

На правах рукописи

ПОЛУЭКТОВ Антон Олегович

**ИЗМЕРЕНИЕ УГЛА ϕ_3 ТРЕУГОЛЬНИКА
УНИТАРНОСТИ В РАСПАДАХ $B \rightarrow DK$
С ДЕТЕКТОРОМ BELLE**

**01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц**

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

**диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

НОВОСИБИРСК – 2007

Работа выполнена в Институте ядерной физики
им. Г.И. Будкера СО РАН.

НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ:

Бондарь Александр Евгеньевич — доктор физико-математических наук,
чл.-корр. РАН, Институт ядерной
физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
г. Новосибирск.

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

Высоцкий Михаил Иосифович — доктор физико-математических наук,
чл.-корр. РАН,
ГНЦ РФ “Институт теоретической
и экспериментальной физики”,
г. Москва.

Федотович Геннадий Васильевич — кандидат физико-математических наук,
Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера СО РАН,
г. Новосибирск.

ВЕДУЩАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ: — ГНЦ РФ “Институт физики
высоких энергий”, г. Протвино.

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2007 г.
в “_____” часов на заседании диссертационного совета Д.003.016.02
Института ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН.

Адрес: 630090, г. Новосибирск-90,
проспект академика Лаврентьева, 11.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯФ
им. Г.И. Будкера СО РАН.

Автореферат разослан “_____” _____ 2007 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физ.-мат. наук,
профессор

В.С. Фадин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы.

CP -нарушение — различие характеристик частиц и античастиц — является одним из фундаментальных свойств материи. В Стандартной Модели (СМ) оно возникает в слабом взаимодействии при помощи механизма Кабиббо-Кобаяши-Маскавы (СКМ). Известно, что наблюдаемая во Вселенной асимметрия вещества и антивещества намного больше порождаемой известными процессами. Таким образом, проверка модели СКМ и поиск в CP -нарушении эффектов «новой физики» является сейчас одной из актуальнейших задач. Проверка модели СКМ может осуществляться путем сравнения прецизионных измерений ее параметров в различных процессах. Одним из параметров, которые можно измерить с высокой точностью в распадах B -мезонов, является угол ϕ_3 треугольника унитарности. Благодаря отсутствию петлевых вкладов в процессе $B \rightarrow DK$, в котором он измеряется, его теоретическая неопределенность очень мала и точность целиком определяется доступной статистикой B -мезонов. С имеющимися данными с детектора Belle уже возможно получить ограничения на ϕ_3 , а на проектируемой супер- B фабрике станет возможным измерение угла ϕ_3 с точностью несколько градусов.

Цель работы состояла в следующем:

- Определение амплитуды трехчастичного распада $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ в квазидвухчастичной модели с детектором Belle.
- Измерение угла ϕ_3 треугольника унитарности в процессах $B^\pm \rightarrow DK^\pm$, $B^\pm \rightarrow D^* K^\pm$ и $B^\pm \rightarrow DK^{*\pm}$ с детектором Belle при помощи анализа распределений Далица в распаде $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$.
- Выбор оптимальной стратегии измерения угла ϕ_3 модельно-независимым методом с использованием распадов $\psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$. Оценка достижимого уровня точности на супер- B фабрике с использованием данных st -фабрики.

Научная новизна работы.

В анализе распадов $B^\pm \rightarrow D^{(*)} K^{(*)\pm}$, с использованием экспериментальных данных с детектора Belle, впервые проведено прямое измерение одного из параметров CP -нарушения в СМ — угла ϕ_3 треугольника унитарности. Полученное значение является наиболее точным на данный

момент непосредственным измерением угла ϕ_3 . Результаты согласуются с косвенными измерениями, что подтверждает справедливость механизма СКМ. Измерены значения величин r , определяющих величину прямого CP -нарушения в использованных распадах. Выбрана оптимальная стратегия измерения угла ϕ_3 на проектируемой супер- B фабрике.

Научная и практическая ценность работы.

Измеренное значение угла ϕ_3 позволяет проверить механизм СКМ, описывающий CP -нарушение в СМ. Полученные значения величин r в процессах $B^\pm \rightarrow D^{(*)}K^{(*)\pm}$ могут использоваться в других измерениях угла ϕ_3 . Описание амплитуды распада $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ в квазидвухчастичной модели может применяться для других измерений, использующих анализ распределения Далица в распаде D -мезона, таких как наблюдение смешивания D -мезонов и измерение угла ϕ_1 в процессе $B^0 \rightarrow D \pi^0$.

В работе исследован модельно-независимый метод измерения угла ϕ_3 , выбрана оптимальная стратегия проведения анализа. Этот метод может использоваться на проектируемой супер- B фабрике для прецизионного измерения ϕ_3 , а также коллаборацией CLEO-с совместно с экспериментами на ныне функционирующих B -фабриках для первого безмодельного измерения угла ϕ_3 , что приведет к значительному уменьшению ошибки в ϕ_3 , связанной с неопределенностью амплитуды распада D -мезона.

Апробация работы.

Материалы, изложенные в диссертации, докладывались автором на научных семинарах Института ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, КЕК (Япония), ЦЕРН (Швейцария), на международных конференциях XXXIX Rencontres de Moriond (секция электрослабых взаимодействий и теорий объединения, Ла Тюиль, Италия, 2004), XX Rencontres De Physique De La Vallee D'Aoste (Ла Тюиль, Италия, 2006), на рабочем совещании по унитарному треугольнику СКМ (Нагоя, Япония, 2006).

Часть материалов, изложенных в диссертации, неоднократно докладывалась соавторами на международных конференциях.

Структура работы.

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении описывается актуальность работы, формулируется предмет исследования и приводится структура и содержание диссертации.

Первая глава представляет собой теоретический обзор. В ней рассматриваются лагранжиан Стандартной Модели электрослабых взаимодействий и механизмы, приводящие к CP -нарушению. Обсуждается матрица смешивания Кабиббо-Кобаяши-Маскавы и ее представления в виде треугольников унитарности. Рассмотрены способы проверки Стандартной Модели, основанные на измерении параметров треугольника унитарности, описаны экспериментальные результаты, доступные на сегодняшний день. Обсуждаются существующие методы измерения угла ϕ_3 в распадах B -мезонов. Подробно рассмотрен метод измерения угла ϕ_3 , использующий анализ распределения Далица в трехчастичном распаде D мезона из процесса $B^\pm \rightarrow DK^\pm$.

Для измерения ϕ_3 в распадах $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ было предложено несколько различных подходов. Все они основаны на том, что в таком распаде могут рождаться нейтральные D -мезоны обоих ароматов с помощью переходов $\bar{b} \rightarrow \bar{c}u\bar{s}$ и $\bar{b} \rightarrow \bar{u}c\bar{s}$ (и зарядово сопряженных). Эти амплитуды интерферируют, если D^0 и \bar{D}^0 распадаются в одинаковое конечное состояние. Относительная фаза между интерферирующими амплитудами равна $\theta_\pm = \delta \pm \phi_3$ для распадов B^+ и B^- , соответственно. Фаза δ возникает за счет сильного взаимодействия в конечном состоянии. Таким образом, ϕ_3 и δ могут быть извлечены независимо. Существующие методы измерения ϕ_3 отличаются использованием разных конечных состояний D -мезона: CP -собственные состояния в методе GLW, Кабиббо-разрешенные и дважды Кабиббо-подавленные распады в методе ADS.

Метод, основанный на анализе распределения Далица трехчастичного распада D^0 -мезона из процесса $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ обеспечивает наилучшую чувствительность при измерении угла ϕ_3 среди перечисленных. Наиболее удобным оказывается использование распада $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$. Точность измерения может быть улучшена добавлением распадов с возбужденными состояниями D и K -мезонов, а также других трех- и четырехчастичных распадов D^0 .

Амплитуда распада D -мезона из процесса $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ может быть представлена в виде

$$f_{B^\pm} = f_D(m_\pm^2, m_\mp^2) + re^{\pm i\phi_3 + i\delta} f_D(m_\mp^2, m_\pm^2), \quad (1)$$

где m_+^2 и m_-^2 — квадраты инвариантных масс комбинаций $K_S\pi^+$ и $K_S\pi^-$, $f_D(m_+^2, m_-^2)$ — комплексная амплитуда распада $\overline{D}^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$, r — отношение двух интерферирующих амплитуд, определяемое произведением отношения слабых коэффициентов $|V_{ub}^*V_{cs}|/|V_{cb}^*V_{us}| \sim 0.38$ и фактора цветового подавления. Подавленные в СМ эффекты смешивания и CP -нарушения в распадах D здесь не учитываются. Если амплитуда f_D распада $\overline{D}^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$ известна, с помощью подгонки распределений Далица D -мезонов из распадов B^+ и B^- можно определить r , ϕ_3 и δ .

Амплитуда $f_D(m_+^2, m_-^2)$ определяется из анализа распадов D -мезонов, рожденных в событиях аннигиляции $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$. Непосредственно из эксперимента получается абсолютная величина $|f_D|$, для получения же полной комплексной амплитуды привлекаются модельные соображения, что приводит к дополнительной неопределенности в измерении ϕ_3 .

Во второй главе описано измерение угла ϕ_3 с детектором Belle. Приведено описание коллайдера КЕКВ и детектора Belle, описаны процедуры отбора событий, определения амплитуды распада $\overline{D}^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$, приведены результаты подгонки распределений Далица распадов D из процессов $B^\pm \rightarrow D^{(*)}K^{(*)\pm}$, описаны процедуры получения параметров ϕ_3 , r и δ и их статистических ошибок. Получены оценки как экспериментальных систематических погрешностей, так и неопределенности, связанной с описанием амплитуды распада D -мезона.

КЕКВ — B -фабрика с асимметричными электрон-позитронными пучками, созданная в лаборатории КЕК в городе Цукуба (Япония). Коллайдер состоит из двух независимых накопительных колец, энергии сталкивающихся электронного и позитронного пучков составляют 8.0 ГэВ и 3.5 ГэВ. B -мезоны рождаются в процессе $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow b\bar{b}$. Разная энергия пучков приводит к тому, что рожденная система B -мезонов находится в движении, что позволяет наблюдать ее эволюцию во времени. Это необходимо для времени-зависимых измерений в $B^0 - \overline{B}^0$ -смешивании. К концу 2006 года КЕКВ достиг пиковой светимости $1.7 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, общий набранный интеграл светимости составил 710 фб^{-1} .

Детектор Belle — универсальный детектор, способный выполнять широкий спектр исследований. Он построен и эксплуатируется усилиями международной коллаборации, в которую входят около 250 физиков из более чем 50 лабораторий одиннадцати стран. Треки заряженных частиц реконструируются центральной дрейфовой камерой (CDC). Для измерения импульсов частиц CDC помещена в магнитное поле величиной 1.5 Т, создаваемое сверхпроводящим соленоидом. Для прецизионного определения точки вылета частиц из области взаимодействия пред-

назначен кремниевый вершинный детектор (SVD). Фотоны и электроны регистрируются в электромагнитном калориметре (ECL) на основе кристаллов CsI(Tl). Для идентификации адронов используется информация об удельной ионизации dE/dx в дрейфовой камере, времени пролета частиц в сцинтилляционных счетчиках (TOF) и амплитуде сигналов в черенковских пороговых счетчиках (ACC). Для идентификации мюонов и регистрации K_L^0 -мезонов имеется система KLM на основе искровых детекторов (RPC), расположенных внутри ярма магнита.

В настоящем анализе использован интеграл светимости 357 fb^{-1} , что соответствует 386 млн. распадов B -мезонов. Измерение угла ϕ_3 базируется на трех модах распада: $B^\pm \rightarrow DK^\pm$, $B^\pm \rightarrow D^*K^\pm$ с последующим распадом $D^* \rightarrow D\pi^0$, и $B^\pm \rightarrow DK^{*\pm}$ с распадом $K^{*\pm} \rightarrow K_S^0\pi^\pm$. Во всех перечисленных распадах используется одно конечное состояние D^0 -мезона — $K_S^0\pi^+\pi^-$. Амплитуда этого распада определяется по D^0 -мезонам из распада $D^{*\pm} \rightarrow D\pi^\pm$, где D^* рождается в процессе $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$.

Отбор треков заряженных частиц основан на качестве подгонки трека, расстоянии от места встречи пучков и величине поперечного импульса. Кандидаты в π^0 составляются из пар фотонов с инвариантными массами 120–150 МэВ/ c^2 . K_S^0 -мезоны реконструируются из пар противоположно заряженных треков с требованием на инвариантную массу $|M_{\pi\pi} - M_{K_S^0}| < 10 \text{ МэВ}/c^2$ и на расстояние более 1 мм от вершины до точки взаимодействия.

Для отбора кандидатов в распад $D^{*\pm} \rightarrow D\pi^\pm$ используется требование на разницу инвариантных масс кандидатов в D^0 и $D^{*\pm}$: $144.6 < \Delta M < 146.4 \text{ МэВ}/c^2$. Для отбора D^0 -мезонов используются комбинации $K_S^0\pi^+\pi^-$ с инвариантной массой, отличающейся от массы D^0 не более чем на $9 \text{ МэВ}/c^2$. Комбинаторный фон от частиц из распадов B -мезонов подавляется требованием на импульс $D^{*\pm}$ в системе центра масс (СЦМ) пучков $p > 2.7 \text{ ГэВ}/c$. В результате отбора выделено 261900 ± 1100 событий сигнала с долей фоновых событий, равной 3.2%.

Отбор кандидатов в распады B -мезонов основан на использовании разницы энергий в СЦМ $\Delta E = \sum E_i - E_{\text{beam}}$ и инвариантной массы B -мезона $M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - (\sum p_i)^2}$, где E_{beam} — энергия пучков, а E_i и p_i — энергии и импульсы продуктов распада B в СЦМ. Для отобранных событий выполняется двумерная подгонка распределения переменных M_{bc} и ΔE , ее результаты используются в подгонке распределения Далица для определения отношения сигнал/фон индивидуально для каждого события. Для подавления фоновых событий вида $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) используются переменные, связанные с геометрией события. Количество событий сигнала $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ составляет 331 ± 23 , доля фоновых событий

— 33%. При отборе событий $B^\pm \rightarrow D^* K^\pm$ накладывается также условие на разницу масс D^* и D -кандидатов: $140 < \Delta M < 145$ МэВ/ c^2 . Количество событий сигнала составляет 81 ± 11 , доля фоновых событий — 23%. В отборе событий $B^\pm \rightarrow DK^{*\pm}$ $K^{*\pm}$ -мезоны выделяются по инвариантной массе $K_S^0 \pi^\pm$: ее отклонение от табличной массы $K^*(892)^\pm$ не должно превышать 50 МэВ/ c^2 . Для дополнительного подавления фона используется угловое распределение продуктов распада $K^{*\pm}$. Количество событий сигнала составляет 54 ± 8 , доля фоновых событий — 35%.

Амплитуда f_D распада $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ описывается моделью на основе суммы двухчастичных амплитуд и одного нерезонансного члена. Резонансные компоненты описываются амплитудами Брейта-Вигнера (Гунариса-Сакураи для амплитуд с ρ -мезоном) с учетом угловой зависимости и формфакторов D -мезона и промежуточного резонанса. Используется набор из 18 двухчастичных амплитуд: четырех Кабиббо-разрешенных — $K^*(892)^+ \pi^-$, $K^*(1410)^+ \pi^-$, $K_0^*(1430)^+ \pi^-$, $K_2^*(1430)^+ \pi^-$ и $K^*(1680)^+ \pi^-$, соответствующих им дважды Кабиббо-подавленных состояний, а также восьми амплитуд с резонансом в канале $\pi^+ \pi^-$ — $K_S^0 \rho$, $K_S^0 \omega$, $K_S^0 f_0(980)$, $K_S^0 f_2(1270)$, $K_S^0 f_0(1370)$, $K_S^0 \rho(1450)$, $K_S^0 \sigma_1$ и $K_S^0 \sigma_2$. Свободными параметрами подгонки являются амплитуды и фазы резонансов и нерезонансной компоненты, а также массы и ширины скаляров σ_1 и σ_2 . Результаты подгонки методом максимального правдоподобия приведены в табл. 1.

В каждой из используемых мод распада B исследуются два распределения Далица из распадов B^+ и B^- , содержащие информацию о CP -нарушении. Распределения для распада D^0 из процесса $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ показаны на рис. 1. Подгонка распределений осуществляется методом максимального правдоподобия со свободными параметрами $x_\pm = r \cos(\pm\phi_3 + \delta)$ и $y_\pm = r \sin(\pm\phi_3 + \delta)$. Для проверки процедур подгонки, учета фоновых событий и эффективности, выполняется подгонка в тестовых модах, примесь противоположного аромата D -мезона в которых равна или близка к нулю: $B^\pm \rightarrow D\pi^\pm$, $B^\pm \rightarrow D^* \pi^\pm$ с последующим распадом $D^* \rightarrow D\pi^0$ и $\bar{B}^0(B^0) \rightarrow D^{*\pm} \pi^\mp$ с $D^{*\pm} \rightarrow D\pi^\pm$.

Результаты подгонки распределений Далица из $B^\pm \rightarrow DK^\pm$, $B^\pm \rightarrow D^* K^\pm$ и $B^\pm \rightarrow DK^{*\pm}$ по отдельности для распадов B^+ и B^- показаны на рис. 2. Контурные показывают ограничения на уровне одного и двух стандартных отклонений на значения параметров x_\pm и y_\pm . Значения этих параметров для всех трех каналов приведены в табл. 2. Для получения физических параметров — угла ϕ_3 , отношения амплитуд r и сильной фазы δ — и их ошибок из измеренных значений x, y , выполняется статистическая обработка на основе распределений, полученных из большого количества экспериментов, смоделированных методом Монте-Карло.

Таблица 1: Результаты подгонки амплитуды распада $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$.

Промеж. сост.	Амплитуда	Фаза ($^\circ$)	Доля соб.
$K_S^0 \sigma_1$	1.43 ± 0.07	212 ± 3	9.8%
$K_S^0 \rho^0$	1.0 (фикс.)	0 (фикс.)	21.6%
$K_S^0 \omega$	0.0314 ± 0.0008	110.8 ± 1.6	0.4%
$K_S^0 f_0(980)$	0.365 ± 0.006	201.9 ± 1.9	4.9%
$K_S^0 \sigma_2$	0.23 ± 0.02	237 ± 11	0.6%
$K_S^0 f_2(1270)$	1.32 ± 0.04	348 ± 2	1.5%
$K_S^0 f_0(1370)$	1.44 ± 0.10	82 ± 6	1.1%
$K_S^0 \rho^0(1450)$	0.66 ± 0.07	9 ± 8	0.4%
$K^*(892)^+ \pi^-$	1.644 ± 0.010	132.1 ± 0.5	61.2%
$K^*(892)^- \pi^+$	0.144 ± 0.004	320.3 ± 1.5	0.55%
$K^*(1410)^+ \pi^-$	0.61 ± 0.06	113 ± 4	0.05%
$K^*(1410)^- \pi^+$	0.45 ± 0.04	254 ± 5	0.14%
$K_0^*(1430)^+ \pi^-$	2.15 ± 0.04	353.6 ± 1.2	7.4%
$K_0^*(1430)^- \pi^+$	0.47 ± 0.04	88 ± 4	0.43%
$K_2^*(1430)^+ \pi^-$	0.88 ± 0.03	318.7 ± 1.9	2.2%
$K_2^*(1430)^- \pi^+$	0.25 ± 0.02	265 ± 6	0.09%
$K^*(1680)^+ \pi^-$	1.39 ± 0.27	103 ± 12	0.36%
$K^*(1680)^- \pi^+$	1.2 ± 0.2	118 ± 11	0.11%
Нерез. вклад	3.0 ± 0.3	164 ± 5	9.7%

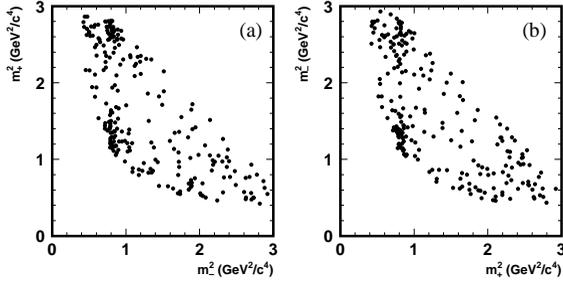


Рис. 1: Распределения Далица для распада нейтрального D -мезона из процесса $B^- \rightarrow DK^-$ (a) и $B^+ \rightarrow DK^+$ (b).

Таблица 2: Результаты подгонки сигнала в переменных (x, y)

Канал	x_-	y_-	x_+	y_+
$B^\pm \rightarrow DK^\pm$	$0.025^{+0.072}_{-0.080}$	$0.170^{+0.093}_{-0.117}$	$-0.135^{+0.069}_{-0.070}$	$-0.085^{+0.090}_{-0.086}$
$B^\pm \rightarrow D^* K^\pm$	$-0.128^{+0.167}_{-0.146}$	$-0.339^{+0.172}_{-0.158}$	$0.032^{+0.120}_{-0.116}$	$0.008^{+0.137}_{-0.136}$
$B^\pm \rightarrow DK^{*\pm}$	$-0.784^{+0.249}_{-0.295}$	$-0.281^{+0.440}_{-0.335}$	$-0.105^{+0.177}_{-0.167}$	$-0.004^{+0.164}_{-0.156}$

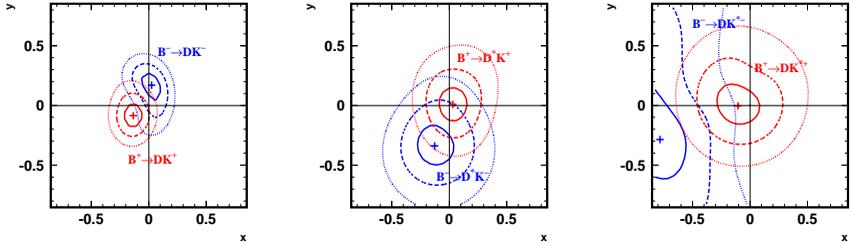


Рис. 2: Результаты подгонки событий распадов $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ (a), $B^\pm \rightarrow D^*K^\pm$ (b) и $B^\pm \rightarrow DK^{*\pm}$ (c) в переменных $x = r \cos \theta$ и $y = r \sin \theta$ отдельно для распадов B^- и B^+ . Контурсы обозначают целые кратные стандартного отклонения.

Неопределенность амплитуды распада $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ является одним из основных источников систематической ошибки. Для ее оценки используются модифицированные модели амплитуды $f_D(m_+^2, m_-^2)$. Экспериментальные систематические ошибки связаны с неточным знанием распределений по фазовому объему фоновых событий и относительной эффективности регистрации, импульсного разрешения и распределения сигнальных и фоновых событий по переменным ΔE и M_{bc} .

Для улучшения статистической точности выполняется объединение результатов измерения ϕ_3 в трех модах. Доверительные интервалы для совместного измерения, систематические и модельные ошибки приведены в табл. 3. Статистический доверительный уровень наблюдения CP -нарушения — 74%. Интервал, соответствующий двум стандартным отклонениям, включающий систематическую и модельную неопределенности — ($8^\circ < \phi_3 < 111^\circ$).

Таблица 3: Результаты совместного измерения в каналах $B^+ \rightarrow DK^+$, $B^+ \rightarrow D^*K^+$ и $B^+ \rightarrow DK^{*+}$.

Пар-р	1σ стат. интервал	2σ стат. интервал	Сист. ошибка	Модельная неопр.
ϕ_3	$53.3^\circ \begin{smallmatrix} +14.8^\circ \\ -17.7^\circ \end{smallmatrix}$	$11.7^\circ < \phi_3 < 107.7^\circ$	2.5°	8.7°
r_{DK}	$0.159 \begin{smallmatrix} +0.054 \\ -0.050 \end{smallmatrix}$	$0.048 < r_{DK} < 0.271$	0.012	0.049
δ_{DK}	$145.7^\circ \begin{smallmatrix} +19.0^\circ \\ -19.7^\circ \end{smallmatrix}$	$100.6^\circ < \delta_{DK} < 185.9^\circ$	3.0°	22.9°
r_{D^*K}	$0.175 \begin{smallmatrix} +0.108 \\ -0.099 \end{smallmatrix}$	$0 < r_{D^*K} < 0.407$	0.013	0.049
δ_{D^*K}	$302.0^\circ \begin{smallmatrix} +33.8^\circ \\ -35.1^\circ \end{smallmatrix}$	-	6.1°	22.9°
r_{DK^*}	$0.564 \begin{smallmatrix} +0.216 \\ -0.155 \end{smallmatrix}$	$0.231 < r_{DK^*} < 1.106$	0.041	0.084
δ_{DK^*}	$242.6^\circ \begin{smallmatrix} +20.2^\circ \\ -23.2^\circ \end{smallmatrix}$	$186.0^\circ < \delta_{DK^*} < 300.2^\circ$	2.5°	49.3°

В третьей главе рассматривается модификация метода измерения ϕ_3 , позволяющая избавиться от неопределенности, связанной с моделью распада $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$. Для этого необходимо использовать процесс $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$, который дает необходимую информацию о фазе в распаде D -мезона. Описаны результаты моделирования, позволившего выбрать оптимальную стратегию анализа. Приведены значения ожидаемой точности измерения угла ϕ_3 на проектируемой супер- B фабрике, и необходимое для этого количество распадов $\psi(3770)$.

Помимо e^+e^- -коллайдеров, исследования в области B -физики входят и в программу адронных машин (Tevatron, LHC), на которых некоторые измерения могут быть проведены с лучшей точностью из-за большого сечения рождения $B\bar{B}$. Однако существует большой класс задач, где использование техники e^+e^- -пучков имеет преимущества. Это является основной мотивацией для SuperKEKB — B -фабрики следующего поколения. Светимость комплекса SuperKEKB должна составить $10^{36} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, а интегральная светимость за весь срок работы может достичь 50 аб^{-1} .

Интеграл светимости 50 аб^{-1} позволит провести измерение ϕ_3 с точностью в несколько градусов. При этом, однако, модельная неопределенность начнет доминировать в измерении. Идея модельно-независимого метода заключается в том, что полное знание фазы в амплитуде f_D не нужно, а имеет значение только разница фаз $\Delta\delta_D = \delta_D(m_+^2, m_-^2) - \delta_D(m_-^2, m_+^2)$ между симметричными точками фазового объема. $\Delta\delta_D$ может быть получена, например, с помощью исследования распадов нейтрального D -мезона в CP -собственном состоянии. Распады D_{CP} можно наблюдать на таких установках как CLEO-с, в распадах $\psi(3770)$ в два нейтральных D -мезона.

Плотность распределения Далица D^0 из процесса $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ равна

$$p_{B^\pm} = |f_D + r e^{i(\delta_B \pm \phi_3)} \bar{f}_D|^2 = p_D + r^2 \bar{p}_D + 2\sqrt{p_D \bar{p}_D} (x_\pm c + y_\pm s) \quad (2)$$

(нормировка произвольна), где p_D — плотность распределения Далица распада $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$, $c = \cos \Delta\delta_D$, $s = \sin \Delta\delta_D$. Плотность же распределения Далица для распада $D_{CP} \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ равна

$$p_{CP} = |f_D \pm \bar{f}_D|^2 = p_D + \bar{p}_D \pm 2\sqrt{p_D \bar{p}_D} c. \quad (3)$$

Таким образом, исследование процесса $D_{CP} \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ позволяет получить значение косинуса разности фаз $\Delta\delta_D$, а значит, и саму эту разность, для подгонки распределения Далица $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ из распадов B .

Другая возможность для получения разности фаз $\Delta\delta_D$ — использование распадов $\psi(3770)$, в которых оба D -мезона регистрируются в конечном состоянии $K^0 \pi^+ \pi^-$. D -мезоны в распаде $\psi(3770)$ рождаются в

антисимметричном состоянии, в этом случае имеются два коррелированных распределения Далица. Этот процесс позволяет получить значения как косинуса, так и синуса разности фаз.

При практическом применении описанной методики распределения Далица разбиваются на области (бины). Полученные соотношения позволяют связать количество событий в разных бинах распределений D^0 , D_{CP} и D -мезона из $B^\pm \rightarrow DK^\pm$, накладывая условия на параметры ϕ_3 , r и δ . Пусть распределение Далица разбито на $2\mathcal{N}$ бинов \mathcal{D}_i (индекс i изменяется от $-\mathcal{N}$ до \mathcal{N} , исключая 0) симметрично относительно перестановки $m_+^2 \leftrightarrow m_-^2$ (соответствующей замене индекса $i \leftrightarrow -i$). Число событий N_i^\pm в i -м бине для распадов D из $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ и число событий K_i для распада $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ связаны соотношением

$$N_i^\pm = h_B [K_{\pm i} + r^2 K_{\mp i} + 2\sqrt{K_i K_{-i}}(x_\pm c_i + y_\pm s_i)], \quad (4)$$

Аналогично для распада CP -собственного состояния D

$$M_i^\pm = h_{CP\pm} [K_i + K_{-i} \pm 2\sqrt{K_i K_{-i}} c_i], \quad (5)$$

где h_B и $h_{CP\pm}$ — нормировочные множители, учитывающие разные интегралы светимости и вероятности распадов B , D^0 и $D_{CP\pm}$,

$$c_i = \int_{\mathcal{D}_i} \sqrt{p_D \bar{p}_D} \cos(\Delta\delta_D(m_+^2, m_-^2)) d\mathcal{D} \left/ \left(\int_{\mathcal{D}_i} p_D d\mathcal{D} \int_{\mathcal{D}_i} \bar{p}_D d\mathcal{D} \right)^{1/2} \right., \quad (6)$$

s_i определен аналогично с заменой косинуса на синус. Заметим, что $c_i = c_{-i}$ и $s_i = -s_{-i}$, $s_i^2 + c_i^2 \leq 1$. Выражение (4) дает условия на ϕ_3 , r и δ ; параметры c_i и s_i могут быть получены из распадов D_{CP} (выражение (5)), либо оставлены в качестве свободных параметров в подгонке распределения Далица для D из $B^\pm \rightarrow DK^\pm$. Если разбиение достаточно мелкое (что возможно при большой статистике распадов D_{CP}), выражения для c_i и s_i упрощаются: $c_i = \cos(\Delta\delta_D(m_+^2, m_-^2))$, $s_i = \sin(\Delta\delta_D(m_+^2, m_-^2))$ и s_i можно получить напрямую как $s_i = \pm\sqrt{1 - c_i^2}$. Знак s_i может быть получен либо из требования непрерывности амплитуды между соседними бинами, либо из модельных предположений.

Для изучения чувствительности к ϕ_3 в зависимости от статистики распадов B и D_{CP} выполнено моделирование. Результаты его показаны на рис. 3. Приведена ошибка ϕ_3 для величины $r = 0.2$. Для других значений ошибка ϕ_3 изменяется обратно пропорционально r . Для сравнения показана также статистическая ошибка модельного метода без разбиения. По оценкам, интеграл светимости 50 аб^{-1} позволит измерить ϕ_3 с

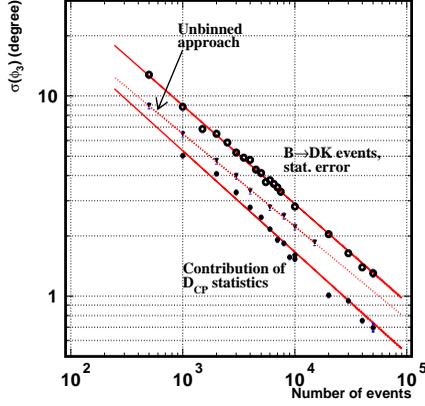


Рис. 3: Статистическая ошибка ϕ_3 в зависимости от количества распадов B (кружки) и распадов D_{CP} (точки). Результаты для $r = 0.2$, $\phi_3 = 70^\circ$, $\delta = 180^\circ$. Для сравнения также показана ошибка ϕ_3 из модельно-зависимой подгонки без разбиения (пунктирная линия).

точностью лучше 2° . Для того, чтобы вклад статистики распадов D_{CP} не превышал этой величины, необходимо около 10^4 распадов D_{CP} , что соответствует приблизительно 10 фб^{-1} в пике $\psi(3770)$. Эти данные могут быть обеспечены модернизированным комплексом BESIII/BEPCII с проектной светимостью $10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Экспериментальные данные для модельно-независимого измерения ϕ_3 в настоящее время может обеспечить эксперимент CLEO-c. Набранный им интеграл светимости в пике резонанса $\psi(3770)$ составляет 280 пб^{-1} . До конца работы эксперимента планируется набрать 750 пб^{-1} . Это соответствует приблизительно 1000 событий $D_{CP} \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$, и 2000 событий $\psi(3770) \rightarrow (K_S^0 \pi^+ \pi^-)_D (K_S^0 \pi^+ \pi^-)_D$. Из рис. 3 видно, что такая статистика распадов D_{CP} уже может обеспечить точность лучшую, чем модельная ошибка в настоящий момент. Для использования доступной сейчас весьма ограниченной статистики нужно найти способ проводить анализ с разбиением фазового объема на относительно малое число бинов (не жертвуя при этом статистической точностью), а также задействовать статистику распадов $\psi(3770) \rightarrow (K_S^0 \pi^+ \pi^-)_D (K_S^0 \pi^+ \pi^-)_D$.

Принципиальной проблемой в анализе с крупным разбиением является получение коэффициентов s_i . Для амплитуды, меняющейся по площади бина, использование соотношения $s_i = \pm \sqrt{1 - c_i^2}$ приведет к систематическому смещению величин x, y . Исходя из предполагаемого вида

амплитуды f_D можно выбрать такое разбиение на малое число бинов, для которого условие $c_i^2 + s_i^2 = 1$ выполняется с хорошей точностью. Как показано, такое разбиение вдобавок обеспечивает и статистическую чувствительность, сравнимую с модельно-зависимым подходом. Однако т. к. выбор разбиения основывается на модельных соображениях об амплитуде f_D , в измерении появляется модельная неопределенность, сравнимая с модельным подходом без разбиения (около 10°). Увеличение количества распадов D_{CP} , однако, позволит применить более мелкое разбиение и уменьшить таким образом модельную ошибку.

Использование распадов $\psi(3770) \rightarrow (K_S^0 \pi^+ \pi^-)_D (K_S^0 \pi^+ \pi^-)_D$ позволяет значительно увеличить объем данных, содержащих информацию о фазе в распаде D^0 . Кроме того, возможно также использовать события $\psi(3770) \rightarrow (K_S^0 \pi^+ \pi^-)_D (K_L^0 \pi^+ \pi^-)_D$, где K_L^0 не реконструируется, а его импульс находится из кинематических ограничений. Таких распадов приблизительно в два раза больше, чем распадов $(K_S^0 \pi^+ \pi^-)^2$. В анализе этих распадов возможно извлечь значения s_i непосредственно из данных, что делает такой подход безмодельным при любой конечной статистике распадов $(K^0 \pi^+ \pi^-)^2$ (а не в пределе большой статистики как в случае использования распадов D_{CP}). Кроме того, в отличие от анализа с D_{CP} , где знак s_i в каждом бине не определен, анализ с использованием распадов $(K_S^0 \pi^+ \pi^-)^2$ имеет лишь четырехкратную неоднозначность: одновременное изменение знака всех s_i или всех c_i . Причем в комбинации с анализом D_{CP} , где знак c_i зафиксирован, эта неоднозначность сводится к двукратной, разрешимой на основе слабого модельного предположения.

Предложена методика проведения анализа распадов $(K^0 \pi^+ \pi^-)^2$ на основе метода максимального правдоподобия. Для исследования статистической чувствительности было выполнено моделирование. В пересчете на 1000 событий распадов $\psi(3770) \rightarrow (K_S^0 \pi^+ \pi^-)_D (K_S^0 \pi^+ \pi^-)_D$ вклад их статистики в точность измерения x, y составляет $\sigma_x = 0.0050$, $\sigma_y = 0.0095$, что лишь незначительно хуже, чем ошибка, полученная с тем же количеством событий D_{CP} . Также было проверено, что изменение модели, использованной для разбиения, не приводит к систематическому смещению параметров x, y (хотя и ухудшает их статистическую точность).

Для интеграла светимости 750 пб^{-1} (1000 распадов D_{CP} и 2000 распадов $(K^0 \pi \pi)^2$) ожидаемый вклад в ошибки измерения параметров x и y составляет $\sigma_x = 0.003$ и $\sigma_y = 0.007$. При $r \simeq 0.1$ это даст ошибку $\sigma_{\phi_3} \simeq 3^\circ$, что значительно меньше, чем ожидаемая ошибка ϕ_3 , связанная с вкладом доступной на настоящий момент статистики B -мезонов.

В заключении приведены основные результаты диссертации:

- В реконструкции событий распада $D^{*\pm}$ -мезонов, рожденных в процессе $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$, выполнено исследование динамики трехчастичного распада $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$. В квазидвухчастичной модели определены амплитуды и фазы отдельных компонент.
- С использованием экспериментальных данных с детектора Belle по распадам B -мезонов проведено исследование процессов $B^\pm \rightarrow DK^\pm$, $B^\pm \rightarrow D^*K^\pm$ и $B^\pm \rightarrow DK^{*\pm}$ с последующим распадом $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$. В результате анализа распределений Далица в распаде нейтрального D -мезона из этих процессов удалось обнаружить прямое CP -нарушение с доверительным уровнем 74%. Выполнено измерение угла треугольника унитарности ϕ_3 . Из комбинации результатов измерений в трех использованных процессах получено значение $\phi_3 = 53^\circ \begin{smallmatrix} +15^\circ \\ -18^\circ \end{smallmatrix}$ (стат) $\pm 3^\circ$ (сист) $\pm 9^\circ$ (модель). Данное значение является наиболее точным на данный момент прямым измерением угла ϕ_3 . Измерены значения величин r , определяющих величину прямого CP -нарушения. Для распада $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ получено значение $r = 0.159 \begin{smallmatrix} +0.054 \\ -0.050 \end{smallmatrix}$ (стат) ± 0.012 (сист) ± 0.049 (модель).
- Исследована модификация метода Далиц-анализа в распадах $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ для модельно-независимого измерения угла ϕ_3 . Выбрана оптимальная стратегия измерения угла ϕ_3 на проектируемой супер- B фабрике. Показано, что с использованием данных $c\tau$ -фабрики (распадов D -мезонов в CP -собственном состоянии) возможно значительно уменьшить модельную неопределенность в измерении ϕ_3 . При интеграле светимости около 50 аб^{-1} , набранном на супер- B фабрике в комбинации со статистикой около 10 фб^{-1} в максимуме рождения $\psi(3770)$ -мезона на $c\tau$ -фабрике, может быть достигнута точность измерения ϕ_3 лучше 2° . Исследована методика, использующая распад $\psi(3770) \rightarrow (K^0 \pi^+ \pi^-)_D (K^0 \pi^+ \pi^-)_D$. Такой подход позволяет значительно улучшить точность, связанную с ограниченной статистикой распадов $\psi(3770)$ -мезона. С использованием данных эксперимента CLEO-c в области $\psi(3770)$ точность ϕ_3 , связанная с измерением амплитуды распада D^0 , может достигать 3° .

Основные положения диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Belle Collaboration, A. Poluektov *et al.*, Measurement of ϕ_3 with Dalitz plot analysis of $B^\pm \rightarrow D^{(*)}K^\pm$ decay, *Phys. Rev.* **D70**, 072003 (2004).
2. Belle Collaboration, K. Abe, ... A. Poluektov *et al.*, Study of $B^\pm \rightarrow D_{CP}K^\pm$ and $D_{CP}^*K^\pm$ decays, *Phys. Rev.* **D73**, 051106 (2006).
3. Belle Collaboration, A. Poluektov *et al.*, Measurement of ϕ_3 with Dalitz plot analysis of $B^+ \rightarrow D^{(*)}K^{(*)+}$ decay, *Phys. Rev.* **D73**, 112009 (2006).
4. Belle Collaboration, P. Krokovny, ... A. Poluektov *et al.*, Measurement of the quark mixing parameter $\cos 2\phi_1$ using time-dependent Dalitz analysis of $\overline{B}^0 \rightarrow D[K_S\pi^+\pi^-]h_0$, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 081801 (2006).
5. A. Bondar and A. Poluektov, Feasibility study of model-independent approach to ϕ_3 measurement using Dalitz plot analysis, *Eur. Phys. J.* **C47**, 347-353 (2006).