{-10}$. Следует отметить значительную разницу в имеющихся теоретических результатах. Так результаты, полученные в рамках КМКСК, в 2 – 8 раз превышают результаты подхода ПС КХД. Для того, чтобы уменьшить погрешности, связанные с определением адронных величин и устранить зависимость от физических констант, таких как G_F и $|V_{cs}|$, можно рассматривать отношение брэнчингов $R \equiv \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D_s^* \ell \nu) / \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D_s \ell \nu)$. Первая оценка этого отношения дала результат $R \approx 1.5$, в то время как в рамках ПС КХД было получено в два раза большее значение $R \approx 3.1$. Ясно, что необходимы дальнейшие теоретические исследования в этом направлении.

Следует подчеркнуть, что при вычислении вышесказанных слабых распадов как B -мезона, так и J/ψ -мезона, существенную роль играют адронные вклады, которые могут быть оценены лишь вне рамок теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД). Большинство вычислений опирается на методы ЭТТК, основанной на систематическом разложении лагранжиана КХД по обратным массам тяжелых кварков $1/m_Q$. В лидирующем порядке ЭТТК-разложения, когда массы тяжелых кварков стремятся к бесконечности, возникает спин-флэйворная симметрия, которая позволяет выразить многочисленные формфакторы слабых переходов через универсальную функцию Изгура-Вайзе. Однако, ЭТТК позволяет сделать надежные предсказания лишь вблизи нулевой отдачи переданного импульса. При отдалении от точки нулевой отдачи приходится использовать другие непertурбативные методы.

В диссертации, расчет необходимых адронных формфакторов выполнен в рамках ковариантной модели кварков (КМК) с учетом их конфайнмента. КМК является эффективным квантовополевым подходом к адронным взаимодействиям, основанным на лагранжиане взаимодействия адронов с их составляющими кварками. Знание соответствующего интерполирующего кваркового тока позволяет вычислять самосогласованным образом матричные элементы физических процессов. Отличительной особенностью данного подхода является то, что многокварковые состояния, такие как барионы (три кварка), тетракварки (четыре кварка) и т. д., могут быть рассмотрены и описаны на том же уровне строгости, как и простейшие кварк-антикварковые системы (мезоны). Кроме того, в рамках КМК адронные формфакторы вычисляются во всей кинематической области квадрата переданного импульса.

Цель и задачи исследования.

Целью данной работы является исследование лептонных и полулеп-

тонных распадов B -мезона, а также полулептонных распадов J/ψ -мезона, в свете поиска НФ. Матричные элементы слабых распадов вычисляются в рамках ковариантной модели кварков. В соответствии с целью исследования, поставлены следующие задачи:

1. Вычислить характеристики лептонных и полулептонных распадов $B^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell$ и $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \ell^- \bar{\nu}_\ell$, а также каскадных распадов $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} (\rightarrow D^0 \pi^+) \ell^- \bar{\nu}_\ell$ в рамках СМ с учетом эффектов ненулевых масс лептонов.
2. Ввести в эффективный гамильтониан, описывающий $b \rightarrow c$ -переходы, новые четырехфермионные операторы, отсутствующие в СМ и учитывающие возможные проявления НФ в распадах $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \ell^- \bar{\nu}_\ell$, и проанализировать их влияние на различные физические наблюдаемые.
3. Вычислить продольную, поперечную и нормальную поляризационные компоненты τ -лептона в распадах $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \tau^- \bar{\nu}_\tau$ и выяснить их роль в поиске НФ в данных распадах.
4. Вычислить брэнчинги полулептонных распадов $J/\psi \rightarrow D_s^{(*)} \ell \nu$ и сравнить их с результатами других теоретических подходов.

Методология и методы исследования. В работе используются методы квантовой теории поля. Адронные величины, такие как константы лептонных распадов и формфакторы адронных переходов вычисляются в рамках ковариантной модели кварков.

Положения, выносимые на защиту:

1. Выполнен подробный анализ лептонных $B \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell$ и полулептонных $B \rightarrow D^{(*)} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ ($\ell = e, \mu, \tau$) распадов в рамках ковариантной модели кварков с учетом эффектов масс лептонов.
2. В свете имеющихся расхождений между недавними экспериментальными данными и предсказаниями СМ для отношений брэнчингов полулептонных распадов B -мезона с τ -лептоном и мюоном в конечном состоянии, данные распады исследованы в рамках расширенной модели электрослабых взаимодействий. Это сделано с помощью добавления в эффективный гамильтониан новых 4-фермионных операторов, которые отсутствуют в рамках СМ. Используя имеющиеся экспериментальные данные, получены ограничения на коэффициенты Вильсона, соответствующие новым операторам и изучены эффекты от вкладов этих операторов в различные физические наблюдаемые.
3. Изучены продольная, поперечная и нормальная поляризационные компоненты τ -лептона в полулептонных распадах B -мезона и обсуждена их роль в поиске НФ. Подробно обсужден вопрос о возможности их экспериментального измерения в лептонных и полуадронных распадах τ -лептона.

4. Исследованы эксклюзивные полуплептонные распады $J/\psi \rightarrow D_{(s)}^{(*)-} \ell^+ \nu_\ell$ ($\ell = e, \mu$) в рамках ковариантной модели кварков. Вычислены брэнчинги данных распадов и проведено сравнение с результатами других теоретических исследований.

Научная новизна, теоретическая и практическая значимость.

Впервые систематически изучены эффекты ненулевых масс лептонов в распадах $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ и $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} (\rightarrow D^0 \pi^+) \ell^- \bar{\nu}_\ell$. Полученные результаты играют важную роль в изучении возможных эффектов нарушения лептонной универсальности.

В рамках подхода, основанного на использовании эффективных гамильтонианов, впервые систематически проанализированы практически все возможные эффекты НФ, возникающие в результате введения новых четырехфермионных операторов, отсутствующих в СМ. При этом обнаружено, что среди рассматриваемых физических наблюдаемых имеется ряд наблюдаемых, численные значения которых весьма чувствительны к вкладам, идущих от новых операторов. Поэтому их изучение поможет выделить данные вклады и, тем самым, приведет к возможности их измерения на эксперименте.

В рамках КМК, впервые рассчитаны формфакторы переходов $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)}$, возникающих за счет операторов НФ. Разработана процедура анализа эффектов НФ, основанная на использовании имеющихся экспериментальных данных при определении границ возможных значений коэффициентов Вильсона, при соответствующих операторах НФ. Данная процедура имеет значительную теоретическую ценность, т. к. она может быть использована для исследования возможных эффектов НФ и во многих других полуплептонных распадах.

Впервые изучены три поляризационные компоненты заряженного лептона в распадах $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \ell^- \bar{\nu}_\ell$, а также корреляции между ними. Соответствующие расчеты проведены как в рамках СМ, так и в различных сценариях НФ. Впервые даны предсказания для значений поперечной поляризации заряженного лептона.

Выяснена причина значительных расхождений в теоретических предсказаниях для полуплептонных распадов чармония, сделанных в различных подходах. Предоставлены надежные предсказания для брэнчингов данных распадов и их отношений, которые важны для проверки СМ и подтверждения возможных эффектов НФ.

Достоверность результатов, полученных в диссертации, обеспечивается использованием строгих методов квантовой теории поля, а также аналитических и численных вычислений с помощью современных компьютерных программ. Обоснованность результатов подтверждается сравнением с результатами теоретических расчетов других авторов и экспериментальными данными.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались автором на научных семинарах в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ (Дубна 2015 г., 2017 г.), в Институте физики университета имени Иоганна Гутенберга (Майнц, 2017 г.); на “VI Всероссийской молодежной конференции по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики” (ФИАН, Москва, 2015 г.); в виде постерного доклада на 44-ой сессии ПКК ОИЯИ по физике частиц (Дубна, 2015 г.); на рабочем совещании “Workshop on Dispersion Methods for Hadronic Contributions to QED Effects” (Братислава, 2015 г.); на международных конференциях “Hadron Structure and QCD: from Low to High Energies” (Гатчина, 2016 г.) и “International Conference on Precision Physics and Fundamental Physical Constants” (2015 г., Будапешт); на международных школах Helmholtz International Summer School “Quantum Field Theory at the Limits: from Strong Fields to Heavy Quarks” (Дубна, 2016 г.) и “Ettore Majorana International School of Subnuclear Physics” (Эриче, 2017 г.).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 6 печатных работах, из них 4 статьи в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК РФ [1–4], одна статья [5] и один тезис доклада [6] в сборниках трудов конференций.

Личный вклад автора. Все представленные в диссертации основные результаты получены автором лично. Автор принимал непосредственное участие в постановке и решении задач, а также в подготовке публикаций.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации — 120 страниц, включая 15 таблиц и 30 рисунков. Список литературы включает 120 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертационной работы, рассмотрена степень разработанности темы, сформулирована цель исследования, представлены выносимые на защиту научные положения, а также показаны научная новизна и значимость полученных результатов.

В первой главе дано краткое описание теоретических предпосылок, лежащих в основе КМК. КМК является эффективным квантовополевым подходом к адронным взаимодействиям, основанным на релятивистски инвариантном лагранжиане взаимодействия некоторого адрона с его составляющими кварками. При этом адрон описывается полем $H(x)$, удовлетворяющим соответствующему свободному уравнению движения, а кварковая часть представляет собой интерполирующий кварковый ток $J_H(x)$ с квантовыми числами данного адрона. В случае мезонов данный лагранжиан записывается в виде:

$$\mathcal{L}_{\text{int}}(x) = g_H H(x) J_H(x) = g_H H(x) \int dx_1 \int dx_2 F_H(x; x_1, x_2) \bar{q}_2(x_2) \Gamma_H q_1(x_1),$$

где g_H — константа связи данного мезона с его конститuentными кварками, Γ_H — матрица Дирака, обеспечивающая нужные квантовые числа для мезона, а вершинная функция F_H эффективно описывает распределение кварков внутри мезона. Из требования трансляционной инвариантности, выбрана следующая форма данной функции $F_H(x, x_1, x_2) = \delta(x - w_1x_1 - w_2x_2)\Phi_H((x_1 - x_2)^2)$, где $w_i = m_{q_i}/(m_{q_1} + m_{q_2})$, а m_{q_i} — массы конститuentных кварков. От функции Φ_H требуется достаточно быстрое убывание ее Фурье-образа в евклидовой области для того, чтобы обеспечить ультрафиолетовую сходимость фейнмановских диаграмм. Для упрощения вычислений использована гауссова форма $\tilde{\Phi}_H(-k^2) = \exp(k^2/\Lambda_H^2)$, где параметр Λ_H характеризует размер соответствующего мезона.

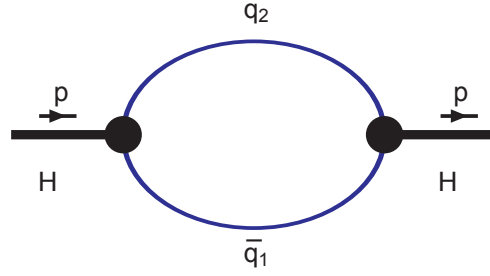


Рис. 1. Собственно энергетическая диаграмма мезона.

Константа связи g_H определяется из условия связности, означающего равенство нулю константы перенормировки волновой функции адрона $Z_H = 0$. В случае мезонов данное условие записывается в виде $Z_H = 1 - \Pi'_H(m_H^2) = 0$, где $\Pi'_H(m_H^2)$ есть производная массового оператора, соответствующего в лидирующем по $1/N_c$ -разложении собственно энергетической диаграмме на Рис. 1, и имеющего следующий вид

$$\begin{aligned} \Pi_P(p^2) &= 3g_P^2 \int \frac{dk}{(2\pi)^4} \tilde{\Phi}_P^2(-k^2) \text{tr} [S_1(k + w_1p)\gamma^5 S_2(k - w_2p)\gamma^5], \\ \Pi_V(p^2) &= g_V^2 \left(g^{\mu\nu} - \frac{p^\mu p^\nu}{p^2} \right) \int \frac{dk}{(2\pi)^4} \tilde{\Phi}_V^2(-k^2) \text{tr} [S_1(k + w_1p)\gamma_\mu S_2(k - w_2p)\gamma_\nu], \end{aligned}$$

для псевдоскалярных и векторных мезонов, соответственно. Здесь $S_{1,2}$ — кварковые пропагаторы, для которых использовано представление Фока-Швингера

$$S_i(k) = (m_{q_i} + \not{k}) \int_0^\infty d\alpha_i \exp[-\alpha_i(m_{q_i}^2 - k^2)].$$

Следует отметить, что все интегралы по импульсным переменным понимаются как интегралы в евклидовой метрике.

Аналогично массовому оператору, матричные элементы адронных переходов описываются фейнмановскими диаграммами, являющимися свертками соответствующих кварковых пропагаторов и вершинных функций.

Любой матричный элемент Π в итоге может быть представлен в виде $\Pi = \int_0^\infty d^n \alpha F(\alpha_1, \dots, \alpha_n)$, где F есть получившееся подынтегральное выражение, соответствующее данной диаграмме. Удобно перейти к интегрированию по симплексу с помощью “вставки” единицы $1 = \int_0^\infty dt \delta\left(t - \sum_{i=1}^n \alpha_i\right)$ в подынтегральное выражение:

$$\Pi = \int_0^\infty dt t^{n-1} \int_0^1 d^n \alpha \delta\left(1 - \sum_{i=1}^n \alpha_i\right) F(t\alpha_1, \dots, t\alpha_n).$$

Данный интеграл начинает расходиться при $t \rightarrow \infty$, если кинематические переменные допускают появление пороговой точки ветвления, соответствующей рождению кварков. Однако, такие возможные пороговые сингулярности отсутствуют, если обрезать интегрирование на верхнем пределе:

$$\Pi^c = \int_0^{1/\lambda^2} dt t^{n-1} \int_0^1 d^n \alpha \delta\left(1 - \sum_{i=1}^n \alpha_i\right) F(t\alpha_1, \dots, t\alpha_n).$$

Параметр обрезания λ , эффективно обеспечивающий конфайнмент кварков, называется параметром инфракрасного обрезания.

КМК содержит несколько свободных параметров: массы конститuentных кварков m_q , универсальный параметр инфракрасного обрезания λ , и параметры Λ_H , описывающие эффективные размеры адронов. Данные параметры определяются с помощью фитирования по экспериментальным данным и/или по результатам КХД на решетке. Теоретическая погрешность КМК составляет примерно порядка 10%.

Вторая глава посвящена исследованию лептонных и полулептонных распадов $B \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell$ и $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ в рамках СМ.

В разделе 2.1 рассмотрены лептонные распады $B^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell$. В рамках СМ, эти распады идут через аннигиляцию кварковой пары в W -бозон, лежащий вне своей массовой поверхности. Их брэнчинг определяется выражением

$$\mathcal{B}(B^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{G_F^2}{8\pi} m_B m_\ell^2 \left(1 - \frac{m_\ell^2}{m_B^2}\right)^2 f_B^2 |V_{ub}|^2 \tau_B,$$

где G_F — константа Ферми, m_B и m_ℓ — массы B -мезона и заряженного лептона, соответственно, а τ_B и f_B — время жизни и константа лептонного распада B -мезона. Полученные нами брэнчинги $\mathcal{B}(B \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)$ и $\mathcal{B}(B \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ удовлетворяют экспериментальным ограничениям, а брэнчинг $\mathcal{B}(B \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau)$ хорошо согласуется с экспериментальными данными. Все брэнчинги хорошо согласуются с результатами групп UTfit и CKMfitter.

В разделе 2.2 определены и вычислены формфакторы полулептонных распадов $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \ell^- \bar{\nu}_\ell$. Отправной точкой является инвариантный матричный элемент этих распадов, который имеет вид:

$$\mathcal{M}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} \langle D^{(*)} | \bar{c} O^\mu b | \bar{B}^0 \rangle \bar{\ell} O_\mu \nu_\ell,$$

где $O^\mu \equiv \gamma^\mu(1 - \gamma_5)$ — матрица слабого взаимодействия. В рамках КМК, адронные матричные элементы $\langle D^{(*)} | \bar{c} O^\mu b | \bar{B}^0 \rangle$ определяются диаграммой, изображенной на Рис. 2, и записываются как:

$$\begin{aligned} & \langle D(p_2) | \bar{c} O^\mu b | \bar{B}^0(p_1) \rangle = \\ & = N_c g_{\bar{B}^0} g_D \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \tilde{\Phi}_{\bar{B}^0}(- (k + w_{13} p_1)^2) \tilde{\Phi}_D(- (k + w_{23} p_2)^2) \times \\ & \quad \times \text{tr} [O^\mu S_1(k + p_1) \gamma^5 S_3(k) \gamma^5 S_2(k + p_2)], \\ & \langle D^*(p_2, \epsilon_2) | \bar{c} O^\mu b | \bar{B}^0(p_1) \rangle = \\ & = N_c g_{\bar{B}^0} g_{D^*} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \tilde{\Phi}_{\bar{B}^0}(- (k + w_{13} p_1)^2) \tilde{\Phi}_{D^*}(- (k + w_{23} p_2)^2) \times \\ & \quad \times \text{tr} [O^\mu S_1(k + p_1) \gamma^5 S_3(k) \not{\epsilon}_2^\dagger S_2(k + p_2)]. \end{aligned}$$

Здесь $N_c = 3$ есть число цветов, а ϵ_2 — вектор поляризации D^* -мезона, удовлетворяющий условию $\epsilon_2^\dagger \cdot p_2 = 0$. Мезоны находятся на массовой поверхности: $p_1^2 = m_1^2 = m_{\bar{B}^0}^2$ и $p_2^2 = m_2^2 = m_{D^{(*)}}^2$. Так как имеются три разных вида кварков, участвующих в данных переходах, для величин w_{ij} введено обозначение с двумя нижними индексами $w_{ij} = m_{q_j} / (m_{q_i} + m_{q_j})$ ($i, j = 1, 2, 3$), так что $w_{ij} + w_{ji} = 1$. В данном случае, $q_1 = b$, $q_2 = c$, и $q_3 = d$. Данные матричные элементы параметризуются с помощью набора

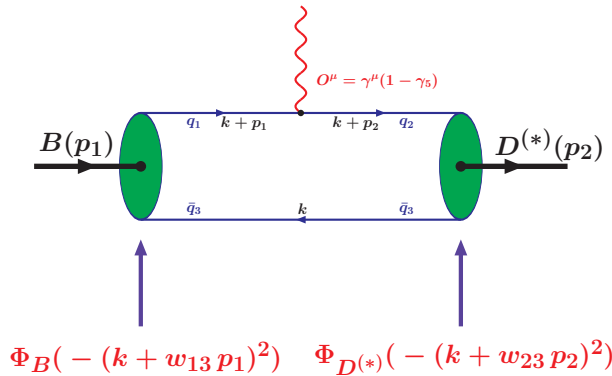


Рис. 2. Кварковая диаграмма для полулептонных распадов B -мезона.

формфакторов — скалярных функций, зависящих от квадрата переданного импульса $q^2 = (p_1 - p_2)^2$:

$$\langle D(p_2) | \bar{c} O^\mu b | \bar{B}^0(p_1) \rangle \equiv F_+(q^2) P^\mu + F_-(q^2) q^\mu,$$

$$\langle D^*(p_2, \epsilon_2) | \bar{c} O^\mu b | \bar{B}^0(p_1) \rangle \equiv \frac{\epsilon_{2\alpha}^\dagger}{m_1 + m_2} \left[-g^{\mu\alpha} P q A_0(q^2) + P^\mu P^\alpha A_+(q^2) + q^\mu P^\alpha A_-(q^2) + i\varepsilon^{\mu\alpha P q} V(q^2) \right],$$

где $P = p_1 + p_2$. В рамках КМК формфакторы представляют собой трехкратные интегралы, численно вычисляющиеся с помощью фотрановских программ во всей кинематической области квадрата переданного импульса.

В разделе 2.3 обсужден предел тяжелых кварков (ПТК) в переходах $\bar{B}^0 \rightarrow D(D^*)$. В ПТК массы тяжелых кварков стремятся к бесконечности: $m_{\bar{B}^0} = m_b + E$, $m_b \rightarrow \infty$ и $m_D = m_{D^*} = m_c + E$, $m_c \rightarrow \infty$. При этом все формфакторы выражаются через универсальную функцию Изгура-Вайзе, зависящую от произведения 4-скоростей мезонов, и нормированную на единицу при нулевой отдаче. Получен явный вид функции Изгура-Вайзе. Вычислены формфакторы в ПТК. Продемонстрирована законность применения ЭТТК в данных адронных переходах.

В разделах 2.4, 2.5 получены дифференциальные распределения распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ и каскадного распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^*(\rightarrow D^0 \pi^+) \ell^- \bar{\nu}_\ell$. Данные распределения удобно выразить в терминах спиральных амплитуд. На основе этих распределений определены параметр асимметрии “вперед-назад”, лептонный и адронный параметры выпуклости, и тригонометрические моменты, характеризующие данные распады. Также получены выражения для продольной и поперечной поляризаций заряженного лептона.

Кинематика каскадного распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^*(\rightarrow D^0 \pi^+) \ell^- \bar{\nu}_\ell$ изображена на Рис. 3. Дифференциальное распределение данного каскадного распада

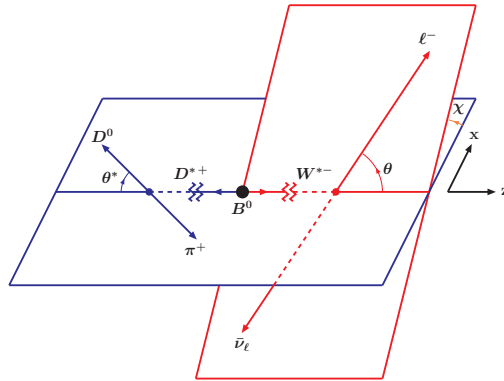


Рис. 3. Определение углов θ , θ^* , и χ в каскадном распаде $\bar{B}^0 \rightarrow D^*(\rightarrow D^0 \pi^+) \ell^- \bar{\nu}_\ell$. Здесь, θ — полярный угол между импульсом ℓ^- и направлением, противоположным направлению движения D^* -мезона, в системе покоя W^- -бозона; θ^* — полярный угол между импульсом конечного D^0 -мезона и направлением движения D^* -мезона, в системе центра масс ($D^0 \pi^+$). Плоскость, в которой происходит распад $\bar{B}^0 \rightarrow D^* \ell^- \bar{\nu}_\ell$, определяется векторами импульсов ℓ^- и D^* -мезона, а плоскость распада $D^* \rightarrow D^0 \pi^+$ — векторами импульсов D^* - и π^+ -мезона. Угол χ есть азимутальный угол между двумя вышесказанными плоскостями.

выглядит как

$$\frac{d\Gamma}{dq^2 d \cos \theta d(\chi/2\pi) d \cos \theta^*} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 |\mathbf{p}_2| q^2}{(2\pi)^3 12 m_1^2} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{q^2}\right)^2 \mathcal{B}(D^* \rightarrow D\pi) W(\theta^*, \theta, \chi), \quad (1)$$

где $|\mathbf{p}_2| = \lambda^{1/2}(m_1^2, m_2^2, q^2)/2m_1$ — импульс дочернего мезона в системе покоя B -мезона, $\lambda(x, y, z) = (x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz)$ — функция Челлена, $\mathcal{B}(D^* \rightarrow D\pi)$ — брэнчинг распада $D^* \rightarrow D\pi$, а $W(\theta^*, \theta, \chi)$ — полное угловое распределение.

После интегрирования (1) по всем углам получена дифференциальная ширина распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \ell^- \bar{\nu}_\ell$, выраженная через адронные спиральные амплитуды H_n ($n = \pm, 0, t$):

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 |\mathbf{p}_2| q^2}{12(2\pi)^3 m_1^2} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{q^2}\right)^2 \left[\left(1 + \frac{m_\ell^2}{2q^2}\right) \sum_{n=\pm,0} |H_n|^2 + \frac{3m_\ell^2}{2q^2} |H_t|^2 \right].$$

- Для перехода $B \rightarrow D$:

$$H_t = \frac{1}{\sqrt{q^2}} (Pq F_+ + q^2 F_-), \quad H_\pm = 0, \quad H_0 = \frac{2m_1 |\mathbf{p}_2|}{\sqrt{q^2}} F_+.$$

- Для перехода $B \rightarrow D^*$:

$$\begin{aligned} H_t &= \frac{1}{m_1 + m_2} \frac{m_1 |\mathbf{p}_2|}{m_2 \sqrt{q^2}} (Pq(-A_0 + A_+) + q^2 A_-), \\ H_\pm &= \frac{1}{m_1 + m_2} (-Pq A_0 \pm 2m_1 |\mathbf{p}_2| V), \\ H_0 &= \frac{1}{m_1 + m_2} \frac{1}{2m_2 \sqrt{q^2}} (-Pq(m_1^2 - m_2^2 - q^2) A_0 + 4m_1^2 |\mathbf{p}_2|^2 A_+). \end{aligned}$$

Введено нормированное угловое распределение следующим образом:

$$\widetilde{W}(\theta^*, \theta, \chi) \equiv W(\theta^*, \theta, \chi) / \left[\left(1 + \frac{m_\ell^2}{2q^2}\right) \sum_{n=\pm,0} |H_n|^2 + \frac{3m_\ell^2}{2q^2} |H_t|^2 \right]. \quad (2)$$

Проинтегрировав (2) по $\cos \theta^*$ и χ , получаем угловое распределение по $\cos \theta$, имеющее вид уравнения параболы:

$$\widetilde{W}(\theta) = \frac{a + b \cos \theta + c \cos^2 \theta}{2(a + c/3)}.$$

Линейный коэффициент $b/2(a + c/3)$ может быть извлечен из выражения для параметра асимметрии “вперед-назад”:

$$\mathcal{A}_{FB}(q^2) = \frac{\int_0^1 d \cos \theta d\Gamma/d \cos \theta - \int_{-1}^0 d \cos \theta d\Gamma/d \cos \theta}{\int_0^1 d \cos \theta d\Gamma/d \cos \theta + \int_{-1}^0 d \cos \theta d\Gamma/d \cos \theta} = \frac{b}{2(a + c/3)},$$

а коэффициент $c/2(a+c/3)$ можно получить, вычисляя вторую производную $\widetilde{W}(\theta)$. При этом можно определить лептонный параметр выпуклости следующим образом:

$$C_F^\ell(q^2) = \frac{d^2 \widetilde{W}(\theta)}{d(\cos \theta)^2} = \frac{c}{a+c/3}.$$

Теперь проинтегрировав (2) по $\cos \theta$ и χ , получаем распределение по $\cos \theta^*$, имеющее вид $\widetilde{W}(\theta^*) = (a' + c' \cos^2 \theta^*)/2(a' + c'/3)$ (парабола без линейного члена) и характеризующееся адронным параметром выпуклости, определенным следующим образом:

$$C_F^h(q^2) = \frac{d^2 \widetilde{W}(\theta^*)}{d(\cos \theta^*)^2} = \frac{c'}{a' + c'/3}.$$

Оставшиеся характеристики данного распада могут быть извлечены из распределения $\widetilde{W}(\theta^*, \theta, \chi)$ с помощью интегрирования с соответствующими весами из тригонометрических функций:

$$W_i = \int d \cos \theta d \cos \theta^* d(\chi/2\pi) M_i(\theta^*, \theta, \chi) \widetilde{W}(\theta^*, \theta, \chi) \equiv \langle M_i(\theta^*, \theta, \chi) \rangle,$$

где $M_i(\theta^*, \theta, \chi)$ обозначает тригонометрические моменты. В рамках СМ, ненулевые моменты включают $W_T(q^2) \equiv \langle \cos 2\chi \rangle$, $W_I(q^2) \equiv \langle \cos \theta \cos \theta^* \cos \chi \rangle$ и $W_A(q^2) \equiv \langle \sin \theta \cos \theta^* \cos \chi \rangle$.

В разделе 2.6 приведены численные результаты для определенных выше наблюдаемых и дано их детальное обсуждение. Для каждой из наблюдаемых приведен график зависимости от квадрата переданного импульса q^2 во всей кинематической области. А также даны численные значения усредненных по q^2 величин. Соответствующие результаты приведены для всех трех лептонных мод $\ell = e, \mu, \tau$. Показана роль конечных масс лептонов в данных распадах. Дано сравнение полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными и с результатами других теоретических подходов. В частности, в таблице 1 приведены результаты вычислений отношений брэнчингов $R(D^{(*)})$. Полученные значения согласуются с результатами других теоретических предсказаний в пределах 10%.

Таблица 1. Отношения брэнчингов $R(D)$ и $R(D^*)$ (в скобках — значения, полученные в КМК с помощью ПТК).

	КМК	Предсказание СМ	Эксперимент
$R(D)$	0.265 (0.268)	0.297 ± 0.017	0.388 ± 0.047
$R(D^*)$	0.237 (0.235)	0.252 ± 0.003	0.321 ± 0.021

В третьей главе изучены возможные эффекты НФ в распадах $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \tau^- \bar{\nu}_\tau$. С этой целью рассмотрена расширенная модель электро-

слабых взаимодействий, в эффективном гамильтониане которой наряду с 4-фермионными операторами СМ присутствуют новые операторы, содержащие векторные (аксиальные) токи с правой киральностью, (псевдо)скалярные токи с левой и правой киральностью, и, наконец, тензорные токи с левой киральностью.

Предполагая, что все нейтрино — левые, а эффекты НФ появляются лишь в процессах с участием лептонов третьего поколения, эффективный гамильтониан перехода $b \rightarrow c\tau^-\bar{\nu}_\tau$ имеет следующий вид

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}}V_{cb} \left[\mathcal{O}_{V_L} + \sum_{X=S_L, S_R, V_L, V_R, T_L} X \mathcal{O}_X \right], \quad (3)$$

где операторы \mathcal{O}_X определены как

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{V_L} &= (\bar{c}\gamma^\mu P_L b) (\bar{\tau}\gamma_\mu P_L \nu_\tau), & \mathcal{O}_{S_L} &= (\bar{c}P_L b) (\bar{\tau}P_L \nu_\tau), \\ \mathcal{O}_{V_R} &= (\bar{c}\gamma^\mu P_R b) (\bar{\tau}\gamma_\mu P_L \nu_\tau), & \mathcal{O}_{S_R} &= (\bar{c}P_R b) (\bar{\tau}P_L \nu_\tau), \\ \mathcal{O}_{T_L} &= (\bar{c}\sigma^{\mu\nu} P_L b) (\bar{\tau}\sigma_{\mu\nu} P_L \nu_\tau). \end{aligned}$$

Здесь $\sigma_{\mu\nu} = i[\gamma_\mu, \gamma_\nu]/2$, $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$, а величина X обозначает как комплексные коэффициенты Вильсона, так и сорт соответствующих операторов. В рамках СМ эти константы равны нулю: $V_{L,R} = S_{L,R} = T_L = 0$. Для вычисления распадов $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)}\mu\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)}e\bar{\nu}_e$ нужен только первый член в уравнении (3).

Формфакторы, соответствующие новым операторам, вычислены в рамках КМК. Проведено сравнение вычисленных формфакторов с формфакторами, полученными в ЭТТК. Показано, что формфакторы в обоих подходах имеют схожее поведение. Определены спиральные амплитуды и получены дифференциальные распределения распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ и каскадного распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^*(\rightarrow D^0\pi^+)\tau^-\bar{\nu}_\tau$ в присутствии операторов НФ.

Ограничения на коэффициенты Вильсона новых операторов получены следующим образом. Последовательно полагая все коэффициенты Вильсона новых операторов равными нулю, кроме одного, возможные границы которого определяются путем фитирования экспериментальных данных $R_D^{\text{expt}} = 0.403 \pm 0.047$ и $R_{D^*}^{\text{expt}} = 0.310 \pm 0.017$. Допустимые области значений коэффициентов Вильсона новых операторов, полученные таким образом, представлены на Рис. 4. Следует отметить, что при получении данных областей, была учтена 10% теоретическая погрешность в отношениях $R(D^{(*)})$. Из Рис. 4 видно, что векторные операторы \mathcal{O}_{V_L} и \mathcal{O}_{V_R} и левый скалярный оператор \mathcal{O}_{S_L} обладают широкими разрешенными областями. В то время как правый скалярный оператор \mathcal{O}_{S_R} исключается на уровне 2σ , и следовательно, в дальнейшем он не будет рассмотрен. Тензорный оператор \mathcal{O}_{T_L} сильно ограничен, но с его помощью можно объяснить имеющиеся экспериментальные данные. Следует отметить, что самое строгое ограничение на тензорный оператор получается из данных для $R(D^*)$. В каждой 2σ -допустимой области найдена

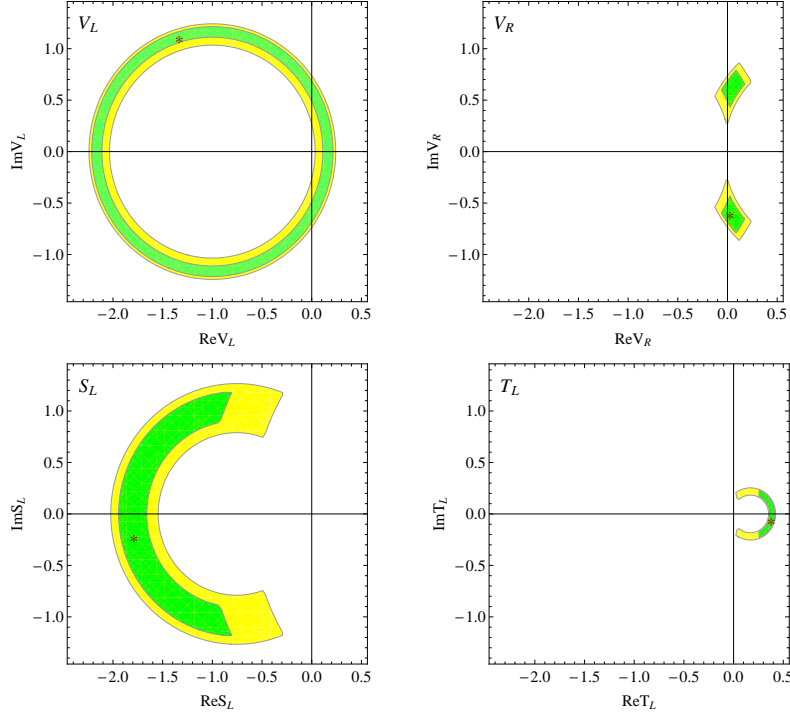


Рис. 4. Допустимые области для коэффициентов Вильсона V_L , V_R , S_L , и T_L в пределах 1σ (зеленые, темные) и 2σ (желтые, светлые). Нет допустимых значений для S_R в пределах 2σ . Наилучшее значение фита для каждого коэффициента отмечается символом $*$.

точка наилучшего фита для соответствующего коэффициента Вильсона, которая отмечена звездочкой.

Данные из 2σ -разрешенных областей для коэффициентов Вильсона вместе с точками наилучшего фита в дальнейшем будут использованы для анализа эффектов соответствующих операторов НФ на различные физические наблюдаемые. В качестве примера на Рис. 5 приведен такой анализ для асимметрии “вперед-назад” \mathcal{A}_{FB} . Коэффициент V_L очевидно не влияет на \mathcal{A}_{FB} т. к. он стоит перед оператором СМ и сокращается при определении \mathcal{A}_{FB} . В случае $\bar{B}^0 \rightarrow D^*$ все операторы \mathcal{O}_{V_R} , \mathcal{O}_{S_L} и \mathcal{O}_{T_L} ведут себя практически аналогичным образом: они имеют тенденцию уменьшать \mathcal{A}_{FB} и смещать точку пересечения с осью абсцисс в сторону больших значений q^2 . Однако, тензорный оператор может также увеличивать \mathcal{A}_{FB} в области больших q^2 . В случае $\bar{B}^0 \rightarrow D$ оператор \mathcal{O}_{V_R} не влияет на \mathcal{A}_{FB} , оператор \mathcal{O}_{T_L} имеет тенденцию уменьшать \mathcal{A}_{FB} , а оператор \mathcal{O}_{S_L} значительно влияет на \mathcal{A}_{FB} : этот оператор может увеличить асимметрию на 200% и увлечь за собой одну точку пересечения с осью абсцисс, чего не может быть в рамках СМ. Такой эффект от оператора \mathcal{O}_{S_L} на \mathcal{A}_{FB} явным образом отличает его от остальных операторов.

Подобный анализ сделан для ряда наблюдаемых, определенных в предыдущей главе, которые включают лептонный и адронный параметры выпуклости, дифференциальные отношения брэнчингов $R(D^{(*)})$ и триго-

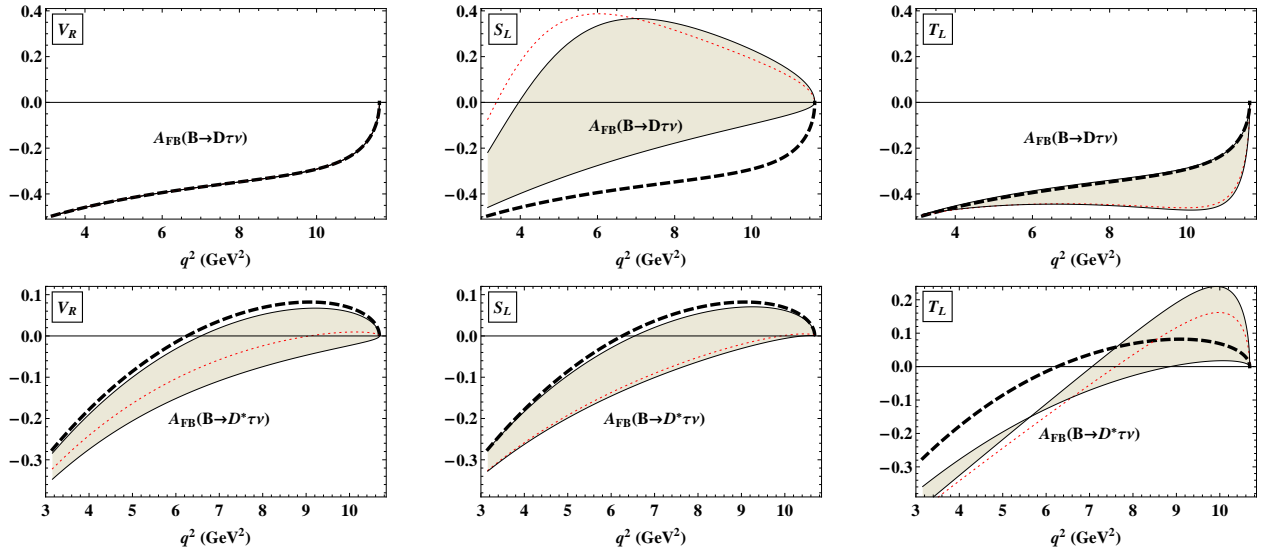


Рис. 5. Асимметрия “вперед-назад” \mathcal{A}_{FB} для $\bar{B}^0 \rightarrow D\tau^-\bar{\nu}_\tau$ (слева) и $\bar{B}^0 \rightarrow D^*\tau^-\bar{\nu}_\tau$ (справа). Черные (жирные) пунктирные линии есть предсказания СМ; серые полосы включают эффекты НФ, соответствующие 2σ -допустимым областям, изображенным на Рис. 4; красные (тонкие) пунктирные линии представляют собой значения наилучшего фита для коэффициентов Вильсона.

нометрические моменты. При этом найден ряд эффектов, позволяющих различить вклады от различных операторов НФ, что дает надежду на их экспериментальное изучение.

В четвертой главе исследованы продольная, поперечная и нормальная компоненты поляризации τ -лептона в распадах $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ и выяснена их роль в поиске НФ в данных распадах. Обсужден вопрос о возможности их измерения в лептонных и полуадронных распадах τ -лептона.

Для корректного определения данных поляризаций вначале введена система из трех ортогональных единичных векторов, имеющих вид

$$\vec{e}_L = \vec{p}_\tau / |\vec{p}_\tau|, \quad \vec{e}_N = \vec{p}_\tau \times \vec{p}_{D^{(*)}} / |\vec{p}_\tau \times \vec{p}_{D^{(*)}}|, \quad \vec{e}_T = \vec{e}_N \times \vec{e}_L.$$

Здесь \vec{p}_τ и $\vec{p}_{D^{(*)}}$ — трехмерные вектора импульсов τ -лептона и $D^{(*)}$ -мезона в системе покоя W^- . При этом, продольный (L), нормальный (N) и поперечный (T) четырехмерные вектора поляризации τ -лептона в системе покоя последнего имеют вид $s_i^\mu = (0, \vec{e}_i)$, $i = L, N, T$. Три компоненты поляризации τ -лептона задаются следующим образом

$$P_i(q^2) = \frac{d\Gamma(s_i^\mu)/dq^2 - d\Gamma(-s_i^\mu)/dq^2}{d\Gamma(s_i^\mu)/dq^2 + d\Gamma(-s_i^\mu)/dq^2}, \quad i = L, N, T,$$

где $q^\mu = p_B^\mu - p_{D^{(*)}}^\mu$ — переданный импульс. В диссертации компоненты поляризации τ -лептона определены в системе покоя W^- .

Компоненты поляризации τ -лептона в распадах $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ могут быть измерены с помощью анализа конечных состояний, возникающих в последующих распадах τ -лептона. В диссертации рассмотрены доминирующие

моды $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$ ($\ell = e, \mu$). Кинематика распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \tau^- \bar{\nu}_\tau$ с последующим распадом τ -лептона изображена на Рис. 6, где $d^- = \pi^-, \rho^-, e^-, \mu^-$. В терминах углов θ_d и χ угловое распределение распада

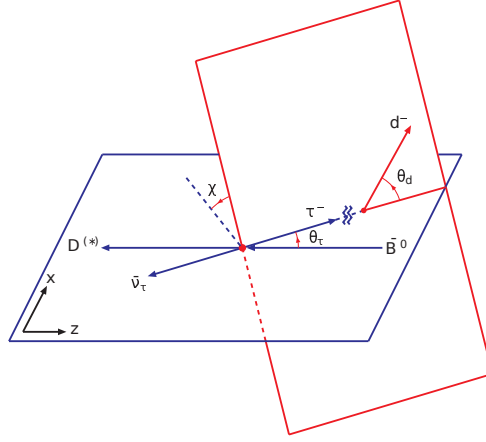


Рис. 6. Кинематика распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \tau^- \bar{\nu}_\tau$ с последующим распадом τ -лептона. В системе покоя W^- , θ_τ есть угол между 3-вектором импульса τ -лептона и направлением, противоположным направлению движения $D^{(*)}$ -мезона. В системе покоя τ^- , θ_d есть угол между 3-вектором импульса d^- , являющейся дочерней частицей при распаде τ -лептона, и осью квантования продольной поляризации, которая выбрана таким образом, чтобы она совпадала с направлением движения τ -лептона в системе покоя W^- (спиральный базис). Плоскость распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \tau^- \bar{\nu}_\tau$ определяется 3-векторами импульса τ -лептона и $D^{(*)}$ -мезона. Плоскость распада $\tau^- \rightarrow d^- + X$ определяется 3-вектором импульса d^- и осью квантования продольной поляризации. Угол χ есть азимутальный угол между двумя вышесказанными плоскостями.

$\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \tau^- (\rightarrow d^- X) \bar{\nu}_\tau$ имеет общий вид

$$\frac{d\Gamma}{dq^2 d \cos \theta_d d \chi / 2\pi} = \mathcal{B}_d \frac{d\Gamma}{dq^2} \frac{1}{2} \left[1 + A_d (P_T(q^2) \sin \theta_d \cos \chi + P_N(q^2) \sin \theta_d \sin \chi + P_L(q^2) \cos \theta_d) \right], \quad (4)$$

где $d\Gamma/dq^2$ — дифференциальная ширина распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \tau^- \bar{\nu}_\tau$, а \mathcal{B}_d и A_d — брэнчинг и анализирующая способность распада $\tau^- \rightarrow d^- + X$, соответственно. Анализируя угловое распределение (4), можно определить три компоненты вектора поляризации $\vec{P}(q^2) = (P_T(q^2), P_N(q^2), P_L(q^2))$. В данной главе получен явный вид распределения (4) для $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$ ($\ell = e, \mu$), на основе которого сравнены данные моды распада τ -лептона по их эффективности в качестве поляризационных анализаторов. Также вкратце обсужден так называемый недиагональный базис и рассмотрена корреляция между продольной и поперечной поляризациями τ -лептона в рамках СМ.

В рамках СМ продольная и поперечная поляризации τ -лептона значительно отличаются от соответствующих значений $P_L = -1$ и $P_T = 0$, полученных в пределе нулевых масс заряженных лептонов. Кроме того, P_L и

P_T чрезвычайно чувствительны к НФ. T -нечетная нормальная поляризация P_N , пренебрежимо мала согласно предсказаниям СМ, может быть значительной в том случае, когда вильсоновские коэффициенты операторов НФ являются комплексными. Следует отметить, что в данной главе, НФ также учитывается с помощью эффективного гамильтониана (3), введенного в третьей главе. При этом показано, что все поляризационные компоненты чувствительны к скалярному (S_L) и тензорному (T_L) коэффициентам Вильсона. Кроме того, поперечная поляризация $P_T^{D^*}$ также чувствительна к векторному коэффициенту Вильсона V_R . Продольная и поперечная поляризации более чувствительны к T_L в случае $\bar{B}^0 \rightarrow D^* \tau^- \bar{\nu}_\tau$, и более к S_L в случае $\bar{B}^0 \rightarrow D \tau^- \bar{\nu}_\tau$. В частности, S_L резко меняет поведение P_L^D и P_T^D , и может повлечь за собой точку пересечения с осью абсцисс, которая отсутствует в СМ. $P_N^{D^*}$ примерно в равной степени чувствительна к T_L и S_L , а P_N^D намного более чувствительна к S_L чем T_L . Нормальная поляризация P_N может составлять $\approx \pm 0.8$ в распаде $\bar{B}^0 \rightarrow D \tau^- \bar{\nu}_\tau$ при наличии S_L , и, приблизительно, ± 0.2 в остальных случаях. Данные наблюдения могут пролить свет на поиск НФ в распадах $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \tau^- \bar{\nu}_\tau$.

Пятая глава посвящена изучению распадов $J/\psi \rightarrow D_{(s)}^{(*)-} \ell^+ \nu_\ell$, где $\ell = e, \mu$. В рамках КМК получены формфакторы переходов $J/\psi \rightarrow D_{(s)}^{(*)-}$ и вычислены брэнчинги данных распадов. Проведено их сравнение с результатами других авторов, а также обсужден вопрос о расхождении в теоретических предсказаниях, сделанных в различных подходах.

В таблице 2 приведены значения брэнчингов для различных полулептонных распадов J/ψ -мезона. Видно, что полученные брэнчинги $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D^* \ell \nu)$ и $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D_s^* \ell \nu)$ находятся в согласии с результатами подхода ПС КХД. Что же касается $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D \ell \nu)$ и $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D_s \ell \nu)$, то результаты данной работы превышают результаты подхода ПС КХД примерно в 2 – 3 раза. По мнению автора, такое расхождение возникло в основном из-за того, что в вышесказанной работе были использованы иные значения констант лептонных распадов $D_{(s)}$ -мезонов, более конкретно, было использованы значения $f_D = 166$ МэВ и $f_{D_s} = 189$ МэВ, которые намного меньше чем значения $f_D = 206.1$ МэВ и $f_{D_s} = 257.5$ МэВ, полученные в данной работе. Наоборот, в случае $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D^* \ell \nu)$ и $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D_s^* \ell \nu)$, где имеется полное согласие между двумя подходами, значения $f_{D^*} = 240$ МэВ и $f_{D_s^*} = 262$ МэВ в подходе ПС КХД очень близки к значениям $f_{D^*} = 244.3$ МэВ и $f_{D_s^*} = 272.0$ МэВ, полученным в данной работе. Брэнчинги, вычисленные в рамках КМКСК, оказались 2 – 3 раза больше, чем результаты данной работы.

Далее рассмотрено отношение брэнчингов распадов $J/\psi \rightarrow D_s^* \ell \nu$ и $J/\psi \rightarrow D_s \ell \nu$, в котором должны значительно компенсироваться неопределенности теоретических вычислений. В уравнении (5) представлены результаты

Таблица 2. Брэнчинги полулептонных распадов J/ψ -мезона.

Распад	Единица	КМК	ПС КХД	КМКСК
$J/\psi \rightarrow D^- e^+ \nu_e$	10^{-12}	17.1	$7.3^{+4.3}_{-2.2}$	51 – 57
$J/\psi \rightarrow D^- \mu^+ \nu_\mu$	10^{-12}	16.6	$7.1^{+4.2}_{-2.2}$	47 – 55
$J/\psi \rightarrow D_s^- e^+ \nu_e$	10^{-10}	3.3	$1.8^{+0.7}_{-0.5}$	5.3 – 5.8
$J/\psi \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$	10^{-10}	3.2	$1.7^{+0.7}_{-0.5}$	5.5 – 5.7
$J/\psi \rightarrow D^{*-} e^+ \nu_e$	10^{-11}	3.0	$3.7^{+1.6}_{-1.1}$...
$J/\psi \rightarrow D^{*-} \mu^+ \nu_\mu$	10^{-11}	2.9	$3.6^{+1.6}_{-1.1}$...
$J/\psi \rightarrow D_s^{*-} e^+ \nu_e$	10^{-10}	5.0	$5.6^{+1.6}_{-1.6}$...
$J/\psi \rightarrow D_s^{*-} \mu^+ \nu_\mu$	10^{-10}	4.8	$5.4^{+1.6}_{-1.5}$...

теоретических расчетов этой величины, полученных в различных подходах:

$$R \equiv \frac{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D_s^* \ell \nu)}{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D_s \ell \nu)} = \begin{cases} 1.5 & \text{Спиновая симметрия тяжелых мезонов} \\ 3.1 & \text{ПС КХД} \\ 1.5 & \text{Данная работа} \end{cases}. \quad (5)$$

Значение R , полученное в рамках ПС КХД, примерно в 2 раза превышает результат данной работы. Это объясняется тем, что брэнчинг $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D_s \ell \nu)$, вычисленный в рамках ПС КХД, примерно в 2 раза меньше соответствующего значения в данной работе, в основном из-за различия в константах лептонных распадов.

Кроме того, также рассмотрены следующие отношения $R_1 \equiv \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D_s \ell \nu)/\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D \ell \nu)$ и $R_2 \equiv \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D_s^* \ell \nu)/\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow D^* \ell \nu)$, которые равны $|V_{cs}|^2/|V_{cd}|^2 \approx 18.4$ в предположении точной флейворной симметрии $SU(3)$. Значения данных отношений в рамках ПС КХД составляют $R_1 \approx 24.7$ и $R_2 \approx 15.1$. В данной работе получены $R_1 \approx 19.3$ и $R_2 \approx 16.6$, что свидетельствует об относительно небольшом нарушении флейворной $SU(3)$ -симметрии.

В заключении сформулированы основные выводы диссертации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Недавние экспериментальные измерения ряда характеристик полулептонных распадов $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)} \ell \bar{\nu}_\ell$ свидетельствуют о возможном нарушении лептонной универсальности в модах с τ -лептоном в конечном состоянии. Коллаборации BaBar, Belle и LHCb сообщили о расхождении полученных экспериментальных результатов с предсказаниями СМ на уровне 4σ . В свете вышесказанных расхождений, в данной диссертации было дано детальное описание лептонных и полулептонных распадов B -мезона в рамках КМК. Особое внимание было уделено процедуре выделения эффектов конечных масс лептонов в физических наблюдаемых полулептонных распадов. Было

показано, что в большинстве наблюдаемых, характеризующих данные распады, лептонные массы играют значительную роль. Далее были исследованы возможные проявления эффектов НФ в распадах $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau$. Данные эффекты описываются с помощью добавления в эффективный гамильтониан новых 4-фермионных операторов, которые отсутствуют в СМ. Используя имеющиеся экспериментальные данные, были получены ограничения на коэффициенты Вильсона, соответствующие новым операторам и было изучены их эффекты в ряде физических наблюдаемых, например, таких как поляризация τ -лептона. В частности было показано, что все три компоненты поляризации τ -лептона очень чувствительны к НФ и играют важную роль в поиске НФ в данных распадах. При этом также был обсужден вопрос о возможности экспериментального измерения поляризации τ -лептона в его лептонных и полуадронных распадах. Полученные результаты будут весьма полезными при анализе более точных экспериментальных данных, которые должны появиться в ближайшем будущем, особенно данных для распадов с τ -лептоном в конечном состоянии. Наконец, были представлены полученные результаты для полулептонных распадов J/ψ -мезона в $D_{(s)}^{(*)}$ -мезон и лептонную пару. Подробно обсуждены имеющиеся расхождения в теоретических предсказаниях, сделанных в различных подходах.

Публикации по теме диссертации

1. *Ivanov M. A., Körner J. G., Tran C. T.* Exclusive decays $B \rightarrow \ell^-\bar{\nu}$ and $B \rightarrow D^{(*)}\ell^-\bar{\nu}$ in the covariant quark model // Phys. Rev. D — 2015. — V. 92. — P. 114022.
2. *Ivanov M. A., Körner J. G., Tran C. T.* Analyzing new physics in the decays $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ with form factors obtained from the covariant quark model // Phys. Rev. D — 2016. — V. 94. — P. 094028.
3. *Ivanov M. A., Körner J. G., Tran C. T.* Probing new physics in $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ using the longitudinal, transverse, and normal polarization components of the tau lepton // Phys. Rev. D — 2017. — V. 95. — P. 036021.
4. *Ivanov M. A., Tran C. T.* Exclusive decays $J/\psi \rightarrow D_{(s)}^{(*)-}\ell^+\nu_\ell$ in a covariant constituent quark model with infrared confinement // Phys. Rev. D — 2015. — V. 92. — P. 074030.
5. *Tran C. T., Ivanov M. A., Körner J. G.*, Analyzing new physics in $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ // Quantum Field Theory at the Limits: from Strong Fields to Heavy Quarks (HQ 2016): Proceedings — Hamburg: DESY, 2017. — P. 326 — 328.
6. *Чан Т. Т.* Лептонные и полулептонные распады B -мезонов в рамках ковариантной модели кварков // VI Всероссийская молодежная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики: сб. тр. конф. — М.: ФИАН, 2015. — С. 128.