Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева
Российской академии наук (ФИАН)

На правах рукописи

ПОПОВ Виталий Евгеньевич

# Новые методы измерения комплексных фаз в распадах тяжёлых адронов в нейтральные каоны

Специальность 01.04.23 – физика высоких энергий

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Доктор физико-математических наук, профессор,
член-корреспондент Российской академии наук
Пахлов Павел Николавевич

Москва – 2021

# Оглавление

**Оглавление** **1**

**1 Введение** **4**

**2 Эволюция нейтральных каонов** **10**
2.1 Формализм . . . . . 11
2.2 Эволюция в собственные состояния аромата . . . . . 13
2.3 **CP**-нарушение в нейтральных каонах . . . . . 14
2.4 Эволюция в **CP** собственные состояния . . . . . 16

**3 Обзор современного состояния физики очарованных адронов** **19**
3.1 Симметрия ароматов в распадах очарованных адронов . . . . . 20
3.2 Разность сильных фаз в распадах $D^0$-, $D^+$- и $D_s^+$-мезонов . . . . . 24
3.3 Смешивание $D^0$-$\bar{D}^0$ мезонов . . . . . 25
3.4 Измерение разности сильных фаз в экспериментах с квантово-запутанными $D^0$-мезонами . . . . . 26

**4 Методы измерения разности сильных фаз в распадах очарованных адронов** **29**
4.1 Измерение сильных фаз с помощью полулептонных распадов $K^0$ . . 30
4.1.1 Феноменологическая модель . . . . . 30
4.1.2 Восстановление распада $K^0 \to \pi\ell\nu_\ell$ . . . . . 31
4.2 Анализ зависящей от времени вероятности распада $K^0 \to \pi^+\pi^-$ . . 34
4.3 Потенциальная точность измерения сильных фаз в экспериментах Belle II и на Супер-$c$–$\tau$-фабрике . . . . . 37
4.3.1 Оценка потенциальной точности измерения разности сильных фаз с использованием распадов $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ . . . . . 39
4.3.2 Оценка потенциальной точности измерения разности сильных фаз с использованием полулептонных распадов каонов . 40
4.4 Взаимодействие нейтральных каонов с веществом детектора . . . . 43
4.5 Вклад $D^0$-$\bar{D}^0$ смешивания . . . . . 45

4.6 Особенности измерения сильных фаз на Супер $c$–$\tau$-фабрике . . . . . 47
4.7 Измерение слабых и сильных фаз в распадах тяжёлых мезонов . . . 50

**5 Эксперименты Belle и Belle II 53**
5.1 Экспериментальная установка Belle . . . . . 53
5.1.1 Ускоритель KEKB . . . . . 54
5.1.2 Вершинный детектор . . . . . 55
5.1.3 Дрейфовая камера . . . . . 55
5.1.4 Детектор черенковского излучения . . . . . 55
5.1.5 Времяпролетная система . . . . . 56
5.1.6 Электромагнитный калориметр . . . . . 56
5.1.7 Мюонная система . . . . . 57
5.1.8 Идентификация заряженных треков . . . . . 57
5.1.9 Триггерная система . . . . . 57
5.1.10 Моделирование детектора . . . . . 59
5.2 Супер B-фабрика Belle II . . . . . 60
5.2.1 Детектор Belle II . . . . . 60
5.2.2 Детектор мюонов и долгоживущих нейтральных каонов . . . 61
5.2.3 Калибровки фотоумножителей EKLM . . . . . 62
5.2.4 Ускорительный фон в детекторе EKLM . . . . . 64

**6 Измерение разностей сильных фаз в распадах очарованных адронов в эксперименте Belle 67**
6.1 Восстановление распадов . . . . . 68
6.1.1 Предварительный отбор . . . . . 68
6.1.2 Оптимизация критериев отбора . . . . . 68
6.2 Отбор событий с использованием машинного обучения . . . . . 70
6.3 Изучение фоновых процессов . . . . . 73
6.4 Сигнальные распределения . . . . . 77
6.5 Анализ зависящей от времени вероятности распадов $K^0_S$-мезонов . . 80
6.6 Обсуждение результатов . . . . . 81

**7 Заключение 86**

**Список рисунков 89**

**Список таблиц 94**

**Список литературы 95**

# Глава 1

# Введение

**Актуальность исследования.** Изучение смешивания нейтральных мезонов даёт уникальную возможность проверки Стандартной модели (СМ) и поиска Новой физики за её пределами, поскольку переходы мезона в анти-мезон обусловлены так называемыми box-диаграммами, вклад в которые вносят виртуальные частицы. Эти частицы могут быть до сих пор не открытыми и столь тяжёлыми, что для их прямого рождения недостаточно энергии современных ускорителей. Система $D^0$-$\bar{D}^0$ уникальна, поскольку в рамках СМ вклад в box-диаграммы её смешивания дают нижние кварки в отличие от трёх других известных нейтральных мезон-антимезонных систем. В то время как смешивание нейтральных $K^0$- и $B^0$-мезонов изучается на протяжении последних десятилетий [1, 2, 3, 4], $D^0$-$\bar{D}^0$ смешивание было обнаружено только в 2007 году [5, 6], а измерить его параметры на уровне значимости, превышающем три стандартных отклонения от нулевого значения, удалось лишь в 2019 году [7]. Принимая во внимание малость смешивания в системе $D^0$-$\bar{D}^0$ в СМ, обусловленную CKM [8] и GIM [9] подавлением, вклады Новой Физики (НФ) могут быть существенны и обнаружены [10] на фоне этого малого стандартного эффекта.

Одним из наиболее значимых результатов в физике тяжёлых ароматов за последнее десятилетие стало обнаружение $CP$-нарушения в распадах очарованных мезонов коллаборацией LHCb [11]:

$$\Delta A_{CP} = A_{CP}(K^+K^-) - A_{CP}(\pi^+\pi^-) = (-15.4 \pm 2.9) \times 10^{-4}, \tag{1.1}$$

где $CP$ асимметрия для каждого конечного состояния $f$ определена как

$$A_{CP}(f) = \frac{\Gamma(D^0 \to f) - \Gamma(\bar{D}^0 \to f)}{\Gamma(D^0 \to f) + \Gamma(\bar{D}^0 \to f)}. \tag{1.2}$$

В приведенном выражении $CP$-нарушение можно разбить на прямое (нарушение $CP$-симметрии в амплитуде распада) и зависящую от времени часть. Тогда

$$A_{CP}(t) = a_f^d + \Delta Y_f \frac{t}{\tau_{D^0}}. \tag{1.3}$$

Здесь использован факт малости параметров смешивания в системе $D^0$-$\bar{D}^0$ и опущены члены порядка $\mathcal{O}(\Delta Y_f^2)$. Измерения зависящей от времени компоненты в $CP$-асимметрии в эксперименте LHCb дают следующие значения [12]:

$$\begin{aligned} \Delta Y_{KK} &= (-2.3 \pm 1.5 \pm 0.3) \times 10^{-4}, \\ \Delta Y_{\pi\pi} &= (-4.0 \pm 2.8 \pm 0.4) \times 10^{-4}. \end{aligned} \tag{1.4}$$

Полученный результат является сегодня наиболее точным измерением в распадах $D^0 \to K^+K^-$ и $D^0 \to \pi^+\pi^-$ и на уровне двух стандартных отклонений согласуется с отсутствием зависящего от времени $CP$-нарушения.

В рамках Стандартной модели прямое $CP$-нарушение для $D^0$-мезона может проявится только за счёт однопетлевых пингвинных распадов, поскольку в древесных диаграммах участвуют исключительно кварки первых двух поколений, и комплексная фаза матрицы CKM не может проявиться в интерферирующих амплитудах. Пингвинные распады в свою очередь могут приводить к появлению как слабой, так и сильной фазы в распаде по отношению к лидирующему древесному вкладу.

По порядку величины прямое $CP$-нарушение в распадах $D^0 \to K^+K^-$ и $D^0 \to \pi^+\pi^-$ можно оценить, как $\mathcal{O}(\alpha_s/\pi)((\mathbf{V}_{ub}\mathbf{V}^*_{cb})/(\mathbf{V}_{us}\mathbf{V}^*_{cs})) \sim 10^{-4}$. Сопоставление этой оценки с экспериментальным значением, действительно, может указывать на проявление Новой Физики [13, 14, 15, 16, 17, 18]. Однако столь смелая интерпретация полученного результата требует более точной оценки вклада СМ [19, 20]. Хотя древесные переходы $c \to us\bar{s}$, $c \to ud\bar{d}$ без затруднений вычисляются в рамках электрослабого сектора СМ на кварковом уровне, вычисление адронного матричного элемента $\langle K^+K^-|(\bar{u}\Gamma_1 s)(\bar{s}\Gamma_2 c))|D^0\rangle$ является не столь очевидной задачей. В пределе тяжёлого кварка [21, 22] адронный матричный элемент факторизуется, и лидирующий член имеет вид $\langle K^+|(\bar{u}\Gamma_1 s)|0\rangle\langle K^-|(\bar{s}\Gamma_2 c))|D^0\rangle$. Поскольку поправки к лидирующему матричному элементу порядка $\mathcal{O}(1/m_c)$, они могут вносить существенный вклад. При таком подходе игнорируется вклад аннигиляционных диаграмм и эффекты перерассеяния в конечном состоянии, когда конституентные $s$-кварки конечного состояния $K^+K^-$ переходят в $d$-кварки конечного состояния $\pi^+\pi^-$. В пренебрежении указанными эффектами вычисление с учётом поправок порядка $\mathcal{O}(1/m_c)$ даёт значение $\Delta A_{CP} \sim 0.4\%$ [23].

Альтернативный подход заключается в организации диаграмм, соответствующих вкладам различных токов, в топологические группы и в определении вкладов различных топологий на основании $SU(3)_f$ -симметрии ароматов [24, 25]. Такой подход позволяет обойтись без прямого вычисления адронного матричного элемента и значительно упрощает описание. Анализ распадов очарованных адронов с точки зрения $SU(3)_f$ -симметрии показал, что обнаруженное в эксперименте LHCb прямое $CP$-нарушение можно описать в рамках СМ, если вклады “пинг-

винных" диаграмм являются усиленными, и, как предполагает теория, такое усиление может быть обусловлено взаимодействиями в конечном состоянии. Данное предположение носит спекулятивный характер и нуждается в проверке. Основным инструментом для проверки симметрий ароматов являются правила сумм для амплитуд распада. Экспериментальная проверка выполнения таких правил сумм, необходимая для подтверждения адекватности $SU(3)_f$ подхода, требует знания не только модулей амплитуд, но и комплексных фаз.

**Цель и задачи исследования.**

Цель исследования: Разработка универсального метода измерения комплексных фаз в распадах тяжелых адронов в нейтральные каоны, применимого как для нейтральных, так и для заряженных очарованных адронов, а также его распространение для измерения слабых фаз в распадах $B$-мезонов.

Основные задачи:

- феноменологический анализ эволюции нейтральных каонов в собственные состояния аромата и $CP$-четности для произвольных начальных условий;
- проверка потенциала метода, основанного на анализе зависящей от времени вероятности полулептонных распадов нейтральных каонов, для извлечения параметров рожденной в начальный момент суперпозиции странного и антистранного каонов без модельных и тригонометрических неопределенностей;
- разработка процедуры восстановления полулептонных распадов с потерянным нейтрино в условиях современных экспериментов;
- вычисление значений разности сильных фаз в распадах очарованных адронов в нейтральные каоны;
- оценка объема данных, который будет накоплен будущими экспериментами в области физики высоких энергий и оценка потенциальной точности предложенных методов в этих экспериментах;
- оценка эффектов, вносящих систематическую неопределенность в измерение параметров распадов очарованных адронов;
- анализ данных эксперимента Belle для распадов $D_s^{\pm} \to K_S^0 K^{\pm}$, $D^+ \to K_S^0 \pi^{\pm}$ и $D^0 \to K_S^0 \pi^0$; оптимизация отбора сигнальных событий, исследование источников фона на событиях моделирования и разработка методов их подавления; анализ зависящей от времени вероятности распада нейтральных каонов в исследуемых процессах и извлечение исследуемых параметров;
- разработка и автоматизация процесса калибровки кремниевых фотоумножителей мюонной системы детектора Belle II; анализ ускорительных фонов и

проверка эффективности работы мюонный системы при существующих фоновых загрузках.

**Научная новизна.** Впервые разработаны универсальные методы измерения комплексных фаз в распадах тяжелых адронов в нейтральные каоны. Такие измерения необходимы для определения параметров смешивания, проверки правил сумм, основанных на $SU(3)_f$симметрии, и поиска Новой физики. Ранее подобные измерения были доступны лишь в отдельных экспериментах, в которых изучали сразу пару $D^0$- и $\bar{D}^0$-мезонов, рожденных в квантово-спутанном состоянии. Важно отметить, что анализ квантово-спутанных пар очарованных мезонов применим лишь для нейтральных частиц, в то время как предложенные и разработанные в данной работе методы позволяют измерять разность сильных фаз для распадов заряженных мезонов и барионов.

Впервые предложен метод использования полулептонных распадов нейтральных каонов для измерения параметров очарованных адронов. Несмотря на небольшую относительную вероятность полулептонных распадов и невозможность реконструкции нейтрино, автором разработан эффективный алгоритм восстановления импульса каонов и оптимального подавления фона. Метод основан на изучении зависимости времени жизни каонов до распада в разные состояния аромата. Показана чувствительность предложенного метода к параметрам рожденной в начальный момент смеси нейтральных каонов.

Предложен новый метод измерения параметров начального состояния системы каонов с помощью распада в $\pi^+\pi^-$ и эффекта нарушения $CP$-инвариантности в нем. Этот метод впервые применен на данных эксперимента Belle. Впервые наблюдался эффект $CP$-нарушения в распадах $K$-мезонов из распадов очарованных адронов, продемонстрирована пригодность метода для решения поставленных задач и возможность достижения точности измерения, соответствующей полученным оценкам для эксперимента Belle II.

**Теоретическая и практическая значимость работы.** Обнаруженное недавно аномально большое $CP$-нарушение в распадах очарованных адронов может быть интерпретировано как проявление эффектов Новой физики. В то же время, некоторые спекулятивные допущения позволяют объяснить найденный эффект в рамках Стандартной модели. Поскольку для этого теория требует вычисления вклада сильного взаимодействия на больших расстояниях, проблематичного для современного состояния КХД, подобная гипотеза остается качественной. Количественная проверка возможна с привлечением экспериментальных данных об амплитудах и фазах двухчастичных распадов. Полную картину о фазах всех амплитуд можно получить, используя разработанные автором методы. Предложенные в работе измерения позволяют оценить вклад сильного взаимодействия на больших расстояниях и корректно интерпретировать полученный результат.

Перечисленные новые методы можно использовать как для измерения фундаментальных параметров $CP$-нарушения, так и для поиска Новой физики. Безусловным достоинствам методов является их универсальность, поскольку они применимы в целом ряде существующих и будущих экспериментов в области физики высоких энергий.

**Основные положения, выносимые на защиту.**

1. Новый метод измерения разности сильных фаз в распадах очарованных адронов с использованием полулептонных распадов нейтральных каонов. Феноменологический анализ эволюции суперпозиции странности нейтральных каонов, рожденных в распадах очарованных адронов, в собственные состояния аромата.

2. Разработка метода экспериментального восстановления полулептонных распадов нейтральных каонов с потерянным нейтрино в конечном состоянии и оценка его эффективности и выбор критериев подавления фона.

3. Новый метод измерения разности сильных фаз в распадах очарованных адронов с использованием распада $K^0 \to \pi^+\pi^-$. Феноменологический анализ эволюции суперпозиции нейтральных каонов, рожденных в распадах тяжелых адронов, в $CP$ собственные состояния.

4. Теоретические предсказания для значений разностей сильных фаз в распадах $D_s^\pm \to K_S^0 K^\pm$, $D^+ \to K_S^0\pi^\pm$ и $D^0 \to K_S^0\pi^0$, полученные на основе $SU(3)_f$ симметрии ароматов.

5. Оценка потенциальной точности для обоих методов в эксперименте Belle II и эксперименте на Супер $c$–$\tau$-фабрике.

6. Оценка систематической погрешности, вносимой регенерацией нейтральных каонов на веществе детектора, в измерение разности сильных фаз. Оценка значения неопределенности, связанной со смешиванием в системе $D^0$-$\bar{D}^0$.

7. Разработка и автоматизация метода калибровки кремниевых фотоумножителей для системы регистрации мюонов и долгоживущих нейтральных каонов эксперимента Belle II. Классификация и оценка фонов ускорителя Super KEKB в мюонной системе.

8. Обоснование требований для перспективных экспериментальных установок для достижения максимальной точности, используя предложенные методы.

**Апробация работы.** Результаты, изложенные в диссертации, представлены на международных конференциях “Frontiers in Nuclear and Hadronic Physics 2019”

(Флоренция, Италия), “Joint Workshop on Future charm-tau Factory 2019” (Москва, Россия), Сессия-конференция секции Ядерной физики ОФН РАН 2020 (Новосибирск, Россия), а также на конференциях “Физика элементарных частиц и Космология” 2020, 2021 (Москва, Россия). Результаты обсуждались на рабочих совещаниях коллабораций Belle и Belle II, семинарах ФИАН, МФТИ, НИУ ВШЭ, ИЯФ СО РАН.

**Личный вклад.** Автор лично выполнил феноменологический анализ эволюции суперпозиции странности нейтральных каонов, рожденных в распадах очарованных адронов, и показал возможность измерения разности сильных фаз рождения с помощью анализа зависящей от времени вероятности распада каонов как в полулептонном конечном состоянии, так и в конечном состоянии $\pi^+\pi^-$. Автором получены численные результаты для точности предложенных измерений в эксперименте Belle II и в эксперименте на Супер $c$–$\tau$-фабрике, а также выполнены оценки неопределенностей предложенного измерения, связанного с регенерацией каонов на веществе детектора и смешивания в системе очарованных адронов. Автор выполнил анализ данных эксперимента Belle и показал применимость разработанного им метода в реальном эксперименте. Автор подготовил публикации по результатам работы, представил несколько докладов. Автор собирал и производил настройку считывающей электроники для системы сбора данных системы регистрации мюонов и долгоживущих нейтральных каонов эксперимента Belle II, в котором будут осуществлены предложенные измерения.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации [26, 27, 28, 29] опубликованы в рецензируемых научных изданиях, входящих в перечень ВАК и индексируемых `Web of Science` и `Scopus`.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка таблиц, списка рисунков и списка литературы. Полный объем диссертации составляет 100 страниц, включая 40 рисунков и 8 таблиц.

# Глава 2

# Эволюция нейтральных каонов

Открытие странных частиц в космических лучах [1, 2] и их дальнейшее изучение привело к целому ряду важнейших открытий в области физики фундаментальных взаимодействий. Именно анализ распадов странных частиц сделал актуальным вопрос об инвариантности физических законов по отношению к пространственной инверсии в слабых взаимодействиях [30] и стимулировал экспериментальную проверку сохранения $P$- и $C$-четности [31, 32].

Слабое взаимодействие, ответственное за распады странных частиц, приводит также к переходам $K^0 \Longleftrightarrow \bar{K}^0$. Можно показать, что такие переходы приводят к существованию двух $CP$-собственных состояний: $K_1$ и $K_2$, представляющих суперпозиции собственных состояний аромата $K^0$ и $\bar{K}^0$ [33]. Гипотеза сохранения комбинированной $CP$-четности в слабых взаимодействиях, выдвинутая Ландау [34], была также опровергнута экспериментально, когда на эксперименте в Брукхейвене наблюдался распад долгоживущего нейтрального каона в $CP$-четное конечное состояние [35]. Наблюдавшийся эффект нарушения $CP$ инвариантности не мог быть описан в рамках существовавшей тогда теории. Ввести $CP$-нарушение в теорию фундаментальных взаимодействий смогли Кобаяши и Масакава, предложившие перенормируемую теорию с тремя поколениями кварков [8].

Механизм смешивания открыл множество новых способов проверки СМ. Несмотря на обнаруженные нарушения $C$-, $P$-, $CP$-симметрий, инвариантность взаимодействий по отношению к $CPT$-симметрии остается одним из фундаментальных свойств СМ. $CPT$ симметрия является прямым следствием связи спина со статистикой и лоренц инвариантности теории. Самое сильное экспериментальное ограничение на нарушение $CPT$-инвариантности в настоящее время получено из анализа распадов нейтральных каонов [36]. Кроме того благодаря смешиванию в системе нейтральных каонов стали возможны прецизионные измерения параметров матрицы CKM, в частности угла $2\beta$ треугольника унитарности [37, 38].

В настоящее время каоны являются одними из самых хорошо изученных нестабильных частиц. Параметры смешивания и нарушения $CP$ инвариантности в си-

стеме $K^0$-$\bar{K}^0$ измерены с точностью лучше 1%, а поиск редких распадов каонов в специальных экспериментах позволил наблюдать распады, относительная вероятность которых находится на уровне $\mathcal{O}(10^{-11})$ [39]. В будущем система нейтральных каонов может стать уникальным инструментом для поиска Новой физики за пределами СМ.

В этой главе изложены некоторые основные результаты, полученные в области феноменологического описания распадов нейтральных каонов, которые будут использованы в дальнейшей работе.

## 2.1 Формализм

В этой главе мы приводим используемый нами ормализм для описания осцилляций нейтральных мезонов. В общем случае он применим для всех нейтральных частиц, когда мезон и анти-мезон отличны друг от друга некоторым квантовым числом таким как, странность, чарм или прелесть. Как известно, слабые взаимодействия разрешают переходы с изменением этих квантовых чисел. Гамильтониан такой системы можно записать в виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\Delta F=0} + \mathcal{H}_{\Delta F=1} + \mathcal{H}_{\Delta F=2}, \tag{2.1}$$

где $\mathcal{H}_{\Delta F=0}$ отвечает сильным и электрослабым взаимодействиям, сохраняющим квантовое число аромата, $\mathcal{H}_{\Delta F=1}$ отвечает за распады частиц с изменением аромата на одну единицу, и $\mathcal{H}_{\Delta F=2}$ описывает осцилляции, то есть переходы $P^0 \to \overline{P}^0$. Временную эволюцию системы $P^0 - \overline{P}^0$ с учетом распада в самом общем случае можно записать в виде вектора в гильбертовом пространстве состояний:

$$|\Psi(t)\rangle = a(t)|P^0\rangle + b(t)|\overline{P}^0\rangle + c(t)|f_1\rangle + d(t)|f_2\rangle + e(t)|f_3\rangle + \dots \tag{2.2}$$

где $f_i$ – конечные состояния распада для $P^0$, например, $\pi^+\pi^-$ или $\pi^-\ell^+\nu$. Работа с бесконечномерным гамильтонианом такой системы связана с рядом теоретических и технических сложностей, однако существуют предположения, позволяющие значительно упростить описание. Мы рассмотрим лишь осцилляционную часть, $a(t)|P^0\rangle + b(t)|\overline{P}^0\rangle$, где нас будут интересовать только зависящие от времени коэффициенты $a(t)$ и $b(t)$. Кроме того, мы используем приближение Вайскопфа-Вигнера, то есть учтем только времена, значительно превышающие временной масштаб сильных взаимодействий [40].

Получим уравнения эволюции на примере системы нейтральных каонов. Эволюцию системы $K^0 - \bar{K}^0$ во времени можно описать уравнением Шрёдингера

$$i\partial_t \begin{pmatrix} K^0(t) \\ \bar{K}^0(t) \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} K^0(t) \\ \bar{K}^0(t) \end{pmatrix} \tag{2.3}$$

с гамильтонианом в виде

$$\mathcal{H} = \left(\mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma}\right) = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{21} - \frac{i}{2}\Gamma_{21} & M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix}, \tag{2.4}$$

где матрицы $\mathbf{M}$ и $\mathbf{\Gamma}$ эрмитовы. Требование $CPT$-инвариантности приводит к дополнительным условиям: $M_{11} = M_{22} \equiv M$ и $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} \equiv \Gamma$. Эрмитова компонента $\mathcal{H}$, $\mathbf{M}$, – массовая матрица, а антиэрмитова, $-i\mathbf{\Gamma}/2$, описывает распад системы $K^0 - \bar{K}^0$.

Собственные значения гамильтониана можно записать следующим образом

$$\omega_{L,S} = m_{L,S} - i\frac{\Gamma_{L,S}}{2} = \left(M_{11} - i\frac{\Gamma_{11}}{2}\right) \pm \left(\frac{p}{q}\right)_K \left(M_{12} - i\frac{\Gamma_{12}}{2}\right), \tag{2.5}$$

где $m_{L,S}$ – массы, $\Gamma_{L,S}$ – ширины собственных состояний гамильтониана, а параметры $p$, $q$ определены так, что

$$\left(\frac{p}{q}\right)_K^2 = \frac{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}. \tag{2.6}$$

Используя эти параметры, можно записать собственные массовые состояния в виде

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= p|K^0\rangle + q|\bar{K}^0\rangle, \\ |K_L^0\rangle &= p|K^0\rangle - q|\bar{K}^0\rangle, \end{aligned} \tag{2.7}$$

где нормировка задана условием

$$|p|^2 + |q|^2 = 1. \tag{2.8}$$

Следует отметить, что для параметров $p$ и $q$ только их отношение $\left(\frac{q}{p}\right)_K$ имеет физический смысл. Последнее следует из условия нормировки (2.8), и из того факта, что $\arg(q/p^*)$ задает физически ненаблюдаемую общую фазу состояний $K_S^0$, $K_L^0$. Обнаруженное экспериментально $CP$-нарушение в смешивании свидетельствует о том, что долгоживущий нейтральный каон содержит примесь $CP$-четной компоненты $|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$ , а короткоживущий – примесь $CP$-нечетной компоненты $|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$. Для удобства дальнейшего описания введем параметр $\varepsilon$, характеризующий степень $CP$-нарушения,

$$\left(\frac{q}{p}\right)_K = \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon}. \tag{2.9}$$

Тогда собственные состояния гамильтониана можно записать в виде

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}\left[\frac{|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}} + \varepsilon\frac{|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}}\right], \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}\left[\frac{|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}} + \varepsilon\frac{|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}}\right]. \end{aligned} \tag{2.10}$$

Ввиду малости параметра $|\varepsilon|^2 \sim \mathcal{O}(10^{-6})$ в дальнейшем мы им пренебрегаем.

## 2.2 Эволюция в собственные состояния аромата

Полулептонные распады каонов обусловлены взаимодействием $u\bar{s}$-тока с лептонными токами $e\bar{\nu}_e(\mu\bar{\nu}_\mu)$ и удовлетворяют правилу отбора $\Delta Q = \Delta S$, то есть изменение электрического заряда равно изменению странности. Таким образом, в момент распада $K^0 \to \pi^\pm \ell^\mp \nu_\ell$ заряд лептона позволяет однозначно определить аромат нейтрального каона. Рассмотрим эволюцию нейтрального каона, рожденного в начальный момент времени как чистое состояние аромата, в полулептонное конечное состояние, которое также является собственным состоянием аромата, но возможно отличным от начального. Для этого перепишем уравнения (2.7) в виде:

$$
\begin{aligned}
|K^0(t)\rangle &= \frac{1-\varepsilon}{\sqrt{2}}\left(e^{-i\omega_S t}|K_S^0(0)\rangle + e^{-i\omega_L t}|K_L^0(0)\rangle\right) = f_+(t)|K^0\rangle + f_-(t)|\bar{K}^0\rangle, \\
|\bar{K}^0(t)\rangle &= \frac{1+\varepsilon}{\sqrt{2}}\left(e^{-i\omega_S t}|K_S^0(0)\rangle - e^{-i\omega_L t}|K_L^0(0)\rangle\right) = f_-(t)|K^0\rangle + f_+(t)|\bar{K}^0\rangle,
\end{aligned} \tag{2.11}
$$

где собственные значения $\omega_{L,\,S}$ заданы уравнениями (2.5), а функции $f_\pm(t)$ определены как

$$
f_\pm(t) \equiv \frac{1}{2}\left(e^{-i\omega_S t} \pm e^{-i\omega_L t}\right) = e^{-im_S t}e^{-\frac{1}{2}\Gamma t}\left(1 \pm e^{-i\Delta m t}e^{-\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}\right), \tag{2.12}
$$

где использованы обозначения $\Delta m = m_L - m_S > 0$ и $\Delta\Gamma = \Gamma_L - \Gamma_S$. Введем также обозначения для амплитуд полулептонных распадов:

$$
A_{\ell^+} = \langle \pi^- \ell^+ \nu | \mathcal{H} | K^0 \rangle, \qquad \overline{A}_{\ell^-} = \langle \pi^+ \ell^- \bar{\nu} | \mathcal{H} | \bar{K}^0 \rangle. \tag{2.13}
$$

Упомянутое выше правило отбора $\Delta Q = \Delta S$ выполняется в СМ с высокой степенью точности $\sim 10^{-14}$, поскольку его нарушение возможно лишь в более высоких порядках теории возмущений по слабому взаимодействию. Будем считать это правило точным и распады с лептоном неправильного знака запрещенными – $\overline{A}_{\ell^+} = A_{\ell^-} = 0$. Тогда зависящая от времени вероятность полулептонного распада для рожденных в начальный момент времени состояний аромата $K^0$ имеет вид:

$$
R_{\ell^+} = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_S t}|A_{\ell^+}|^2 K_+(t), \qquad R_{\ell^-} = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_S t}|\overline{A}_{\ell^-}|^2 K_-(t), \tag{2.14}
$$

где

$$
K_\pm(t) = 1 \pm 2\, e^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma_S t}\cos(\Delta m t) + e^{\Delta\Gamma_S t}. \tag{2.15}
$$

В дальнейшем удобно воспользоваться асимметрией знака лептона в следующем виде

$$
\mathcal{A}(t) \equiv \frac{R_{\ell^+}(t) - R_{\ell^-}(t)}{R_{\ell^+}(t) + R_{\ell^-}(t)}. \tag{2.16}
$$

## 2.3 CP-нарушение в нейтральных каонах

Перед тем как приступить к рассмотрению распадов нейтральных каонов в $CP$-собственные состояния, приведем в данном разделе формализм смешивания кварков и нарушения $CP$-симметрии в СМ.

Источником $CP$-нарушения в СМ является неустранимая мнимая фаза в матрице смешивания кварков (СКМ). Можно показать, что для трех поколений кварков такая матрица содержит 4 свободных параметра: три угла Эйлера ($\theta_{12}$, $\theta_{23}$, $\theta_{13}$) и комплексную фазу $\delta$. В матрицу смешивания входят тригонометрические функция углов, которые мы для краткости обозначим $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$. В терминах этих параметров СКМ матрица принимает вид

$$V = \begin{pmatrix} \mathbf{V}_{ud} & \mathbf{V}_{cd} & \mathbf{V}_{td} \\ \mathbf{V}_{us} & \mathbf{V}_{cs} & \mathbf{V}_{ts} \\ \mathbf{V}_{ub} & \mathbf{V}_{cb} & \mathbf{V}_{tb} \end{pmatrix} = \\ = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & s_{13}e^{i\delta} \\ -c_{23}s_{12} - s_{23}s_{13}c_{12}e^{i\delta} & c_{23}c_{12} - s_{23}s_{13}s_{12}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -s_{23}c_{12} - c_{23}s_{13}s_{12}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \qquad (2.17)$$

В литературе для представления СКМ-матрицы часто встречается приблизительная, но удобная для наглядного понимания ее структуры параметризация Вольфенштейна [41]. Для удобства дальнейшего изложения приведем ее здесь. Введем параметры

$$\lambda = s_{12}, \qquad A = \frac{s_{23}}{s_{12}^2}, \qquad \rho = \frac{s_{13}}{s_{12}s_{23}}\cos\delta, \qquad \eta = \frac{s_{13}}{s_{12}s_{23}}\sin\delta. \qquad (2.18)$$

Используя разложение по малому параметру $\lambda \simeq 0.2$, получим приближенное представление СКМ-матрицы

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\overline{\rho} - i\overline{\eta}) \\ -\lambda - iA^2\lambda^5\overline{\eta} & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \overline{\rho} - i\overline{\eta}) & -A\lambda^2 - iA\lambda^4\overline{\eta} & 1 \end{pmatrix}, \qquad (2.19)$$

где $\overline{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$, и аналогично определен параметр $\overline{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$. Такое представление матрицы смешивания оказывается очень удобным для количественных оценок.

Воспользуемся приведенной параметризацией для оценки $CP$-нарушения в системе нейтральных каонов и покажем кратко, каким образом измерение данного параметра в эксперименте позволяет осуществить проверку СМ. (Более подробное рассмотрение этого вопроса можно найти, например, в работе [42]). Как видно из определения (2.6), необходимо рассмотреть элементы $\Gamma_{12}$, $M_{12}$. Вклад в $\Gamma_{12}$, ответственный за распад каона, дают только $\mathbf{V}_{ud}$ и $\mathbf{V}_{us}$, которые в параметризации

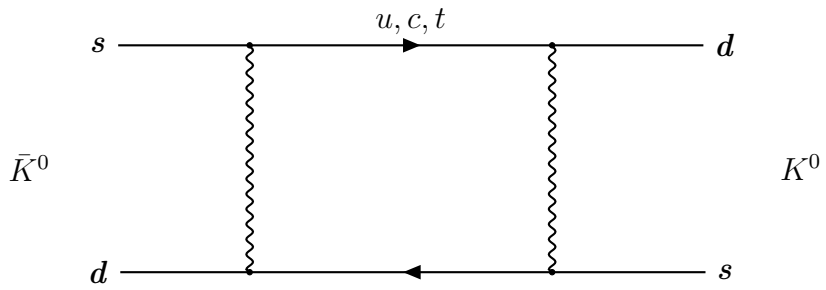



Рис. 2.1: Так называемая box-диаграмма, ответственная за смешивание в системе нейтральных каонов.

Вольфенштейна действительные. В $M_{12}$ вносят вклад все три поколения кварков. В пределе больших $q^2$ в петле вклады $u, c, t$ кварков не зависят от массы кварков и сокращаются вследствие GIM-механизма [9]. Пренебрегая массой $u$-кварка, выпишем явно вклады, пропорциональные квадратам масс $c$- и $t$-кварков

$$\lambda^2(1 + 2i\overline{\eta}A^2\lambda^4)G_F^2 m_c^2, \tag{2.20}$$

$$\lambda^{10}(1 - \overline{\rho} - i\overline{\eta})G_F^2 m_t^2, \tag{2.21}$$

где $G_F \simeq 10^{-5}/\text{ГэВ}^2$ – константа четырехфермионного взаимодействия, $m_c \sim 1.3$ ГэВ$/c^2$, $m_t \sim 175$ ГэВ$/c^2$ – массы очарованного и топ-кварков. Поскольку $\Gamma_{12}$ – действительный, а $M_{12}$ почти действительный, перепишем определение (2.6) в виде

$$\left(\frac{q}{p}\right)_K = 1 - \frac{i\,\text{Im}M_{12}}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} = 1 + \frac{2i\,\text{Im}M_{12}}{m_L - m_S + \frac{i}{2}\Gamma_S}. \tag{2.22}$$

Для параметра $\varepsilon$, определенного в (2.9), получаем

$$\varepsilon = -\frac{i\,\text{Im}M_{12}}{\Delta m + \frac{i}{2}\Gamma_S}. \tag{2.23}$$

Таким образом, для оценки нарушения в смешивании нейтральных каонов необходимо оценить значение мнимой части $M_{12}$, которое, как было показано выше, дается членом пропорциональным $m_t$. Впервые выражение для $\text{Im}M_{12}$ без дополнительных предположений относительно массы t-кварка было получено в работе [43]:

$$\text{Im}M_{12} = \frac{-G_F^2 B_K f_K m_K}{12\pi^2} 12 m_t^2 \eta_2 \text{Im}(\mathbf{V}_{ts}^{*2}\mathbf{V}_{td}^2) \times I\left(\frac{m_t}{m_W}\right), \tag{2.24}$$

где $B_K = 0.8 \pm 0.2$ – так называемый "bag parameter", связанный с насыщением вакуумом промежуточного состояния в box-диаграмме, $f_K \sim 160$ МэВ – вакуумная константа распада каона, фактор $\eta_2$ учитывает глюонный обмен в box-диаграммах, и его численное значение в порядке следующем за лидирующем было вычислено равным $\eta_2^{NLO} = 0.57$, наконец, $I\left(\frac{m_t}{m_W}\right) = 0.55$ – фактор Инами-Лима. Подставляя полученное выражение (2.24) и численные значения для факторов в (2.23),

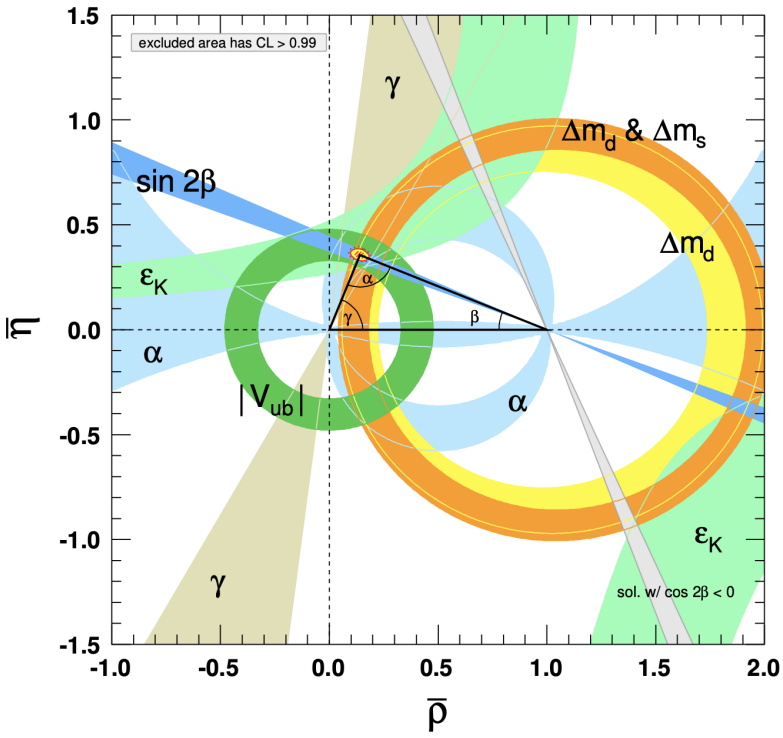



Рис. 2.2: Статус измерений комплексной фазы в матрице смешивания кварков (CKM) [44]. Светло-зеленым цветом на рисунке показана $\varepsilon$-гипербола, полученная из измерения нарушения $CP$-инвариантности в смешивании нейтральных каонов.

получим

$$|\varepsilon| = 0.0075\,\overline{\eta}\,(1-\overline{\rho}). \tag{2.25}$$

Как видно из этого выражения, измерение параметра $\varepsilon$ предоставляет важную информацию о фундаментальных параметрах Стандартной модели. На рисунке 2.2 экспериментальные ограничения на допустимую область параметров ($\overline{\rho}$ и $\overline{\eta}$), полученную из измерения параметра нарушения $CP$-инвариантности в смешивании каонов, показаны в виде $\varepsilon$-гиперболы, определенной в (2.25). Подчеркнем, что хотя параметр $\varepsilon$ измерен в экспериментах с высокой точностью, ограничение в пространстве параметров является довольно слабым. В первую очередь, это связано с большой неопределенностью параметра $B_K$. Вероятно, вычисления на решетках в ближайшем будущем смогут предоставить более точное значение данного фактора, и позволят получить более строгие ограничения на фундаментальный параметр $CP$-нарушающей фазы.

## 2.4 Эволюция в CP собственные состояния

В большинстве экспериментов при исследовании конечных состояний (например, из распадов тяжелых адронов) с нейтральным каоном его восстанавливают в рас-

падах $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$, что объясняется большой относительной вероятностью этой моды распада $\sim 70\%$ в совокупности с высокой эффективностью реконструкции двух заряженных треков и небольшим, но детектируемым отлетом от первичной вершины взаимодействия. Это делает нейтральный каон практически бесфоновой частицей.

Приведем уравнения для зависящей от времени вероятности указанного распада. Обозначим амплитуды распада в конечное состояние $\pi^+\pi^-$:

$$A_S = \langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H} | K_S^0 \rangle, \qquad A_L = \langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H} | K_L^0 \rangle. \tag{2.26}$$

Тогда для рожденных в начальный момент чистых состояний аромата, $K^0$ и $\bar{K}^0$, их эволюцию в $CP$-собственные состояния можно записать в следующем виде:

$$|K^0(t)\rangle = \frac{(1-\varepsilon)}{\sqrt{2}} \left[ e^{-i\omega_S t} A_S + e^{-i\omega_L t} A_L \right], \tag{2.27}$$

$$|\bar{K}^0(t)\rangle = \frac{(1+\varepsilon)}{\sqrt{2}} \left[ e^{-i\omega_S t} A_S - e^{-i\omega_L t} A_L \right]. \tag{2.28}$$

Зависящие от времени вероятности распадов, соответствующие данным амплитудам, имеют вид

$$\mathcal{R}(t) = \frac{1 - 2\,\mathrm{Re}(\varepsilon)}{2} \Big[ |A_S|^2 e^{-\Gamma_S t} + |A_L|^2 e^{-\Gamma_L t} + e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L+\Gamma_S)t} \left( A_L^* A_S e^{i\Delta m t} + A_S^* A_L e^{-i\Delta m t} \right) \Big], \tag{2.29}$$

$$\overline{\mathcal{R}}(t) = \frac{1 + 2\,\mathrm{Re}(\varepsilon)}{2} \Big[ |A_S|^2 e^{-\Gamma_S t} + |A_L|^2 e^{-\Gamma_L t} - e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L+\Gamma_S)t} \left( A_L^* A_S e^{i\Delta m t} + A_S^* A_L e^{-i\Delta m t} \right) \Big]. \tag{2.30}$$

Воспользуемся общепринятым обозначением для параметра непрямого $CP$ нарушения

$$\frac{\langle \pi^+\pi^- \,|H|\, K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+\pi^- \,|H|\, K_S^0 \rangle} = \frac{A_L}{A_S} = \eta_{+-} = |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}}. \tag{2.31}$$

Тогда получим,

$$\mathcal{R}(t) = \frac{1 - 2\,\mathrm{Re}(\eta_{+-})}{2} |A_S|^2 \Big[ e^{-\Gamma_S t} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L t} + 2|\eta_{+-}| e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L+\Gamma_S)t} \cos\left(\Delta m t - \phi_{+-}\right) \Big], \tag{2.32}$$

$$\overline{\mathcal{R}}(t) = \frac{1 + 2\,\mathrm{Re}(\eta_{+-})}{2} |A_S|^2 \Big[ e^{-\Gamma_S t} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L t} - 2|\eta_{+-}| e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L+\Gamma_S)t} \cos\left(\Delta m t - \phi_{+-}\right) \Big]. \tag{2.33}$$

Приведенные выражения демонстрируют, что наличие $CP$-нарушения в смешивании нейтральных каонов позволяет различить начальные состояния аромата каонов. Сегодня параметр $CP$-нарушения в каонах измерен с высокой точностью, мировое среднее значение [44]: $\eta_{+-} = (2.232 \pm 0.011) \times 10^{-3}$, $\phi_{+-} = (43.51 \pm 0.05)^{\circ}$. Несмотря на малость параметра $\eta_{+-}$, третий член в выражениях (2.32, 2.33), представляющий собой интерференцию распадов $K_S^0$ и $K_L^0$ на пару заряженных $\pi$-мезонов, вносит значительный вклад в асимметрию распадов на больших временах жизни $K_S^0$.

В выражениях (2.32, 2.33) мы сделали замену $\varepsilon \to \eta_{+-}$. Отметим, что в общем случае $\eta_{+-} \neq \varepsilon$, что связано с наличием прямого $CP$-нарушения в распадах нейтральных каонов. В модели с шестью кварками комплексная фаза – $\delta$, входит не только в сверхслабые переходы $K_1 \leftrightarrow K_2$, но и непосредственно в амплитуды распада, приводя к $CP$-запрещенным распадам $K_2 \to \pi^+\pi^-$. Используя стандартные обозначения, запишем $\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon'$, где мы ввели параметр $\varepsilon'$ для характеристики прямого $CP$-нарушения. На практике измеряется отношение $\varepsilon'/\varepsilon$, полученное с хорошей точностью, $\mathrm{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) = (1.66 \pm 0.23) \times 10^{-3}$ [44]. Таким образом, поправка за счет прямого $CP$-нарушения вносит очень малый вклад и в дальнейшем может быть опущена.

# Глава 3

# Обзор современного состояния физики очарованных адронов

В рамках Стандартной модели очарованные адроны являются хорошо изученными с точки зрения электрослабого сектора: смешивание в системе $D^0$-$\bar{D}^0$ и электрослабые пингвинные диаграммы сильно подавлены GIM-механизмом, а $CP$-нарушение пренебрежимо мало благодаря малости вклада третьего поколения кварков. Таким образом, физика чарма является удобным полигоном для поиска Новой физики, проявившись на практически нулевом фоне от эффектов СМ. Новая физика может вносить значительный вклад в петли, усиливая редкие процессы. Поэтому измеренные большие вероятности смешивания пингвинных распадов, либо $CP$-нарушения стали бы серьезными указаниями на НФ. Важно, что в $D$-мезонах петлевые диаграммы исходят из верхнего кварка в отличие от случая $K$- и $B$-мезонов, открывая комплиментарную область поиска НФ. Следует отметить, что очарованные мезоны – единственные, дающие доступ к слабым петлям, привязанным к верхнему кварку, поскольку $t$-кварк распадается до адронизации.

С другой стороны, имитировать проявления НФ может вклад сильных взаимодействий на больших расстояниях: взаимодействие в конечном состоянии и перерассеяние. Например, обнаруженная большая вероятность радиационных распадов $D \to \rho\gamma$ [45], скорее объясняется $\rho-\gamma$ смешиванием, чем усилением пингвинной петли [46, 47, 48]. Основная проблема в интерпретации результатов заключается в том, что эффекты сильного взаимодействия на больших расстояниях невозможно численно оценить с высокой степенью достоверности.

Отметим отдельно роль взаимодействий в конечном состоянии (FSI[1]) для очарованных адронов. Поскольку импульсы частиц, рожденных в распадах очарованных адронов, значительно меньше импульсов частиц из распадов $B$-мезонов, адроны конечного состояния взаимодействуют друг с другом с бóльшей вероятно-

[1]FSI – Final state interactions

стью. Такие взаимодействия приводят к возникновению сильных фаз в конечном состоянии, обусловленных наличием резонансов в перерассеянии. Для распадов $D$-мезонов доступное фазовое пространство насыщенно резонансами, что приводит в общем случае к большим FSI фазам, в отличие от распадов $B$-мезонов. Несмотря на качественное понимание процесса возникновения сильных фаз в конечном состоянии, получение количественных оценок для эффектов FSI – нетривиальная задача, для корректного решения которой необходимы экспериментальные данные.

В настоящее время вопрос учета FSI имеет ключевое значение для интерпретации $CP$-нарушения в распадах $D^0$-мезонов. Единственным источником $CP$-нарушения в СМ является неустранимая фаза в матрице смешивания кварков, и интерпретация, обнаруженного в эксперименте LHCb аномально большого $CP$-нарушения, в рамках СМ обязана исходить из этого факта. Предложенные объяснения базируются на значительном адронном усилении пингвинных процессов, амплитуды которых содержат мнимую фазу [49, 50]. Основной вклад в такое усиление дают взаимодействия частиц в конечном состоянии. Прямое теоретическое вычисление вклада больших расстояний (FSI) сегодня выполнить невозможно, и поэтому необходимо найти способ это обойти.

Альтернативу предоставляет анализ распадов очарованных адронов с точки зрения симметрии ароматов. Подход позволяет связать наблюдаемые в эксперименте величины с физическими параметрами распадов на основе некоторых модельных соображений. Примером успешного применения подобного подхода может служить извлечение угла $\alpha$ треугольника унитарности из вероятностей и $CP$-асимметрии распадов $B^0 \to \pi^+\pi^-$, $B^0 \to \pi^0\pi^0$ и $B^+ \to \pi^+\pi^0$, амплитуды которых связаны изоспиновой симметрией.

В этой главе представлено феноменологическое описание некоторых распадов очарованных адронов с точки зрения симметрии ароматов и обзор измерения разности сильных фаз в распаде $D^0 \to K^-\pi^+$. Здесь же получены численные предсказания для разности сильных фаз в распадах очарованных адронов в нейтральные каоны для модели, объясняющей $CP$-нарушение в распадах $D^0$-мезонов вкладом FSI.

## 3.1 Симметрия ароматов в распадах очарованных адронов

С момента обнаружения мезонов с открытым очарованием в 1976 году [51] было предложено несколько моделей для описания их распадов. Исторически первой была спектаторная модель или модель валентных кварков [52, 53, 54]. Одна-

ко предсказания в рамках данной модели выполнялись только по порядку величины, и настоящим вызовом стала интерпретация большой вероятности распада $D^0 \to K^0_S\phi$ [55], запрещенного в спектаторной модели, которая не учитывала взаимодействия в конечном состоянии, а также вклад аннигиляционных диаграмм, оказавшийся существенным.

Для описания двухчастичных распадов очарованных адронов требовался вычислительный аппарат, основанный на первых принципах, позволяющий получать предсказания, точность которых контролируется заранее. Такими качествами обладает метод, базирующийся на симметрии ароматов. Правила сумм для амплитуд распадов, основанные на симметрии ароматов, позволяют учесть нетривиальные динамические эффекты в амплитудах без прямого вычисления. Впервые правила сумм для двухчастичных распадов очарованных адронов получены в работе [56].

В общем случае симметрия ароматов нарушена ненулевыми массами кварков. Наивно можно оценить масштаб нарушения как $\sigma \equiv f_K/f_\pi - 1 \simeq 0.2$. Однако известно, что некоторые соотношения выполняются более точно, например,

$$\frac{|A_{D^0\to K^+K^-}/\mathbf{V}^*_{cs}\mathbf{V}_{us}| + |A_{D^0\to\pi^+\pi^-}/\mathbf{V}^*_{cd}\mathbf{V}_{ud}|}{|A_{D^0\to K^+\pi^-}/\mathbf{V}^*_{cd}\mathbf{V}_{us}| + |A_{D^0\to K^+\pi^-}/\mathbf{V}^*_{cs}\mathbf{V}_{ud}|} - 1 = 0.040 \pm 0.016. \tag{3.1}$$

Такое различие в степени точности этого приближения объясняется тем, что нарушение приведенного правила сумм появляется только во втором порядке по параметру нарушения $SU(3)_f$ симметрии ароматов. В общем случае правила сумм можно получить для произвольного порядка нарушения симметрии ароматов, однако каждый следующий порядок включает больше амплитуд. Правила сумм играют основную роль для экспериментальной проверки предсказаний $SU(3)_f$-симметрии, и, следовательно, проверки адекватности такого подхода для анализа распадов очарованных адронов.

В первую очередь интересно рассмотреть правила сумм для подгруппы изоспина ($SU(2)_f$-симметрия). Преимуществом таких правил сумм является их высокая точность. Характерный параметр нарушения изоспиновой симметрии – $(m_d - m_u)/\Lambda_{QCD}$, что означает точность выражения $\sim 1\%$ в первом порядке нарушения $SU(2)$. Для вывода правил сумм необходимо рассмотреть мультиплеты

$$\begin{aligned} \Pi^i_j &= \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & \pi^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \qquad K^i = \begin{pmatrix} K^+ \\ K^0 \end{pmatrix}, \\ \overline{K}_i &= \begin{pmatrix} K^- & \bar{K}^0 \end{pmatrix}, \qquad D^i = \begin{pmatrix} D^0 \\ D^+ \end{pmatrix}. \end{aligned} \tag{3.2}$$

Правила сумм для конечных состояний ПП, П$K$ и П$\overline{K}$ соответственно [57]

$$-A_{D^0\to\pi^0\pi^0} + A_{D^0\to\pi^+\pi^-} + \sqrt{2}A_{D^+\to\pi^+\pi^0} = 0, \tag{3.3}$$

$$\sqrt{2}A_{D^0\to\bar{K}^0\pi^0} + A_{D^0\to K^-\pi^+} - A_{D^+\to\bar{K}^0\pi^+} = 0, \tag{3.4}$$

$$\sqrt{2}A_{D^0\to K^0\pi^0} + A_{D^0\to K^+\pi^-} + \sqrt{2}A_{D^+\to K^+\pi^0} - A_{D^+\to K^0\pi^+} = 0. \tag{3.5}$$

Каждое из приведенных правил сумм отвечает одному порядку по изменению странности – $\Delta S$, и, следовательно, одному порядку по параметру матрицы смешивания кварков – $\lambda = \sin(\theta_C) \simeq 0.23$. В дальнейшем мы используем общепринятую классификацию для адронных распадов в соответствии с иерархией элементов матрицы CKM:

- Кабиббо-разрешенные (CF) – $\mathcal{O}(1)$;
- Кабиббо-подавленные (SCS) – $\mathcal{O}(\lambda)$;
- дважды Кабиббо-подавленные (DCS) – $\mathcal{O}(\lambda^2)$.

Таким образом, правило сумм (3.3) отвечает SCS распадам, (3.4) – CF и (3.5) – DCS распадам. Отсутствие правила для конечного состояния $K\overline{K}$ объясняется тем, что процесс $D^0 \to K^0\bar{K}^0$ обусловлен $W$-обменной диаграммой распада и не может формировать правило сумм с распадами $D^0 \to K^+K^-$ и $D^+ \to \bar{K}^0K^+$, которые протекают на древесном уровне.

Приведем здесь еще одно правило сумм, в котором присутствуют одновременно CF и DCS амплитуды:

$$A_{D^+\to\bar{K}^0\pi^+} - A_{D_s^+\to\bar{K}^0K^+} - \frac{A_{D^+\to\bar{K}^0K^+}}{\lambda} + \frac{A_{D_s^+\to\bar{K}^0\pi^+}}{\lambda} + \frac{A_{D^+\to K^0\pi^+}}{\lambda^2} - \frac{A_{D_s^+\to K^0K^+}}{\lambda^2} = 0. \tag{3.6}$$

Для настоящего анализа данное правило сумм представляет особый интерес, поскольку все амплитуды в нем содержат $K^0(\bar{K}^0)$ в конечном состоянии. Фейнмановские диаграммы процессов распада очарованных адронов в нейтральные каоны представлены на рисунке 3.1.

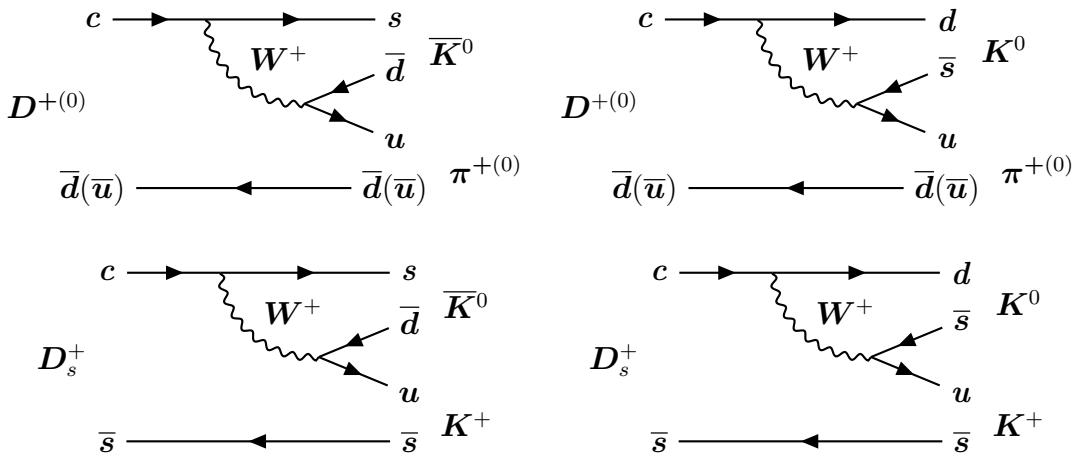



Рис. 3.1: Диаграммы двухчастичных распадов очарованных адронов с $K^0$- и $\bar{K}^0$-мезонами в конечном состоянии.

На рисунке 3.2 проиллюстрированы правила сумм для CF и DCS распадов очарованных адронов. Как показано в начале главы, эти правила сумм выполняются

в СМ с высокой точностью – 1%. Их проверка – важная задача для анализа распадов очарованных адронов и для оценки вклада больших расстояний. рисунок 3.2 демонстрирует, что для проверки правил сумм необходимо не только измерение модуля амплитуд, но и измерение разности сильных фаз между амплитудами. Для амплитуд с $K^0(\bar{K}^0)$ в конечном состоянии до сих пор не измерены ни отношения DCS/CF амплитуд, ни разности сильных фаз, что делает задачу особенно актуальной.

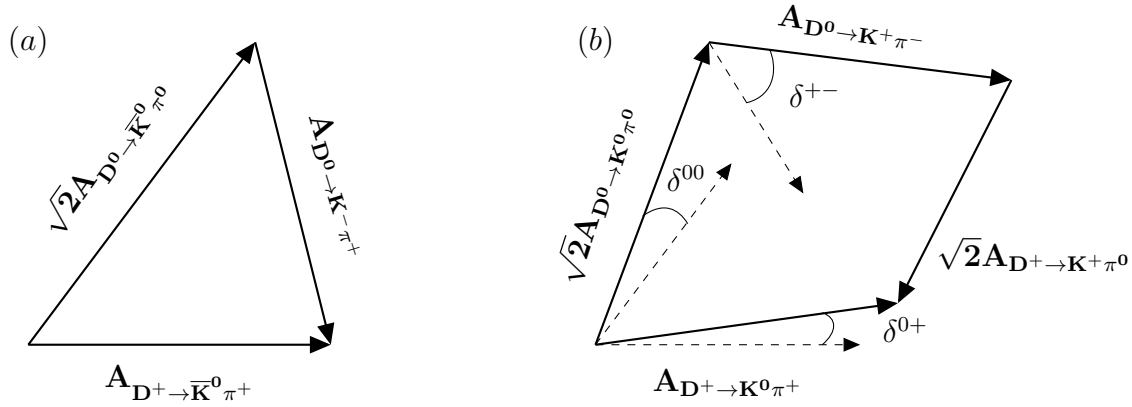



Рис. 3.2: Правила сумм для $(a)$ Кабиббо-разрешенных и $(b)$ дважды Кабиббо-подавленных амплитуд распада очарованных мезонов. $\delta^{+-}$, $\delta^{00}$, $\delta^{0+}$ обозначают разности сильных фаз между амплитудами.

Симметрия ароматов позволяет рассмотреть распады очарованных адронов с точки зрения вкладов амплитуд различных топологий. Каждой топологии диаграмм Фейнмана поставлены в соответствие определенные вклады в эффективный гамильтониан, описывающий распады очарованных адронов [58]. Относительный вклад разных топологий в амплитуды распадов очарованных адронов можно определить с помощью $SU(3)_f$-симметрии. Такой подход рассмотрен в работах [20, 25, 59], где показано, что взаимодействие в конечном состоянии может служить основным источником нарушения симметрии ароматов и привести к усилению вкладов “пингвинных” диаграмм.

Для удобства дальнейшего изложения введем ряд обозначений. Для описания распадов очарованных адронов понадобятся три основных топологии амплитуд: древесная цветоразрешенная амплитуда $(T)$, древесная цветоподавленная амплитуда $(C)$ и пингвинная амплитуда $(P)$. Обозначим комплексные фазы, обусловленные взаимодействиями в конечном состоянии для различных переходов по изоспину: $\delta_1$, $\delta_0$, $\delta_{1/2}$. Большая масса $s$-кварка не позволяет использовать эти же фазы для $D_s$-мезона. Введем для обозначения сдвига начальной фазы $D_s$-мезона параметр $\epsilon_\delta$, тогда, используя тот факт, что сдвиг имеет один и тот же знак для всех сильных фаз, получим: $\delta_1' = \delta_1(1-\epsilon_\delta)$. Аналогично получены значения для $\delta_0'$,

$\delta'_{1/2}$. Кроме того введем обозначение для угла смешивания в системе нейтральных очарованных адронов, $\phi \equiv \mathrm{Arg}(q/p)$. Тогда выражения для SCS амплитуд распада, где экспериментально обнаружено большое $CP$-нарушение, можно записать в виде [59]

$$A_{D^0\to K^+K^-} = P\left(\frac{1}{4}g_+ + g_-\left(-\frac{5}{12}\cos 2\phi + \frac{1}{4\sqrt{10}}\sin 2\phi\right) + \frac{1}{2}e^{i\delta_1}\right) + (T+C)\left(-\frac{1}{20}g_+ + \frac{3}{10} + g_-\frac{7}{60}\cos 2\phi - \frac{1}{5}e^{i\delta_1}\right), \quad (3.7)$$

$$A_{D^0\to \pi^+\pi^-} = P\left(\frac{1}{2}g_+ + g_-\left(-\frac{1}{6}\cos 2\phi + \frac{7}{4\sqrt{10}}\sin 2\phi\right) + \frac{1}{2}e^{i\delta_1}\right) + (T+C)\left(-\frac{3}{20}g_+ + \frac{3}{10} + g_-\left(\frac{1}{60}\cos 2\phi + \frac{1}{2\sqrt{10}}\sin 2\phi\right)\right), \quad (3.8)$$

где мы использовали обозначение

$$g_\pm = e^{i\delta'_0} \pm e^{i\delta_0}. \quad (3.9)$$

В работе [59] в результате подгонки наблюдаемой $CP$-асимметрии и относительных вероятностей некоторых распадов получены численные значения для вкладов различных топологий, а также сильных фаз, отвечающих амплитудам с различным изменением изоспина. Такой результат свидетельствует о том, что взаимодействия в конечном состоянии могут обеспечить достаточное усиление пингвинных процессов и объяснить наблюдаемое $CP$-нарушение.

## 3.2 Разность сильных фаз в распадах $D^0$-, $D^+$- и $D_s^+$-мезонов

Результат, представленный в предыдущем разделе, в свою очередь нуждается в экспериментальной проверке. Для этого получим численные значения для разностей сильных фаз в распадах $D^0 \to \bar{K}^0\pi^0$, $D^+ \to \bar{K}^0\pi^+$ и $D_s^+ \to \bar{K}^0K^+$, предсказанных в модели, объясняющей усиление "пингвинных" амплитуд взаимодействиями в конечном состоянии. Амплитуды CF-распадов с $K^0$-мезоном в конечном состоянии имеют вид:

$$\begin{aligned} A_{D^0\to\bar{K}^0\pi^0} &= -\frac{1}{5\sqrt{2}}(3T-2C-K)e^{i\delta_{1/2}} + \frac{3}{5\sqrt{2}}(T+C+\kappa) \\ A_{D^+\to\bar{K}^0\pi^0} &= (T+C+\kappa) \\ A_{D_s^+\to\bar{K}^0K^+} &= -\frac{1}{5}(2T-3C+\Delta)e^{i\delta'_1} + \frac{2}{5}(T+C+\kappa), \end{aligned} \quad (3.10)$$

и DCS амплитуды:

$$\begin{aligned} A_{D^0\to K^0\pi^0} &= \frac{1}{5\sqrt{2}}(3T-2C+K)e^{i\delta_{1/2}} - \frac{3}{5\sqrt{2}}(T+C+\kappa') \\ A_{D^+\to K^0\pi^+} &= \frac{1}{5}(2T-3C+\Delta-K')e^{i\delta_{1/2}} - \frac{2}{5}(T+C+\kappa') \\ A_{D_s^+\to K^0K^+} &= -(T+C+\kappa'). \end{aligned} \tag{3.11}$$

В приведенных выражениях дополнительно введены параметры $K$, $K'$, $\kappa$, $\kappa'$, не описывающие определенные топологии, но использованные для соответствия патернов $SU(3)_f$-нарушения, наблюдаемым в эксперименте данным.

Используя результаты, полученные в работе [59] для относительных вкладов различных топологий и изоспиновых фаз, получим предсказание для разности сильных фаз в распадах $D^0 \to \bar{K}^0\pi^0$, $D^+ \to \bar{K}^0\pi^+$ и $D_s^+ \to \bar{K}^0K^+$:

$$\delta^{00} = (-3 \pm 6)^\circ; \tag{3.12}$$

$$\delta^{0+} = (-76 \pm 4)^\circ; \tag{3.13}$$

$$\delta_s^{0+} = (108 \pm 4)^\circ. \tag{3.14}$$

## 3.3 Смешивание $D^0$-$\bar{D}^0$ мезонов

Необходимость измерения разности сильных фаз в распадах очарованных адронов возникла в связи с определением параметров смешивания и поиском нарушения $CP$-инвариантности в распадах $D$-мезонов. С точки зрения эксперимента наиболее выгодной модой для измерения параметров смешивания является распад $D^0 \to K^-\pi^+$, имеющий большую относительную вероятность, наряду с высокой эффективностью и чистотой реконструкции. В отличие от распадов нейтральных каонов, когда время жизни одного из массовых состояний во много раз больше другого, для очарованных адронов и массы, и ширины собственных состояний гамильтониана отличаются мало. Уравнения эволюции для физических состояний очарованных мезонов можно записать в виде

$$\begin{aligned} |D^0_{phys}(t)\rangle &= f_+(t)|D^0\rangle - \left(\frac{q}{p}\right)_D f_-(t)|\bar{D}^0\rangle, \\ |\bar{D}^0_{phys}(t)\rangle &= f_+(t)|\bar{D}^0\rangle - \left(\frac{p}{q}\right)_D f_-(t)|D^0\rangle, \end{aligned} \tag{3.15}$$

где функции $f_\pm(t)$ определены аналогично эволюции каонов (2.12). Используя данные уравнения эволюции, запишем для зависящей от времени вероятности распада $D^0$-мезонов в заряженную $K\pi$-пару неправильного знака [44]:

$$r(t) = |\langle \overline{f}|\mathcal{H}|D^0_{phys}(t)\rangle|^2 = |A_{\overline{f}}|^2 \left|\frac{q}{p}\right|^2 \left|\frac{p}{q}\sqrt{r_f}e^{i\delta}f_+(t) + f_-(t)\right|^2, \tag{3.16}$$

$$\overline{r}(t) = |\langle f|\mathcal{H}|\bar{D}^0_{phys}(t)\rangle|^2 = |\overline{A}_f|^2 \left|\frac{q}{p}\right|^2 \left|\frac{q}{p}\sqrt{r_f}e^{i\delta}f_+(t) + f_-(t)\right|^2, \tag{3.17}$$

где мы ввели обозначения для амплитуд распада

$$A_f = \langle f|H|D^0\rangle, \qquad \overline{A}_f = \langle f|H|\bar{D}^0\rangle,$$
$$A_{\overline{f}} = \langle \overline{f}|H|D^0\rangle, \qquad \overline{A}_{\overline{f}} = \langle \overline{f}|H|\bar{D}^0\rangle. \tag{3.18}$$

В отношении дважды Кабиббо-подавленной к Кабиббо-разрешенной амплитуд – $A_f/\overline{A}_f = -\sqrt{r_f}e^{i\delta}$ появился знак минус, связанный с разным знаком слабых фаз для данных амплитуд. Для описания смешивания в системе $D^0$-$\bar{D}^0$ удобно ввести безразмерные параметры,

$$x \equiv \frac{\Delta M}{\Gamma}, \qquad y \equiv \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma}, \tag{3.19}$$

где $\Delta M$, $\Delta\Gamma$ – разница масс и ширин собственных массовых состояний очарованных адронов – $D_1$ и $D_2$, а $\Gamma = (\Gamma_1+\Gamma_2)/2$. Для системы нейтральных очарованных адронов $x, y \ll 1$ можно воспользоваться разложением в ряд по этим параметрам. Тогда зависящие от времени вероятности распада $D^0$-мезонов имеют вид [60]:

$$r(t) = |A_{\overline{f}}|^2 e^{-\Gamma t} \times \left[ r_f + \left|\frac{q}{p}\right| y'_+(\Gamma t) + \left|\frac{q}{p}\right|^2 \frac{x'^2_+ + y'^2_+}{4}(\Gamma t)^2 \right], \tag{3.20}$$

$$\overline{r}(t) = |\overline{A}_f|^2 e^{-\Gamma t} \times \left[ r_f + \left|\frac{p}{q}\right| y'_-(\Gamma t) + \left|\frac{p}{q}\right|^2 \frac{x'^2_- + y'^2_-}{4}(\Gamma t)^2 \right], \tag{3.21}$$

где

$$\begin{aligned} x'_\pm &= x\cos(\delta \pm \phi) + y\sin(\delta \pm \phi) \\ &= x'\cos\phi \pm y'\sin\phi, \end{aligned} \tag{3.22}$$

$$\begin{aligned} y'_\pm &= y\cos(\delta \pm \phi) - x\sin(\delta \pm \phi) \\ &= y'\cos\phi \mp x'\sin\phi, \end{aligned} \tag{3.23}$$

где $\delta$ – разность сильных фаз между DCS и CF амплитудами распада, $\phi$ – угол смешивания. Из полученных выражений очевидно, что вследствие наличия DCS распадов и разности сильных фаз между амплитудами DCS и CF распадаов осуществить прецизионное измерение параметров смешивания, используя только анализ зависящей от времени вероятности распада $D^0 \to K^-\pi^+$, невозможно. Необходимо независимое измерение параметров DCS распадов, включая разницу сильной фазы с CF распадом.

## 3.4 Измерение разности сильных фаз в экспериментах с квантово-запутанными $D^0$-мезонами

Разность сильных фаз в распадах очарованных адронов ранее измеряли лишь в экспериментах на $c$–$\tau$-фабриках, где пара $D^0\bar{D}^0$-мезонов рождается в квантово-

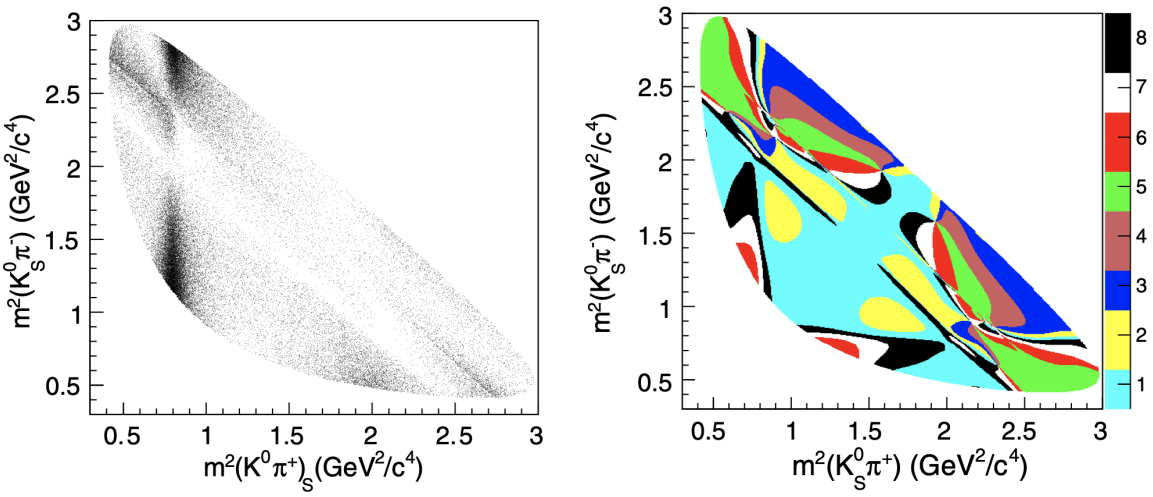



Рис. 3.3: Слева – диаграмма Далитца, полученная на данных эксперимента Belle [61]. Справа – схема бинирования, разработанная в [62].

спутанном состоянии и описывается единой волновой функцией:

$$\Psi_{D\bar{D}} = \frac{1}{\sqrt{2}}[|D^0_{phys}(t)\rangle|\bar{D}^0_{phys}(t)\rangle - |\bar{D}^0_{phys}(t)\rangle|D^0_{phys}(t)\rangle]. \tag{3.24}$$

Для определения тригонометрических функций сильной фазы $\delta$ необходимо рассмотреть различные пары конечных состояний для распадов нейтральных очарованных мезонов. Например, анализ пары конечных состояний $K^-\pi^+/S_\pm$, где $S_\pm$ – $CP$-собственное конечное состояние ($KK$, $\pi\pi$, $K^0_S\omega$, $K^0_S\eta$), позволяет извлечь $\cos\delta$. Более подробно метод описан в работах [63, 64]. Такое измерение выполнено в экспериментах CLEO-c и BESIII. Однако в полученном значении $\cos\delta = 0.97 \pm 0.11$ [65, 66] остается двузначность извлечения угла из измеренного значения косинуса.

Для разрешения тригонометрической неопределенности и увеличения статистической точности измерения $\delta$ был предложен красивый метод, основанный на исследовании диаграммы Далитца для распада $D^0 \to K^0_S\pi^+\pi^-$ [67, 68] одного из квантово-запутанных $D$-мезонов. Поскольку распад осуществляется через несколько промежуточных резонансов, диаграмму Далитца можно разбить на 8 областей фазового пространства в соответствии с параметрами этих резонансов, как показано на рисунке 3.3 (справа). В каждой области фазового пространства сильная фаза в первом приближении не изменяется. Обозначим отдельные области диаграммы Далитца для распада $D^0 \to K^0_S\pi^+\pi^-$ как $Y_i$ для областей, удовлетворяющих условию $m_{K^0_S\pi^-} < m_{K^0_S\pi^+}$, и как $\overline{Y_i}$ для областей, удовлетворяющих $m_{K^0_S\pi^-} > m_{K^0_S\pi^+}$. Значение сильных фаз в каждой области фазового пространства, $Y_i(\overline{Y_i})$, можно измерить в условиях эксперимента на $c$–$\tau$-фабрике [69, 70, 71]. Анализ пар конечных состояний $K^-\pi^+/Y_i(\overline{Y_i})$ с известными значениями сильных фаз в $Y_i(\overline{Y_i})$ позволяет извлечь не только $\cos\delta$, но и $\sin\delta$.

Представленный выше метод позволяет разрешить тригонометрическую неопределенность и получить значение для разности сильных фаз: $\delta = (8.9^{+8.2}_{-8.9})^\circ$ [44], которое находится в хорошем согласии с теоретическим расчетами [59]: $\delta = (3.14 \pm 5.69)^\circ$, основанными на определенных ранее значениях $CP$-нарушения.

Такое измерение осуществимо лишь на большой статистике квантово-запутанных пар $D^0$-мезонов, недоступной большинству экспериментов. Принципиальной особенностью метода является его применимость исключительно для нейтральных мезонов, но не для заряженных мезонов или барионов. В то же время к актуальным проблемам физики очарованных адронов относится вопрос – является ли измеренное $CP$-нарушение в $D$-мезонах проявлением Новой физики или же его можно согласовать со СМ. Для ответа на него необходимо решить более широкую задачу, а именно проверить адекватность предположений относительно вклада сильных взаимодействий. Последнее требует всесторонней проверки правила сумм симметрии ароматов, включающей измерение фаз в распадах всех очарованных мезонов, в том числе заряженных и странных. До нашей работы такого метода не существовало.

# Глава 4

# Методы измерения разности сильных фаз в распадах очарованных адронов

Как показано в главе 3, в распадах очарованных адронов в конечное состояние с нейтральным каоном рождаются и $K^0$-, и $\bar{K}^0$-мезоны за счет вкладов как Каббибо-разрешенных, так и дважды Каббибо-подавленных диаграмм. Если вклад этих диаграмм никак не тагируется остальными частицами в распаде, то $K^0$ рождается не состоянием с определенной странностью, а некоторой суперпозицией $K^0$ и $\bar{K}^0$ амплитуд. Ранее в большинстве экспериментов нейтральный каон в таких распадах восстанавливали только в $CP$-собственном конечном состоянии, не делая различия между вкладами Кабиббо-разрешенной и дважды Кабиббо-подавленной амплитуд.

В данной главе мы покажем, что распады с нейтральным каоном способны предоставить больше информации о начальной суперпозиции, за счет эффектов смешивания в системе $K^0$-$\bar{K}^0$. Интерференция амплитуд распада начальной суперпозиции $K^0$ и $\bar{K}^0$ дает уникальную возможность "почувствовать" фазу между комплексными амплитудами, приводящими к различным состоянием аромата каона. Важно помнить, что помимо начальной разницы комплексных фаз в конечной амплитуде интерференции проявится также осцилляционная (зависящая от времени жизни $K^0$) фаза, которая сложится с начальной. Хотя это и усложняет расчеты, но позволяет извлечь интересующую нас разницу фаз рождения без тригонометрических неопределенностей благодаря меняющейся референтной осцилляционной фазе.

Далее мы рассмотрим эволюцию нейтрального каона в два типа конечных состояний: в собственные состояния аромата и в собственные $CP$-состояния и представим два метода, позволяющие извлечь начальную фазу, используя эти каналы

распада. В то время как собственные $CP$-состояния нейтрального каона широко используются в современных экспериментах, физические анализы пренебрегают эффектом $CP$-нарушения, имеющим ключевое значение для предложенного метода. Оба метода основаны на редких эффектах в системе нейтральных каонов, но благодаря рекордной светимости в экспериментах на суперфабриках аромата: SuperKEKB и Супер $c$–$\tau$, они позволяют получить практический результат.

## 4.1 Измерение сильных фаз с помощью полулептонных распадов $K^0$

### 4.1.1 Феноменологическая модель

Первый метод извлечения разности фаз между комплексными амплитудами рождения $K^0$ и $\bar{K}^0$ в распадах очарованных адронов основан на использовании полулептонных распадов $K^0$-мезонов. Выбор именно этого конечного состояния восстановления $K^0$ фиксирует его странность в момент распада. В главе 2 приведены выражения для зависящей от времени вероятности полулептонных распадов для случая чистого состояния аромата $K^0$-мезона в начальный момент времени. Нам предстоит модифицировать это выражение для произвольного начального состояния. Рассмотрим эволюцию рожденной смеси в собственное состояние аромата на примере распада $D^+ \to K^0\pi^+(\bar{K}^0\pi^+)$. Полученные уравнения будут также справедливы для распадов $D_s^+ \to K^0K^+(\bar{K}^0K^+)$, $\Lambda_c \to K^0p(\bar{K}^0p)$ и с некоторыми оговорками для $D^0 \to K^0\pi^0(\bar{K}^0\pi^0)$. Для этого будем работать в базисе собственных состояний аромата: $(K^0\ \bar{K}^0)$. Начальное условие можно представить в виде

$$\begin{pmatrix} K^0(t) \\ \bar{K}^0(t) \end{pmatrix}\Bigg|_{t=0} = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}, \tag{4.1}$$

где $a$ и $b$ в общем случае некоторые комплексные параметры. Поскольку результаты измерений не могут зависеть от общей фазы, положим $a$ вещественным и выделим явно разность фаз, $\delta$: $e^{i\delta} = b/|b|$. Тогда амплитуды для эволюции из $a|K^0\rangle + b|\bar{K}^0\rangle$ в собственные состояния аромата нейтрального каона, рожденного в распаде $D^+ \to K^0\pi^+$, расписанные по компонентам выбранного нами базиса, имеют вид

$$\begin{aligned}
|K^0(t)\rangle &= \frac{1}{2}e^{-im_St}e^{-\frac{1}{2}\Gamma_St}\left[a\left(1+e^{-i\Delta mt}e^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}\right)+b\left(\frac{q}{p}\right)_K\left(1-e^{-i\Delta mt}e^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}\right)\right], \\
|\bar{K}^0(t)\rangle &= \frac{1}{2}e^{-im_St}e^{-\frac{1}{2}\Gamma_St}\left[b\left(1+e^{-i\Delta mt}e^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}\right)+a\left(\frac{p}{q}\right)_K\left(1-e^{-i\Delta mt}e^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}\right)\right].
\end{aligned} \tag{4.2}$$

Соответствующие полученным амплитудам зависящие от времени вероятности распада равны

$$R_{\ell^+}(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma t}|A_{\ell^+}|^2 \left[ |a|^2 K_+(t) + \left| b \left(\frac{p}{q}\right)_K \right|^2 K_-(t) + 2Re \left\{ ab \left(\frac{p}{q}\right)_K K_i(t) \right\} \right],$$
$$R_{\ell^-}(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma t}|A_{\ell^-}|^2 \left[ |a|^2 K_-(t) + \left| b \left(\frac{q}{p}\right)_K \right|^2 K_+(t) + 2Re \left\{ ab \left(\frac{q}{p}\right)_K K_i(t) \right\} \right], \quad (4.3)$$

где $K_{\pm,i}(t)$ определены, как

$$K_\pm(t) = 1 \pm 2e^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}\cos(\Delta m t) + e^{\Delta\Gamma t}, \quad K_i(t) = 1 + 2ie^{\frac{1}{2}\Delta\Gamma t}\sin(\Delta m t) - e^{\Delta\Gamma t}, \quad (4.4)$$

а амплитуды полулептонного распада заданы в (2.13).

Третий член в выражениях (4.3) представляет собой интерференцию полулептонных распадов, рожденных в начальный момент времени $K^0$- и $\bar{K}^0$-мезонов. Сильная фаза, $\delta$, входит в оба выражения и может быть извлечена из анализа зависящих от времени вероятностей распада. Благодаря интерференции $K^0$(t)- $\bar{K}^0$(t)-амплитуд такое измерение можно выполнить без тригонометрической неопределенности.

Эффект, вносимый разностью сильных фаз в асимметрию знака лептона в конечном состоянии, заданную выражением (2.16), проиллюстрирован на рисунке 4.1. Как можно видеть, вклад, обусловленный разностью сильных фаз, по порядку величины может достигать $\sim 5 - 10\%$ и приходится на времена жизни $\sim [0.5, 5]\tau_{K_S^0}$.

### 4.1.2 Восстановление распада $K^0 \to \pi\ell\nu_\ell$

Для выполнения анализа зависящей от времени вероятности распада $K^0$-мезонов необходимо с хорошей точностью измерить время жизни каонов. Для этого необходимо восстановить импульс и вершину распада нейтрального каона. В то время как вершину распада можно реконструировать по заряженным трекам $\pi\ell$, прямое измерение импульса затруднено потерянным нейтрино в конечном состоянии. Однако импульс каона можно восстановить из известной вершины распада очарованного адрона, направления на вершину распада каона и известного импульса системы $\pi\ell$. Воспользовавшись законом сохранения импульса ($(P_K - P_{\pi\ell})^2 = P_\nu^2 = 0$) получим:

$$m_K^2 - 2E_{\pi\ell}\sqrt{\mathbf{p}_K^2 + m_K^2} + 2|\mathbf{p}_K||\mathbf{p}_{\pi\ell}|\cos\theta + m_{\pi\ell}^2 = 0\,, \quad (4.5)$$

где $\mathbf{p}_K$, $m_K$ – импульс и масса нейтрального каона, $E_{\pi\ell}$, $\mathbf{p}_{\pi\ell}$, $m_{\pi\ell}$ – энергия, импульс и инвариантная масса системы $\pi\ell$, и $\theta$ – угол между направлением $K^0$-мезона, полученного из восстановленных вершин его рождения и распада, и измеренного

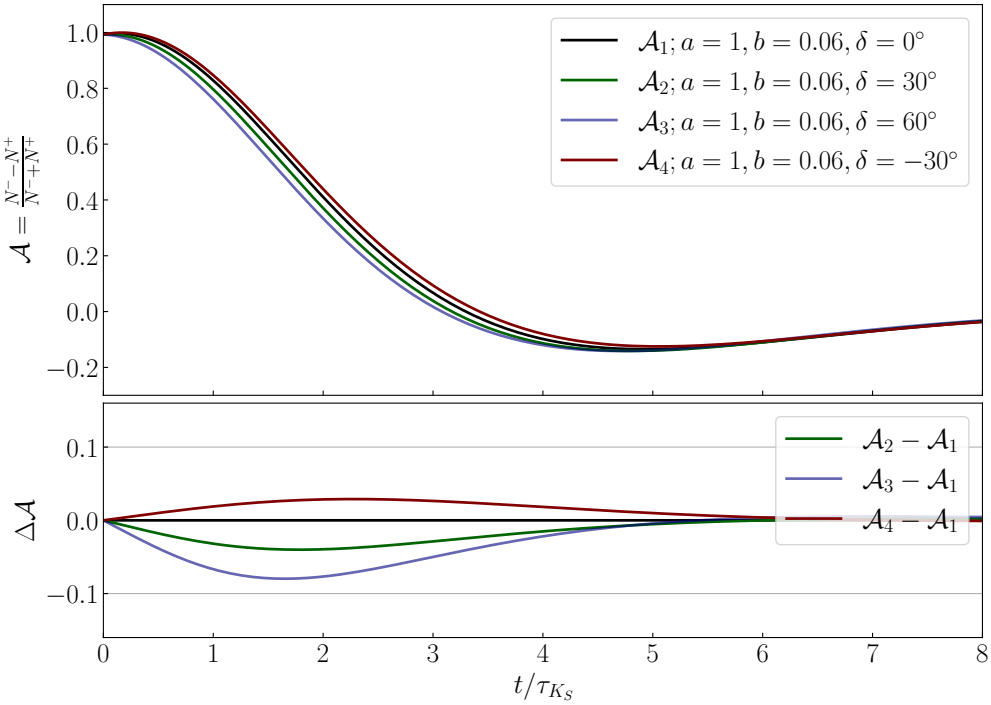



Рис. 4.1: Асимметрия знака лептона из распада каонов для различных значений отношения модулей амплитуд и разности сильных фаз DCS и CF распадов. На нижнем рисунке приведены разности асимметрий для различных значений разности сильных фаз и случая $\delta = 0°$.

импульса системы $\pi\ell$. В уравнении единственная неизвестная величина – $|\mathbf{p}_K|$. Из квадратного уравнения (4.5) получаются два решения для импульса каона:

$$|\mathbf{p}_K|_{(1,2)} = \frac{|p_{\pi\ell}| \cos\theta (m_K^2 + m_{\pi l}^2) \pm \sqrt{w}}{2(E_{\pi\ell}^2 - p_{\pi l}^2 \cos^2\theta)}, \tag{4.6}$$

где параметр $w$ задан выражением

$$w = E_{\pi\ell}^2 \left(4m_K^2 p_{\pi\ell}^2 \cos^2\theta - 4E_{\pi\ell}^2 m_K^2 + m_{\pi l}^2 (m_K^2 + m_{\pi l}^2)\right). \tag{4.7}$$

Таким образом, задача определения импульса каона сводится к выбору одного из двух решений.

Эффективность выбора решения напрямую зависит от импульсного и пространственного разрешения детектора. В современных экспериментах таких, как Belle II и будущая Супер $c$–$\tau$-фабрика, пространственное разрешение для вершины распада каонов с $t \gg \tau_{K_S^0}$ составляет $\sim 100$ $\mu$m и $\sim 50$ $\mu$m для остальных. Это обусловлено наличием или отсутствием сигнала от полупроводникового вершинного детектора, позволяющего значительно улучшить разрешение. Например, внешний слой вершинного детектора эксперимента Belle II (глава 5) расположен

на расстоянии 14 см от первичной вершины взаимодействия. В таком случае $\pi\ell$ из распада каона с $\beta\gamma = 2$ оставят сигнал в трековом детекторе для событий, удовлетворяющих $t < 2.5\tau_{K_S^0}$.

Для оценки эффективности данного метода восстановления импульса каонов выполнено моделирование методом Монте-Карло. Анализ событий моделирования показал, что в $\sim 30\%$ случаев из-за разрешения детектора дискриминант квадратного уравнения оказывается отрицательным, $w < 0$; для таких событий выбор $w = 0$ приводит к одному решению без значительного ущерба для разрешения по импульсу каонов. В случае $w > 0$ дополнительная информация о кинематике события позволяет отбросить решения, приводящие к нефизическим импульсам $D$- и $K$-мезонов. Для остальных событий выбор осуществлялся согласно критерию близости массы $D$-мезонов к табличной (Для распадов $D^0$-мезонов тагирование распадом $D^{*+} \to D^0\pi^+$ позволяет значительно улучшить разрешение по импульсу каонов). Полученное с помощью моделирования разрешение по импульсу и времени жизни нейтральных каонов представлено на рисунке 4.2.

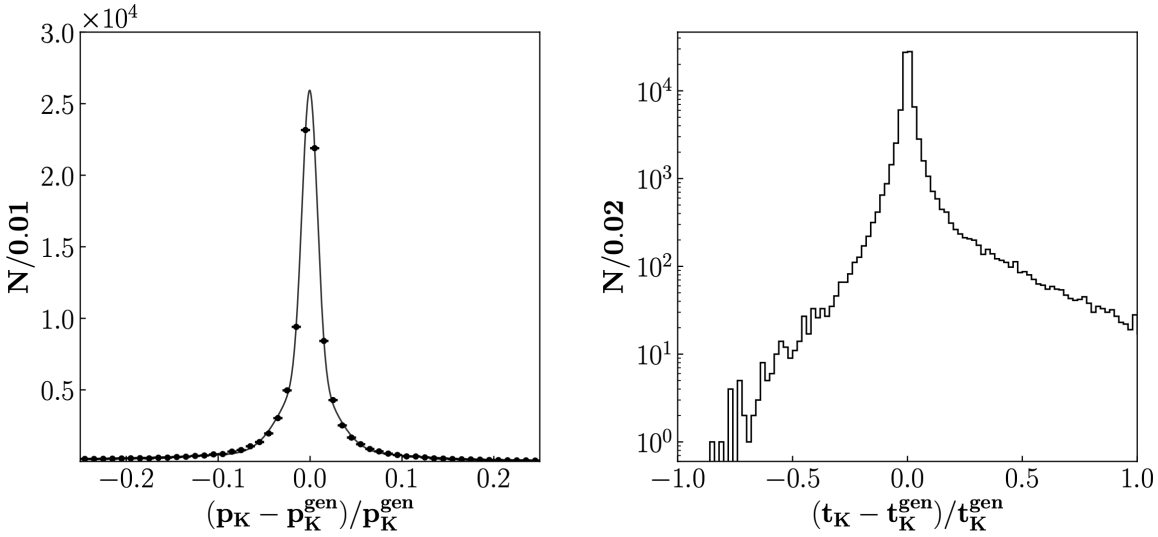



Рис. 4.2: Полученное с помощью моделирования методом Монте-Карло разрешение по импульсу *(a)* и времени жизни *(b)* нейтральных каонов для событий, прошедших критерии отбора.

Прецизионное измерение разности сильных фаз требует значительного подавления фоновых событий. Число фоновых событий из первичной вершины можно эффективно уменьшить за счет исключения из рассмотрения нейтральных каонов с $t < 0.5\tau_{K_S^0}$. Такое ограничение приводит к незначительной потере точности, поскольку при малых временах жизни статистика распадов “неправильного знака” мала, и события не чувствительны к измерению параметров начальной суперпозиции – $a|K^0\rangle + be^{i\delta}|\bar{K}^0\rangle$. В этом случае основными источниками фона становятся распады $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$, $K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$, обусловленные неправиль-

ной идентификацией $\ell/\pi$, а также вторичные пересечения треков. Распределения по инвариантной массе $\pi\ell$ для данных процессов представлены на рисунке 4.3.

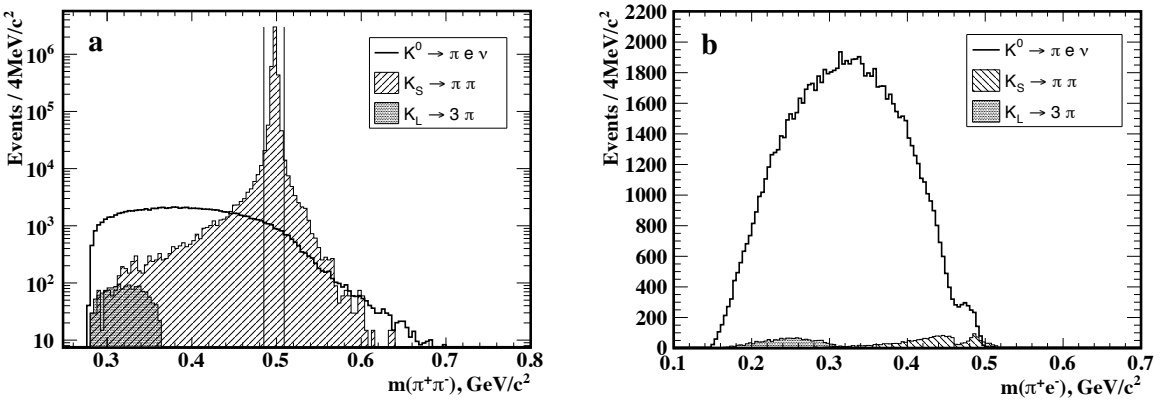



Рис. 4.3: *(a)* Распределения инвариантной массы комбинаций $\pi\ell$, где лептону приписана масса пиона; *(b)* инвариантная масса комбинаций $\pi\ell$ с правильной массовой гипотезой после применения критериев отбора.

Моделирование показало, что фон от распадов $K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$ можно подавить до незначительного уровня, при условии, что неправильная идентификация лептона не превышает 2%. Процесс $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ имеет в $\sim 600$ раз большую вероятностью, и не может быть полностью подавлен за счет идентификации. Фон в данном случае можно дополнительно уменьшить за счет ограничения на инвариантную массу комбинации $\pi\ell$ в предположении пионной массовой гипотезы для лептона – $|m(\pi\ell_\pi) - M_{K_S^0}| > 10\text{MeV/c}^2$. Такое $K_S^0$-вето совместно с требованием идентификации позволяет подавить фон до уровня $\sim 1\%$, отбросив всего 8% сигнала для конечного состояния $\pi e$.

## 4.2 Анализ зависящей от времени вероятности распада $K^0 \to \pi^+\pi^-$

Альтернативой использованию полулептонных распадов каонов для измерения параметров рождения смеси $K^0$-$\bar{K}^0$ является измерение распада $K^0 \to \pi^+\pi^-$. Как продемонстрировано в Главе 2, наличие $CP$-нарушения в системе нейтральных каонов позволяет эффективно разделить вклады $K^0$- и $\bar{K}^0$-мезонов в зависящую от времени вероятность распада каона. Для оценки вклада DCS распадов необходимо рассмотреть эволюцию

$$\Psi^+(t) = |\bar{K}^0(t)\rangle + \sqrt{r_f}e^{i\delta}|K^0(t)\rangle, \tag{4.8}$$

$$\Psi^-(t) = |K^0(t)\rangle + \sqrt{\overline{r_f}}e^{i\delta}|\bar{K}^0(t)\rangle, \tag{4.9}$$

где $\delta$, $r_f$ – разность сильных фаз и отношение модулей амплитуд DCS и CF распадов. Отношение амплитуд имеет вид

$$r_f \equiv \left| \frac{\langle K^0 h|\mathcal{H}|D\rangle}{\langle \overline{K}^0 h|\mathcal{H}|D\rangle} \right|^2 \simeq \left| \frac{\mathbf{V}_{cd}\mathbf{V}^*_{us}}{\mathbf{V}_{cs}\mathbf{V}^*_{ud}} \right|^2 . \tag{4.10}$$

Используя известные значения для элементов матрицы CKM, можно оценить отношение амплитуд $r_f \sim 1/\lambda^4 \sim \mathcal{O}(10^{-3})$. В общем случае $\sqrt{r_f} \neq \sqrt{\overline{r_f}}$, и такое неравенство является проявлением прямого $CP$-нарушения в распадах очарованных адронов.

Подставляя уравнения эволюции (2.27,2.28) в (4.8,4.9), получим для зависящей от времени вероятности распада

$$\begin{aligned}
\mathcal{R}^+(t) &\equiv |\Psi^+(t)|^2 = \overline{\mathcal{R}}(t) + r_f \mathcal{R}(t) \\
&+ \sqrt{r_f}\,(\cos\delta + 2|\eta_{+-}|\sin\delta\sin\phi_{+-}) \times \left( e^{-\Gamma_S t} - |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L t} \right) \\
&+ 2\sqrt{r_f}|\eta_{+-}|\Big( \sin\delta + 2|\eta_{+-}|\cos\delta\sin\phi_{+-} \Big) e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L+\Gamma_S)t} \sin(\Delta m t - \phi_{+-}),
\end{aligned} \tag{4.11}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{R}^-(t) &\equiv |\Psi^-(t)|^2 = \mathcal{R}(t) + r_f \overline{\mathcal{R}}(t) \\
&+ \sqrt{r_f}\,(\cos\delta - 2|\eta_{+-}|\sin\delta\sin\phi_{+-}) \times \left( e^{-\Gamma_S t} - |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L t} \right) \\
&- 2\sqrt{r_f}|\eta_{+-}|\Big( \sin\delta - 2|\eta_{+-}|\cos\delta\sin\phi_{+-} \Big) e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_L+\Gamma_S)t} \sin(\Delta m t - \phi_{+-}).
\end{aligned} \tag{4.12}$$

где $\mathcal{R}$, $\overline{\mathcal{R}}$ определены согласно (2.32, 2.33). Как видно из полученных выражений, наличие комплексной фазы в смешивании нейтральных каонов приводит к вкладу как $\cos\delta$, так и $\sin\delta$, что устраняет тригонометрическую неопределенность. На рисунке 4.4 продемонстрированы, полученные с помощью моделирования, распределения по времени жизни нейтральных каонов, рожденных в распадах очарованных мезонов.

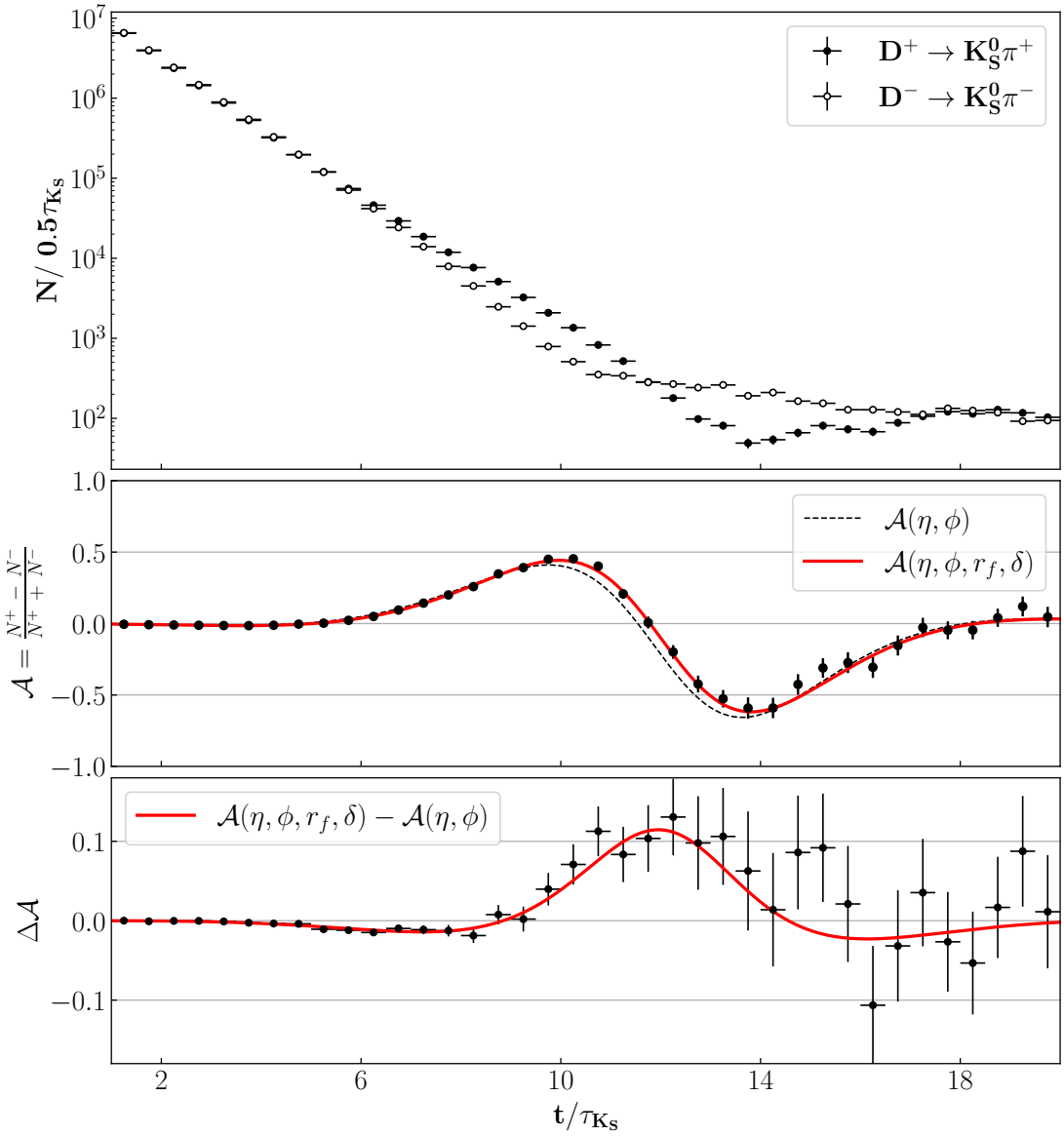



Рис. 4.4: На верхнем рисунке представлены, полученные с помощью моделирования, распределения по времени жизни $K^0$-, $\bar{K}^0$-мезонов, рожденных в распаде $D^+$-мезонов. Черными и белыми точками обозначены распределения для $D^+$- и $D^-$-мезонов соответственно. На среднем рисунке приведена асимметрия распадов $K^0_S \to \pi^+\pi^-$, определенная аналогично (2.16). Красной и черной пунктирной линиями показаны асимметрии с учетом вклада DCS распадов и без них соответственно. На нижнем рисунке показана разность асимметрий с учетом вклада DCS распадов и без него.

Основной вклад в асимметрию распадов, обусловленный интерференцией распадов $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ и $K^0_L \to \pi^+\pi^-$, приходится на большие времена жизни – $[4, 14]\tau_{K^0_S}$. Вклад, связанный с интерференцией DCS и CF распадов, также проявляется на больших временах жизни. Таким образом, несмотря на большую от-

носительную вероятность распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ и высокую эффективность экспериментального восстановления, для измерения необходим большой образец экспериментальных данных $\sim \mathcal{O}(10^6..10^7)$.

## 4.3 Потенциальная точность измерения сильных фаз в экспериментах Belle II и на Супер-$c$–$\tau$-фабрике

Полученные в предыдущих главах результаты для эволюции нейтральных каонов позволяют сформулировать требования для эксперимента, в котором можно выполнить подобные измерения. В первую очередь, оба метода основаны на малых эффектах, а именно малой относительной вероятности полулептонных распадов, либо малого эффекта $CP$-нарушения в распадах $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$. Поэтому для измерений необходим большой образец данных. Основной задачей является анализ зависящей от времени вероятности распада каонов, и достижение наилучшего разрешения по времени жизни предполагает хорошее импульсное и пространственное разрешения детектора. Наибольшая чувствительность к параметрам DCS распадов при больших временах жизни $K_S^0$-мезона, особенно для анализа распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$, обуславливает необходимость большого трекового детектора и/или каонов с низкой энергией. Некоторые процессы различаются заряженным адроном в конечном состоянии, например, распады $D^+ \to K_S^0\pi^+$ и $D_s^+ \to K_S^0K^+$. Поскольку за счет неправильной идентификации эти каналы распада являются потенциальным фоном друг для друга, способность эффективно идентифицировать заряженные треки является необходимым условием.

К экспериментами, удовлетворяющими перечисленным требованиям, в которых будет набран беспрецедентный объем данных, относятся Belle II [72] (запущенный в 2018 году) и будущая Супер-$c$–$\tau$-фабрика [73, 74]. Тяжелые адроны здесь рождаются в $e^+e^-$ столкновениях, что обеспечивает низкий уровень фона по сравнению с адронными машинами. Оба эксперимента обладают большими трековыми детекторами $\sim$ 1м с необходимым вершинным и импульсным разрешением, а также системами идентификации, позволяющими идентифицировать частицы с высокой эффективностью в широком диапазоне импульсов.

Несмотря на большую статистику очарованных адронов в экспериментах на Большом адронном коллайдере (БАК) LHCb [75] и CMS [76], в них трудно осуществить предложенные измерения. В эксперименте LHCb число очарованных адронов в несколько раз превышает соответствующую статистику эксперимента Belle II, детектор имеет высокое разрешение, однако поскольку нейтральные каоны рождаются с очень большими импульсами $\beta\gamma > 5$, каоны с большими временами жизни распадаются за пределами чувствительного объема детектора. В

Таблица 4.1: Относительные вероятности распадов и число восстановленных очарованных адронов в эксперименте Belle II

| | Число событий, $\times 10^6$ $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ | | Число событий, $\times 10^4$ $K^0 \to \pi\ell\nu_\ell$ | |
|---|---|---|---|---|
| Мода распада | Belle II | СЧТФ | Belle II | СЧТФ |
| $D^+ \to \bar{K}^0\pi^+$ | 40 | 50 | 12 | 15 |
| $D^+_s \to \bar{K}^0K^+$ | 20 | 40 | 6 | 12 |
| $\Lambda^+_c \to \bar{K}^0p$ | 15 | 10 | 4 | 3 |
| $D^0 \to \bar{K}^0\pi^0$ | 30 | 20 | 9 | 6 |

свою очередь, в эксперименте CMS наряду с высоким разрешением и большим трековым детектором отсутствует необходимая идентификация заряженных адронов, что является принципиальным требованием для осуществления измерения разности сильных фаз. Эксперимент Belle II набирает основные данные при энергии в системе центра масс вблизи энергии рождения $\Upsilon(4S)$-резонанса. Ожидаемый объем данных за все время работы – 50 аб$^{-1}$. Сечение рождения пары очарованных кварков при данной энергии $\sigma(ee \to c\bar{c}) = 1.1$ нб. Фрагментация $c\bar{c}$ в адроны рассмотрена подробно в [77, 78]. Используя полученные значения, можно оценить число родившихся очарованных адронов.

Супер $c$–$\tau$-фабрика будет набирать данные в широком диапазоне энергий в системе центра масс от 3.097 ГэВ до 4.650 ГэВ. За 10 лет работы эксперимента планируется накопить 3 аб$^{-1}$ при энергии рождения $\psi(3770)$-резонанса, 1 аб$^{-1}$ при энергии близкой к массе $\psi(4160)$-резонанса, а также 1 аб$^{-1}$ на пороге рождения $\Lambda^+_c\Lambda^-_c$.

В оценке числа событий существует неопределенность, связанная с эффективностью отбора. В то время как эффективность реконструкции и триггера высокого уровня можно достаточно точно оценить с помощью моделирования, эффективность критериев отбора для подавления фоновых событий можно оценить приблизительно. В данной работе использованы консервативные оценки, согласно которым эффективность дополнительных критериев отбора составит 30% для эксперимента Belle II и 70% для Супер $c$–$\tau$-фабрики. Ожидаемое число событий для различных очарованных адронов с учетом всех перечисленных выше факторов приведено в таблице 4.1.

### 4.3.1 Оценка потенциальной точности измерения разности сильных фаз с использованием распадов $K^0_S \to \pi^+\pi^-$

Поскольку величина эффекта, вносимого в зависимую от времени вероятность распада интерференцией DCS распадов со смешиванием в нейтральных каонах определяется величиной $\sqrt{r_f}$, можно ожидать, что статистическая ошибка измерения будет напрямую зависеть от величины $\sqrt{r_f}$. На сегодняшний день отношение DSC/CF амплитуд измерено только для канала распада $D^0 \to K^-\pi^+$, и мировое среднее для этого процесса $r_D = (3.44 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$ [79]. По порядку величины измеренное значение согласуется с предсказанием СМ – $\mathcal{O}(\lambda^4)$. В дальнейшем для оценок мы используем значение $\sqrt{r_f} = 0.06$, близкое к измеренному в распаде на заряженную $K\pi$ пару.

В первую очередь, необходимо показать способность метода однозначно восстанавливать заложенное в моделирование значение отношения амплитуд и разности сильных фаз. Для осуществления такой проверки выполнено моделирование методом Монте-Карло. Для значений разности сильных фаз в интервале $[-90°, 90°]$ получены распределения по времени жизни нейтральных каонов в соответствии с (4.13, 4.12). Такие распределения получены для всех исследуемых процессов, приведенных в таблице 4.1. Разность сильных фаз и отношение амплитуд извлечены с помощью подгонки данных моделирования методом наибольшего правдоподобия. Для подгонки использованы события в интервале времен жизни – $[1, 14]\tau_{K^0_S}$. Такой выбор обусловлен, с одной стороны, отсутствием чувствительности на малых временах жизни $K^0_S$-мезонов, а с другой, требованием отлета нейтральных каонов в эксперименте, призванного подавить фон от треков, происходящих из первичной вершины. Подгонку осуществляли одновременно для распадов $D$- и $\overline{D}$-мезонов. Полученные результаты подгонки для процесса $D^+ \to K^0_S\pi^+$ в эксперименте Belle II показаны на рисунке 4.5.

Как видно из рисунка 4.5, полученные в процессе подгонки значения в пределах ошибок хорошо согласуются со значениями моделирования для разности сильных фаз и отношения амплитуд. Таким образом, предложенный метод не содержит неоднозначности с определением параметров рожденной в начальный момент времени смеси $K^0$-$\bar{K}^0$. Кроме того, следует отметить, что статистическая ошибка измерения модуля отношения амплитуд практически не зависит от значения $\delta$. Полученные значения для неопределенности измерения представлены в таблице 4.2.

Как указано выше, ни для одного из рассматриваемых процессов отношение $\sqrt{r_f}$, определенное в (4.10), фактически измерено не было. Поэтому было выполнено сканирование по различным значениям $\sqrt{r_f}$ в интервале $[0.01, 0.11]$. Для данной процедуры алгоритм моделирования и подгонки событий полностью совпадает с

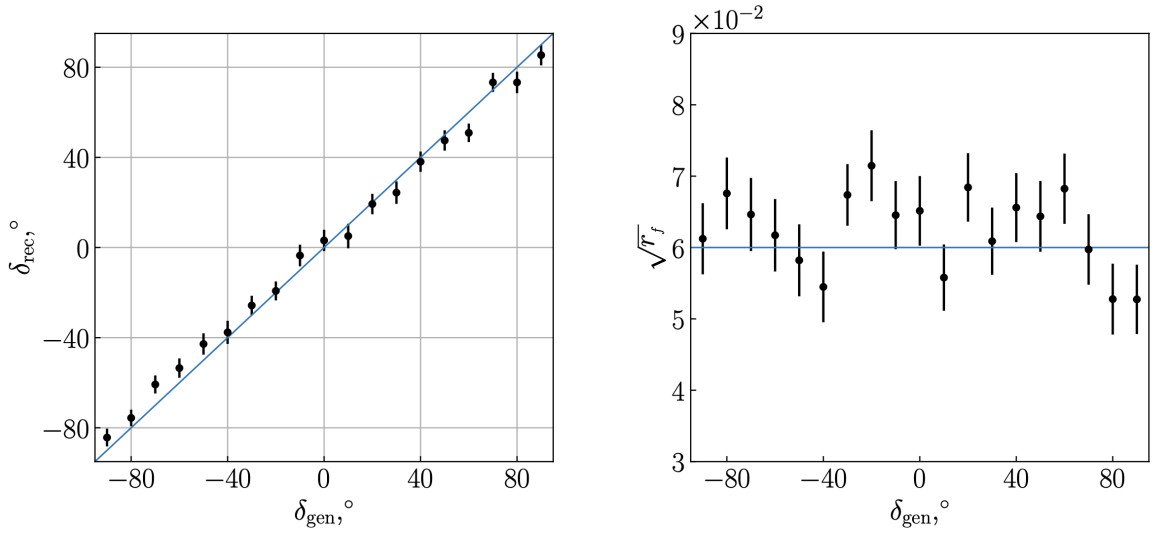



Рис. 4.5: Полученные в процессе подгонки значения для разности сильных фаз *(слева)* и модуля отношения амплитуд *(справа)*.

Таблица 4.2: Статистическая неопределенность измерения разности сильных фаз и отношения DCS/CF амплитуд с использованием распада $K^0_S \to \pi^+\pi^-$.

| Мода распада | Неопределенность в $\delta$, ° (Belle II/СЧТФ) | Неопределенность в $\sqrt{r_f}$, $\times 10^{-3}$ (Belle II/СЧТФ) |
|---|---|---|
| $D^+ \to K^0_S\pi^+$ | 5°/3° | 5.2/4.7 |
| $D^+_s \to K^0_S K^+$ | 7°/5° | 7.6/5.2 |
| $\Lambda^+_c \to K^0_S p$ | 8°/10° | 8.7 /11.0 |
| $D^0 \to K^0_S\pi^0$ | 6°/7° | 6.0/7.6 |

описанным выше. Полученная статистическая неопределенность измерения проиллюстрирована на рисунке 4.6. Как ожидалось, неопределенность в измерении разности сильных фаз уменьшается с ростом $\sqrt{r_f}$. Отметим, что для всех рассматриваемых распадов очарованных адронов в ожидаемом интервале значений отношения DCS/CF амплитуд статистическая ошибка не превышает 10°, а для канала распада $D^+ \to K^0_S\pi^+$, где ожидается наибольший образец данных составляет 3°.

### 4.3.2 Оценка потенциальной точности измерения разности сильных фаз с использованием полулептонных распадов каонов

Малая относительная вероятность полулептонных распадов компенсируется высокой чувствительностью к параметрам рожденной в начальный момент времени

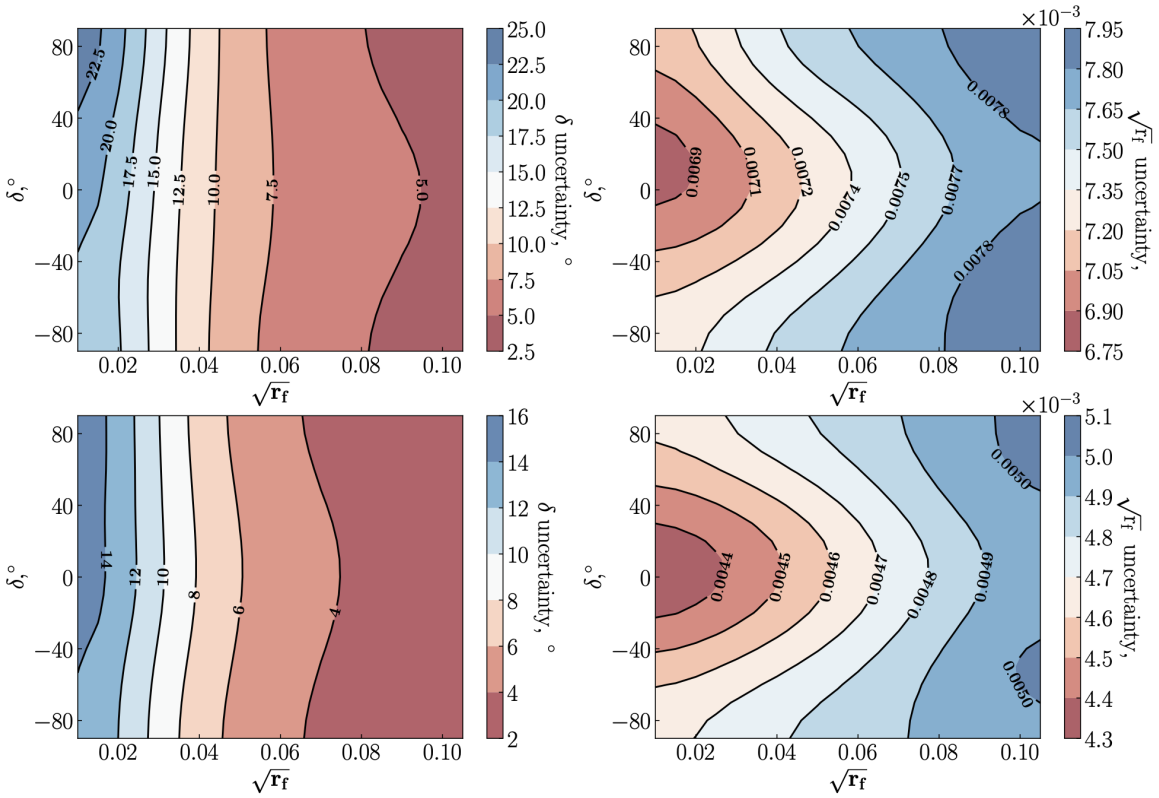



Рис. 4.6: Полученные значения для статистической неопределенности разности сильных фаз и модуля отношения амплитуд. На верхней паре рисунков представлены результаты для статистики $20 \times 10^6$, соответствующей распаду $D^0 \to K^0_S\pi^0$ и на нижней паре рисунков результат для статистики $50 \times 10^6$, соответствующей распаду $D^+ \to K^0_S\pi^+$

смеси. По порядку величины вклад DCS распадов в асимметрию знака лептона может достигать $10^{-1}$ уже на первых двух временах жизни, что делает его также перспективным с точки зрения достижения экспериментальной точности измерения.

Проверка метода и оценка потенциальной точности осуществлялась с помощью моделирования методом Монте-Карло. Каждый образец данных, полученный с помощью моделирования, состоит из четырех частей для различных комбинаций заряда лептона из распада нейтрального каона и заряда очарованного адрона (заряда $D^*$-мезона для случая распада $D^0$-мезона). Для данного анализа мы не рассматривали события с $t/\tau_{K^0_S} < 0.5$. Это объясняется тем, что на малых временах жизни нейтральные каоны не успевают осциллировать, статистика распадов неправильного знака очень мала, и, следовательно, такие события не обладают чувствительностью к измерению разности сильных фаз. Кроме того, с точки зрения эксперимента такое ограничение позволяет эффективно подавить фон от треков, происходящих из первичной вершины.

Распределения по времени жизни каонов получены для различных значений разности сильных фаз в интервале $[-90°, 90°]$. Как и в случае анализа распада $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ для отношения амплитуд мы использовали значение $\sqrt{r_f} = 0.06$. Число событий для каждого канала приведены в таблице 4.1. Подгонка осуществлена методом наименьших квадратов одновременно для всех распределений. Для каждого образца данных процедура подгонки выполнялась несколько раз со случайными начальными значениями параметров. Результаты подгонки распределений моделирования, а также полученные неопределенности представлены на рисунке 4.7.

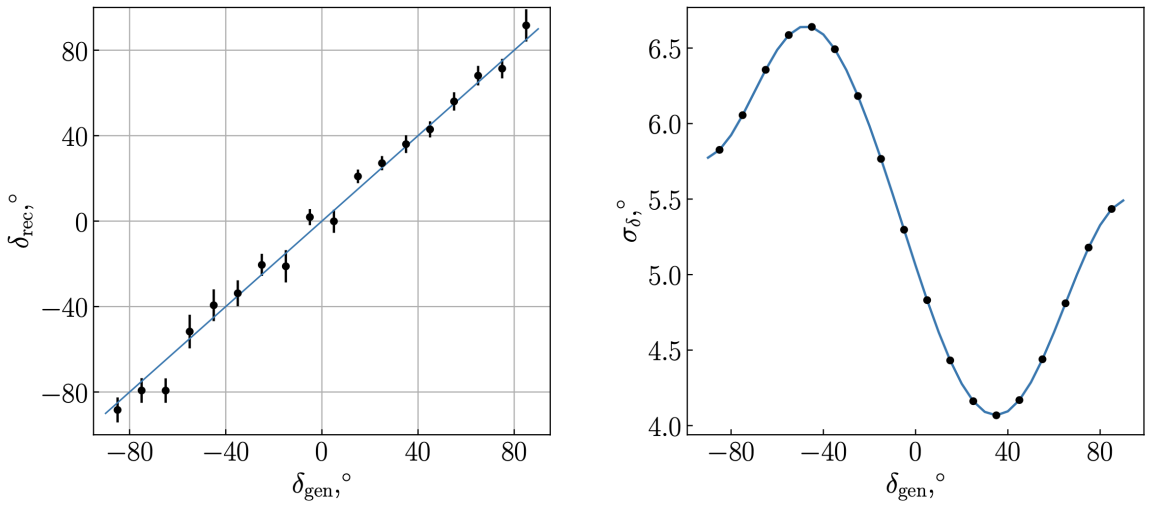



Рис. 4.7: *(слева)* Полученные в результате подгонки значения для разности сильных фаз. *(справа)* Зависимость статистической неопределенности от значения разности сильных фаз.

Как видно из рисунка 4.7, неопределенность в измерении разности сильных фаз варьируется в пределах нескольких градусов в зависимости от конкретного значения $\delta$. Такое поведение объясняется сильной зависимостью неопределенности от статистики распадов неправильного знака, которая имеет максимум $\sim 1.5..2\tau_{K^0_S}$; с другой стороны, эффект, вносимый DCS распадами в асимметрию знака лептона для различных значений $\delta$, приходится на разные времена жизни нейтральных каонов. Несмотря на вариацию статистической ошибки, анализ зависимой от времени вероятности полулептонных распадов позволяет без модельной и тригонометрической неопределенностей выполнить измерение как разности сильных фаз, так и отношения DCS/CF амплитуд. Результаты для оценки потенциальной точности для различных каналов распада очарованных адронов представлены в таблице 4.3.

Таблица 4.3: Статистическая неопределенность измерения разности сильных фаз и отношения DCS/CF амплитуд с использованием распада $K^0 \to \pi\ell\nu$.

| Мода распада | Неопределенность в $\delta$, $^\circ$ (Belle II/СЧТФ) | Неопределенность в $\sqrt{r_f}$, $\times 10^{-3}$ (Belle II/СЧТФ) |
|---|---|---|
| $D^+ \to K^0_S\pi^+$ | $4^\circ/3^\circ$ | 6.3/5.7 |
| $D^+_s \to K^0_S K^+$ | $6^\circ/4^\circ$ | 9.0/6.3 |
| $\Lambda^+_c \to K^0_S p$ | $7^\circ/10^\circ$ | 11.0 /12.0 |
| $D^0 \to K^0_S\pi^0$ | $5^\circ/6^\circ$ | 7.2/9.0 |

## 4.4 Взаимодействие нейтральных каонов с веществом детектора

Потенциальным источником неопределенности для метода, использующего зависящую от времени вероятность распада $K^0_S \to \pi^+\pi^-$, является регенерация каонов на веществе детектора[1]. Для описания взаимодействия нейтральных каонов с веществом детектора необходимо модифицировать гамильтонинан в уравнении (2.3) следующим образом [80]:

$$i\partial_t \begin{pmatrix} K^0(t) \\ \bar{K}^0(t) \end{pmatrix} = \left(\mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma}\right) \begin{pmatrix} K^0(t) \\ \bar{K}^0(t) \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \chi & 0 \\ 0 & \overline{\chi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K^0(t) \\ \bar{K}^0(t) \end{pmatrix}, \tag{4.13}$$

где вторая матрица описывает рассеяние на ядрах вещества, а коэффициенты определены, как

$$\chi = -\frac{2\pi N}{m} f \quad \text{and} \quad \overline{\chi} = -\frac{2\pi N}{m}\overline{f}, \tag{4.14}$$

где $f(\overline{f})$ – амплитуды рассеяния на нулевой угол для $K^0(\bar{K}^0)$, $m$ – масса $K^0$-мезона, $N = (\rho N_A)/M$ – объемная плотность материала, $N_A$ – число Авогадро, $\rho$ – плотность материала, $M$ – молярная масса. Сохранение странности в сильном взаимодействии приводит к неравенству амплитуд рассеяния $\Delta f \equiv f - \overline{f} \neq 0$. Принимая в расчет указанный эффект, уравнения эволюции пучка $K^0_S(K^0_L)$ имеют вид [81]:

$$\alpha_{S,L} = e^{-i\Sigma t}\left[\alpha^0_{S,L}\cos\left(\frac{\Delta\lambda}{2}\sqrt{1+4r^2}t\right) \pm i\frac{\alpha^0_{S,L} \mp 2r\alpha^0_{L,S}}{\sqrt{1+4r^2}}\sin\left(\frac{\Delta\lambda}{2}\sqrt{1+4r^2}t\right)\right], \tag{4.15}$$

[1] Для анализа распада $K^0 \to \pi\ell\nu$ регенерация дает пренебрежимо малый вклад, поскольку для такого измерения важны меньшие (в сравнении с $K^0_S \to \pi^+\pi^-$) времена жизни и потенциальная статистика на два порядка меньше.

где

$$\begin{aligned} \Sigma &= \frac{1}{2}\left(\lambda_S + \lambda_L + \chi + \overline{\chi}\right), \\ \Delta\lambda &= \lambda_S - \lambda_L, \\ \Delta\chi &= \chi - \overline{\chi}, \\ r &= \frac{1}{2}\frac{\Delta\chi}{\Delta\lambda}. \end{aligned} \tag{4.16}$$

По порядку величины для самых распространенных материалов параметр регенерации можно оценить как $r \sim \mathcal{O}(10^{-2})$, и в дальнейших рассуждениях мы используем разложение в ряд для уравнений эволюции $\alpha_{S,L}$, оставляя только лидирующие вклады по $r$. Как видно из определения, параметр регенерации, $r$, зависит только от характеристик материала, но не от геометрии радиатора, поэтому удобно ввести еще один параметр:

$$\zeta = r\left(1 - e^{i\Delta\lambda\frac{Lm}{p}}\right), \tag{4.17}$$

где $p$ – импульс нейтрального каона и $L$ – толщина радиатора. Амплитуды (4.15) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} \alpha_S(t) &= e^{\frac{1}{2}(\chi+\overline{\chi})t}e^{-i\lambda_S t}(\alpha_S^0 + \zeta\alpha_L^0 e^{-i\Delta\lambda t}), \\ \alpha_L(t) &= e^{\frac{1}{2}(\chi+\overline{\chi})t}e^{-i\lambda_L t}(\alpha_L^0 + \zeta\alpha_S^0). \end{aligned} \tag{4.18}$$

Для корректной оценки вклада вещества в асимметрию распадов необходимо применить полученные уравнения (4.18) рекурсивно для каждого слоя вещества детектора.

Очевидно, что исследование неопределенности, вносимой в измерение разности сильных фаз эффектами вещества, должно быть выполнено для конкретной конфигурации эксперимента. В данной работе сделана оценка такого вклада по порядку величины для конфигурации эксперимента Belle II. Рожденному в распаде тяжелого адрона в районе точки взаимодействия пучков нейтральному каону необходимо пролететь сквозь бериллиевую трубу ($\sim$ 1mm) и кремниевый вершинный детектор, состоящий из 6 слоев. Первые два слоя представляют собой пиксельный детектор – PXD ($L_{1,2} \simeq 50$ мкм) и четыре слоя микростripового вершинного детектора – SVD ($L_{3-6} \simeq 300$ мкм).

Для данной проверки мы используем только лидирующий вклад $\mathcal{R}(t)(\overline{\mathcal{R}}(t))$ из (4.12, 4.13), поскольку вклад интерференции DCS/CF распадов подавлен как $\mathcal{O}(10^{-2})$, чистый DCS вклад подавлен как $\mathcal{O}(10^{-3})$, и этими вкладами (с учетом малости параметра регенерации) можно пренебречь. Сечения и значения для вещественной и мнимой частей разности амплитуд рассеяния на нулевой угол получены из [82]. Исследование регенерации в эксперименте CPLEAR [83] показало хорошее согласие предсказаний оптической модели с экспериментом.

Для оценки вклада регенерации нейтральных каонов с помощью моделирования получены 500 образцов данных с учетом вклада вещества детектора и 500 образцов без этого вклада. Объем каждого образца данных соответствовал статистике распада $D^+ \to K^0_S\pi^+$ на будущей Супер $c$–$\tau$фабрике, то есть наибольший объем из всех рассматриваемых каналов. Значения для амплитуд рассеяния, использованные для моделирования, соответствуют каонам с импульсом 1GeV/c. Подгонку полученных образцов осуществляли функциями для зависящей от времени вероятности распада (4.12, 4.13), не учитывающими вклада вещества. Распределения для значений разности фаз, полученных в процессе подгонки представлены на рисунке 4.8.

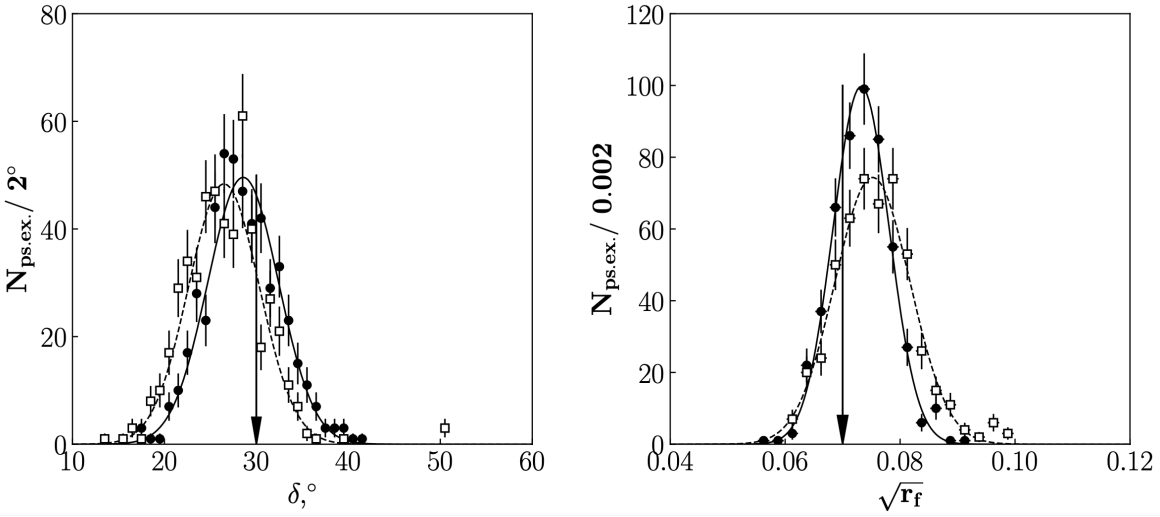



Рис. 4.8: Распределения, полученные в процессе подгонки по времени жизни нейтральных каонов: по значениям разности сильных фаз *(слева)* и по отношению DCS/CF амплитуд *(справа)*. Черные кругами показаны результаты без учета регенерации, белыми квадратами результаты подгонки распределений с учетом регенерации. Стрелочками показаны результаты моделирования для сильной фазы и отношения амплитуд.

Моделирование показало, что неопределенность в измерении разности сильных фаз, обусловленная регенерацией, не превышает 4°. Кроме того, регенерация вносит небольшую неопределенность в измерение значения отношения DCS/CF амплитуд, не превышающую статистическую ошибку.Отметим, что хотя эффекты регенерации нейтральных каонов относятся к главным источникам систематической неопределенности, их можно корректно учесть для каждого конкретного эксперимента.

## 4.5 Вклад $D^0$-$\bar{D}^0$ смешивания

Наличие $D^0$-$\bar{D}^0$ смешивания может внести неопределенность в измерение разности сильных фаз в распаде $D^0 \to K^0_S\pi^0$. Для оценки вклада смешивания в системе

очарованных адронов необходимо рассмотреть одновременно эволюцию $K^0$ и $D^0$-мезонов. Амплитуды можно представить в виде:

$$A_f(t,t') = a^+(t')\langle\pi\pi|H|\bar{K}^0\rangle + b^+(t')\langle\pi\pi|H|K^0\rangle, \tag{4.19}$$
$$\overline{A_f}(t,t') = a^-(t')\langle\pi\pi|H|K^0\rangle + b^-(t')\langle\pi\pi|H|\bar{K}^0\rangle, \tag{4.20}$$

где зависящие от времени коэффициенты даются формулами:

$$\begin{aligned} a^+(t') &\equiv \langle\bar{K}^0\pi^0|H|D^0_{phys}(t')\rangle = A_{D^0}\left[f_+(t') - \sqrt{r_f}e^{i(\delta+\phi)}f_-(t')\right], \\ b^+(t') &\equiv \langle K^0\pi^0|H|D^0_{phys}(t')\rangle = A_{D^0}\left[\sqrt{r_f}e^{i(\delta-\phi)}f_+(t') - f_-(t')\right], \end{aligned} \tag{4.21}$$

коэффициенты $a^-$, $b^-$ можно получить из $a^+$, $b^+$ подстановкой $\phi \to -\phi$, а $CP$-нарушающая фаза определена как $\phi = \mathrm{Arg}(q/p)$. Подробный обзор смешивания и $CP$-нарушения для системы нейтральных очарованных адронов можно найти в работе [84]. Ниже представлены результаты измерений параметров смешивания (определенных в 3.19)и нарушения $CP$-инвариантности для системы очарованных адронов [44]:

$$x = (0.43^{+0.10}_{-0.11})\%, \tag{4.22}$$
$$y = (0.60 \pm 0.06)\%,$$
$$\left|\frac{q}{p}\right| = 0.998 \pm 0.008,$$
$$\phi = (0.08 \pm 0.31)^\circ. \tag{4.23}$$

Учитывая малость параметров смешивания в системе очарованных адронов, а также экспериментальные сложности, связанные с разрешением по времени жизни $D^0$-мезонов в конечном состоянии $K^0_S\pi^0$, важно понять, можно ли пренебречь смешиванием в системе $D^0$-$\bar{D}^0$. Измеренные значения параметров нарушения $CP$-инвариантности в смешивании очарованных адронов согласуются с отсутствием $CP$-нарушения, поэтому $CP$-нарушением для очарованных адронов мы пренебрежем.

Для оценки значимости вклада смешивания выполнено моделирование методом Монте-Карло 500 образцов данных зависимой от времени вероятности распадов каонов с учетом $D^0$-$\bar{D}^0$-смешивания. Размер каждого образца соответствовал объему данных эксперимента Belle II, $\sim 30 \times 10^6$ событий. Процедура подгонки полностью аналогична, описанной в разделе 4.3.1. Результаты представлены на рисунке 4.9.

Полученные распределения (рисунок 4.9) свидетельствуют о том, что смешивание в системе $D^0$-$\bar{D}^0$ вносит неопределенность, не превышающую $2^\circ$. Такой малый эффект связан в том числе с рассмотрением только $K^0_S$-мезонов с временами жизни: $t/\tau_{K^0_S} > 1$. На основании полученных результатов можно сделать вывод, что

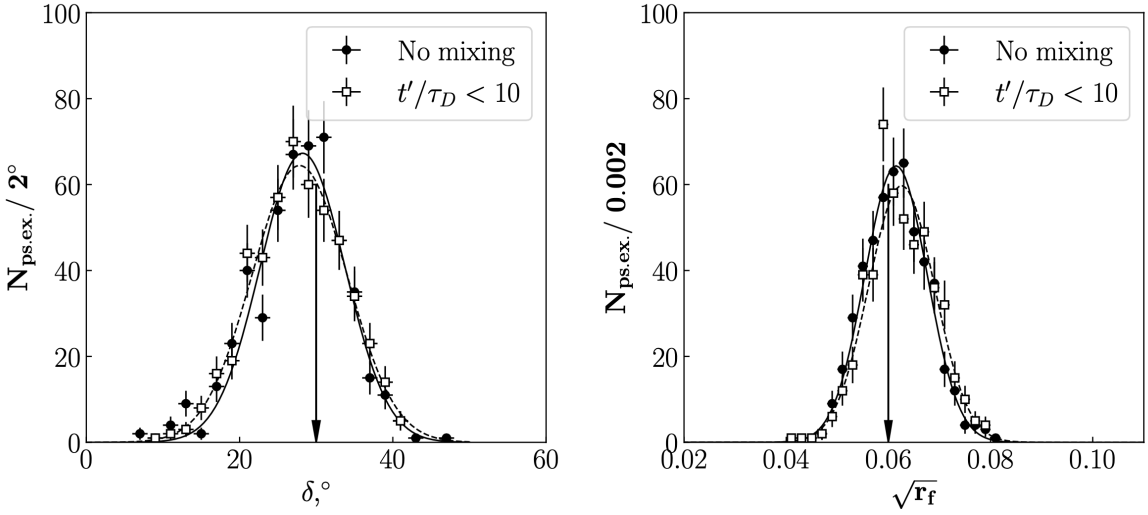



Рис. 4.9: Распределения, полученные в процессе подгонки по времени жизни нейтральных каонов: по значениям разности сильных фаз *(слева)* и по отношению DCS/CF амплитуд *(справа)*. Белыми квадратами показаны распределения, полученные с учетом смешивания очарованных адронов, но интегрированные по времени жизни $D^0$-мезона. Стрелочками показаны значения моделирования для сильной фазы и отношения амплитуд.

на статистике как эксперимента Belle II, так и будущей Супер $c$–$\tau$фабрике измерение сильных фаз можно выполнить в пренебрежении смешиванием очарованных адронов.

## 4.6 Особенности измерения сильных фаз на Супер $c$–$\tau$-фабрике

Наибольшая статистика рождения $D$-мезонов на будущей Супер $c$–$\tau$-фабрике будет получена при энергии рождения $\psi(3770)$-резонанса, и $D^0$-мезоны будут рождаться в квантово-спутанном состоянии в распаде $\psi(3770) \to D^0\bar{D}^0$. В таком случае пара $D$-мезонов описывается единой волновой функцией, которая для состояния $J^{PC} = 1^{--}$ имеет вид:

$$\Psi_{D\bar{D}} = \frac{1}{\sqrt{2}}[|D^0_{phys}(t)\rangle|\bar{D}^0_{phys}(t)\rangle - |\bar{D}^0_{phys}(t)\rangle|D^0_{phys}(t)\rangle], \tag{4.24}$$

где $|D^0_{phys}(t)\rangle$, $|\bar{D}^0_{phys}(t)\rangle$ описывают эволюцию во времени, рожденных в начальный момент времени чистых состояний аромата, определенных выражением (3.15).

Зависящую от времени вероятность распада можно определить [85]

$$R(f_1,t_1,f_2,t_2) \propto |A_{f_1}|^2|A_{f_2}|^2 e^{-\Gamma(t_1+t_2)}\Bigg[\frac{1}{2}|\xi+\zeta|^2 e^{-\Delta\Gamma/2(t_2-t_1)} + \frac{1}{2}|\xi-\zeta|^2 e^{\Delta\Gamma/2(t_2-t_1)} - -(|\xi|^2-|\zeta|^2)\cos\left(\Delta m(t_2-t_1)\right) + 2\mathrm{Im}(\xi^*\zeta)\sin\left(\Delta m(t_2-t_1)\right)\Bigg], \quad (4.25)$$

где $A_{f_1}$, $A_{f_2}$ – амплитуды распада $D^0$-мезонов в конечные состояния $f_1$ и $f_2$ соответственно, $t_1$ и $t_2$ – времена распадов $D$-мезонов, $\Delta m$ и $\Delta\Gamma$ – разница масс и ширин для собственных состояний Гамильтониана $D_1$ и $D_2$. Кроме того, использованы параметры $\xi$ and $\zeta$

$$\xi = \left(\frac{p}{q}\right)_D - \left(\frac{q}{p}\right)_D \frac{\overline{A}_{f_1}}{A_{f_1}}\frac{\overline{A}_{f_2}}{A_{f_2}}, \quad (4.26)$$

$$\zeta = \frac{\overline{A}_{f_2}}{A_{f_2}} - \frac{\overline{A}_{f_1}}{A_{f_1}}, \quad (4.27)$$

где

$$A_{f_i} = \langle f_i|H|D^0\rangle,\ \overline{A}_{f_i} = \langle f_i|H|\bar{D}^0\rangle. \quad (4.28)$$

Выражение 4.25 можно привести к виду:

$$R(f_1,t_1,f_2,t_2) \propto |A_{f_1}|^2|A_{f_2}|^2 e^{-\Gamma(t_1+t_2)}\Big[(|\xi|^2+|\zeta|^2)\cosh\left(\Delta\Gamma\Delta t/2\right) + 2Re(\xi\zeta)\sinh\left(\Delta\Gamma\Delta t/2\right) - (|\xi|^2-|\zeta|^2)\cos\left(\Delta m\Delta t\right) + 2\mathrm{Im}(\xi^*\zeta)\sin\left(\Delta m\Delta t\right)\Big]. \quad (4.29)$$

Воспользовавшись малостью параметров смешивания в системе $D^0$-$\bar{D}^0$, и используя параметры $x$ и $y$, введенные (4.23) для выражения зависящей от времени вероятности распада пары очарованных мезонов, получим

$$R(f_1,t_1,f_2,t_2) \propto |A_{f_1}|^2|A_{f_2}|^2 e^{-\Gamma(t_1+t_2)}\Big[2|\zeta|^2 + \frac{1}{2}|\xi|^2(\Gamma\Delta t)^2(x^2+y^2) + + \frac{1}{2}|\zeta|^2(\Gamma\Delta t)^2(y^2-x^2) + 2\Gamma\Delta t\left\{yRe(\xi\zeta)+xIm(\xi^*\zeta)\right\}\Big]. \quad (4.30)$$

Различные комбинации конечных состояний для квантово-спутанных пар очарованных мезонов детально исследовала коллаборация CLEO-c, выражения для зависящих от времени вероятностей распадов можно найти, например, в [63, 64]. Однако такие распады, как $D \to K^0\pi^0$, в этих работах не рассматривались, поскольку для $K^0$-мезонов использовали моду $K^0 \to \pi^+\pi^-$ и рассматривали только $CP$-собственное конечное состояние $K^0_S\pi^0$. Ниже приведены выражения для комбинаций конечных состояний, представляющих особый интерес для исследования сильных фаз – $\left\{K^-\pi^+;\bar{K}^0\pi^0\right\}$ и $\{X\ell^-\nu;K^0\pi^0\}$ :

(1) Конечное состояние $\left\{K^-\pi^+;\bar{K}^0\pi^0\right\}$ интересно, поскольку две разности сильных фаз – $\delta^{00}$ and $\delta^{+-}$, входят в результирующее выражение. Параметры $\xi$ и $\zeta$ определены выражениями

$$\xi = \left(\frac{p}{q}\right)_D - \left(\frac{q}{p}\right)_D \sqrt{r_D^0}\sqrt{r_D^-}e^{i(\delta^{+-}+\delta^{00})}, \tag{4.31}$$

$$\zeta = \sqrt{r_D^0}e^{i\delta^{00}} - \sqrt{r_D^-e^{i\delta^{+-}}}. \tag{4.32}$$

И зависящая от времени вероятность распада имеет вид:

$$\begin{aligned} R(t_1,t_2) \;\propto\; & 2|A_{K^-\pi^+}|^2|A_{\bar{K}^0\pi^0}|^2 e^{-\Gamma(t_1+t_2)}\left[\left(r_D^0 + r_D^- - \Delta_-\right) + \Gamma\Delta t\Delta_{12} + \right. \\ & \left.\left(\left|\frac{p}{q}\right|_D^2 + \left|\frac{q}{p}\right|_D^2 r_D^0 r_D^- - \Delta_+\right)\frac{(\Gamma\Delta t)^2}{4}(x^2+y^2)\right], \end{aligned} \tag{4.33}$$

где мы пренебрегли членами $\mathcal{O}(x^2-y^2)$ и ввели обозначения

$$\Delta_\pm = 2\sqrt{r_D^0 r_D^-}\cos\left(\delta^{00}\pm\delta^{+-}\right), \tag{4.34}$$

$$\Delta_{12} = \sqrt{r_D^-}\left(\left(\frac{p}{q}\right)_D x' + \left(\frac{q}{p}\right)_D r_D^0 y'\right) - \sqrt{r_D^0}\left(\left(\frac{p}{q}\right)_D x'' + \left(\frac{p}{q}\right)_D r_D^- y''\right) \tag{4.35}$$

Сравнивая полученный результат с выражением для комбинации конечных состояний $\left\{K^-\pi^+;K^-\pi^+\right\}$, которое может быть получено только за счет смешивания, можно заметить, что в выражении возникает дополнительный член, не связанный со смешиванием, но представляющий собой интерференцию DCS и CF распадов сигнальной и тагирующей сторон соответственно. Хотя отношение DCS/CF амплитуд главным образом определяется отношением элементов CKM матрицы, в общем случае $r_D^0 \neq r_D^-$. Это неравенство обусловлено различием внутреннего и внешнего испускания $W$-бозона, и связанным с ним цветоподавлением одних диаграмм относительно других. В данном случае это неравенство приводит к возникновению неисчезающего вклада в зависимую от времени вероятность распада, не связанного с $D^0-\bar{D}^0$ смешиванием.

(2) Полулептонное конечное состояние для тагирующего $D$-мезона приводит к $\overline{A}_{f_1}/A_{f_1} = 0$. В таком случае амплитуда распада дается выражением, аналогичным для случая $\{X\ell^-\nu;K^+\pi^-\}$ посредством замены $r_D^- \to r_D^0$ и $\delta^{+-}\to\delta^{00}$. Тогда получим:

$$\xi = \left(\frac{p}{q}\right)_D, \tag{4.36}$$

$$\zeta = \sqrt{r_D^0}e^{i\delta^{+-}} \tag{4.37}$$

$$R(t_1,t_2) \propto 2|A_{Xl\nu}|^2|A_{\bar{K}^0\pi^0}|^2 e^{-\Gamma(t_1+t_2)}\left[r_D^0 + \left|\frac{p}{q}\right|_D^2 \frac{(\Gamma\Delta t)^2}{4}(x^2+y^2) + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{p}{q}\right)_D \Gamma\Delta t\sqrt{r_D^0}y''\right]. \quad (4.38)$$

## 4.7 Измерение слабых и сильных фаз в распадах тяжёлых мезонов

Использование разработанных методов для измерения комплексных фаз не ограничивается физикой очарованных адронов. В данном разделе мы покажем, где еще они применимы.

В первую очередь, проанализируем распады прелестных мезонов. Для уравнений эволюции $B^0$-мезонов запишем

$$|B^0(t)\rangle = e^{-i\frac{M_1+M_2}{2}t}e^{-\frac{\Gamma}{2}t}\left[\cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right)|B^0\rangle + i\left(\frac{q}{p}\right)_B \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right)|\bar{B}^0\rangle\right],$$
$$|\bar{B}^0(t)\rangle = e^{-i\frac{M_1+M_2}{2}t}e^{-\frac{\Gamma}{2}t}\left[i\left(\frac{p}{q}\right)_B \cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right)|B^0\rangle + \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right)|\bar{B}^0\rangle\right], \quad (4.39)$$

где $\Delta m = M_1 - M_2 > 0$. Здесь мы пренебрегаем разностью ширин $B^0$-мезонов и полагаем $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma$. Рассмотрим распад в некоторое конечное состояние $f$ и определим амплитуды распада:

$$A_f = \langle f|H|B^0\rangle, \quad \overline{A}_f = \langle f|H|\bar{B}^0\rangle,$$
$$A_{\overline{f}} = \langle \overline{f}|H|B^0\rangle, \quad \overline{A}_{\overline{f}} = \langle \overline{f}|H|\bar{B}^0\rangle. \quad (4.40)$$

Тогда для зависящих от времени вероятностей распадов:

$$P(B^0\to f) = e^{-\Gamma t}|A_f|^2\Big[\cos^2\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) + \left|\frac{q\overline{A}_f}{pA_f}\right|\sin^2\left(\frac{\Delta mt}{2}\right)$$
$$- \mathrm{Im}\left(\frac{q\overline{A}_f}{pA_f}\right)\sin(\Delta mt)\Big], \quad (4.41)$$

$$P(\bar{B}^0\to \overline{f}) = e^{-\Gamma t}|\overline{A}_{\overline{f}}|\Big[\cos^2\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) + \left|\frac{pA_{\overline{f}}}{q\overline{A}_{\overline{f}}}\right|\sin^2\left(\frac{\Delta mt}{2}\right)$$
$$- \mathrm{Im}\left(\frac{p\overline{A}_f}{q\overline{A}_{\overline{f}}}\right)\sin(\Delta mt)\Big]. \quad (4.42)$$

В отсутствии $CP$-нарушения выражение в квадратных скобках равно единице и формулы (4.41) описывают распад $B$-мезонов с экспоненциальным распределением по времени жизни. Как известно, для полулептонных распадов $B$-мезонов

$|q/p| = 1$ является хорошим приближением. Асимметрию распадов в некоторое $CP$-собственное конечное состояние $f$ можно представить в виде:

$$a_{CP} = \frac{P(\bar{B}^0 \to f) - P(B^0 \to f)}{P(\bar{B}^0 \to f) + P(B^0 \to f)} = \frac{|\lambda|^2 - 1}{|\lambda|^2 + 1}\cos(\Delta m t) + \frac{\mathrm{Im}\lambda}{|\lambda|^2 + 1}\sin(\Delta m t) \equiv$$
$$\equiv -C_f \cos(\Delta m t) + S_f \sin(\Delta m t), \tag{4.43}$$

где мы ввели обозначение

$$\lambda = \frac{q\overline{A}_f}{pA_f}. \tag{4.44}$$

В полученном выражении параметр $C_f$ характеризует прямое $CP$-нарушение, то есть неравенство амплитуд распада, а параметр $S_f$ – $CP$-нарушение в интерференции распадов со смешиванием и без.

Сегодня наибольшую неопределенность имеет угол $\alpha$ треугольника унитарности, определенный как

$$\phi_2(\alpha) \;=\; \arg\left(\frac{\mathbf{V}_{tb}^*\mathbf{V}_{td}}{-\mathbf{V}_{ub}^*\mathbf{V}_{ud}}\right) = (84.9^{+5.1}_{-4.5})^\circ, \tag{4.45}$$

Измерение осуществляется в ходе анализа зависящей от времени вероятности распада $B^0 \to \pi\pi(\rho\rho)$. Подробное описание процедуры измерения можно найти, например, в [86]. Если принять во внимание вклад только древесной амплитуды, то для параметра $\lambda$ (определение 4.44):

$$\lambda = \frac{\mathbf{V}_{td}\mathbf{V}_{tb}^*}{\mathbf{V}_{td}^*\mathbf{V}_{tb}}\frac{\mathbf{V}_{ub}\mathbf{V}_{ud}^*}{\mathbf{V}_{ud}\mathbf{V}_{ub}^*} = e^{-i(2\beta+2\gamma)}, \tag{4.46}$$

и $CP$-асимметрия имеет вид $\sin 2\alpha \sin \Delta m t$, где использовано равенство $\alpha+\beta+\gamma = \pi$. Измерения вероятностей распадов $B^0 \to \pi\pi$ и $B^0 \to K\pi$ показали, что вкладом пингвинных диаграмм, для которых отличаются сильная и слабая фаза, нельзя пренебречь [87, 88]. С учетом пингвинных амплитуд выражение для $\lambda$ примет вид:

$$\lambda = \left[e^{2i\alpha}\frac{1 + |P/T|e^{i(\delta+\gamma)}}{1 + |P/T|e^{i(\delta-\gamma)}}\right], \tag{4.47}$$

где |P/T| – отношение пингвинной амплитуды к древесной. Для оценки неопределенности в измерении $\alpha$ используется изоспиновый анализ [89, 90, 91, 92]. Однако рассматривая конечное состояние $K_S^0\pi$, фазы в котором аналогичны[2] распаду в конечное состояние $\pi\pi$, из анализа зависящей от времени вероятности распадов нейтральных каонов можно извлечь вклады различных амплитуд и соответствующие фазы.

[2]В таком случае происходит замена $\mathbf{V}_{ud} \to \mathbf{V}_{us}$. В параметризации Вольфенштейна оба элемента действительные.

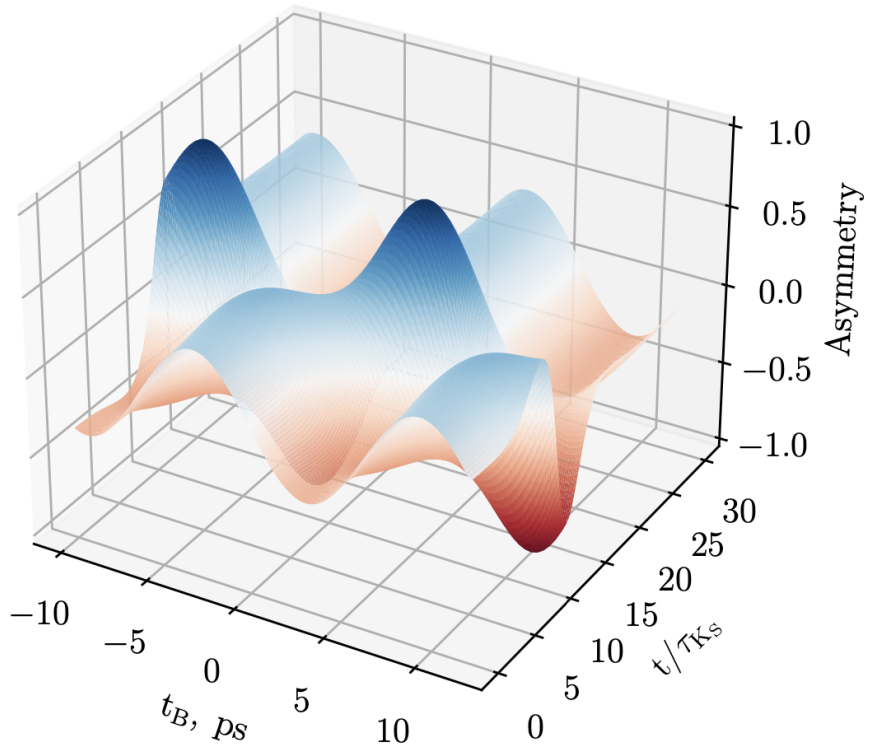



Рис. 4.10: Пример асимметрии для распадов $B^0$-мезонов в конечное состояние $K^0_S X$.

Исследование распадов тяжёлых мезонов в нейтральные каоны может стать инструментом поиска Новой физики. Например, в рамках СМ в Кабиббо-подавленных процессах $D^+ \to \bar{K}^0 K^+$, $D^+_s \to \bar{K}^0 \pi^+$ в момент распада аромат нейтрального каона строго фиксирован и примесь каона другого аромата с высокой степенью точности отсутствует. Однако существуют модели НФ, в которых переходы для “неправильного” аромата усилены [93, 94]. И хотя стандартный метод восстановления $K^0_S$-мезона не позволяет обнаружить такие процессы, анализ зависящей от времени вероятности распадов нейтральных каонов оказывается чувствителен к таким переходам. Несмотря на Кабиббо-подавление, число таких распадов в эксперименте Belle II и эксперименте на будущей $c$–$\tau$-фабрике составит $(1..5) \times 10^6$.

# Глава 5

# Эксперименты Belle и Belle II

## 5.1 Экспериментальная установка Belle

Детектор Belle [95] был разработан для прецизионных измерений параметров $CP$-нарушения в распадах $B$-мезонов, а также для поиска Новой физики за рамками Стандартной модели, выявляя экспериментальные отклонения в предельно точных измерениях редких процессов. Для рождения $B$-мезонов в эксперименте Belle использован процесс $e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\bar{B}$, в котором энергия пучков в системе центра масс соответствует энергии рождения $\Upsilon(4S)$-резонанса. Поскольку измерение фундаментальных параметров $CP$-нарушения требует хорошего разрешения по времени жизни $B$-мезонов, ускоритель KEKB для эксперимента Belle имеет асимметричные энергии $e^+e^-$-пучков и лоренцевский буст составляет $\beta\gamma = 0.425$. Для решения поставленных задач детектор должен удовлетворять следующим требованиям: эффективное восстановление заряженных треков с хорошим пространственным и импульсным разрешением; высокое пространственное и энергетическое разрешение фотонов; идентификация заряженных треков и нейтральных частиц; эффективный триггер и быстродействующая система записи данных.

Подсистемы детектора (рисунок 5.1) расположены сферически симметрично вокруг точки взаимодействия и перекрывают 92% от полного телесного угла $4\pi$ в системе центра масс электронного и позитронного пучков. Элементы детектора находятся в магнитном поле напряженностью 1.5 Т. Основные компоненты детектора: кремниевый вершинный детектор (SVD); дрейфовая камера (CDC); аэрогелевые черенковские счетчики (ACC); система измерения времени пролета частиц (TOF); электромагнитный калориметр на основе кристаллов CsI (ECL); сверхпроводящий магнит и мюонные камеры (KLM); триггер и система сбора и записи данных (DAQ).

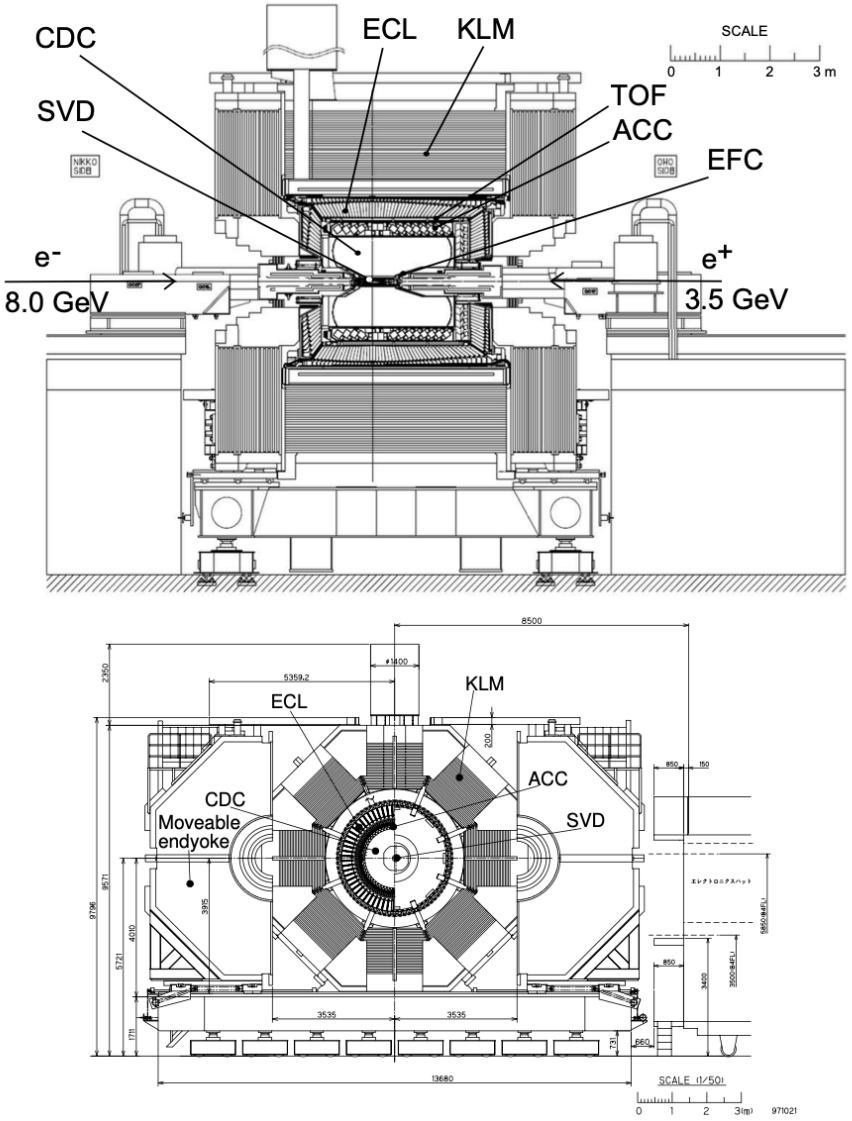



Рис. 5.1: Схематический вид детектора Belle.

### 5.1.1 Ускоритель KEKB

Ускоритель KEKB состоит из двух накопительных колец, в которые инжектируются электроны и позитроны при проектных энергиях 8 ГэВ и 3.5 ГэВ соответственно. Длина окружности накопительных колец $\sim$ 3 км. Для разделения пучков после прохождения ими точки взаимодействия, столкновение происходит под малым углом $\simeq$ 11 мрад. Такая конструкция позволяет значительно снизить интенсивность паразитных столкновений. Максимальная светимость ускорителя составила $2.1 \times 10^{34}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$, что вдвое превышает проектную. Полная интегральная светимость, набранная в эксперименте, составляет $\sim 1$ аб$^{-1}$.

### 5.1.2 Вершинный детектор

Кремниевый вершинный детектор (SVD) позволяет реконструировать пространственное положение треков частиц вблизи точки взаимодействия электронного и позитронного пучков. Использование вершинного детектора повышает не только точность реконструкции пространственного положения трека, но и импульса частицы. SVD состоит из трех слоев двусторонних кремниевых сенсоров, расположенных вокруг бериллиевой вакуумной трубы, которые перекрываются таким образом, чтобы треки вблизи точки взаимодействия пересекали хотя бы один сенсор в каждом слое SVD. Вершинный детектор покрывает телесный угол в интервале от 20° до 140° азимутального угла, что соответствует 87% от полного телесного угла в системе центра масс сталкивающихся пучков.

### 5.1.3 Дрейфовая камера

Дрейфовая камера (CDC) детектора Belle предназначена для измерения координат и импульсов заряженных треков, а также для идентификации частиц по ионизационным потерям в импульсном диапазоне до 1 ГэВ/c. Конструкция CDC включает в себя 32 аксиальных слоя чувствительных проволочек, натянутых вдоль оси электронного пучка и 18 стереослоев проволочек, расположенных под малыми углами к оси пучков для измерения $z$-координаты трека. В качестве рабочего газа дрейфовой камеры используется смесь, состоящая на 50% из гелия и на 50% из этана. Легкий газ выбран для уменьшения многократного рассеяния заряженных частиц в объеме камеры. В отличие от аргоновых смесей, такой газ имеет меньшее сечение фотон-электронного взаимодействия, что позволяет снизить влияние синхротронного излучения на работу детектора.

### 5.1.4 Детектор черенковского излучения

Детектор черенковского излучения на основе аэрогеля (ACC) предназначен для идентификации заряженных пионов и каонов в интервале импульсов от 1.2 до 3.5 ГэВ/c, в котором отсутствует возможность определения типа заряженного трека по ионизационным потерям или времени пролета. ACC состоит из аэрогельных модулей, расположенных в передней и торцевых частях детектора. Модули, имеющие форму параллелепипеда, заключены в тонкий алюминиевый контейнер. Считывание черенковского света с модулей осуществляется с помощью тонкосетчатых фотоумножителей (ФЭУ), спроектированных для работы в сильных магнитных полях. На один модуль приходится один или два ФЭУ. Аэрогель представляет собой легкий, высокопрозрачный, пористый материал на основе аморфного диоксида кремния. Выбор аэрогеля в качестве рабочего вещества обусловлен его

крайне низким коэффициентом преломления $n$, который может быть настроен в диапазоне от 1.01 до 1.05 в процессе его изготовления. В боковой области детектора индекс преломления отличается в пяти сегментах по азимутальному углу, $n = 1.010, 1.013, 1.015, 1.020, 1.028$. Счетчики боковой области детектора выстроены в 16 колец, в каждом из которых находится по 60 счетчиков. В торцевой области расположены 228 счетчиков, выстроенных в 5 концентрических колец, с показателем преломления 1.030.

### 5.1.5 Времяпролетная система

Времяпролетная система (TOF) служит для разделения каонных и пионных треков. На радиальной длине пролета 1.2 м при временном разрешении около 100 пс TOF позволяет эффективно отделять каоны от пионов с импульсами менее 1.2 ГэВ/с. Каждый модуль времяпролетной системы состоит из двух TOF счетчиков, одного тонкого сцинтилляционного счетчика (TSC) и мелко-сетчатого фотоумножителя. Вся система содержит 64 вышеописанных модулей, закрывающих цилиндрическую поверхность радиуса 1.2 м в интервале от 34° до 120° по азимутальному углу. Калибровка системы, производившаяся на событиях $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, позволила добиться разрешения по времени пролета, слабо зависящего от импульса для всех типов адронов. Эффективность регистрации заряженных частиц модулями TOF, измеренная на мюонных событиях, составляет 95%. Неэффективность в 5% обусловлена фоновыми частицами пучков, наличием мертвых зон между сцинтилляторами и падением коэффициента усиления в ФЭУ в событиях с большой загрузкой.

### 5.1.6 Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр (ECL) предназначен для измерения энергии и направления фотонов, а также для идентификации электронов посредством сравнения энергии кластера и импульса соответствующего заряженного трека в дрейфовой камере. Калориметр собран из 8736 кристаллических модулей (CsI-Tl), имеющих характерный размер 30см$\times$5.5см$\times$5.5см, что для длины модуля соответствует приблизительно 16 радиационным длинам. Боковая часть калориметра размещена непосредственно за времяпролетной системой и обеспечивает покрытие той же области телесного угла, что и дрейфовая камера. Энергетическое разрешение ECL варьируется от 4% при энергии 100 МэВ, до 1.6% при энергии 8 ГэВ. Угловое разрешение ECL составляет от 13 мрад на малых энергиях до 3 мрад в области высоких энергий, что обеспечивает массовое разрешение для $\pi^0$ порядка 4.5 МэВ/$c^2$.

### 5.1.7 Мюонная система

Мюонная система (KLM) используется для идентификации мюонов и долгоживущих каонов с импульсами превышающими 600 МэВ/$c$ в интервале телесного угла 20° до 155°. KLM состоит из слоев высоко-резистивных плоскопараллельных камер, чередующихся со слоями железа толщиной 4.7 см, служащими одновременно экраном магнитного поля вокруг детектора. Всего в детекторе расположено 28 слоев мюонных камер, по два в каждом из зазоров между слоями железа для измерения двух координат проходящего трека. Адронный ливень от $K_L$-мезона позволяет определить его направление, но не энергию. Число сработавших слоев и отклонение в поперечном направлении позволяют KLM различать мюоны и адроны.

### 5.1.8 Идентификация заряженных треков

Идентификация заряженных каонов и пионов в детекторе Belle основана на независимом измерении трех параметров: ионизационных потерь $dE/dx$ в дрейфовой камере, времени пролета от точки взаимодействия до сцинтилляторов TOF и числа фотоэлектронов в черенковских счетчиках. Каждая из этих подсистем позволяет идентифицировать тип частицы в ограниченных интервалах по импульсу и телесному углу независимо друг от друга. Объединяя информацию поступившую с различных детекторных систем в единую функцию правдоподобия $\mathcal{L}(i)$, где $i = \{p, K, \pi, \mu, e\}$, можно получить количественную оценку для вероятности с помощью следующих отношений:

$$R(i/j) = \frac{\mathcal{L}(i)}{\mathcal{L}(i) + \mathcal{L}(j)}, \qquad R(j/i) = 1 - R(i/j) \tag{5.1}$$

В диапазоне больших импульсов ($p > 2.5$ ГэВ/$c$) TOF не обеспечивает разделения каонов и пионов, и используется информация с ACC. Более подробно использование методов идентификации в зависимости от импульса показано на рисунке 5.2. Идентификация электронов основана на информации с CDC, ACC и о форме, местоположении, и полной выделенной энергии в калориметре ECL.

Устройство идентификации в детекторе Belle позволяет с высокой эффективностью в широком диапазоне импульсов определять тип заряженной частицы. Эффективность идентификации в зависимости от импульса представлена на рисунке 5.3, для разделения $K/\pi$ показаны уровни ошибочной идентификации.

### 5.1.9 Триггерная система

Основной задачей триггерной системы в эксперименте Belle является отбор интересных физических событий и подавление фона. Хотя столкновения $e^+e^-$ пучков

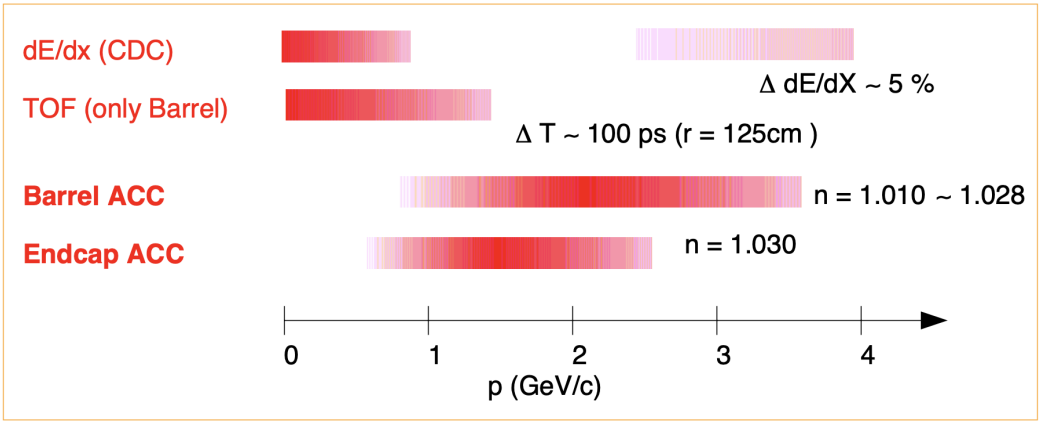



Рис. 5.2: Идентификация частиц в детекторе Belle с использованием различных детекторных систем в зависимости от импульса.

Таблица 5.1: Полные сечения и число событий в секундах различных физических процессов на ускорителе KEKB. Число событий указано с учетом триггерного подавления.

| Физический процесс | Полное сечение, нб | Число событий, $1/c$ |
|---|---|---|
| $\Upsilon(4S) \to B\bar{B}$ | 1.2 | 12 |
| $e^+e^- \to q\bar{q}$ | 2.8 | 28 |
| $e^+e^- \to \mu^+\mu^-(\tau^+\tau^-)$ | 1.6 | 16 |
| Bhabha | 44 | 4.4 |
| $e^+e^- \to \gamma\gamma$ | 2.4 | 0.24 |
| Двухфотонные процессы | 15 | 35 ($p_t > 0.3$ГэВ$/c$) |

происходят с частотой 500МГц, лишь малая часть этих событий представляет интерес. В таблице 5.1 приведены сечения и частота для различных физических процессов.

Триггерная система опирается в первую очередь на сигналы, полученные с дрейфовой камеры и электромагнитного калориметра. Для прохождения базового отбора событие должно соответствовать одному из следующих условий:

- наличие 2 треков удовлетворяющих “жестким” критериям отбора;
- наличие 3 треков удовлетворяющих “мягким” критериям отбора;
- более 4 изолированных кластеров в калориметре;
- полное энерговыделение в калориметре $\geq 1GeV$ ;

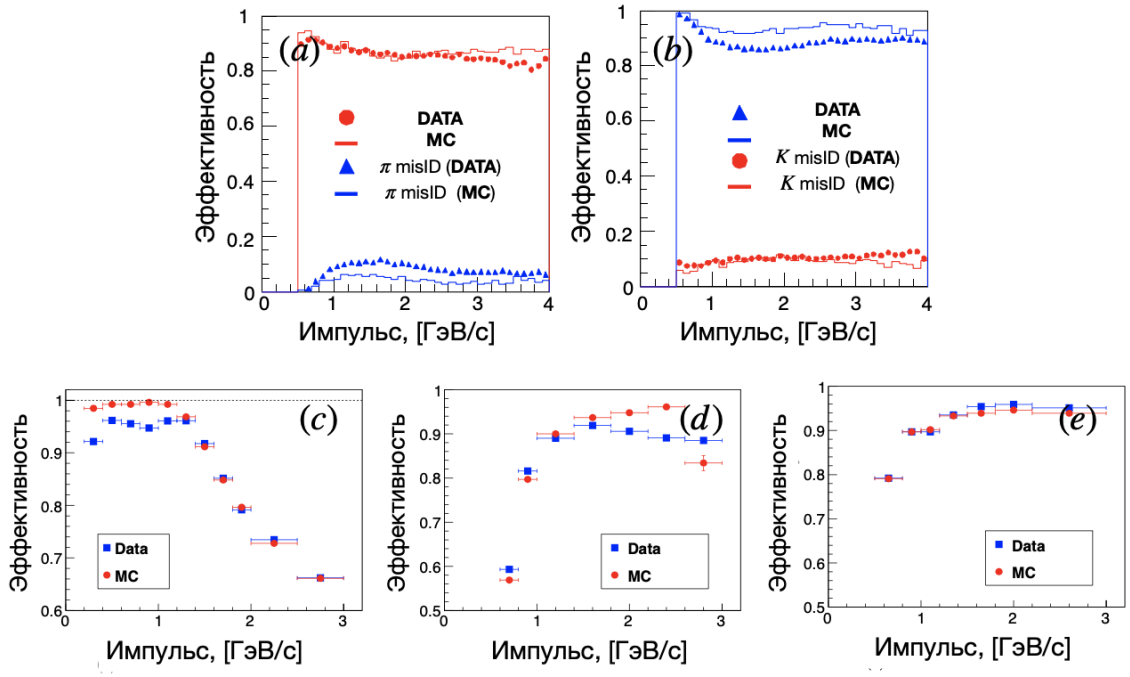



Рис. 5.3: Эффективность идентификации заряженных частиц в эксперименте Belle[96]. (a) – эффективность идентификации каонов, (b) – пионов, (c) – протонов, (d) – электронов, (e) – мюонов.

Для контроля эффективности триггера на реальных данных случайным образом записываются события в обход условий отбора. Разработанная система позволяет с высокой эффективностью и малым мертвым временем отбирать наиболее интересные с физической точки зрения события.

### 5.1.10 Моделирование детектора

Для определения разрешения и эффективности детектора, применительно к исследуемым физическим процессам, используется моделирование сигнальных процессов с помощью метода Монте-Карло. Данный метод также является эффективным инструментом для оценки вклада фоновых процессов.

Процесс моделирования с помощью метода Монте Карло можно разделить на три этапа:

1. Моделирование физического процесса рождения частиц в $e^+e^-$ столкновениях на уровне кинематики, с помощью пакета `RunEvtGen`. Задание относительных вероятностей соответствующих распадов.

2. Моделирование прохождения долгоживущих частиц через вещество детектора с помощью пакета GEANT [97] и запись информации, полученной с подсистем детектора.

3. Обработка полученных данных программными средствами, которые использовались на реальных данных эксперимента.

## 5.2 Супер B-фабрика Belle II

Проект Супер B-фабрики [98] предложен в качестве продолжения эксперимента Belle. Основной задачей фабрики прелестных адронов следующего поколения является поиск Новой физики в прецизионном измерении параметров редких процессов и повышение точности измерений фундаментальных параметров Стандартной модели.

Проектная светимость ускорителя Super KEKB составляет $8 \times 10^{35}$ см$^{-2}$с$^{-1}$, что в 40 раз превышает максимальную светимость, достигнутую в эксперименте Belle. Накопительные кольца (LER, HER[1]) спроектированы под асимметричные энергии пучков, чтобы обеспечить буст для системы центра масс, необходимый для исследования зависящей от времени вероятности распада прелестных мезонов. Эксперимент Belle II начал работу в 2018 году и к моменту написания настоящей работы достиг пиковой светимости $3 \times 10^{34}$ см$^{-2}$с$^{-1}$, а объем набранных данных составил 174 фб$^{-1}$ при энергии $e^+e^-$ столкновений близкой к массе $\Upsilon(4S)$-резонанса.

### 5.2.1 Детектор Belle II

Детектор Belle II работает на ускорителе с рекордной светимостью, превышающей предыдущую в 40 раз, что означает в 40 раз большую частоту сигнальных событий и на порядок больший ускорительный фон. Такие условия определяют повышенные требования к системе набора данных, а также к радиационной стойкости элементов детектора.

Новый вершинный детектор состоит из двух подсистем: кремниевого пиксельного детектора (PXD) и микростripового кремниевого детектора (SVD). Всего VXD состоит из 6 слоев, расположенных на расстоянии от 14 мм до 140 мм от первичной вершины взаимодействия. По сравнению с конфигурацией вершинного детектора в эксперименте Belle первый слой находится ближе к вершине первичного взаимодействия, а последний значительно дальше. Такая модификация приводит к значительному улучшению вершинного разрешения, а также к увеличению эффективности реконструкции распада $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ [72].

Дрейфовая камера (CDC) является одной из основных подсистем эксперимента. Внешний радиус CDC составляет 1130 мм, что на 250 мм больше аналогичной дрейфовой камеры эксперимента Belle. Такое расширение стало возможно благодаря модификации системы идентификации частиц в боковой части детектора.

[1]LER – Low Energy Ring, HER – High Energy Ring

Всего в дрейфовой камере установлено 14336 чувствительных проволочек, организованных в 56 слоев. Комбинируя информацию со стерео и аксиальных слоев, дрейфовая камера позволяет полностью восстановить спираль заряженного трека во всех пространственных направлениях с разрешением $\sim 100$ мкм.

Значительные изменения по сравнению с Belle претерпела система идентификации заряженных частиц. В боковой части детектора расположен детектор TOP (time-of-propagation) [99, 100]. В данной модификации черенковского детектора информация о кольце черенковского света передаётся посредством информации о времени и позиции фотонов в фотодетекторе, находящемся на конце кварцевой пластины. Каждая из 16 кварцевых пластин, покрывающих боковую поверхность детектора, имеет размеры 2.6м $\times$ 45см $\times$ 2см. Специально разработанные фотодетекторы, расположенные на одном из концов кварцевой пластины, обеспечивают временное разрешение на уровне 100 пкс. В передней торцевой части детектора Belle II идентификация обеспечивается аэрогелевым черенковским детектором (ARICH). Данная подсистема обеспечивает хорошее разделение каонов и пионов в диапазоне импульсов от 0.4 ГэВ/с до 4 ГэВ/с. Для увеличения числа зарегистрированных фотонов в ARICH применена новая технология, использующая два слоя аэрогеля с разными коэффициентами преломления ($n_1 = 1.045$ и $n_2 = 1.055$). Такая конфигурация обеспечивает большую эффективность детектирования фотонов без ухудшения по разрешения черенковскому углу [101, 102].

Для электромагнитного колориметра (ECL), состоящего из 8736 кристаллов CsI, обогащенных таллием, разработана и установлена новая считывающая электроника, соответствующая повышенным требованиям загрузки. Сами кристаллы CsI(Tl) оставлены без изменений. Однако вместе с достижением ускорителем пиковой светимости pile-up шумы в передней части калориметра (где ожидается наибольший уровень фона) могут существенно снизить эффективность работы ECL. Для решения данной проблемы в будущем предложен проект калориметра на кристаллах чистого CsI, обладающего меньшим временем высвечивания и большей радиационной стойкостью [103].

Для идентификации мюонов и долгоживущих нейтральных каонов в эксперименте модифицирована система KLM. Подробное ее описание содержится в следующем разделе.

### 5.2.2 Детектор мюонов и долгоживущих нейтральных каонов

Система регистрации мюонов и долгоживущих нейтральных каонов в эксперименте Belle реализована с помощью плоско-параллельных резистивных камер [104], которые располагались как в боковой, так и в торцевых частях детектора. В

условиях более высоких загрузок на Супер B-фабрике в подобном детекторе значительно снижается эффективность, что связано в первую очередь с большим мертвым временем, возникающим из-за медленного восстановления напряженности электрического поля после пробоя в резистивной камере. Проблема возникает наиболее остро для торцевых частей детектора (EKLM) и первых двух слоев боковой части детектора (BKLM). Для ее решения предложен новый проект мюонной системы, в основе которого лежит использование сцинтилляционных стрипов [105, 106]. Схематично устройство стрипа представлено на рисунке 5.4. Каждый стрип представляет собой брусок из полистирола со сцинтилляционной присадкой и светоотражающим покрытием. Размеры стрипа в поперечном сечении 7мм×40мм, а длина варьируется от 60см до 280см. Вдоль каждого стрипа расположена канавка с спектросмещающим волокном (WLS fiber), по которому сцинтилляционный свет поступает на кремниевый фотоумножитель (SiPM), расположенный с одного из торцов стрипа. На противоположном конце находится отражающая поверхность.

Мюонная система детектора Belle II состоит из 12 слоев в задней части детектора и 14 в передней. Каждый слой содержит 4 сектора (пример схемы изображен на рисунке 5.4). Сектор состоит из двух плоскостей по 75 стрипов в каждой. Стрипы в таких плоскостях ориентированы вдоль осей $x, y$. Всего в детекторе EKLM 15600 сцинтилляционных стрипов.

В рамках участия Физического института АН им. П.Н. Лебедева в международном эксперименте Belle II выполнены работы по установке и настройке работы считывающей электроники для системы регистрации мюонов и долгоживущих каонов. Автоматизирована процедура калибровки фотоумножителей и выполнен анализ ускорительных фонов в мюонной системе. Во время набора экспериментальных данных поддерживалась работоспособность и высокая эффективность EKLM.

### 5.2.3 Калибровки фотоумножителей EKLM

Для поддержания эффективности работы мюонной системы принципиально важной задачей является калибровка напряжения на кремниевых фотоумножителях, которые работают в режиме ограниченного гейгеровского разряда. На все фотоумножители подаётся единое значение высокого напряжения (73В), а “земля” подстраивается индивидуально для каждого конкретного канала. Подстроечное напряжение находится в пределах от 0 до 6.4В и может меняться с шагом 20мВ. В работе [105] показано, что оптимальная точка для работы кремниевого фотоумножителя находится на 1.2 В выше напряжения порога. Для определения порогового напряжения используется зависимость счета от порога при трех различных значе-

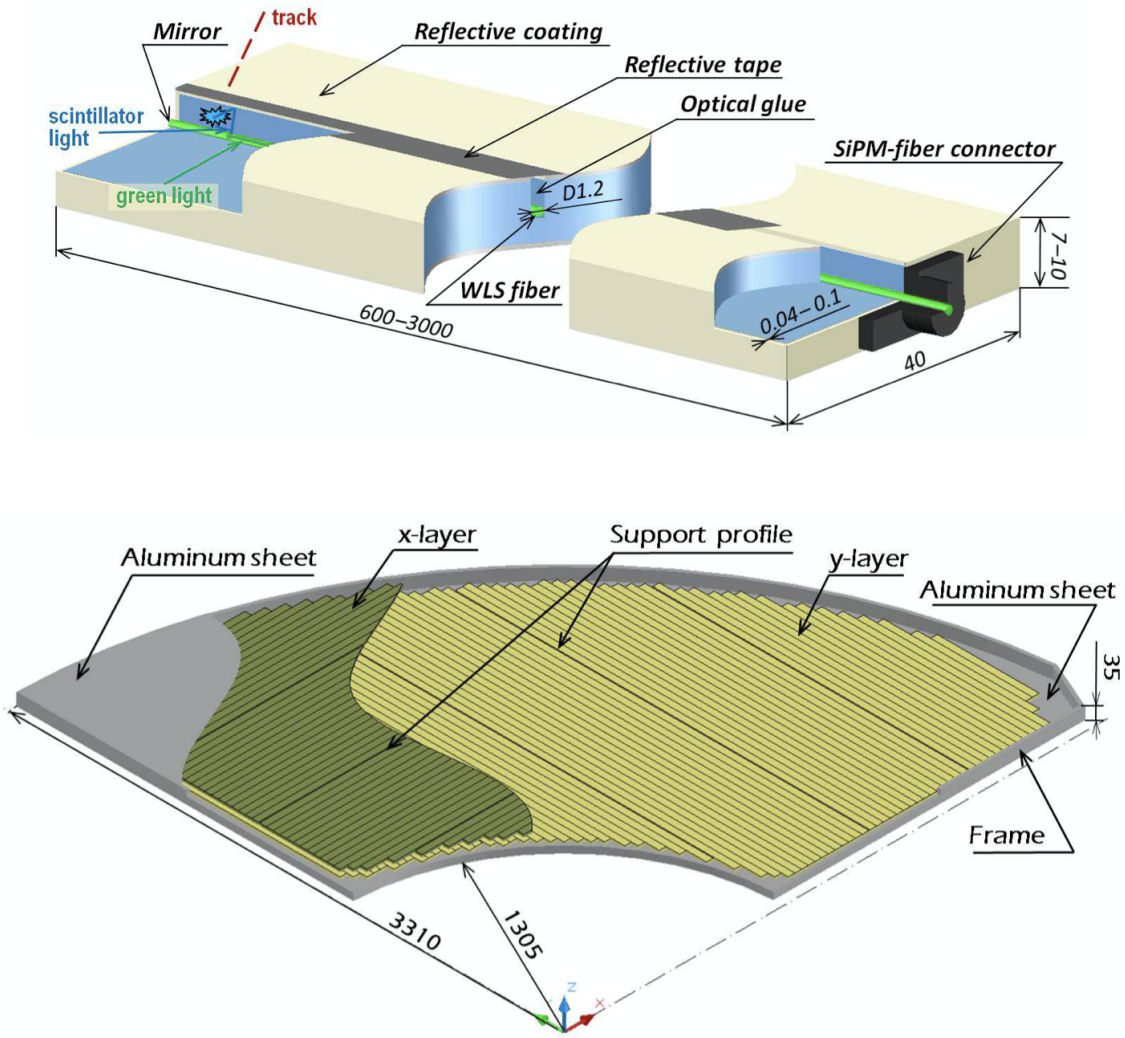



Рис. 5.4: Сверху – схематичный вид одного сцинтилляционного стрипа EKLM. Снизу – схематичный вид одного сектора детектора EKLM [106].

ниях напряжения. Для первичной калибровки эти значения выбираются в широком диапазоне, а впоследствии выполняется сканирование вблизи установленного ранее значения подстроечного напряжения. Пример распределения, полученного в результате такого сканирования, представлен на рисунке 5.5 . Для полученных распределений счета от порога производится численное дифференцирование и подгонка полученных распределений суммой гауссовых функций, описывающих шумы темнового тока, а также вторичные разряды, обусловленные оптической связью между пикселями в фотоумножителе. Предполагая линейную зависимость выхода фотоэлектронных шумов от напряжения, можно определить значение порогового напряжения (рисунок 5.5 ). В процессе выполнения регулярных калибровок подстроечного напряжения продемонстрирована стабильность положения

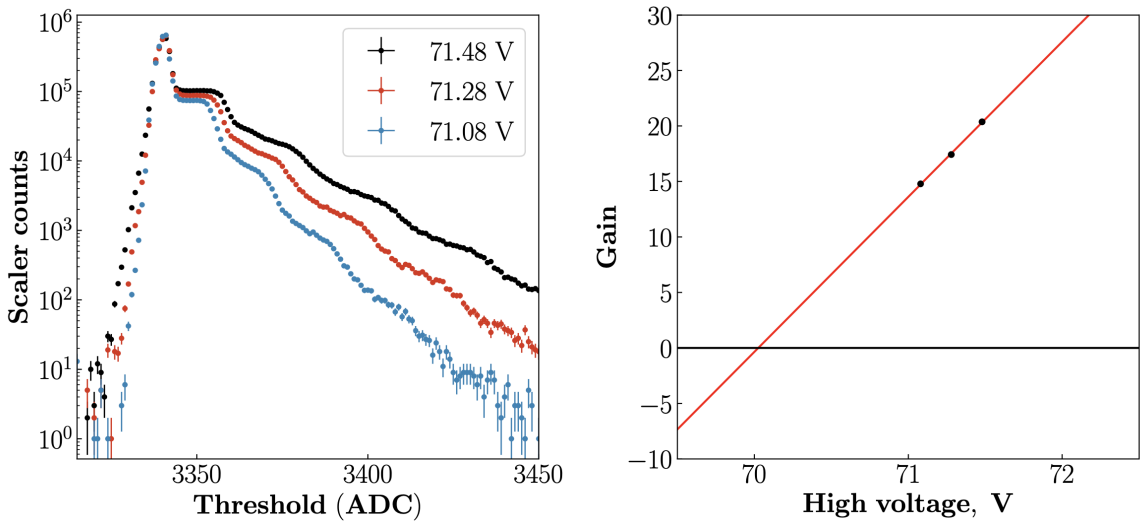



Рис. 5.5: Слева – пример спектра сигнала с кремниевого фотоумножителя. Справа – зависимость выхода фотоэлектронных шумов от напряжения.

рабочей точки и отлажена процедура короткой калибровки по трем значениям подстроечного напряжения. Качество разработанной процедуры подтверждается высокой эффективностью работы мюонной системы. Для различных секторов детектора эффективность находится на уровне 95%..98%.

### 5.2.4 Ускорительный фон в детекторе EKLM

Для оценки ускорительного фона в эксперименте Belle II произведены специальные заходы набора данных, когда в рабочем состоянии находится только одно из накопительных кольцах ускорителя Super KEKB. Такие заходы данных важны для подбора оптимальной конфигурации работы ускорителя – тока в накопительных кольцах и числа сгустков электронов и позитронов. В первую очередь, такая настройка работы ускорителя важна для вершинного детектора (VXD) и дрейфовой камеры (CDC). Однако, как будет показано далее, ускорительный фон влияет также на подсистему KLM.

Всего произведено 30 таких заходов набора данных. Конфигурации работы ускорителя для каждого захода представлены на рисунке 5.6. Наибольшая загрузка фоновыми событиями приходится на внешний слой передней части детектора EKLM и исходит от накопительного кольца позитронов (LER). Максимальная загрузка слоя наблюдалась при токе $\sim$ 400мА и 1600 сгустков в накопительном кольце и составила 260kHz, а для самого загруженного сцинтилляционного стрипа 22kHz, что не превышает проектную загрузку считывающей электроники – 160kHz. На рисунке 5.8 продемонстрировано распределение событий в последнем слое в плоскости $xy$. Локализация фоновых событий во внешнем слое связана с от-

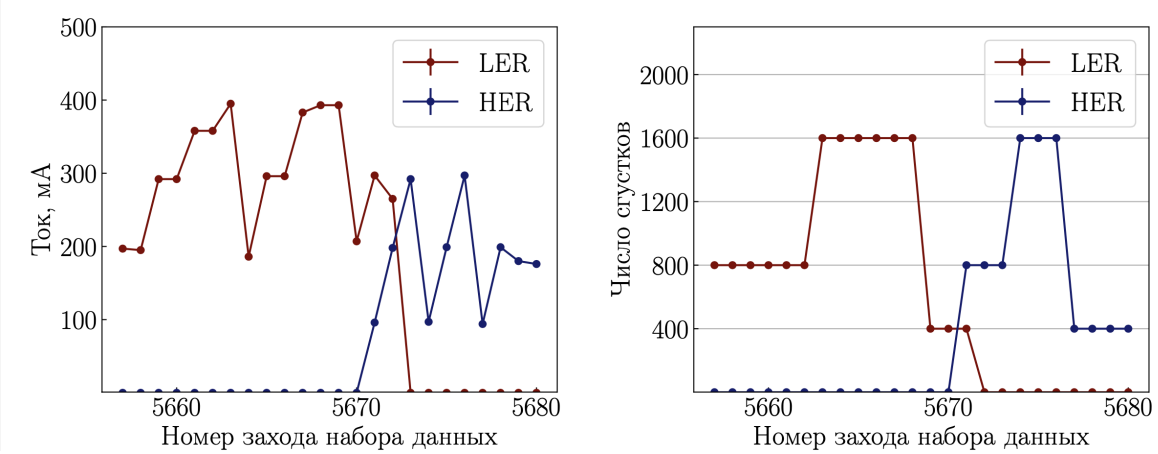



Рис. 5.6: Параметры специальных ускорительных заходов набора данных. Слева – значения тока, справа – число сгустков в накопительных кольцах.

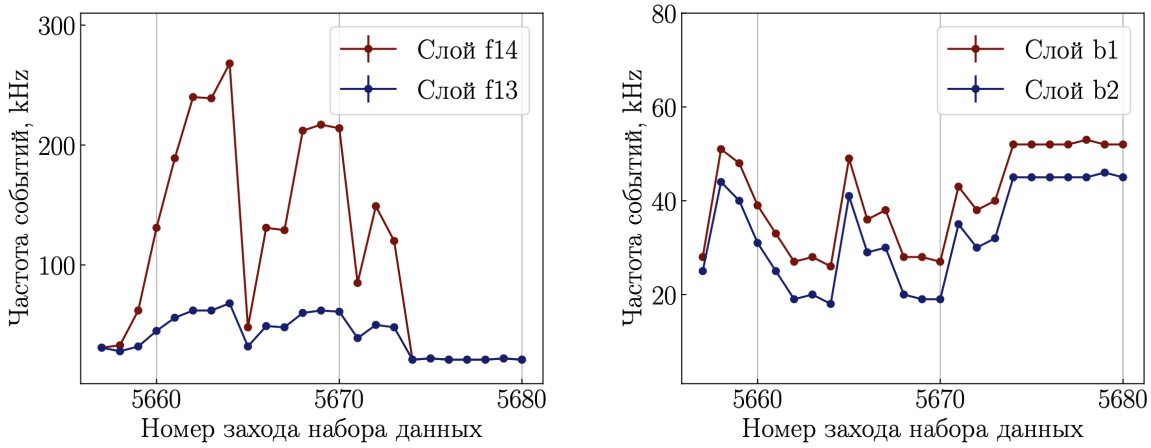



Рис. 5.7: Частота событий в наиболее загруженных слоях EKLM. Слева – загрузки двух первых слоёв передней части детектора, справа – первых двух слоёв задней части детектора.

сутствием нейтронного счета в данной области. Несмотря на устойчивость EKLM к текущим загрузкам, частота фоновых событий в последнем слое детектора превышает частоту сигнальных событий в 10 раз. В связи с этим принято решение оптимизировать размер временного окна, что позволило снизить уровень загрузки. Уже для 13-го (предпоследнего) слоя загрузки сильно падают и не представляют проблемы на данном этапе работы эксперимента.

Представленные конфигурации заходов набора данных соответствуют низкой по сравнению с проектной светимостью ускорителя. В будущем по некоторым оценкам [29] фон от коллайдера Super KEKB может возрасти на порядок. Поэтому принято решение установить дополнительную защиту на корпусе детектора в областях наибольшей загрузки, которая позволит системе сбора данных обеспечить запас прочности по отношению к ускорительному фону.

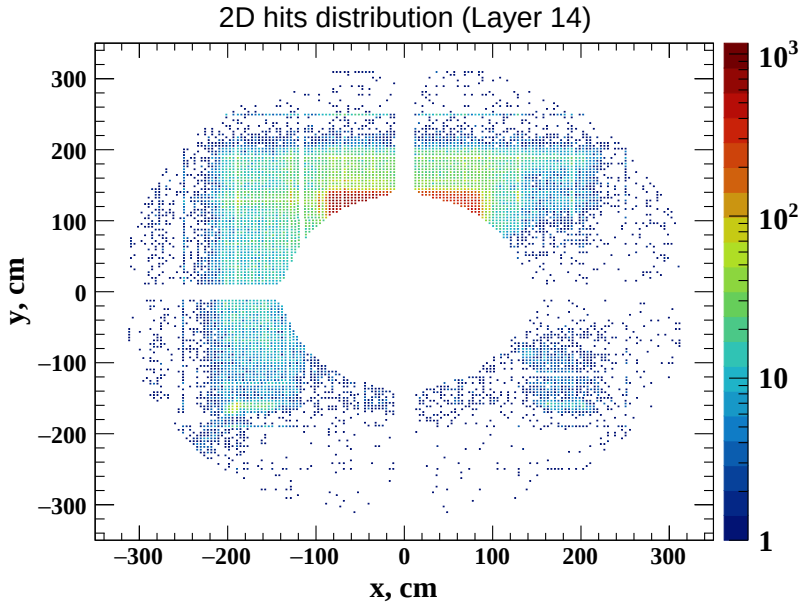



Рис. 5.8: Распределение событий, давших совпадение срабатываний в плоскостях $x$ и $y$ во внешнем слое передней части EKLM.

# Глава 6

# Измерение разностей сильных фаз в распадах очарованных адронов в эксперименте Belle

В главе 4 сформулированы требования к эксперименту для осуществления измерения разности сильных фаз в распадах очарованных адронов. Эксперимент Belle отвечает большинству из них. К основным трудностям следует отнести небольшой для указанного измерения образец данных, а также низкую эффективность детектирования полулептнонных распадов для частиц, отлетевших на большое расстояние от первичной вершины взаимодействия, что связано с особенностями реконструкции треков заряженных частиц, не происходящих из первичной вершины в эксперименте Belle. В то же время, реконструкция распада $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ в эксперименте Belle выполнена с высокой эффективностью, поскольку он имеет ключевое значение для измерения $\sin 2\beta$ в анализе процесса $B \to J/\psi K^0_S$.

Подчеркнем, что до сих пор измерение слабой $CP$ нарушающей фазы – $\phi_{+-}$ в распадах каонов осуществлялось лишь в протон-антипротонных столкновениях, в которых пара $\bar{s}s$ кварков рождается в сильном взаимодействии (так называемое ассоциативное рождение). Например, в процессе $p\bar{p} \to K^0 K^- \pi^+$ знак заряда $K^-$-мезона позволяет однозначно определить аромат нейтрального каона в начальный момент времени. Само наблюдение $CP$-нарушения в смешивании нейтральных каонов в эксперименте Belle в распадах очарованных адронов является интересной и важной задачей.

Анализ рождения нейтральных каонов в распадах $D^+_s \to K^0_S K^+$, $D^+ \to K^0_S \pi^+$, $D^{*+} \to (K^0_S \pi^0)_D \pi^+$ и соответствующих зарядово-сопряженных модах выполнен на полном образце данных эксперимента Belle, набранном в области рождения $\Upsilon(4S)$-, $\Upsilon(5S)$-резонансов, близлежащем континууме, данных энергетического сканирования, что соответствуют интегральной светимости $951 \text{фб}^{-1}$.

## 6.1 Восстановление распадов

### 6.1.1 Предварительный отбор

На этапе предварительного отбора событий мы потребовали, чтобы заряженные треки из распадов $D$-кандидатов происходили из первичной вершины и удовлетворяли требованиям: $dr < 1$ мм, $dz < 4$ мм, где $dr$, $dz$ – прицельные параметры треков, а ось Z направлена вдоль линии $e^+e^-$-пучков. Для кандидатов в заряженные адроны необходима идентификация: $R(\pi/K) > 0.1$ для $\pi$-мезонов, $R(K/\pi) > 0.6$ для $K$-мезонов, где отношения $R$ определены согласно (5.1).

Нейтральные каоны восстанавливали в распадах $K^0_S \to \pi^+\pi^-$, причем для сигнальных событий инвариантная масса двух пионов должна удовлетворять требованию – $|m_{\pi^+\pi^-} - M_{K^0_S}| < 9$ МэВ/$c$. Для подавления фона использован пакет `NeuroBias`, использующий нейросеть для отбора долгоживущих нейтральных частиц – $K^0_S$ и $\Lambda$ (так называемых V-частиц). В качестве входных переменных использован угол распада частицы, угол между импульсом кандидата и направлением на первичную вершину, расстояние по оси Z между двумя заряженными треками, а также число хитов в CDC и SVD. Выходом нейросети являются две переменные: `nb.vlike` – характеризующая принадлежность кандидата к классу V-частиц, и `nb.nolam` – характеризующая кандидата как $K^0_S$ или $\Lambda$. Обе переменные принимают значения в интервале $[-1, 1]$. Для отобранных событий эти переменные должны удовлетворять условиям: `nb.vlike` $> 0$, `np.nolam` $> 0$. Для всех предварительно отобранных кандидатов выполнена подгонка в табличную массу и вершину распада. Такая процедура позволяет улучшить импульсное разрешение каонов на 12%.

Кандидаты в $\pi^0$-мезоны восстанавливали в распадах $\pi^0 \to \gamma\gamma$. Для подавления фона потребовано, чтобы энергия фотонов, зарегистрированных в боковой части калориметра, удовлетворяла соотношению $E_\gamma > 60$ МэВ, а энергия фотонов, зарегистрированных в торцевых частях калориметра, соотношению $E_\gamma > 120$ МэВ. Масса $\pi^0$-кандидатов ограничена интервалом $0.118$ МэВ/$c^2 < M_{\gamma\gamma} < 150$ МэВ/$c^2$.

Для восстановленных кандидатов очарованных адронов выполнена процедура подгонки в вершину. Для $D^0$-мезонов из процесса $D^{*+} \to (K^0_S\pi^0)_D\pi^+_s$ выполнена подгонка в массу и вершину.

### 6.1.2 Оптимизация критериев отбора

Для дальнейшего применения критериев отбора и оптимизации их значений использовано моделирование с помощью метода Монте Карло. Образец данных моделирования превышает объем экспериментальных данных вдвое.

Очарованные адроны рождаются в эксперименте Belle как в континууме ($e^+e^- \to$

$c\bar{c}$), так и в распадах $B$-мезонов. Адроны, родившиеся в континууме имеют большой импульс, что позволяет эффективно выделить их на фоне $B$-мезонных событий. Однако для данного анализа важна эффективность восстановления каонов низких энергий, что не позволяет пренебречь $B$-мезонными событиями. Поэтому оптимизация критерия отбора по импульсу $D$-мезонов выполнена отдельно для данных, набранных ниже порога рождения пары $B\bar{B}$, где очарованные адроны рождаются только в континууме, и для данных выше порога, где доступны оба механизма рождения очарованных адронов.

Распределение по импульсу в системе центра масс (с.ц.м.) для $D_s$-кандидатов, а также распределения фоновых событий представлены на Рисунке 6.1. Для выбора оптимального значения критерия отбора использована функция FoM $= S/\sqrt{S+B}$, где $S$ – число сигнальных событий, полученное на данных моделирования, а $B$ – число фоновых событий, полученное на данных эксперимента Belle. Распределения FoM для различных значений импульса $D_s$-мезонов представлены на Рисунке 6.1. Аналогичная процедура оптимизации отбора по импульсу кандидатов выполнена для каналов распада $D^+ \to K^0_S\pi^+$, $D^0 \to K^0_S\pi^0$, результаты которой представлены в таблице 6.1.

Для подавления фона отбор осуществлялся по углу распада $D$-мезонов. Угол $\theta^{hel}$ определен, как угол между направлением вылета $K^0_S$-мезона в системе покоя $D$-мезона и обратным направлением импульса $D$-мезона в системе центра масс. На Рисунке 6.2 представлены распределения по косинусу угла распада $D^+_s \to K^0_S K^+$ для сигнальных и фоновых событий, полученные в результате моделирования. Отметим, что распределение, соответствующее фоновым событиям, имеет характерные пики при значениях $\cos\theta^{hel} = \pm 1$, в то время как сигнал распределен почти равномерно (с небольшой поправкой на эффективность). Кроме того, на Рисунке 6.2 (справа) показаны распределения по $\cos\theta^{hel}$ для событий с временами жизни $t/\tau_{K^0_S} > 6$. В большие времена жизни значительный вклад вносят события, в которых импульс $K^0_S$-мезона в системе покоя $D$-мезона направлен против импульса $D$-мезона в с.ц.м., то есть нейтральный каон летит назад. Учитывая это обстоятельство, мы применили критерий отбора лишь для положительных значений $\cos\theta^{hel}$. В дальнейшем данная переменная использована при построении модели машинного обучения, которое обсуждается в следующем разделе. Конкретное значение оптимизировано аналогично отбору по импульсу с помощью функции FoM $= S/\sqrt{S+B}$. Выбранные значения критериев отбора для всех исследуемых процессов представлены в таблице 6.1.

В работе потребовано, чтобы угол между измеренным импульсом $K^0_S$-мезона и направлением на вершину распада очарованного адрона не превышал 20 мрад. Такое ограничение позволяет не только подавить фон, но и убрать из рассмотрения эффекты, связанные с некогерентной регенерацией, когда нейтральный каон

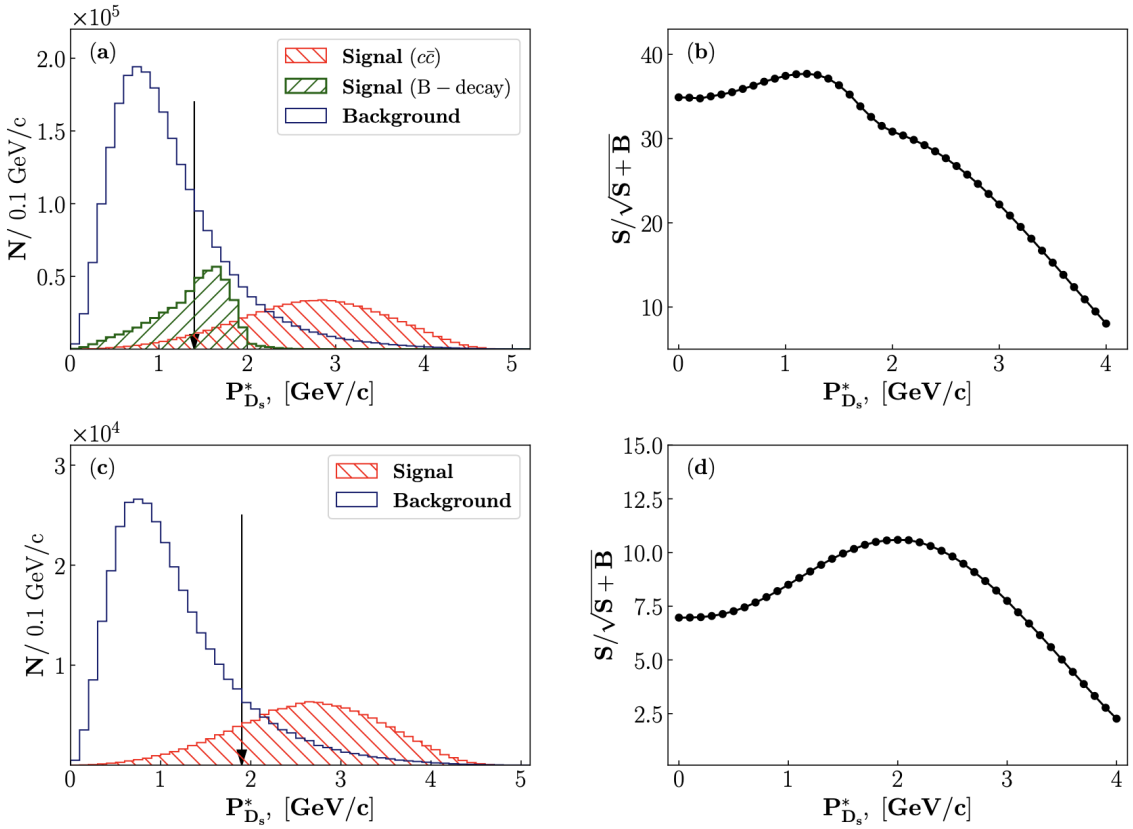



Рис. 6.1: Распределения по импульсу $D_s$-кандидатов: (a) – для данных набранных выше порога $B\bar{B}$, (c) – для данных континуума. Распределения FoM: (b) – для данных набранных выше порога $B\bar{B}$, (d) – для данных континуума.

рассеивается на веществе на большой угол. Кроме того, оптимизированы ограничения на идентификацию заряженных адронов из распада очарованной частицы, и добавлено требование на $\chi^2$ подгонки $D$-мезона в вершину. Резюме всех применённых критериев отбора и оптимизированные для каждого канала значения представлены в таблице 6.1.

При восстановлении распада $D^0 \to K^0_S\pi^0$ применено требование одного кандидата на событие. Для событий сигнального интервала выбирался кандидат, обладающий наименьшим $\chi^2$ подгонки в вершину и массу $D^0$-мезона.

## 6.2 Отбор событий с использованием машинного обучения

В дальнейшем отборе сигнальных событий использованы алгоритмы машинного обучения. Для классификации событий как сигнала или фона использован алгоритм градиентного бустинга деревьев решений (Boosted Decision Trees, BDT),

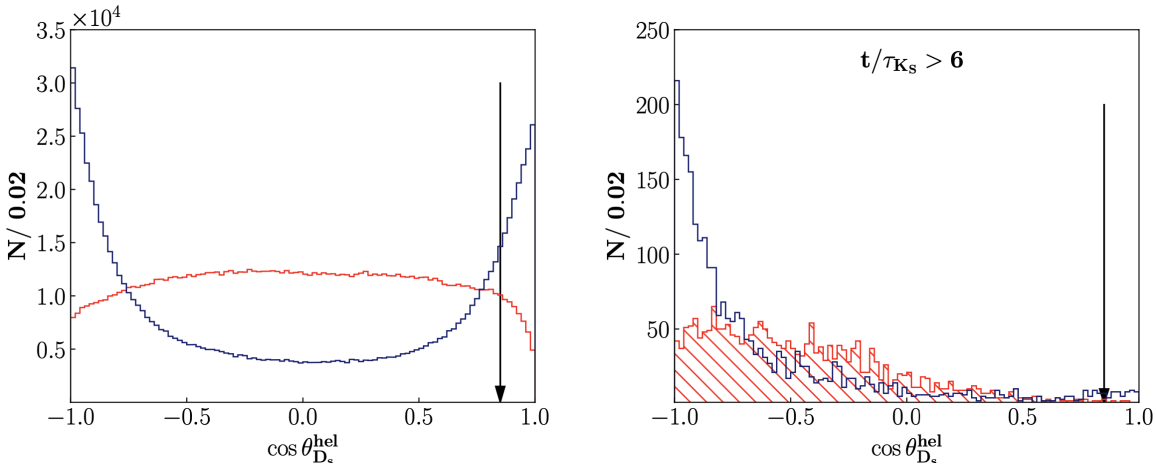



Рис. 6.2: Распределения по углу распада $D_s$-мезонов. Гистограмма красного цвета – распределение сигнальных событий, синего цвета – распределение фоновых событий.

основе которого лежит разбиение данных на подмножества с помощью серии "вопросов", представляющих собой условия для входных параметров данных. Серия таких вопросов – это дерево решений. Алгоритм градиентного бустинга, в свою очередь, строит последовательности деревьев решений, в которых на каждом этапе очередное дерево решений пытается исправить ошибки предыдущего. К преимуществам такого метода можно отнести его прозрачность, что особенно важно для физического анализа. Кроме того, следует отметить высокую скорость вычисления прогнозов, поскольку в ансамбль объединяются, как правило, простые деревья. Для реализации данного алгоритма в работе использован пакет `scikit-learn`.

Одной из особенностей алгоритма BDT является его чувствительность к настройке параметров, к которым относятся число деревьев (`n_etimators`), скорость обучения (`learning_rate`), контролирующая степень вклада каждого дерева в устранение ошибок предыдущих деревьев, глубина каждого дерева (`max_depth`), минимальное разделение образцов данных (`min_samples_split`).

Выбор параметров для BDT осуществлялся с помощью кривой рабочей характеристики приемника (ROC-кривая). ROC-кривая позволяет рассмотреть эффективность классификатора с точки зрения сравнения доли истинно положительных примеров с долей ложно положительных примеров. В дальнейшем для сравнения моделей BDT с различными параметрами мы используем значение площади под ROC-кривой – AUC[1]. Для идеальной модели площадь под ROC-кривой равна единице, что говорит о 100% доле истинно положительных примеров при нуле ложно положительных.

Обучение проводили с привлечением размеченных данных, полученных с по-

[1] Area under curve

Таблица 6.1: Оптимизированные критерии отбора сигнальных событий

| Критерий отбора | $D^+ \to K^0_S\pi^+$ | $D^+_s \to K^0_S K^+$ | $D^0 \to K^0_S\pi^0$ |
|---|---|---|---|
| Прицельные параметры заряженных треков | $dr < 1, \quad dz < 4$ | | |
| Масса $K^0_S$-кандидата | $\lvert m(\pi^+\pi^-) - M_{K^0_S}\rvert < 0.008$ GeV/c$^2$ | | |
| Отбор $K^0_S$ (`NeuroBias`) | `nb.vlike` $> 0.85$, `nb.nolam` $> 0.9$ | | |
| Идентификация | $R_{\pi/K} > 0.6$ | $R_{K/\pi} > 0.75$<br>$R_{K/p} > 0.01$ | — |
| $\mathbf{P}^*$, (cont/$B\bar{B}$), GeV/c | >2.0/1.3 | >1.9/1.4 | >1.3/0.7 |
| $\cos\theta^{hel}$ | <0.8 | <0.85 | <0.9 |
| $\theta_{K^0_S}$ | $\theta_{K^0_S} < 20$ mrad | | |
| $\chi^2_D$ | <20 | <15 | — |
| $\cos\theta_D$ | >0.8 | — | — |
| $E^{min}_\gamma$, MeV (barrel/endcap) | — | — | >60/120 |

мощью Монте-Карло моделирования. Для построения модели мы использовали следующие переменные: угол распада $D$-мезона, прицельные параметры треков ($dr,\ dz$) и идентификацию ($R_{\pi/\mu}$) для $\pi$-мезонов из распада $K^0_S$-мезонов, $\chi^2$ подгонки в вершину $D$-мезона, идентификацию для заряженных адронов из распада $D^\pm_{(s)}$, кроме того, для $D^\pm_{(s)}$ использован отлет очарованного мезона от первичной вершины, а также угол между направлением на первичную вершину и импульсом $D^\pm_s$-мезона. Распределения AUC для различных параметров BDT для тренировочного и тестового образцов данных представлены на Рисунке 6.3.

Для отбора сигнальных событий использован метод `predict_proba`, позволяющий определить с какой вероятностью каждое конкретное событие относится к классу сигнал/фон. На Рисунке 6.4 показан пример распределения по данной переменной для предварительно отобранных событий $D^+ \to K^0_S\pi^\pm$. Представленное распределение демонстрирует, что модель BDT способна с хорошей точностью предсказывать класс события. Подчеркнем, что модель машинного обучения с высокой точностью способна определять неправильно реконструированные $K^0_S$-кандидаты; 90% таких событий имеют сигнальную вероятность меньше 0.01. Подобный результат является несомненным преимуществом отбора с использованием методов машинного обучения.

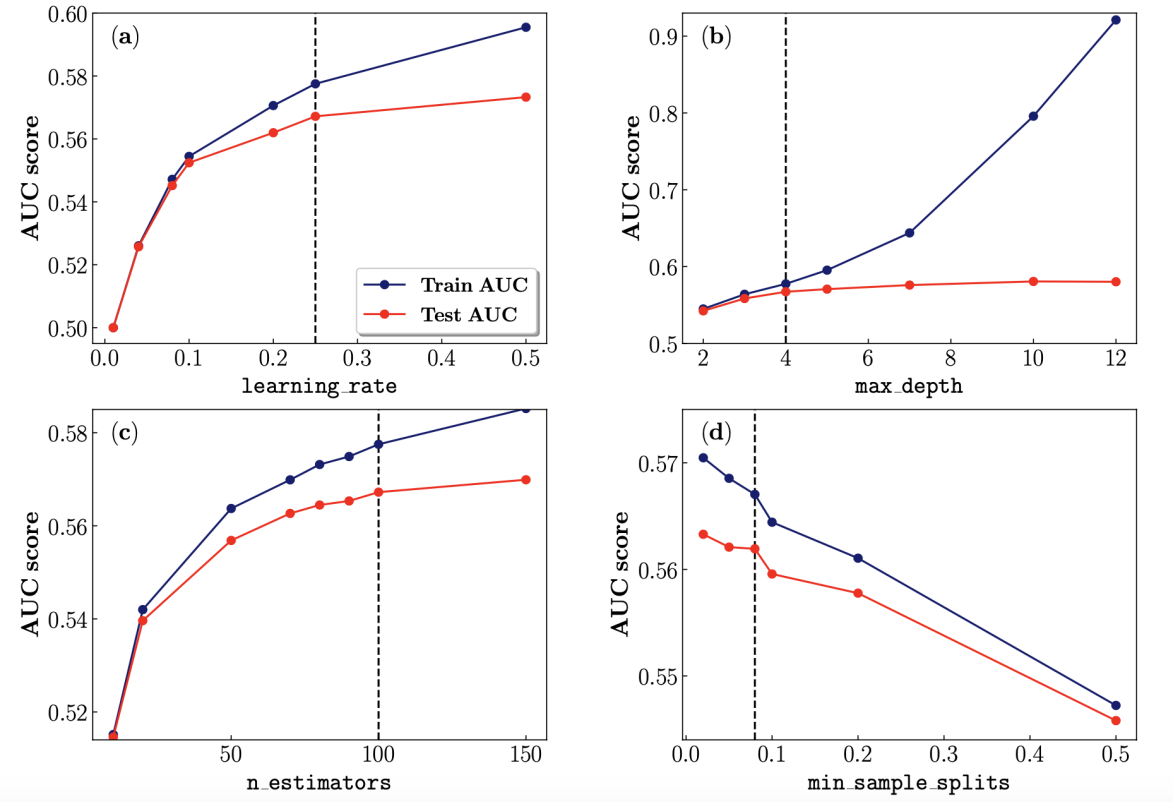



Рис. 6.3: Распределения AUC для параметров модели машинного обучения, пунктирными линиями показаны выбранные значения параметров.

## 6.3 Изучение фоновых процессов

Потенциальные источники фона для всех исследуемых процессов проанализированы с помощью моделирования.

Для распадов $D_s \to K^0_S K$ в качестве основных источников фона выделены:

- комбинаторный фон, когда правильно реконструированные и идентифицированные $K^0_S$ и $K^+$-мезоны, рождаются не в распадах $D_s$-мезона;
- фон, обусловленный неправильной идентификацией $K/\pi$-мезонов;
- фон от распадов $D^+ \to K^0_S \pi^+$. Этот фон также связан с неправильной идентификацией $K/\pi$-мезонов, но мы рассмотрим его отдельно, поскольку такие события имеют характерную форму распределения по инвариантной массе $K^0_S K^+$-комбинаций;
- фон, обусловленный неправильной идентификацией $K/p$;
- фоновые события, где неправильно реконструированы $K^0_S$-мезоны.

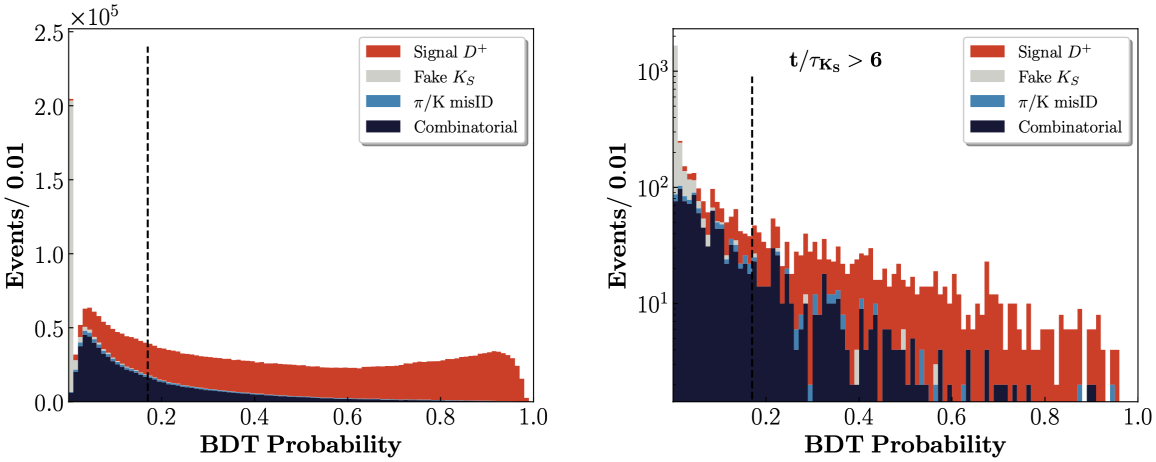



Рис. 6.4: *(слева)*Распределение предсказанной моделью BDT вероятности того, что событие относится к классу сигнала для данных моделирования. *(справа)* Аналогичное распределение для событий удовлетворяющих условию $t/\tau_{K^0_S} > 6$.

Вклады сигнальных событий и фоновых процессов в распределение по инвариантной массе $K^0_S K^+$ представлены на Рисунке 6.5. Показано, что главный источник фона – комбинаторный фон. Значительный вклад вносит неправильная идентификация $\pi/K$-мезонов. Критерий отбора $R_{K/p} > 0.01$ позволяет эффективно подавить фон от неправильной идентификации протона как каона до пренебрежимо малого уровня. Моделирование показало, что распределения по времени жизни нейтральных каонов для комбинаторных фоновых событий в сигнальной области могут быть хорошо описаны при помощи событий из областей соседних с сигнальной.

Особого внимания заслуживает фон, вызванный отражением от процесса $D^+ \to K^0_S \pi^+$. Потенциально такие события могут внести неопределенность в измерение разности сильных фаз. В процессе $D^+ \to K^0_S \pi^+$ также участвуют CF и DCS амплитуды и присутствует разность сильных фаз, которая в общем случае отличается от разности сильных фаз в процессе $D^+_s \to K^0_S K^+$. Однако уровень идентификации в эксперименте Belle, а также отбор событий с помощью машинного обучения позволяют значительно подавить такие события.

Измерение разности сильных фаз предполагает анализ зависящей от времени вероятности распадов $K^0_S$-мезонов, и поэтому фон от неправильно реконструированных $K^0_S$-мезонов следует рассмотреть отдельно. При малых временах жизни нейтральных каонов данный фон дает пренебрежимо малый вклад, однако начинает расти при больших временах жизни. Это объясняется тем, что основными источниками данных событий являются распады $K^0_L \to \pi\mu\nu_\mu$ и вторичные пересечения треков, происходящих из первичной вершины. Для подавления такого фона в модель машинного обучения добавлены переменные для прицельных па-

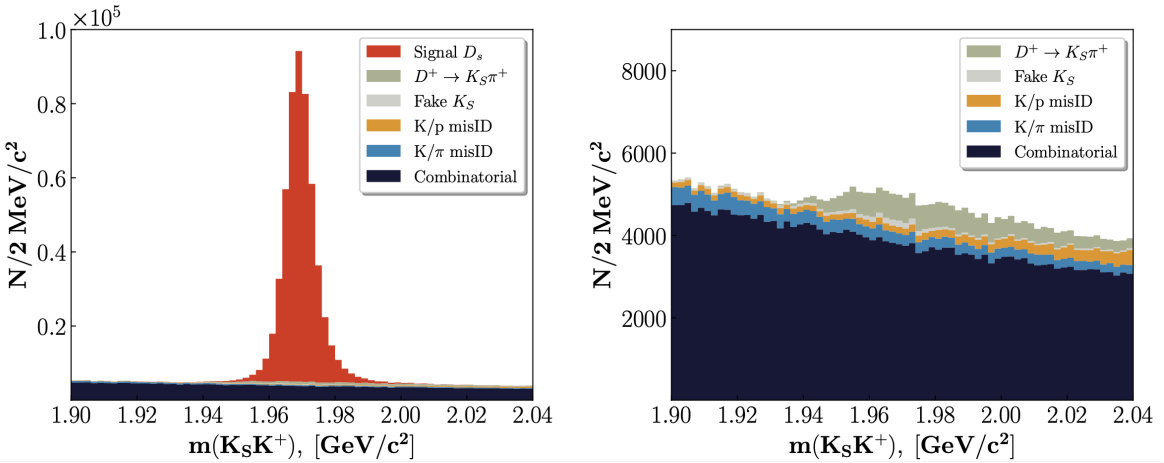



Рис. 6.5: *(слева)* Распределение по инвариантной массе $K^0_S K^\pm$-комбинаций. Красным цветом показан сигнальный процесс, темно синим – комбинаторный фон, голубым – фон, обусловленный неправильной идентификацией $K/\pi$-мезонов, желтым – фон, обусловленный неправильной идентификацией $K/p$, серым – фон от неправильно реконструированных $K^0_S$-кандидатов и светло зеленым – отражение от процесса $D^\pm \to K^0_S\pi^\pm$. *(справа)* Аналогичное распределение без учета сигнала.

раметров и идентификации для треков $\pi^\pm$ из распадов нейтральных каонов. Как показано в предыдущем разделе, модель BDT позволяет значительно подавить фон от неправильно реконструированных $K^0_S$-мезонов.

Для процесса $D^+ \to K^0_S\pi^+$ можно выделить следующие источники фоновых событий:

- комбинаторный фон, когда $K^0_S$ и $\pi^+$-мезоны правильно реконструированы и идентифицированы, но не рождаются в распадах $D_s$-мезонов;
- фон, обусловленный неправильной идентификацией $\pi/K$-мезонов;
- фоновые события, в которых неправильно реконструированы $K^0_S$-мезоны.

Фон от распадов $D_s \to K^0_S K$ мы не учитываем, поскольку результаты моделирования свидетельствуют о его пренебрежимо малом вкладе. Последнее связано с меньшей вероятностью фрагментации пары $c\bar{c}$-кварков в $D_s$-мезон, чем в $D^+$-мезон [78].

Относительные вклады источников фона проиллюстрированы на Рисунке 6.6. Как и в случае распадов $D_s$-мезонов наибольший вклад вносит комбинаторный фон. Однако поскольку $D^+$-мезон относится к относительно долгоживущим адронам, это фон можно эффективно подавить, применив критерий отбора на угол между восстановленным импульсом $D^+$-кандидата и направлением от вершины распада $D^+$-мезона на первичную вершину взаимодействия (таблица 6.1). Такое

ограничение позволяет уменьшить комбинаторный фон более чем в два раза, потеряв $\sim 10\%$ сигнальных событий.

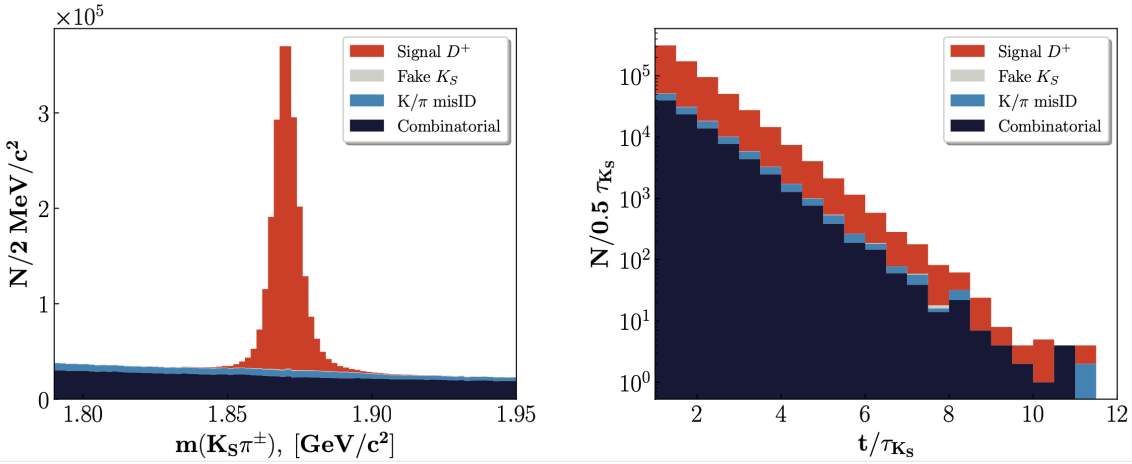



Рис. 6.6: *(слева)* Распределение по инвариантной массе $K^0_S\pi^\pm$-комбинаций. *(справа)* Распределение событий по времени жизни нейтральных каонов. Красным цветом показан сигнальный процесс, темно синим – комбинаторный фон, голубым – фон, обусловленный неправильной идентификацией $\pi/K$, серым – фон от неправильно реконструированных $K^0_S$-кандидатов.

Основной источник фона для процесса $D^{*+} \to (K^0_S\pi^0)_D\pi^+_s$ – комбинаторный, связанный с неправильной реконструкцией $\pi^0, D^0, D^*$. Относительные вклады фоновых процессов показаны на Рисунке 6.7. Как видно, вклад неправильно реконструированных $K^0_S$-мезонов пренебрежимо мал. Хотя к потенциальным источникам фоновых событий относится нерезонансный процесс $D^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$, моделирование показало, что его вклад существенно подавлен требованием отлета $K^0_S$-мезонов от первичной вершины.

В процессе моделирования выполнена проверка асимметрии ароматов нейтрального каона для фоновых событий в сигнальной области. Такая асимметрия могла бы возникнуть, например, для процесса $D_s \to K^0_S K$. При рождении комбинации $K^0K^- + X_{ud}$ в континууме заряд $K^-$-мезона однозначно бы определял аромат нейтрального каона, и такой процесс мог бы стать потенциальным источником неопределенности в измерении разности сильных фаз. Как показали результаты моделирования $K^0$ и $\bar{K}^0$ дают с высокой степенью точности одинаковые вклады в распады $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ для фоновых событий. Таким образом, можно ожидать, что оценка фоновых событий из данных (из областей соседних с сигнальной) не приведет к возникновению неопределенности в измерении разности сильных фаз и параметров смешивания в нейтральных каонах.

В заключение следует отметить, что применение критериев отбора, описанных выше, позволяет значительно подавить вклад источников фона. Единственный

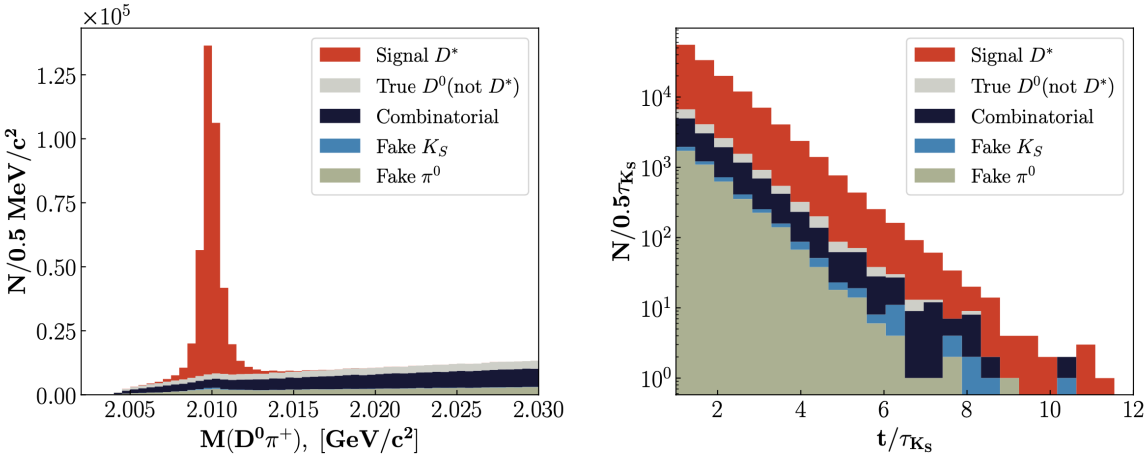



Рис. 6.7: *(слева)* Распределение по инвариантной массе $K^0_S\pi^\pm$-комбинаций. *(справа)* Распределение событий по времени жизни нейтральных каонов. Красным цветом показан сигнальный процесс, темно синим – комбинаторный фон, зеленым – фон, обусловленный неправильной реконструкцией $\pi^0$, голубым – фон от неправильно реконструированных $K^0_S$-кандидатов и серым – фон от комбинаторных $D^{*+}$-мезонов.

фоновый процесс к исследуемому распаду $D^+_s \to K^0_S K^+$, который не удается адекватно оценить с помощью рассмотрения событий в областях соседних с сигнальной – это $D^+ \to K^0_S\pi^+$. Однако поскольку его вклад мал, вносимая неопределенность в определение разности сильных фаз более чем на порядок меньше потенциальной точности настоящего измерения.

## 6.4 Сигнальные распределения

Для физического анализа использован весь объем данных эксперимента Belle, набранных в области рождения $\Upsilon(4S)$-, $\Upsilon(5S)$-резонансов, в континууме и в ходе энергетического сканирования, составляющий 951 фб$^{-1}$. Примененные критерии отбора аналогичны использованным в процессе моделирования. Для распадов $D^+ \to K^0_S\pi^+$ и $D^+_s \to K^0_S K^+$ осуществлен отбор с помощью машинного обучения (BDT).

Полученные распределения для инвариантных масс $K^0_S K^+$ и $K^0_S K^-$ комбинаций представлены на Рисунке 6.8. Для описания полученных распределений использована функция

$$f(x) = \sum_{i=1}^{3} G(x, \mu_i, \sigma_i, N_i) + P_2(x), \tag{6.1}$$

где $G_i(x)$ – функция Гаусса, а $P_2(x)$ – полином второй степени. Условие отбора сигнальных событий – $|m(K^0_S K^\pm) - M_{D^\pm_S}| < 12$ МэВ/$c^2$, соответствует $\sim 2.9\sigma$. Для

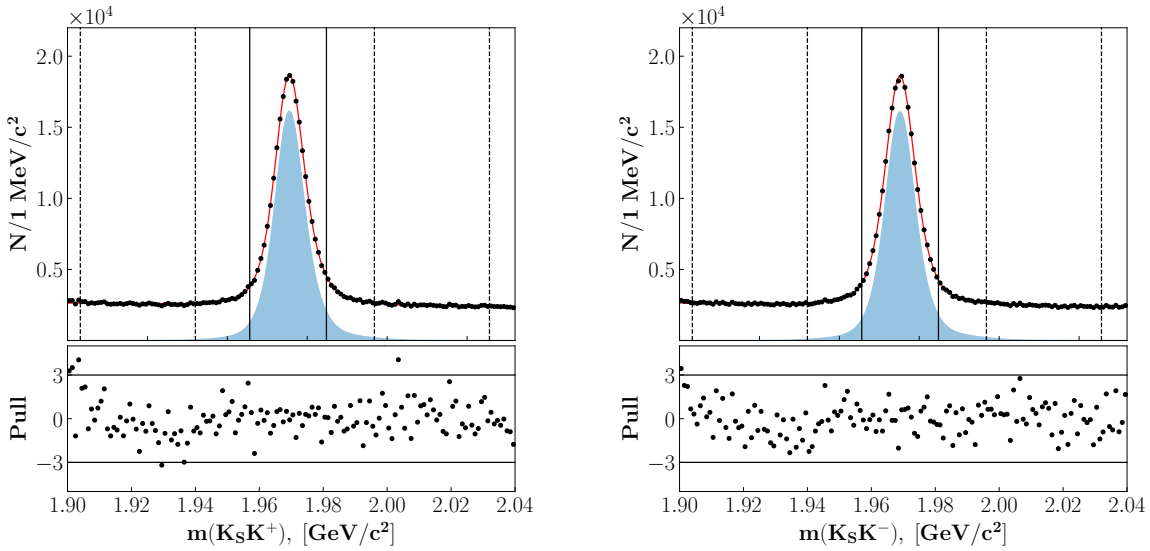



Рис. 6.8: Распределения инвариантных масс комбинаций $K^0_S K^+$ (слева) и $K^0_S K^-$ (справа). Точки с ошибками – данные, красная линия – результат подгонки распределений, голубым цветом показано сигнальное распределение. Для распределения $D^+_s$: $\chi^2/n.d.f. = 205/125$ и для распределения $D^-_s$: $\chi^2/n.d.f. = 177/125$.

оценки фона в сигнальной области выбраны контрольные интервалы: 1.904 ГэВ/$c^2$ < $m(K^0_S K^\pm) - M_{D_S}$ < 1.940 ГэВ/$c^2$ – левый и 1.996 ГэВ/$c^2$ < $m(K^0_S K^\pm) - M_{D_S}$ < 2.032 ГэВ/$c^2$ – правый (пунктирные линии на Рисунке 6.8). Распределения по времени жизни нейтральных каонов для событий левого и правого контрольных интервалов в пределах ошибки хорошо описывают друг друга.

Аналогичная подгонка распределений осуществлена для $D^\pm$-кандидатов. Для подгонки использована функция (6.2). Полученные распределения и результат подгонки представлены на Рисунке 6.9. Сигнальные события должны удовлетворять условию – $|m(K^0_S\pi^\pm) - M_{D^\pm}| < 11$ МэВ/$c^2$. Оценка фона в сигнальной области производилась в интервалах: 1.807 ГэВ/$c^2$ < $m(K^0_S\pi^\pm) - M_{D^\pm}$ < 1.840 ГэВ/$c^2$ и 1.900 ГэВ/$c^2$ < $m(K^0_S\pi^\pm) - M_{D^\pm}$ < 1.933 ГэВ/$c^2$.

Для отбора сигнальных событий в канале распада $D^{*+} \to (K^0_S\pi^0)_D\pi^+_s$ проанализированы распределения по инвариантной массе комбинаций $D^0\pi^\pm_s$. Для описания распределений использована функция

$$f(x) = \sum_{i=1}^{3} G(x, \mu_i, \sigma_i, N_i) + P_2(x) + c_1\sqrt{x - c_2}. \qquad (6.2)$$

Полученные распределения (для которых использовано ограничение 1.8ГэВ/$c^2$ < $m(K^0_S\pi^0)$ < 1.9ГэВ/$c^2$) показаны на Рисунке 6.10. Можно убедиться, что даже без использования машинного обучения в исследуемом канале, тагирование аромата $D^0$-мезона в начальный момент времени распадом $D^* \to D^0\pi_s$ позволяет выделить

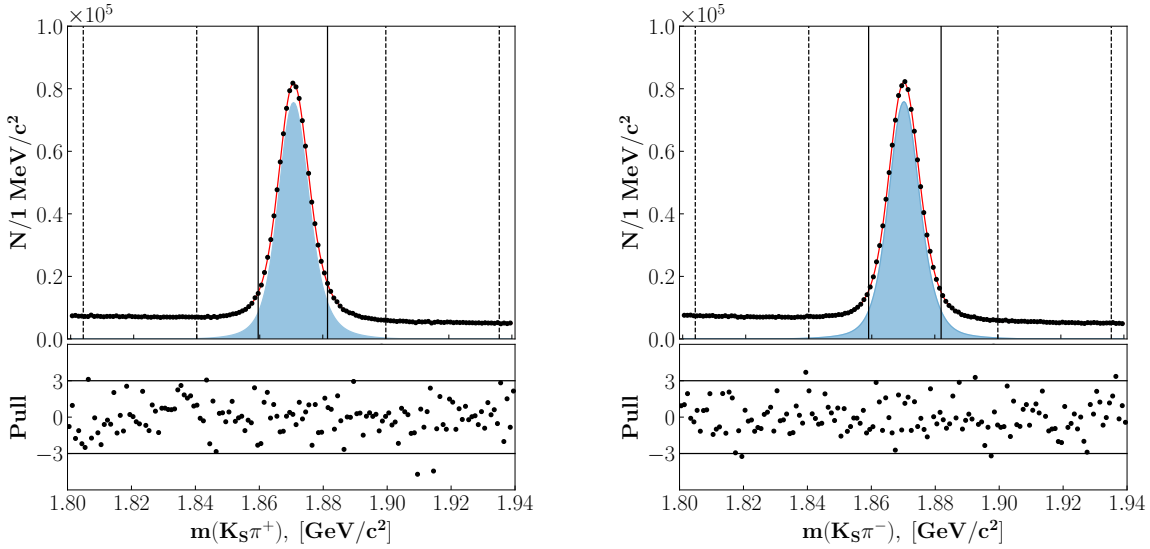



Рис. 6.9: Распределения инвариантных масс комбинаций $K^0_S\pi^+$ (слева) и $K^0_S\pi^-$ (справа). Точки с ошибками – данные, красная линия – результат подгонки распределений, голубым цветом показано сигнальное распределение. Для распределения $D^+$: $\chi^2/n.d.f. = 272/125$ и для распределения $D^-$: $\chi^2/n.d.f. = 244/125$.

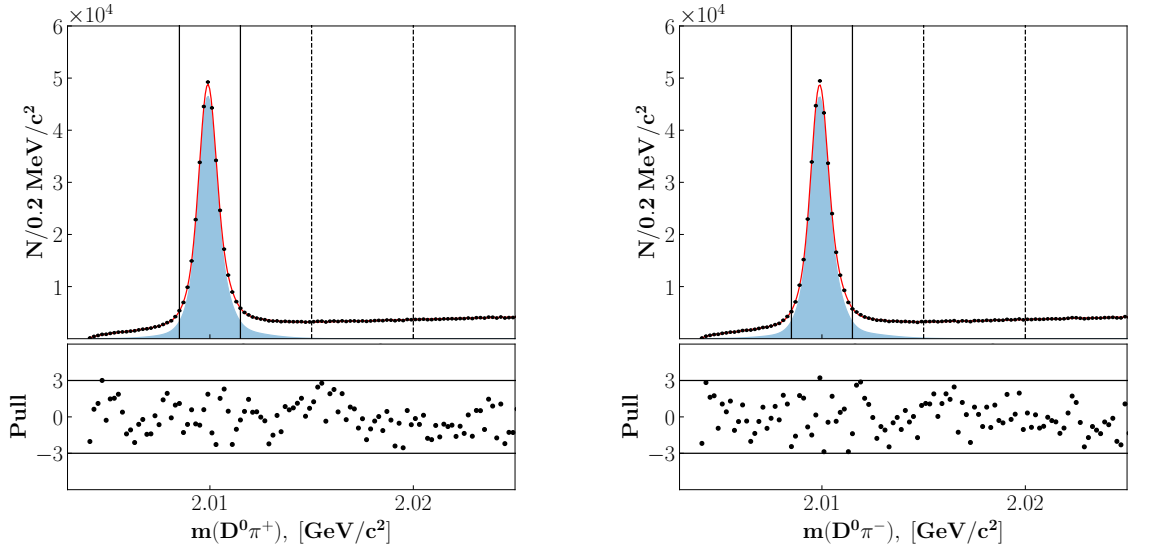



Рис. 6.10: Распределения инвариантных масс комбинаций $D^0\pi^+$ (слева) и $\bar{D}^0\pi^-$ (справа). Точки с ошибками – данные, красная линия – результат подгонки распределений, голубым цветом показано сигнальное распределение. Для распределения $D^{*+}$: $\chi^2/n.d.f. = 213/114$ и для распределения $D^{*-}$: $\chi^2/n.d.f. = 240/114$.

Таблица 6.2: Результаты восстановления распадов очарованных адронов.

| Мода распада | $N^+_{sig}, \times 10^3$ | Чистота сигнала, % | $N^-_{sig}, \times 10^3$ | Чистота сигнала, %. |
|---|---|---|---|---|
| $D^+ \to K^0_S\pi^+$ | $893 \pm 4$ | 88 | $906 \pm 4$ | 88 |
| $D^+_s \to K^0_S K^+$ | $191 \pm 1$ | 78 | $192 \pm 1$ | 78 |
| $D^0 \to K^0_S\pi^0$ | $302 \pm 2$ | 90 | $301 \pm 2$ | 90 |

сигнал на низком уровне фона. Сигнальные события отобраны согласно требованию $|m(D^0\pi^\pm) - M_{D^{*\pm}}| < 1.5$ МэВ/$c^2$. Контрольная область для оценки вклада фоновых событий в распределение по времени жизни нейтральных каонов ограничена массовым окном: 2.015 ГэВ/$c^2 < m(D^0\pi^\pm) - M_{D^{*\pm}} < 2.020$ ГэВ/$c^2$.

Число восстановленных событий для распадов $D^\pm_s \to K^0_S K^\pm$, $D^\pm \to K^0_S\pi^\pm$ и $D^0 \to K^0_S\pi^0$ приведено в таблице 6.2. Кроме того, в таблице содержатся значения чистоты сигнала, определенной как отношение сигнальных событий к общему числу событий в сигнальном интервале.

## 6.5 Анализ зависящей от времени вероятности распадов $K^0_S$-мезонов

Для анализа зависящей от времени вероятности распадов нейтральных каонов для трех рассматриваемых процессов выполнена оценка эффективности с помощью моделирования методом Монте-Карло. Для подгонки полученные выражения для зависящей от времени вероятности распадов поправлены на эффективности реконструкции и отбора событий. Функция подгонки распределений имеет вид

$$\mathrm{F}^\pm(t) = B(t) + \varepsilon(t) \times \mathcal{R}^\pm(t, \eta_{+-}, \phi_{+-}, \sqrt{r_f}, \delta), \tag{6.3}$$

где функции $\mathcal{R}^\pm(t)$ определены согласно выражениям (4.12, 4.13), $B(t)$ – распределение фоновых событий, оцененное из областей соседних с сигнальной, а $\epsilon(t)$ – эффективность реконструкции, полученная на моделировании.

Кроме того, с помощью моделирования сделана оценка временного разрешения для нейтральных каонов в эксперименте Belle. Полученные результаты представлены на Рисунке 6.11. Показано, что временным разрешением, которое для большинства событий находится на уровне $\sim$ 1..2%, а в общем случае не превышает 5%, можно без ущерба точности измерения пренебречь.

Поскольку для измерения параметров распадов очарованных адронов особенно важны большие времена жизни, где статистика распадов невелика, подгонку распределений по времени жизни нейтральных каонов осуществляли методом

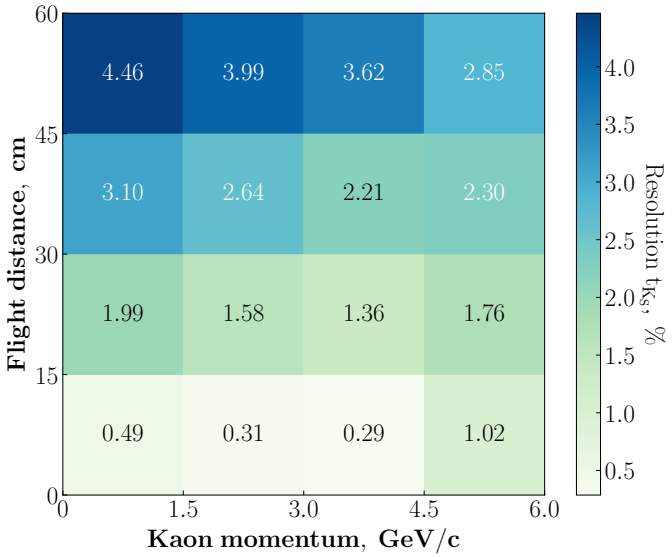



Рис. 6.11: Разрешение по времени жизни нейтральных каонов в эксперименте Belle в зависимости от импульса и длины пролета.

наибольшего правдоподобия. Подгонка выполнена одновременно для двух распределений по времени жизни нейтральных каонов, соответствующих распадам очарованных адронов обоих знаков. Параметры $CP$-нарушения и время жизни нейтрального каона зафиксированы на среднемировых значениях, известных с хорошей точностью. На Рисунках 6.12, 6.13, 6.14 представлена асимметрия распадов $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ и результаты подгонки для мод распада $D_s$-, $D^+$-, $D^0$-мезонов соответственно. Полученные численные результаты для отношения DCS/CF амплитуд распада и разностей сильных фаз представлены в таблице 6.3.

Таблица 6.3: Результаты измерения разности сильных фаз и отношения DCS/CF амплитуд в эксперименте Belle.

| Мода распада | $\sqrt{r_f}$ | $\delta$, $^\circ$ |
|---|---|---|
| $D^+ \to K_S^0\pi^+$ | $0.07 \pm 0.10$ | $-56 \pm 61$ |
| $D_s^+ \to K_S^0 K^+$ | $0.09 \pm 0.12$ | $-132 \pm 103$ |
| $D^0 \to K_S^0\pi^0$ | $0.20 \pm 0.15$ | $-7 \pm 40$ |

## 6.6 Обсуждение результатов

В главе представлены результаты физического анализа распадов очарованных адронов на данных эксперимента Belle. Оптимизированы критерии отбора, в том

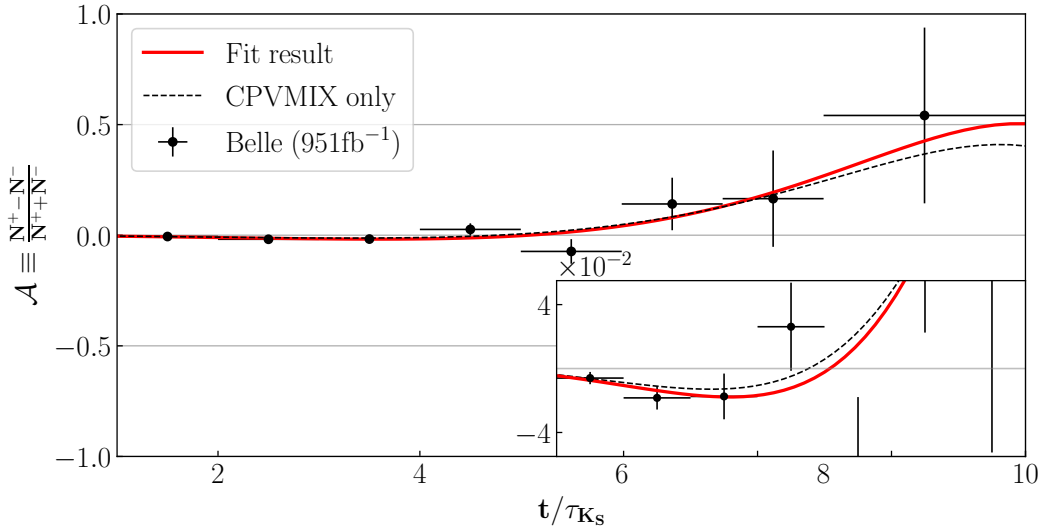



Рис. 6.12: Асимметрия распадов $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ для $D^+_s \to \bar{K}^0 K^+$ и $D^-_s \to K^0 K^-$. Точки с ошибками – данные эксперимента Belle, красная линия – асимметрия распадов, полученная в результате подгонки параметров $\sqrt{r_f}$, $\delta$, пунктирная линия – асимметрия распадов без учета DCS распадов.

числе с помощью методов машинного обучения, и продемонстрировано, что рассматриваемые каналы распада можно восстановить с высокой эффективностью и низким уровнем фона. В главе 4 выполнены оценки для числа восстановленных событий в эксперименте Belle II, полный объём данных которого в 50 раз превышает объём данных эксперимента Belle. Фактически восстановленное число распадов в эксперименте Belle подтверждает адекватность нашей оценки.

Хотя объем накопленных данных в эксперимента Belle является недостаточным для значимого измерения дважды Кабиббо-подавленных распадов, полученные значения для $\sqrt{r_f}$ по порядку величины согласуются с предсказанием, полученным на основании иерархии элементов CKM-матрицы: $\mathcal{O}(\lambda^2) \sim 10^{-2}$. Впервые нам удалось наблюдать нарушение $CP$-инвариантности в распадах нейтральных каонов из распадов очарованных адронов, причем впервые в эксперименте Belle. Эффект $CP$ нарушения измерен для трех типов мезонов ($D^0$, $D^+$, $D^0$) на уровне значимости, превышающем 5 стандартных отклонений. Контуры значимости для всех рассматриваемых в работе процессов проиллюстрированы на Рисунках 6.15, 6.16, 6.17.

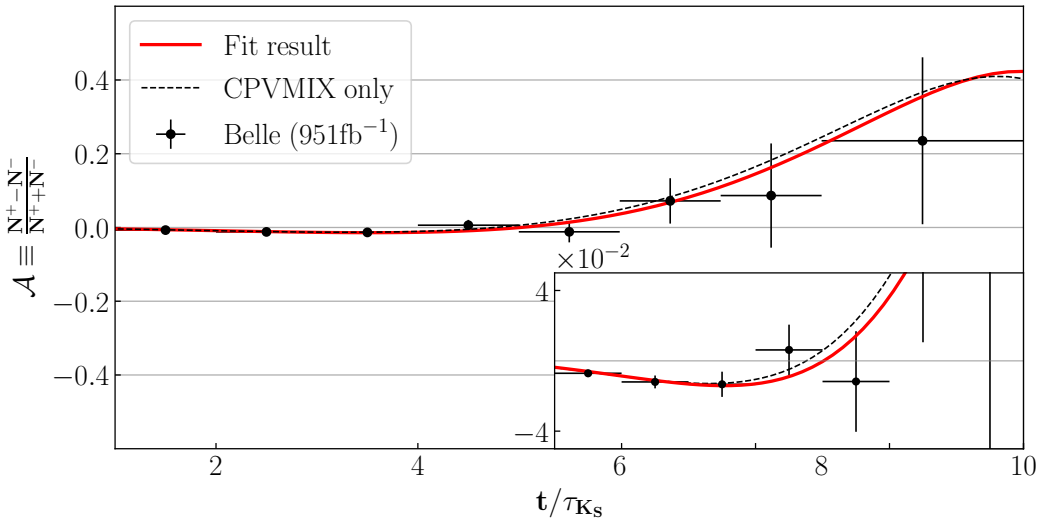



Рис. 6.13: Асимметрия распадов $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ для $D^+ \to \bar{K}^0\pi^+$ и $D^- \to K^0\pi^-$. Точки с ошибками – данные эксперимента Belle, красная линия – асимметрия распадов, полученная в результате подгонки параметров $\sqrt{r_f}$, $\delta$, пунктирная линия – асимметрия распадов без учета DCS распадов.

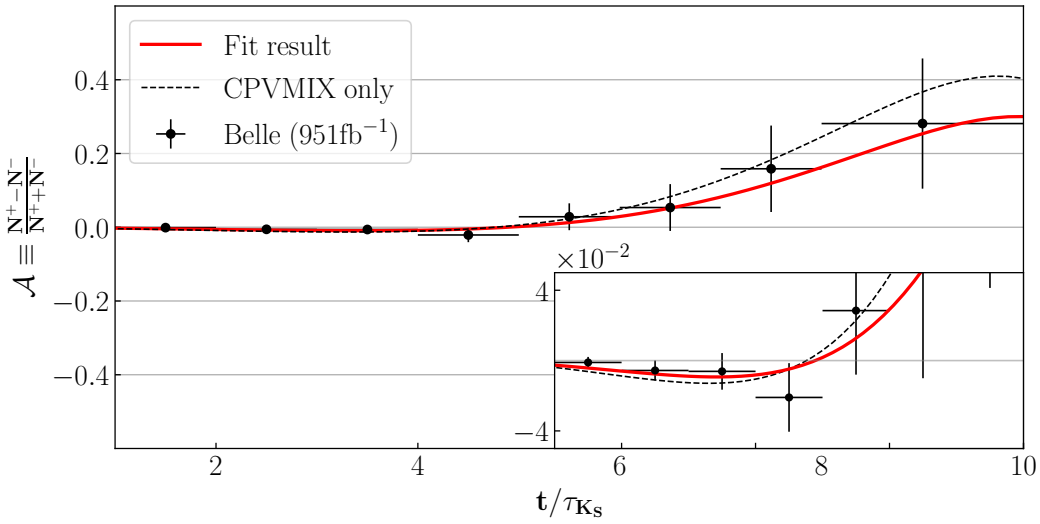



Рис. 6.14: Асимметрия распадов $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ для $D^0 \to \bar{K}^0\pi^0$ и $D^- \to K^0\pi^-$. Точки с ошибками – данные эксперимента Belle, красная линия – асимметрия распадов, полученная в результате подгонки параметров $\sqrt{r_f}$, $\delta$, пунктирная линия – асимметрия распадов без учета DCS распадов.

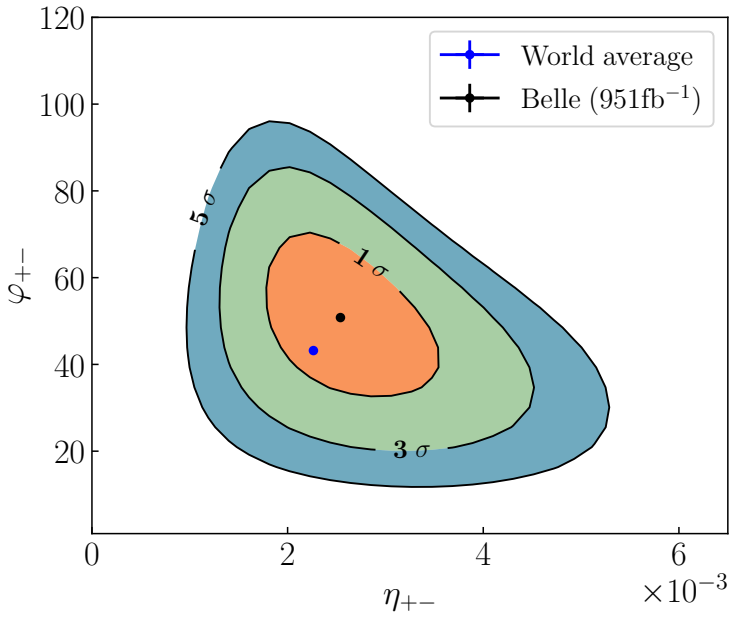



Рис. 6.15: Контуры значимости обнаружения $CP$-нарушения в системе нейтральных каонов в распадах $D_s \to K^0_S K$.

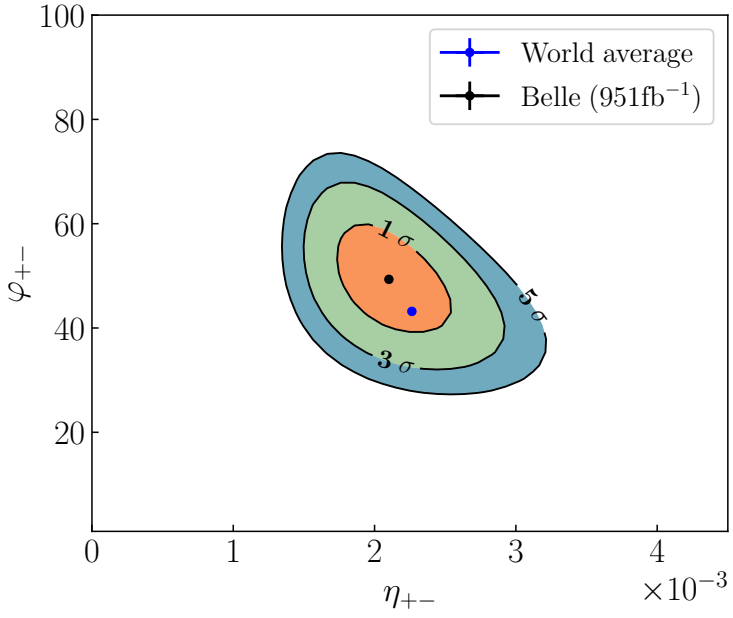



Рис. 6.16: Контуры значимости обнаружения $CP$-нарушения в системе нейтральных каонов в распадах $D^+ \to K^0_S \pi$.

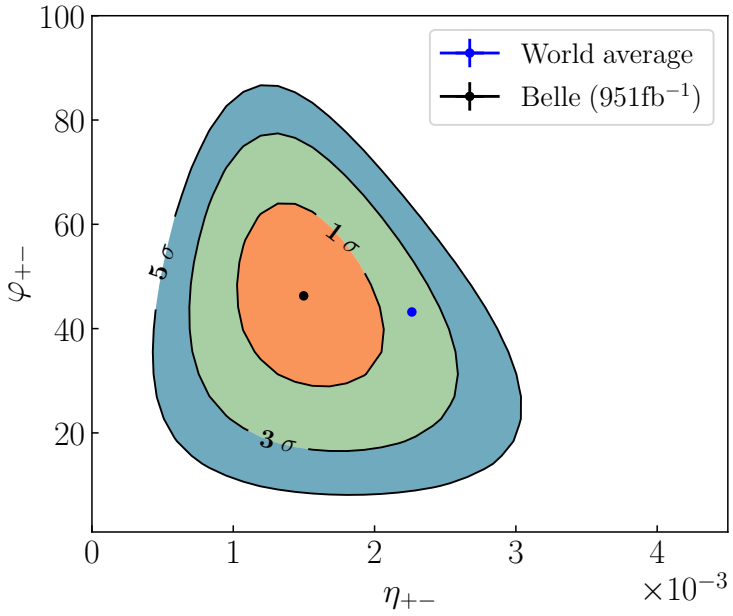



Рис. 6.17: Контуры значимости обнаружения $CP$–нарушения в системе нейтральных каонов в распадах $D^0 \to K^0_S\pi^0$.

# Глава 7

# Заключение

Основные результаты работы:

1. Разработан новый метод измерения разности сильных фаз в распадах очарованных адронов с использованием полулептонных распадов каонов. Для суперпозиции нейтральных каонов, рожденной в распаде очарованного адрона, выполнен феноменологический анализ эволюции в собственные состояния аромата. Показано, что зависящая от времени вероятность полулептонного распада каонов чувствительна к параметрам начальной суперпозиции.

2. Разработан метод экспериментального восстановления полулептонных распадов в условиях современных экспериментов и определены способы подавления фона. На данных моделирования показано, что в условиях современных экспериментов, обладающих хорошим пространственным и импульсным разрешением, предложенный метод позволяет достичь требуемого разрешения по времени жизни нейтральных каонов. Поскольку малые времена жизни $K^0$-мезонов не чувствительны к измеряемым параметрам, фон из первичной вершины можно эффективно подавить, а вклад от фоновых распадов долгоживущих частиц можно уменьшить требованиями идентификации лептона из распада каона и вето на процесс $K^0_S \to \pi^+\pi^-$.

3. Предложен новый метод измерения разности сильных фаз в распадах очарованных адронов с использованием распада $K^0 \to \pi^+\pi^-$. Феноменологический анализ показал, что наличие $CP$-нарушения в системе нейтральных каонов позволяет эффективно разделить вклады $K^0(\bar{K}^0)$ в зависящую от времени вероятность распада $K^0 \to \pi^+\pi^-$, и, следовательно, извлечь параметры, рожденной в распаде тяжёлых адронов суперпозиции нейтральных каонов;

4. На основании $SU(3)_f$ -симметрии ароматов сделаны теоретические предсказания для разностей сильных фаз в распадах. Для распада $D^\pm_s \to K^0_S K^\pm$

получено значение $\delta_s^{0+} = (108 \pm 4)^\circ$, для канала распада $D^+ \to K_S^0\pi^\pm$ – значение $\delta^{0+} = (-76 \pm 4)^\circ$ и $\delta^{00} = (-3 \pm 6)^\circ$ – для распада $D^0 \to K_S^0\pi^0$;

5. Выполнена оценка потенциальной точности предложенных методов для эксперимента Belle II и эксперимента на будущей Супер $c$–$\tau$-фабрике. Для эксперимента Belle II получены значения потенциальной точности – 5°, 7°, 6° для распадов $D_s$-, $D^+$- и $D^0$-мезонов соответственно. Для эксперимента на будущей $c$–$\tau$-фабрике – 3°, 5°, 7° для распадов $D_s$-, $D^+$- и $D^0$-мезонов соответственно;

6. Выполнены оценки систематических погрешностей для предложенных измерений, связанные с эффектами регенерации каонов на веществе детектора и смешиванием в системе очарованных адронов. Оценка неопределенности, вызванной регенерацией каонов показала, что систематическая погрешность, связанная с данным эффектом не превышает статистической погрешности измерения. В работе показано, что интегрирование по времени жизни $D^0$-мезона приводит к незначительной неопределенности в измерении сильных фаз, не превышающей 1°, и вкладом смешивания для очарованных адронов можно пренебречь;

7. В рамках участия в эксперименте Belle II, в котором будет выполнено предложенное измерение разности сильных фаз, разработан метод калибровки кремниевых фотоумножителей мюонной системы детектора и автоматизирована процедура калибровки. Проанализирован ускорительный фон и предложены способы его подавления, когда светимость ускорителя Super KEKB достигнет проектных значений;

8. Сформулированы требования, предъявляемые к экспериментальным установкам для реализации предложенных методов измерения комплексных фаз в распадах тяжёлых адронов. Сформулированные требования актуальны для планируемого проекта Супер $c$–$\tau$-фабрики.

В заключении автор хотел бы поблагодарить людей, без которых данная работа не была бы написана.

В первую очередь я хотел бы поблагодарить своего научного руководителя Павла Николаевича Пахлова за постановку интересных задач и всестороннюю помощь в их решении. Я благодарен ему за то, что шесть лет назад он принял меня в лабораторию и согласился стать научным руководителем.

Я глубоко признателен Галине Владимировне Пахловой за плодотворное сотрудничество и ценные замечания. Особенно признателен ей за моральную поддержку в период написания данной работы.

Я благодарен своим коллегам из Лаборатории тяжёлых кварков и лептонов: Тимофею Углову, Валентине Жуковой, Роману Мизюку, Кириллу Чиликину, Тагиру Аушеву, Елене Соловьевой, Руслану Чистову и Павлу Оськину. Я хотел бы также поблагодарить своих коллег по эксперименту Belle из ИЯФ СО РАН.

Я благодарен своей семье и моим школьным друзьям. Своими успехами я обязан прежде всего вам.

# Список иллюстраций

2.1 Так называемая box-диаграмма, ответственная за смешивание в системе нейтральных каонов. . . . . 15
2.2 Статус измерений комплексной фазы в матрице смешивания кварков (CKM) [44]. Светло-зеленым цветом на рисунке показана $\varepsilon$-гипербола, полученная из измерения нарушения $CP$-инвариантности в смешивании нейтральных каонов. . . . . 16

3.1 Диаграммы двухчастичных распадов очарованных адронов с $K^0$- и $\bar{K}^0$-мезонами в конечном состоянии. . . . . 22
3.2 Правила сумм для $(a)$ Кабиббо-разрешенных и $(b)$ дважды Кабиббо-подавленных амплитуд распада очарованных мезонов. $\delta^{+-}$, $\delta^{00}$, $\delta^{0+}$ обозначают разности сильных фаз между амплитудами. . . . . 23
3.3 Слева – диаграмма Далитца, полученная на данных эксперимента Belle [61]. Справа – схема бинирования, разработанная в [62]. . . . . 27

4.1 Асимметрия знака лептона из распада каонов для различных значений отношения модулей амплитуд и разности сильных фаз DCS и CF распадов. На нижнем рисунке приведены разности асимметрий для различных значений разности сильных фаз и случая $\delta = 0°$. . . 32
4.2 Полученное с помощью моделирования методом Монте-Карло разрешение по импульсу *(a)* и времени жизни *(b)* нейтральных каонов для событий, прошедших критерии отбора. . . . . 33
4.3 *(a)* Распределения инвариантной массы комбинаций $\pi\ell$, где лептону приписана масса пиона; *(b)* инвариантная масса комбинаций $\pi\ell$ с правильной массовой гипотезой после применения критериев отбора. 34

4.4 На верхнем рисунке представлены, полученные с помощью моделирования, распределения по времени жизни $K^0$-, $\bar{K}^0$-мезонов, рожденных в распаде $D^+$-мезонов. Черными и белыми точками обозначены распределения для $D^+$- и $D^-$-мезонов соответственно. На среднем рисунке приведена асимметрия распадов $K^0_S \to \pi^+\pi^-$, определенная аналогично (2.16). Красной и черной пунктирной линиями показаны асимметрии с учетом вклада DCS распадов и без них соответственно. На нижнем рисунке показана разность асимметрий с учетом вклада DCS распадов и без него. . . . . 36
4.5 Полученные в процессе подгонки значения для разности сильных фаз *(слева)* и модуля отношения амплитуд *(справа)*. . . . . 40
4.6 Полученные значения для статистической неопределенности разности сильных фаз и модуля отношения амплитуд. На верхней паре рисунков представлены результаты для статистики $20\times10^6$, соответствующей распаду $D^0 \to K^0_S\pi^0$ и на нижней паре рисунков результат для статистики $50 \times 10^6$, соответствующей распаду $D^+ \to K^0_S\pi^+$ . . 41
4.7 *(слева)* Полученные в результате подгонки значения для разности сильных фаз. *(справа)* Зависимость статистической неопределенности от значения разности сильных фаз. . . . . 42
4.8 Распределения, полученные в процессе подгонки по времени жизни нейтральных каонов: по значениям разности сильных фаз *(слева)* и по отношению DCS/CF амплитуд *(справа)*. Черные кругами показаны результаты без учета регенерации, белыми квадратами результаты подгонки распределений с учетом регенерации. Стрелочками показаны результаты моделирования для сильной фазы и отношения амплитуд. . . . . 45
4.9 Распределения, полученные в процессе подгонки по времени жизни нейтральных каонов: по значениям разности сильных фаз *(слева)* и по отношению DCS/CF амплитуд *(справа)*. Белыми квадратами показаны распределения, полученные с учетом смешивания очарованных адронов, но интегрированные по времени жизни $D^0$-мезона. Стрелочками показаны значения моделирования для сильной фазы и отношения амплитуд. . . . . 47
4.10 Пример асимметрии для распадов $B^0$-мезонов в конечное состояние $K^0_S X$. . . . . 52

5.1 Схематический вид детектора Belle. . . . . 54
5.2 Идентификация частиц в детекторе Belle с использованием различных детекторных систем в зависимости от импульса. . . . . 58

5.3 Эффективность идентификации заряженных частиц в эксперименте Belle[96]. (a) – эффективность идентификации каонов, (b) – пионов, (c) – протонов, (d) – электронов, (e) – мюонов. . . . . 59
5.4 Сверху – схематичный вид одного сцинтилляционного стрипа EKLM. Снизу – схематичный вид одного сектора детектора EKLM [106]. . . 63
5.5 Слева – пример спектра сигнала с кремниевого фотоумножителя. Справа – зависимость выхода фотоэлектронных шумов от напряжения. . . . . 64
5.6 Параметры специальных ускорительных заходов набора данных. Слева – значения тока, справа – число сгустков в накопительных кольцах. 65
5.7 Частота событий в наиболее загруженных слоях EKLM. Слева – загрузки двух первых слоёв передней части детектора, справа – первых двух слоёв задней части детектора. . . . . 65
5.8 Распределение событий, давших совпадение срабатываний в плоскостях $x$ и $y$ во внешнем слое передней части EKLM. . . . . 66

6.1 Распределения по импульсу $D_s$-кандидатов: (a) – для данных набранных выше порога $B\bar{B}$, (c) – для данных континуума. Распределения FoM: (b) – для данных набранных выше порога $B\bar{B}$, (d) – для данных континуума. . . . . 70
6.2 Распределения по углу распада $D_s$-мезонов. Гистограмма красного цвета – распределение сигнальных событий, синего цвета – распределение фоновых событий. . . . . 71
6.3 Распределения AUC для параметров модели машинного обучения, пунктирными линиями показаны выбранные значения параметров. 73
6.4 *(слева)*Распределение предсказанной моделью BDT вероятности того, что событие относится к классу сигнала для данных моделирования. *(справа)* Аналогичное распределение для событий удовлетворяющих условию $t/\tau_{K^0_S} > 6$. . . . . 74
6.5 *(слева)* Распределение по инвариантной массе $K^0_S K^\pm$-комбинаций. Красным цветом показан сигнальный процесс, темно синим – комбинаторный фон, голубым – фон, обусловленный неправильной идентификацией $K/\pi$-мезонов, желтым – фон, обусловленный неправильной идентификацией $K/p$, серым – фон от неправильно реконструированных $K^0_S$-кандидатов и светло зеленым – отражение от процесса $D^\pm \to K^0_S\pi^\pm$. *(справа)* Аналогичное распределение без учета сигнала. 75

6.6 *(слева)* Распределение по инвариантной массе $K^0_S\pi^\pm$-комбинаций. *(справа)* Распределение событий по времени жизни нейтральных каонов. Красным цветом показан сигнальный процесс, темно синим – комбинаторный фон, голубым – фон, обусловленный неправильной идентификацией $\pi/K$, серым – фон от неправильно реконструированных $K^0_S$-кандидатов. . . . . 76

6.7 *(слева)* Распределение по инвариантной массе $K^0_S\pi^\pm$-комбинаций. *(справа)* Распределение событий по времени жизни нейтральных каонов. Красным цветом показан сигнальный процесс, темно синим – комбинаторный фон, зеленым – фон, обусловленный неправильной реконструкцией $\pi^0$, голубым – фон от неправильно реконструированных $K^0_S$-кандидатов и серым – фон от комбинаторных $D^{*+}$-мезонов. . . . . 77

6.8 Распределения инвариантных масс комбинаций $K^0_SK^+$ (слева) и $K^0_SK^-$ (справа). Точки с ошибками – данные, красная линия – результат подгонки распределений, голубым цветом показано сигнальное распределение. Для распределения $D^+_s$: $\chi^2/n.d.f. = 205/125$ и для распределения $D^-_s$: $\chi^2/n.d.f. = 177/125$. . . . . 78

6.9 Распределения инвариантных масс комбинаций $K^0_S\pi^+$ (слева) и $K^0_S\pi^-$ (справа). Точки с ошибками – данные, красная линия – результат подгонки распределений, голубым цветом показано сигнальное распределение. Для распределения $D^+$: $\chi^2/n.d.f. = 272/125$ и для распределения $D^-$: $\chi^2/n.d.f. = 244/125$. . . . . 79

6.10 Распределения инвариантных масс комбинаций $D^0\pi^+$ (слева) и $\bar{D}^0\pi^-$ (справа). Точки с ошибками – данные, красная линия – результат подгонки распределений, голубым цветом показано сигнальное распределение. Для распределения $D^{*+}$: $\chi^2/n.d.f. = 213/114$ и для распределения $D^{*-}$: $\chi^2/n.d.f. = 240/114$. . . . . 79

6.11 Разрешение по времени жизни нейтральных каонов в эксперименте Belle в зависимости от импульса и длины пролета. . . . . 81

6.12 Асимметрия распадов $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ для $D^+_s \to \bar{K}^0K^+$ и $D^-_s \to K^0K^-$. Точки с ошибками – данные эксперимента Belle, красная линия – асимметрия распадов, полученная в результате подгонки параметров $\sqrt{r_f}$, $\delta$, пунктирная линия – асимметрия распадов без учета DCS распадов. . . . . 82

6.13 Асимметрия распадов $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ для $D^+ \to \bar{K}^0\pi^+$ и $D^- \to K^0\pi^-$. Точки с ошибками – данные эксперимента Belle, красная линия – асимметрия распадов, полученная в результате подгонки параметров $\sqrt{r_f}$, $\delta$, пунктирная линия – асимметрия распадов без учета DCS распадов. . . . . 83
6.14 Асимметрия распадов $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ для $D^0 \to \bar{K}^0\pi^0$ и $D^- \to K^0\pi^-$. Точки с ошибками – данные эксперимента Belle, красная линия – асимметрия распадов, полученная в результате подгонки параметров $\sqrt{r_f}$, $\delta$, пунктирная линия – асимметрия распадов без учета DCS распадов. . . . . 83
6.15 Контуры значимости обнаружения $CP$-нарушения в системе нейтральных каонов в распадах $D_s \to K^0_S K$. . . . . 84
6.16 Контуры значимости обнаружения $CP$-нарушения в системе нейтральных каонов в распадах $D^+ \to K^0_S\pi$. . . . . 84
6.17 Контуры значимости обнаружения $CP$–нарушения в системе нейтральных каонов в распадах $D^0 \to K^0_S\pi^0$. . . . . 85

# Список таблиц


4.1 Относительные вероятности распадов и число восстановленных очарованных адронов в эксперименте Belle II . . . . . 38
4.2 Статистическая неопределенность измерения разности сильных фаз и отношения DCS/CF амплитуд с использованием распада $K^0_S \to \pi^+\pi^-$. . . . . 40
4.3 Статистическая неопределенность измерения разности сильных фаз и отношения DCS/CF амплитуд с использованием распада $K^0 \to \pi\ell\nu$. . . . . 43

5.1 Полные сечения и число событий в секундах различных физических процессов на ускорителе KEKB. Число событий указано с учетом триггерного подавления. . . . . 58

6.1 Оптимизированные критерии отбора сигнальных событий . . . . . 72
6.2 Результаты восстановления распадов очарованных адронов. . . . . 80
6.3 Результаты измерения разности сильных фаз и отношения DCS/CF амплитуд в эксперименте Belle. . . . . 81

# Литература


[1] G. D. Rochester and C. C. Butler, Nature **160**, 855-857 (1947)

[2] R. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Muirhead, C. F. Powell and D. M. Ritson, Nature **163**, 82 (1949)

[3] R. H. Dalitz, Phys. Rev. **94**, 1046-1051 (1954)

[4] H. Albrecht *et al.* [ARGUS], Phys. Lett. B **192**, 245-252 (1987) doi:10.1016/0370-2693(87)91177-4

[5] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 211802 (2007).

[6] M. Staric *et al.* (BELLE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 211803 (2007).

[7] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Phys. Rev. Lett. **122**, no. 23, 231802 (2019)

[8] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652-657 (1973)

[9] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D **2**, 1285-1292 (1970)

[10] G. Blaylock, A. Seiden and Y. Nir, Phys. Lett. B **355**, 555-560 (1995)

[11] R. Aaij *et al.* [LHCb], Phys. Rev. Lett. **122**, no.21, 211803 (2019)

[12] R. Aaij *et al.* [LHCb], [arXiv:2105.09889 [hep-ex]].

[13] W. Altmannshofer, R. Primulando, C. T. Yu and F. Yu, JHEP **04**, 049 (2012)

[14] K. Wang and G. Zhu, Phys. Lett. B **709**, 362-365 (2012)

[15] C. H. Chen, C. Q. Geng and W. Wang, Phys. Rev. D **85**, 077702 (2012)

[16] G. F. Giudice, G. Isidori and P. Paradisi, JHEP **04**, 060 (2012)

[17] X. Chang, M. K. Du, C. Liu, J. S. Lu and S. Yang, [arXiv:1201.2565 [hep-ph]].

[18] Y. Grossman, A. L. Kagan and Y. Nir, Phys. Rev. D **75**, 036008 (2007)

[19] M. Golden and B. Grinstein, Phys. Lett. B **222**, 501-506 (1989)

[20] E. Franco, S. Mishima and L. Silvestrini, JHEP **05**, 140 (2012)

[21] M. B. Voloshin and M. A. Shifman, Sov. J. Nucl. Phys. **45**, 292 (1987) ITEP-54-1986.

[22] M. A. Shifman and M. B. Voloshin, Sov. J. Nucl. Phys. **47**, 511 (1988) ITEP-87-64.

[23] J. Brod, A. L. Kagan and J. Zupan, Phys. Rev. D **86**, 014023 (2012)

[24] G. Hiller, M. Jung and S. Schacht, Phys. Rev. D **87**, no.1, 014024 (2013)

[25] J. Brod, Y. Grossman, A. L. Kagan and J. Zupan, JHEP **10**, 161 (2012)

[26] P. Pakhlov and V. Popov, "Measurement of $D^0 - \bar{D}^0$ mixing parameters using semileptonic decays of neutral kaon," JHEP **02**, 160 (2020) doi:10.1007/JHEP02(2020)160 [arXiv:1912.04955 [hep-ph]].

[27] V. Popov, "Strong-Phase Measurement in Charmed-Hadron Decays in Belle II Experiment and $c-\tau$ Factory," Phys. Atom. Nucl. **83**, no.6, 980-983 (2020) doi:10.1134/S1063778820060253

[28] P. Pakhlov and V. Popov, "Time-dependent study of $K_S \to \pi^+\pi^-$ decays for flavour physics measurements," JHEP **09**, 092 (2021) [arXiv:2107.05062 [hep-ph]].

[29] E. Kou, ..., V. Popov *et al.* [Belle-II], "The Belle II Physics Book," PTEP **2019**, no.12, 123C01 (2019) [erratum: PTEP **2020**, no.2, 029201 (2020)] doi:10.1093/ptep/ptz106 [arXiv:1808.10567 [hep-ex]].

[30] T. D. Lee and C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254-258 (1956)

[31] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes and R. P. Hudson, Phys. Rev. **105**, 1413-1414 (1957)

[32] R. L. Garwin, L. M. Lederman and M. Weinrich, Phys. Rev. **105**, 1415-1417 (1957)

[33] M. Gell-Mann and A. Pais, Phys. Rev. **97**, 1387-1389 (1955)

[34] L. D. Landau, Nucl. Phys. **3**, 127-131 (1957)

[35] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138-140 (1964)

[36] E. Abouzaid *et al.* [KTeV], Phys. Rev. D **83**, 092001 (2011)

[37] A. B. Carter and A. I. Sanda, Phys. Rev. D **23**, 1567 (1981)

[38] I. I. Y. Bigi and A. I. Sanda, Nucl. Phys. B **193**, 85-108 (1981)

[39] D. Ambrose *et al.* [BNL E871], Phys. Rev. Lett. **81**, 4309-4312 (1998)

[40] V. Weisskopf and E. P. Wigner, Z. Phys. **63**, 54-73 (1930) doi:10.1007/BF01336768

[41] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983)

[42] M. I. Vysotsky, Surveys in High Energy Physics, 2003, Vol. 18(1–4), pp. 19-54

[43] M. I. Vysotsky, Sov. J. Nucl. Phys. **31**, 797 (1980) ITEP-121-1979.

[44] P.A. Zyla *et al.* [Particle Data Group], PTEP **2020**, no.8, 083C01 (2020)

[45] A. Abdesselam *et al.* [Belle], Phys. Rev. Lett. **118**, no.5, 051801 (2017) doi:10.1103/PhysRevLett.118.051801 [arXiv:1603.03257 [hep-ex]].

[46] H. B. Fu, L. Zeng, R. Lü, W. Cheng and X. G. Wu, Eur. Phys. J. C **80**, no.3, 194 (2020)

[47] S. de Boer and G. Hiller, Eur. Phys. J. C **78**, no.3, 188 (2018)

[48] N. Adolph and G. Hiller, JHEP **06**, 155 (2021)

[49] D. Pirtskhalava and P. Uttayarat, Phys. Lett. B **712**, 81-86 (2012)

[50] B. Bhattacharya, M. Gronau and J. L. Rosner, [arXiv:1207.0761 [hep-ph]].

[51] G. Goldhaber, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37**, 255-259 (1976) doi:10.1103/PhysRevLett.37.255

[52] M. K. Gaillard, B. W. Lee and J. L. Rosner, Rev. Mod. Phys. **47**, 277-310 (1975)

[53] J. R. Ellis, M. K. Gaillard and D. V. Nanopoulos, Nucl. Phys. B **100**, 313 (1975)

[54] N. Cabibbo and L. Maiani, Phys. Lett. B **73**, 418 (1978) [erratum: Phys. Lett. B **76**, 663 (1978)] doi:10.1016/0370-2693(78)90754-2

[55] H. Albrecht *et al.* [ARGUS], Phys. Lett. B **158**, 525 (1985) doi:10.1016/0370-2693(85)90805-6

[56] V. A. Novikov, L. B. Okun, M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, M. B. Voloshin and V. I. Zakharov, Phys. Rev. Lett. **38**, 626 (1977) [erratum: Phys. Rev. Lett. **38**, 791 (1977)]

[57] Y. Grossman and D. J. Robinson, JHEP **1304**, 067 (2013)

[58] A. J. Buras and L. Silvestrini, Nucl. Phys. B **569**, 3-52 (2000)

[59] F. Buccella, A. Paul and P. Santorelli, Phys. Rev. D **99**, no.11, 113001 (2019)

[60] S. Bergmann, Y. Grossman, Z. Ligeti, Y. Nir and A. A. Petrov, Phys. Lett. B **486**, 418-425 (2000)

[61] V. Vorobyev *et al.* [Belle], Phys. Rev. D **94**, no.5, 052004 (2016)

[62] A. Poluektov *et al.* [Belle], Phys. Rev. D **81**, 112002 (2010)

[63] M. Gronau, Y. Grossman, and J. L. Rosner, Phys. Lett. B **508**, 37 (2001).

[64] D. Atwood and A. A. Petrov, Phys. Rev. D **71**, 054032 (2005)

[65] D. M. Asner *et al.* [CLEO], Phys. Rev. D **86**, 112001 (2012)

[66] M. Ablikim *et al.* [BESIII], Phys. Lett. B **734**, 227-233 (2014)

[67] A. Bondar, Proceedings of BINP Special Analysis Meeting on Dalitz Analysis. 24-26 Sep. 2002, unpublished.

[68] A. Giri, Y. Grossman, A. Soffer and J. Zupan, Phys. Rev. D **68**, 054018 (2003)

[69] R. A. Briere *et al.* [CLEO], Phys. Rev. D **80**, 032002 (2009)

[70] J. Libby *et al.* [CLEO], Phys. Rev. D **82**, 112006 (2010)

[71] D. M. Asner *et al.* [CLEO], Phys. Rev. D **72**, 012001 (2005)

[72] T. Abe *et al.* [Belle-II Collaboration], "Belle II Technical Design Report", `arXiv:1011.0352` (2010).

[73] A. E. Bondar *et al.* [Charm-Tau Factory Collaboration], Phys. Atom. Nucl. **76**, 1072 (2013).

[74] H. S. Chen, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **59**, 316 (1997).

[75] A. A. Alves, Jr. *et al.* [LHCb], JINST **3**, S08005 (2008)

[76] S. Chatrchyan *et al.* [CMS], JINST **3**, S08004 (2008)

[77] M. Lisovyi, A. Verbytskyi and O. Zenaiev, Eur. Phys. J. C **76**, no.7, 397 (2016)

[78] L. Gladilin, Eur. Phys. J. C **75**, no.1, 19 (2015)

[79] Y. S. Amhis *et al.* [HFLAV], Eur. Phys. J. C **81**, no.3, 226 (2021)

[80] M. L. Good, Phys. Rev. **106**, 591-595 (1957)

[81] W. Fetscher, *et al.*, Z. Phys. C **72**, 543-547 (1996)

[82] P. H. Eberhard and F. Uchiyama, Nucl. Instrum. Meth. A **350**, 144-149 (1994)

[83] A. Angelopoulos *et al.* [CPLEAR], Phys. Lett. B **413**, 422-430 (1997)

[84] A. L. Kagan and L. Silvestrini, Phys. Rev. D **103**, no.5, 053008 (2021) doi:10.1103/PhysRevD.103.053008 [arXiv:2001.07207 [hep-ph]].

[85] Z. z. Xing, Phys. Rev. D **53**, 204 (1996).

[86] А. Е. Бондарь, П. Н. Пахлов, А. О. Полуэктов, УФН **177** 697–720 (2007)

[87] K. Abe *et al.* [Belle], Phys. Rev. Lett. **99**, 121601 (2007)

[88] Y. T. Duh *et al.* [Belle], Phys. Rev. D **87**, no.3, 031103 (2013)

[89] M. Gronau, Phys. Rev. Lett. **63**, 1451 (1989)

[90] Y. Nir and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **67**, 541-544 (1991)

[91] R. Fleischer and J. Matias, Phys. Rev. D **66**, 054009 (2002)

[92] M. Gronau, O. F. Hernandez, D. London and J. L. Rosner, Phys. Rev. D **50**, 4529-4543 (1994)

[93] A. Masiero and L. Silvestrini, [arXiv:hep-ph/9709244 [hep-ph]].

[94] K. Huitu, D. X. Zhang, C. D. Lu and P. Singer, Phys. Rev. Lett. **81**, 4313-4316 (1998)

[95] A. Abashian et al., Nucl. Instr. and Meth. A **479**, 117 (2002).

[96] A. J. Bevan *et al.* [BaBar and Belle], Eur. Phys. J. C **74**, 3026 (2014)

[97] R. Brun, *et al.*, "GEANT Detector Description and Simulation Tool," doi:10.17181/CERN.MUHF.DMJ1

[98] S. Hashimoto, *et al.*, "Letter of intent for KEK Super $B$ Factory," KEK-REPORT-2004-4.

[99] M. Akatsu, *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **440**, 124-135 (2000)

[100] M. Staric, K. Inami, P. Krizan and T. Iijima, Nucl. Instrum. Meth. A **595**, 252-255 (2008)

[101] T. Iijima, S. Korpar, I. Adachi, S. Fratina, T. Fukushima, A. Gorisek, H. Kawai, M. Konishi, Y. Kozakai and P. Krizan, *et al.* Nucl. Instrum. Meth. A **548**, 383-390 (2005)

[102] P. Krizan, S. Korpar and T. Iijima, Nucl. Instrum. Meth. A **565**, 457-462 (2006)

[103] A. Kuzmin [Belle ECL], Nucl. Instrum. Meth. A **623**, 252-254 (2010)

[104] A. Abashian *et al.* [Belle], Nucl. Instrum. Meth. A **449**, 112-124 (2000)

[105] V. Balagura, M. Danilov, B. Dolgoshein, S. Klemin, R. Mizuk, P. Pakhlov, E. Popova, V. Rusinov, E. Tarkovsky and I. Tikhomirov, Nucl. Instrum. Meth. A **564**, 590-596 (2006)

[106] T. Aushev, D. Z. Besson, K. Chilikin, R. Chistov, M. Danilov, P. Katrenko, R. Mizuk, G. Pakhlova, P. Pakhlov, and V. Rusinov, *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **789**, 134-142 (2015)