

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Наблюдение CP-нарушения в распадах В-мезонов

А.Е. Бондарь, П.Н. Пахлов, А.О. Полуэктов

Настоящий обзор продолжает обсуждение на страницах УФН одного из самых загадочных явлений физики элементарных частиц — CP-нарушения. В последнее время особое место в изучении этого явления занимают исследования свойств В-мезонов. Благодаря успешным экспериментам на В-фабриках CP-нарушение в распадах В-мезонов не только обнаружено, но и уже весьма детально исследовано. В обзоре отражено современное состояние этой области.

PACS numbers: 11.15.Ex, 11.30.Fs, **12.60. – i**, 13.20.He, 14.40.Nd

Содержание

1. Введение (697).
 - 1.1. Симметрии в физике частиц. 1.2. CP-нарушение в системе нейтральных К-мезонов. 1.3. Механизм Кобаяши – Маскавы.
2. CP-нарушение в распадах В-мезонов (701).
 - 2.1. $B^0 - \bar{B}^0$ -смешивание. 2.2. Непрямое CP-нарушение в распадах В-мезонов. 2.3. Особенности измерения CP-нарушения в распадах В-мезонов из $\Upsilon(4S)$.
3. В-фабрики (705).
4. Измерение $\sin 2\beta$ в распадах $B_d^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ (707).
 - 4.1. Результаты измерения CP-асимметрии. 4.2. Тагирование аромата В-мезона. 4.3. Реконструкция вершин распада В-мезонов. 4.4. Получение значения параметра CP-асимметрии. 4.5. Обсуждение результата измерения $\sin 2\beta$. 4.6. Поиск CP-асимметрии в других распадах.
5. Измерение других углов треугольника унитарности (711).
 - 5.1. Поиск CP-асимметрии в распаде $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. 5.2. Прямое CP-нарушение в распадах В-мезонов. 5.3. Наблюдение прямого CP-нарушения в распадах $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$. 5.4. Определение угла γ из распадов $B^\pm \rightarrow DK^\pm$.
6. Заключение (718).

Список литературы (719).

1. Введение

1.1. Симметрии в физике частиц

Симметрии играют фундаментальную роль в понимании законов природы. Законы сохранения импульса и углового момента связаны с *непрерывными* симметриями относительно сдвигов и вращений в трехмерном пространстве. Эти симметрии характеризуются параметрами, изменяющимися непрерывно в некоторой области значений, а само существование симметрии гарантирует независимость законов природы от этих параметров. Наряду с непрерывными особое место занимают *дискретные* симметрии — симметрии при преобразованиях относительно групп с дискретной топологией (с конечным или счетным числом элементов). В частности, симметрия относительно пространственной инверсии (Р-четность) подразумевает сохранение законов природы при одновременном изменении знаков всех пространственных координат ($x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$, $z \rightarrow -z$), а зарядовая симметрия (С-четность) — при замене частиц античастицами. Само понятие античастиц возникло в конце 1920-х годов после формулировки Дираком знаменитого уравнения [1], из которого следовало существование антиэлектрона. Эта первая античастица, названная позитроном, отличалась от электрона знаком электрического заряда. Позитрон был открыт в 1933 г. Андерсоном [2].

Все экспериментальные данные указывают на то, что Р- и С-четности сохраняются в электромагнитных и сильных взаимодействиях, однако обнаружено, что обе четности нарушаются в слабых взаимодействиях. Кроме того, в слабых взаимодействиях нарушается симметрия относительно комбинации Р- и С-преобразований (CP-четность). В современной теории — Стандартной модели (СМ) — механизмы нарушения Р- и CP-четностей представлены по-разному. Для описания экспериментальных данных Р-нарушение в слабых взаимодействиях приходится постулировать, записывая по-разному слабое взаимодействие для лево- и правополяризованных лептонов и кварков. Хотя CP-нарушение возникает в СМ

А.Е. Бондарь, А.О. Полуэктов. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
630090 Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева 11,
Российская Федерация
E-mail: A.E.Bondar@inp.nsk.su,
A.O.Poluektov@inp.nsk.su

П.Н. Пахлов. Государственный научный центр Российской Федерации "Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова",
117218 Москва, ул. Б. Черемушкинская 25, Российская Федерация
E-mail: pakhlov@itep.ru

Статья поступила 6 декабря 2006 г.,
после доработки 4 апреля 2007 г.

естественным образом в случае трех поколений кварков, по-прежнему остается непонятным, почему этих поколений именно три.

Гипотеза нарушения пространственной четности в слабых взаимодействиях была предложена для разрешения так называемого θ – τ -парадокса. В 1950-х годах были обнаружены две частицы — θ^+ и τ^+ — с одинаковыми массами и временами жизни, но распадающиеся в конечные состояния с разным числом π -мезонов. Анализ углового распределения конечных частиц в распаде $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$, проведенный Далитцем [3], показал, что Р-четности системы π -мезонов в этих распадах противоположны. Исходя из сохранения Р-четности оставалось сделать вывод, что θ^+ и τ^+ являются разными частицами, а равенство их масс и времен жизни (при существенно различной динамике распадов) приписать случайным эффектам. Если Р-четность нарушается¹, то θ – τ -парадокс легко разрешается тем, что θ^+ и τ^+ в действительности являются одной и той же частицей². Однако физики не склонны верить в случайные совпадения. Ли и Янг [5] обратили внимание на отсутствие экспериментальных данных по проверке сохранения Р-четности в слабых распадах и предложили идею эксперимента, в котором такую проверку можно произвести. Вскоре после опубликования статьи Ли и Янга предложенные ими эксперименты были осуществлены и полностью подтвердили гипотезу нарушения пространственной четности в слабых взаимодействиях. Первый такой эксперимент был проведен Ву с соавторами [6].

Еще до появления первых результатов этих экспериментов в работе Иоффе, Окуня и Рудика [7] и независимо в работе Ли, Оме и Янга [8] было отмечено, что наблюдение нарушения Р-четности методами, предложенными Ли и Янгом, возможно только при одновременном нарушении зарядовой симметрии в слабых взаимодействиях. Сразу после осознания этой идеи Ландау [9] ввел понятие комбинированной СР-четности и предположил, что в слабых взаимодействиях она сохраняется. Ландау исходил из того, что именно СР-преобразование осуществляет переход от частиц к античастицам. Поэтому сохранение СР обеспечивает симметрию между материей и антиматерией³.

В течение долгого времени вера в то, что физические свойства материи и антиматерии должны быть одинаковыми, была столь сильной, что экспериментальное обнаружение СР-нарушения в распадах долгоживущих нейтральных каонов в 1964 г. [10] стало настоящим потрясением. Работа Сахарова [11] в 1967 г. помогла примириться с существованием этого явления. Хотя эта работа не ответила на вопрос, как возникает СР-нарушение, зато объяснила, почему оно *должно* существовать. В природе мы наблюдаем избыток вещества над антивеществом, который послужил строительным материалом для создания окружающего нас мира. Идея Сахарова заключалась в том, что без СР-нарушения в процессе эволюции Вселенной не сохранилось бы "кирпичиков" материи: она полностью аннигилировала бы с антиматерией и Вселенная оказалась бы заполненной только фотонами. Чуть позднее, в 1973 г., Кобаяши и

Маскава [12] предложили элегантный и простой способ введения СР-нарушения в СМ, который мы обсудим подробно в разделе 1.3.

Однако сегодня СР-нарушение преподносит новые сюрпризы. Попытки количественного объяснения величины наблюдаемого избытка материи над антиматерией во Вселенной в рамках СМ оказались безуспешными, что указывает на существование дополнительных источников СР-нарушения [13]. Кроме того, отсутствие СР-нарушения в других типах взаимодействий также является проблемой для современной теории. Например, в сильном взаимодействии не только нет строгого запрета на возникновение СР-нарушения, но и существуют эффекты, которые, как мы верим, обязаны к нему приводить. Однако из экспериментов известно, что если СР-нарушение действительно существует в сильных взаимодействиях, то оно ничтожно мало. Эта загадка называется "сильной СР-проблемой".

В приведенном выше кратком историческом обзоре лишь перечислены основные этапы формирования наших знаний о природе нарушения симметрий. О том, как совершались эти замечательные открытия, а также о красивых идеях, не ставших общепринятой теорией, можно прочитать в обзоре Окуня [4].

1.2. СР-нарушение в системе нейтральных К-мезонов

Нейтральные каоны K^0 и их античастицы \bar{K}^0 в отличие от многих истинно-нейтральных частиц⁴ не тождественны друг другу. Различие свойств K^0 и \bar{K}^0 проявляется в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Например, реакция $pp \rightarrow p\Lambda K^0$ разрешена, а реакция $pp \rightarrow p\Lambda \bar{K}^0$ нет. Оказалось удобным ввести новое квантовое число — *странность*, — сохраняющееся в сильных и электромагнитных взаимодействиях, и приписать K^0 положительную странность ($S = 1$), а \bar{K}^0 — отрицательную ($S = -1$). Однако в слабых взаимодействиях странность не сохраняется, поскольку K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны распадаются в нестранные конечные состояния с $S = 0$. Два состояния нейтральных каонов связаны СР-преобразованием:

$$CP(K^0) = \exp(2i\xi_K) \bar{K}^0, \quad CP(\bar{K}^0) = \exp(-2i\xi_K) K^0, \quad (1)$$

где ξ_K — произвольная фаза, никак не наблюдаемая в эксперименте⁵.

Поскольку K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны могут распадаться в одно и то же конечное состояние, то должен существовать переход из K^0 в \bar{K}^0 . Учитывая этот факт и воспользовавшись симметрией относительно С-преобразования, Гелл-Ман и Пайс [14] в 1955 г. показали, что именно комбинации

$$K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}, \quad K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \quad (2)$$

имеют определенные массы и времена жизни. Открытие впоследствии нарушения С-симметрии при сохранении СР не изменило этого утверждения [8, 9]. Следует

¹ Такая возможность обсуждалась в начале 1956 г. на Рочестерской конференции (см. [4]).

² Известная сейчас как K^+ -мезон.

³ При одновременной замене левого правым.

⁴ Частицы, у которых не только электрический, но и все "другие" заряды равны 0, такие как фотон, Z^0 , π^0 , η , ϕ и др.

⁵ Для удобства дальнейшего изложения мы положим $\xi_K = 0$.

отметить, что состояния K_1^0 и K_2^0 имеют существенно разные времена жизни (время жизни K_2^0 примерно в шестьсот раз больше, чем K_1^0). До появления работы Гелл-Мана и Пайса в эксперименте наблюдался только K_1^0 , а о существовании K_2^0 никто не подозревал.

Большая разница времен жизни связана с различной СР-четностью K_1^0 и K_2^0 . Действительно, исходя из уравнения (2), применив СР-преобразования (1), можно легко убедиться в том, что K_1^0 и K_2^0 являются собственными состояниями оператора СР, причем K_1^0 имеет положительную СР-четность, а K_2^0 — отрицательную. В силу СР-сохранения K_1^0 может распадаться только в конечные состояния с СР = 1 (например в пару $\pi^+\pi^-$, имеющую положительную СР-четность вследствие бозе-статистики), в то время как для K_2^0 разрешены только распады в конечные состояния с СР = -1 (например в $\pi^+\pi^-\pi^0$, имеющее отрицательную СР-четность, если угловой момент между π^0 и системой $\pi^+\pi^-$ равен 0). Именно существенная разница фазовых объемов в двух- и трех-частичных распадах является причиной большого различия времен жизни. Обнаружение долгоживущего нейтрального каона [15] свидетельствовало в пользу справедливости аргументов Гелл-Мана и Пайса и, как стало понятным теперь, идеи сохранения СР-четности.

Несмотря на исключительную привлекательность идеи восстановления симметрии между частицами и античастицами на новом уровне (к тому же объясняющей большое время жизни K_2^0), физики были уже не склонны безоговорочно доверять законам сохранения. Начались экспериментальные проверки СР-симметрии в распадах нейтральных каонов. Лучшее верхнее ограничение на вероятность распада $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ (ни одного кандидата на 597 восстановленных K_2^0) было получено в 1962 г. в эксперименте в Дубне [16]. Через год было сообщено о большом числе двухпионных событий в распадах K_2^0 в эксперименте на водородной камере в Брукхейвене [17]. В этом эксперименте не удалось выяснить, имел ли данный эффект отношение к нарушению СР-четности, поскольку он, в частности, мог объясняться регенерацией K_1^0 на стенках камеры (превращением K_2^0 в K_1^0 в веществе). Для проверки наблюдавшегося эффекта Кристенсон, Кронин, Фитч и Турле предложили более точный эксперимент, в котором действительно удалось обнаружить распады долгоживущего нейтрального каона в пару заряженных пионов [10], свидетельствующие о нарушении СР-четности. Вероятность такого перехода по отношению к вероятности распада на три пиона, сохраняющего СР-четность, составила малую величину, $\sim 2 \times 10^{-3}$. Однако столь ничтожный эффект привел к радикальному переосмыслению законов природы.

1.3. Механизм Кобаяши – Маскавы

СР-нарушение оставалось загадкой в течение почти десяти лет, до тех пор пока в 1973 г. Кобаяши и Маскава [12] не нашли способ включить этот эффект естественным образом в СМ. Упомянем сначала о двух важнейших идеях, предвосхитивших появление механизма Кобаяши – Маскавы.

В 1950-е годы накопился большой экспериментальный материал по слабым распадам, из которого следовало, что почти все вероятности слабых распадов пропорциональны одной универсальной константе взаимодействия G_F^2 . Как всегда картину портили странные частицы — они распадались значительно медленнее, как

будто в их распадах константа взаимодействия была примерно в 4,5 раза меньше. В то время универсальность слабого взаимодействия не являлась общепринятым законом, однако ее нарушение выглядело неестественным. В 1963 г. в работе Кабиббо [18] было показано, что все слабые распады странных частиц могут быть описаны универсальной константой, правда, несколько меньшей, чем константа Ферми.

На современном языке различие в вероятностях распадов странных и нестранных частиц объясняется следующим образом. Все слабые распады, известные к концу 1960-х годов, можно описать с помощью переходов между u-, d- и s-кварками. Матричный элемент слабого распада содержит только комбинацию $u\bar{d}'$, где

$$d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C, \quad (3)$$

θ_C — угол Кабиббо. Таким образом, вероятность распада π^+ -мезона, обусловленного переходом $u \rightarrow d$, определяется константой $\cos^2 \theta_C G_F^2 \approx 0,95 G_F^2$, а распада K^+ -мезона, обусловленного переходом $u \rightarrow s$, — константой $\sin^2 \theta_C G_F^2 \approx 0,05 G_F^2$.

Следующим существенным шагом стало введение в 1970 г. четвертого кварка для объяснения малой вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ и малой амплитуды смешивания $K^0 - \bar{K}^0$, обусловленных так называемыми бокс-диаграммами. В модели трех известных тогда кварков интегралы для амплитуд, соответствующих этим диаграммам, расходились. Для решения этой проблемы Глэшоу, Илиопулос и Майяни [19] предложили сократить подынтегральное выражение за счет вклада нового (четвертого) кварка⁶. Предполагалось, что новый кварк имеет массу, промежуточную между массой легких кварков и шкалой слабого взаимодействия (~ 100 ГэВ), а его взаимодействие с другими кварками осуществляется посредством перехода вида $s \rightarrow s'$, где

$$s' = -d \sin \theta_C + s \cos \theta_C. \quad (4)$$

Константы взаимодействия, отвечающие переходам $u \rightarrow d'$ и $s \rightarrow s'$, совпадают, обеспечивая универсальность слабого взаимодействия. Такой механизм (названный по первым буквам имен открывателей GIM-механизмом) приводит к компенсации вкладов u- и s-кварков, входящих в бокс-диаграммы с противоположными знаками. GIM-механизм имеет два важных следствия. Во-первых, восстанавливается симметрия между кварками и лептонами, хотя до сих пор и необъясненная, но являющаяся несомненным достоинством теории. Во-вторых, восстанавливается равноправие верхних (с зарядом +2/3) и нижних (с зарядом -1/3) кварков: пары верхних и нижних кварков входят в заряженный слабый ток j_μ симметрично, являясь повернутыми относительно друг друга на один и тот же угол:

$$j_\mu = (\bar{u}, \bar{c})_L \gamma_\mu \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L, \quad (5)$$

где индекс L соответствует левым кваркам, а γ_μ — матрицы Дирака.

⁶ Этот кварк называется очарованным и обозначается как c.

Введение четвертого кварка решило ряд проблем, однако в теории по-прежнему отсутствовал механизм CP-нарушения. Сохранение CP-четности в теории с двумя поколениями кварков обусловлено тем, что матрица смешивания всегда может быть выбрана вещественной. Кобаяши и Маскава обратили внимание на то, что в случае существования шести кварков (трех поколений (пар) кварков) CP-нарушение может возникать за счет неустранимой мнимой части в матрице смешивания. Примечательно, что эта идея была предложена задолго до обнаружения кварков и лептонов третьего поколения и даже за год до открытия очарованного кварка, завершившего формирование второго поколения.

В процессах слабого взаимодействия с участием заряженных токов происходят переходы $u \leftrightarrow d'$, $c \leftrightarrow s'$, $t \leftrightarrow b'$. Кварковые состояния (d', s', b') являются линейной комбинаций (d, s, b) :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Комплексная матрица V называется матрицей Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (СКМ). Из универсальности слабого взаимодействия следует, что матрица СКМ унитарна. Смешивание антикварков осуществляется с помощью комплексно-сопряженной матрицы V_{ij}^* . Так как $V_{ij}^* \neq V_{ij}$, взаимодействия кварков и антикварков различаются, что в конечном итоге и приводит к CP-нарушению. К сожалению, конкретные значения элементов матрицы СКМ не предсказываются в рамках Стандартной модели и могут быть получены только из эксперимента.

Информация об абсолютных значениях элементов матрицы СКМ была получена из измерения времен жизни и вероятностей слабых распадов различных мезонов и барионов [20, 21]. Матрица СКМ оказалась близкой к диагональной. Более того, была замечена иерархия величин недиагональных элементов:

$$|V_{ub}| \approx |V_{td}| \ll |V_{cb}| \approx |V_{ts}| \ll |V_{us}| \approx |V_{cd}|. \quad (7)$$

С учетом указанной иерархии матрицу СКМ можно записать, как было предложено Вольфенштейном [22], с помощью четырех вещественных параметров A, ρ, η, λ , причем $A, \rho, \eta \sim 1$, а $\lambda \ll 1$. В результате разложения по малому параметру λ получим

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4). \quad (8)$$

Отметим, что в первом приближении с учетом малости λ мнимая часть содержится только в элементах V_{td} и V_{ub} , ответственных за переходы между кварками первого и третьего поколений.

Модель Кобаяши и Маскавы была не единственным, но наиболее простым способом введения CP-нарушения в теорию, обсуждавшимся в 1970-е годы [23–26]. Последующее открытие лептонов и кварков третьего поколения [27, 28] стало важным, но лишь частичным подтверждением справедливости гипотезы Кобаяши и Маскавы. Наличие трех поколений не является достаточным для объяснения CP-нарушения: матрица СКМ могла, напри-

мер, оказаться действительной. Только в 1990-е годы удалось показать, что в матрице СКМ присутствует мнимая часть. Эта задача была далеко не легкой, если учесть, что во всех экспериментах, в которых не наблюдается CP-нарушение, элементы матрицы СКМ измеряются по абсолютной величине $|V_{ij}|$, а их фазы никак не проявляются. Обнаружить наличие мнимой части удалось, измерив с высокой точностью модули сразу нескольких матричных элементов и воспользовавшись условием унитарности матрицы СКМ, как будет показано в разделе 2.2.

В течение длительного времени нейтральные каоны оставались единственной системой с наблюдаемым CP-нарушением. Хотя сейчас эксперименты с каонами достигли очень высокой точности, CP-асимметрия измерена только в трех процессах: $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm l^\mp \nu$. До 1999 г. все эти измерения лишь подтверждали, что CP-нарушение происходит в переходах $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ с $|\Delta S| = 2$, и во всех трех распадах измерялся один и тот же параметр ε , характеризующий примесь K_1^0 в K_L^0 :

$$K_L^0 = \frac{K_2^0 + \varepsilon K_1^0}{\sqrt{1 + \varepsilon^2}} \approx K_2^0 + \varepsilon K_1^0. \quad (9)$$

Параметр ε , известный сегодня с высокой точностью, $\varepsilon = (2,284 \pm 0,014) \times 10^{-3}$, зависит, в свою очередь, от параметров матрицы СКМ. Можно попытаться связать параметр ε с измеренными по абсолютной величине элементами матрицы СКМ и тем самым проверить модель. Оказывается, что здесь нас постигнет неудача: элементы матрицы СКМ, ответственные за CP-нарушение в каонах, оказываются разными по порядку величины и, чтобы обнаружить их относительный угол на комплексной плоскости, используя унитарность матрицы СКМ, большие из элементов должны быть измерены с той же абсолютной точностью, что и меньшие. Эта задача пока едва ли выполнима.

Наконец, в 1999 г. было обнаружено прямое CP-нарушение [29, 30]:

$$\frac{\mathcal{B}(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} \neq \frac{\mathcal{B}(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} \quad (10)$$

(где $\mathcal{B}(\dots)$ — вероятность соответствующих распадов), свидетельствующее о нарушении CP в самом распаде K^0 с переходом $|\Delta S| = 1$. Прямое CP-нарушение характеризуется параметром ε' :

$$\frac{\mathcal{B}(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)/\mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\mathcal{B}(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/\mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx 1 - 6 \times \text{Re} \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right), \quad (11)$$

который сегодня измерен весьма точно: $\varepsilon'/\varepsilon = (1,67 \pm 0,26) \times 10^{-3}$ [20]. Казалось бы, дополнительное и независимое измерение может послужить реальной проверкой модели Кобаяши–Маскавы. Однако на практике из-за большой неопределенности в вычислении, связанной с расчетами вклада сильного взаимодействия, мы опять оказались не в состоянии сделать какой-либо определенный вывод. В многочисленных расчетах отношение ε'/ε предсказывается в диапазоне приблизительно от -1×10^{-3} до 3×10^{-3} [31–38], т.е. даже знак эффекта достоверно неизвестен. Можно лишь утверждать, что измерение прямого CP-нарушения в каонах

согласуется с моделью Кобаяши – Маскавы по порядку величины, но не отвергаются и другие возможности.

Итак, в конце прошлого столетия, до измерения СР-нарушения в В-мезонах сложился следующий статус теории СР-нарушения. Модель Кобаяши – Маскавы оказалась справедливой моделью, действительно содержащей механизм СР-нарушения. Но после почти тридцатилетней ее экспериментальной проверки мы были даже не в состоянии утверждать, что механизм Кобаяши – Маскавы дает основной вклад в тот эффект, ради объяснения которого он и был предложен.

2. СР-нарушение в распадах В-мезонов

СР-нарушение в В-мезонах ожидается большим, поскольку вклады всех трех поколений кварков в распады В-мезонов сравнимы между собой. В случае К-мезонов вследствие иерархии элементов матрицы СКМ третье поколение вносит лишь малый вклад и в амплитуду смешивания, и в амплитуду распада. Как отмечалось в разделе 1.3, участие всех трех поколений является необходимым условием возникновения СР-нарушения в модели Кобаяши – Маскавы. Следовательно, если не существует случайного сокращения эффектов, приводящих к СР-нарушению в В-мезонах, оно может достигать величины порядка единицы и быть доступным для измерения. Более того, подобное измерение является настоящей проверкой модели Кобаяши – Маскавы, поскольку одна и та же слабая фаза, представляющая собой свободный параметр теории, определяется несколькими независимыми способами и самосогласованность полученных результатов служит доказательством справедливости теоретического подхода.

В 1980-е годы стало понятным то, что, хотя эффект СР-нарушения в распадах В-мезонов ожидается большим, экспериментальные методы, разработанные для нейтральных каонов, не применимы в случае В-мезонов. Действительно, разность времен жизни массовых состояний B_d^0 ожидалась слишком малой, $\Delta\Gamma/\Gamma = O(10^{-2})$, для создания "пучков" долгоживущих В-мезонов, как это делается в экспериментах с нейтральными каонами, где для изучения свойств K_L^0 -мезонов достаточно подождать, пока распадется короткоживущая компонента K_S^0 . С другой стороны, СР-асимметрия в полупертоновых распадах В-мезонов оказалась исчезающе малой.

В 1980 г. Картер и Санда [39, 40] предложили метод поиска СР-нарушения в распадах В-мезонов. Если рассмотреть распад В-мезона в конечное состояние f , общее для B_d^0 и \bar{B}_d^0 , то в него дают вклад две амплитуды: прямого перехода $B_d^0 \rightarrow f$ и цепочки последовательных переходов $B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0 \rightarrow f$. Благодаря существованию мнимой части матрицы СКМ эти комплексные амплитуды могут иметь разные слабые фазы. Наблюдаемая вероятность распада, пропорциональная квадрату модуля суммы амплитуд, будет зависеть от начального состояния (B_d^0 или \bar{B}_d^0) распадающейся частицы:

$$B(B_d^0 \rightarrow f) \neq B(\bar{B}_d^0 \rightarrow f). \quad (12)$$

⁷ Здесь предполагается, что по аналогии с переходами К-мезонов переходы $B_d^0 \leftrightarrow \bar{B}_d^0$ существуют и не являются малыми. В 1979 г. в статье Ансельма и Азимова [41] обсуждалась возможность наблюдения СР-нарушения в распадах В-мезонов, реализуемая даже в отсутствие смешивания.

Как было показано Картером и Сандой, СР-асимметрия в таких процессах может составлять от одного до десяти процентов. Отметим, что эта идея появилась до экспериментального обнаружения В-мезонов, хотя после открытия b-кварков [28] в 1977 г. уже никто не сомневался, что такие частицы должны существовать.

Через несколько лет В-мезоны были обнаружены в экспериментах ARGUS [42] и CLEO [43]. С тех пор эти частицы интенсивно изучаются. Распады В-мезонов реконструированы в большом числе конечных состояний, часть из которых можно использовать для поиска СР-нарушения.

Неожиданно большая вероятность $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ -смешивания, измеренная в эксперименте ARGUS [44] и подтвержденная в эксперименте CLEO [45], намного увеличила шансы измерить СР-асимметрию. Действительно, так как переход $B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0$ происходит быстро, то значительная часть B_d^0 превращается в \bar{B}_d^0 до распада. Измерение элементов $|V_{cb}|$, $|V_{ub}|$ и $|V_{td}|$ матрицы СКМ в распадах В-мезонов показало, что величина СР-нарушения ожидается гораздо большей, чем предсказывали Картер и Санда. Это тот редкий случай, когда природа оказалась более благосклонной к физикам, чем могли ожидать самые большие оптимисты. Сложилась благоприятная ситуация для создания специализированных экспериментальных установок, основной задачей которых является изучение СР-нарушения в распадах В-мезонов.

Наиболее подходящим распадом для измерения СР-нарушения как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения является распад $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, протекающий с вероятностью $\sim 0,05\%$. Благодаря переходу J/ψ в лептонную пару l^+l^- , такое конечное состояние легко выделяется в эксперименте. Другим достоинством является возможность связать величину СР-асимметрии с определенной комбинацией элементов матрицы СКМ при теоретической неопределенности менее 1 %.

Остановимся подробнее на физике обсуждаемого явления. В разделах 2.1–2.3 мы используем простые, но громоздкие вычисления. Читатель может опустить вывод формул, сосредоточив внимание только на окончательных выражениях, которые понадобятся для обсуждения экспериментальных результатов.

2.1. $B^0 - \bar{B}^0$ -смешивание

Существуют два нейтральных В-мезона: B_d^0 , состоящий из \bar{b} - и d-кварков ($\bar{b}d$), и B_s^0 ($\bar{b}s$). Каждый из них может смешиваться со своей античастицей, и мы рассмотрим смешивание только на примере одного из них, B_d^0 . В полной аналогии со случаем каонов (см. раздел 1.2) помимо двух состояний с фиксированным ароматом⁸ B_d^0 и \bar{B}_d^0 , существуют два состояния с определенными массами и временами жизни, B_H (тяжелое) и B_L (легкое), удобные для описания эволюции частиц во времени. В Стандартной модели существует взаимодействие, изображенное на рис. 1 (каждая диаграмма представляет собой сумму по всем верхним кваркам $q_{i(j)} = u, c, t$), осуществляющее перевод $B_d^0 \leftrightarrow \bar{B}_d^0$, поэтому собственные массовые состояния не являются состояниями с определенным ароматом.

⁸ Под ароматом здесь подразумевается квантовое число, принимающее значения +1 для мезона и –1 для антимезона и сохраняющееся в сильных и электромагнитных взаимодействиях.

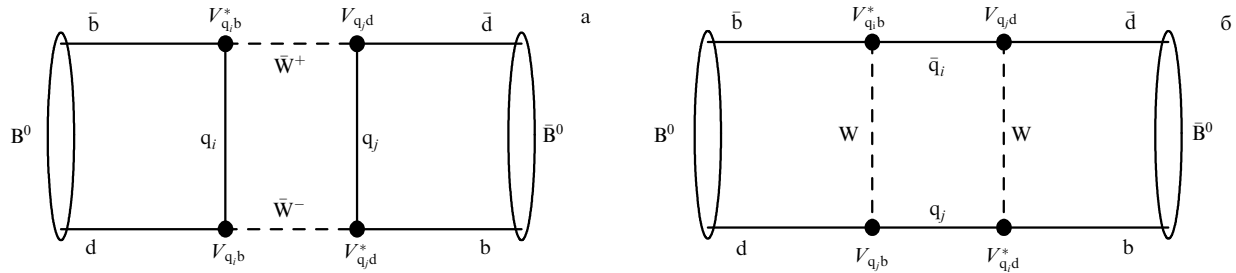


Рис. 1. Кварковые диаграммы, иллюстрирующие $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ -смешивание.

Рожденные как "чистые" состояния B_d^0 или \bar{B}_d^0 эволюционируют во времени и в пространстве⁹, а в момент времени t представляют собой суперпозицию состояний

$$a(t)|B_d^0\rangle + b(t)|\bar{B}_d^0\rangle \quad (13)$$

с коэффициентами $a(t)$ и $b(t)$, задаваемыми уравнением

$$i\partial_t \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \left(\mathbf{M} - \frac{i}{2} \mathbf{\Gamma} \right) \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где эрмитовы (числовые) матрицы \mathbf{M} и $\mathbf{\Gamma}$ описывают дисперсионную и абсорбционную части $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ -смешивания.

Легкое (B_L) и тяжелое (B_H) состояния являются собственными состояниями матричного гамильтониана $(\mathbf{M} - (i/2)\mathbf{\Gamma})$ и линейной суперпозицией B_d^0 и \bar{B}_d^0 :

$$|B_{L,H}\rangle = p|B_d^0\rangle \pm q|\bar{B}_d^0\rangle, \quad (15)$$

где

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - (i/2)\Gamma_{12}^*}{M_{12} - (i/2)\Gamma_{12}}} \approx \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \exp(2i\xi_B). \quad (16)$$

В последнем уравнении мы сохранили произвольную фазу ξ_B , чтобы показать, что она не войдет в окончательное выражение для СР-асимметрии, и воспользовались малостью недиагональных элементов матрицы $\mathbf{\Gamma}$ ввиду малости вкладов в смешивание больших (намного превосходящих $1/m_b$) расстояний, а недиагональные элементы матрицы \mathbf{M} оценили из диаграмм, представленных на рис. 1. Состояния B_L и B_H имеют разные массы ($\Delta m_d = M_{B_H} - M_{B_L}$), в то время как разность ширин очень мала ($\Delta\Gamma \equiv \Gamma_{B_L} - \Gamma_{B_H} \ll \Delta m_d \sim \Gamma$). Величину Δm_d можно оценить теоретически [47] с точностью до небольшой неопределенности в вычислениях квартовой хромодинамики (КХД) для безразмерного формфактора B_B и константы распада f_B . Опуская громоздкие выражения, приведем окончательный результат:

$$\Delta m_d \sim G_F^2 m_t^2 f_B^2 m_B \operatorname{Re}(V_{td}^* V_{tb}),$$

где m_t и m_B — массы t-кварка и B-мезона соответственно.

⁹ Здесь рассматриваются осцилляции во времени, хотя в эксперименте реально наблюдаются осцилляции в пространстве. Измеряя пространственные координаты рождения и распада B-мезона, можно вычислить время в его системе покоя. Аккуратное рассмотрение этого явления в терминах пространственных осцилляций можно найти в работе [46].

Выпишем в явном виде уравнение эволюции (13), решив уравнение (14) для физических состояний, рожденных как "чистое" состояние B_d^0 или \bar{B}_d^0 :

$$\begin{aligned} |B_{\text{phys}}^0(t)\rangle &= \exp(-iMt) \exp\left(-\frac{\Gamma t}{2}\right) \left(\cos\left(\frac{\Delta m_d t}{2}\right) |B_d^0\rangle + \right. \\ &\quad \left. + i \frac{q}{p} \sin\left(\frac{\Delta m_d t}{2}\right) |\bar{B}_d^0\rangle \right), \\ |\bar{B}_{\text{phys}}^0(t)\rangle &= \exp(-iMt) \exp\left(-\frac{\Gamma t}{2}\right) \left(i \frac{p}{q} \sin\left(\frac{\Delta m_d t}{2}\right) |B_d^0\rangle + \right. \\ &\quad \left. + \cos\left(\frac{\Delta m_d t}{2}\right) |\bar{B}_d^0\rangle \right), \end{aligned} \quad (17)$$

где t — время в системе покоя B-мезона. Уравнения (17) понадобятся для вычисления зависящей от времени СР-асимметрии распадов B-мезонов. Все наши рассуждения можно применить к системе $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. Для этого достаточно в формулах V_{td} заменить V_{ts} . Поскольку $|V_{ts}|$ больше $|V_{td}|$, осцилляции $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ проходят значительно быстрее, при этом времена жизни B_d^0 и B_s^0 , определяемые в основном матричным элементом $|V_{cb}|$, остаются практически одинаковыми.

Смешивание нейтральных B-мезонов впервые было экспериментально обнаружено в 1987 г. В эксперименте UA1, в котором при взаимодействии протонов и антипротонов высоких энергий рождались B_d^0 -, B^+ - и B_s^0 -мезоны, наблюдались события с двумя энергичными лептонами, имеющими одинаковый знак, от распадов B-мезонов [48], что указывало на наличие смешивания. Однако количественные параметры смешивания в этом эксперименте не были измерены, поскольку не удалось установить, осцилляции какого типа B⁰-мезонов приводили к событиям с лептонами одного знака. Эта задача для B_d^0 была решена в эксперименте ARGUS на встречных e^+e^- -пучках несколькими месяцами позднее [44]. Поскольку в эксперименте ARGUS не рождались B_s^0 -мезоны, наличие событий с лептонами одного знака однозначно свидетельствовало о смешивании B_d^0 . Сравнивая число событий с двумя лептонами, имеющими противоположные и одинаковые знаки, можно измерить Δm_d :

$$\chi_d \equiv \frac{N_{l+l-} + N_{l-l+}}{N_{l+l-} + N_{l-l+} + N_{l++} + N_{l--}} = \frac{x_d^2}{2(1+x_d^2)}, \quad (18)$$

где

$$x_d \equiv \frac{\Delta m_d}{\Gamma}. \quad (19)$$

Лучшей точности измерения можно достичь, измеряя временную зависимость осцилляций и получая Δm_d непосредственно из уравнений (17). Такие измерения были проведены в экспериментах на LEP (Large Electron-Positron Collider), SLC (Stanford Linear Collider) и Tevatron. Сейчас величина Δm_d известна с очень высокой точностью [20], в основном за счет прецизионных измерений на В-фабриках:

$$\Delta m_d = (0,507 \pm 0,004) \text{ пс}^{-1}. \quad (20)$$

Определить период осцилляций по числу лептонов одного знака для B_s^0 значительно сложнее, так как B_s^0 успевает проосциллировать несколько раз за время своей жизни. В результате $\chi_s \approx 1/2$ и необходима беспрецедентная точность измерения χ_s , для того чтобы измерить Δm_s . Прошло еще почти двадцать лет, пока в экспериментах D0 и CDF не удалось осуществить прямое измерение Δm_s [49]:

$$\Delta m_s = (17,31_{-0,18}^{+0,35} \pm 0,07) \text{ пс}^{-1}. \quad (21)$$

2.2. Непрямое СР-нарушение в распадах В-мезонов

Обозначим амплитуду распада B_d^0 в СР-собственное состояние f_{CP} как A , а соответствующую амплитуду для $\bar{B}_d^0 \rightarrow f_{CP}$ как \bar{A} . Предполагая, что $|A| = |\bar{A}|$ (т.е. прямое СР-нарушение отсутствует, что возможно, если амплитуда $B_d^0 \rightarrow f$ единственная или несколько амплитуд имеют одну и ту же слабую фазу), и используя формулы (16) и (17), получим зависимость вероятности распада B_d^0 и \bar{B}_d^0 в f_{CP} от времени:

$$\begin{aligned} \Gamma(B_d^0(t) \rightarrow f_{CP}) &\sim |\langle f_{CP} | H | B_{\text{phys}}^0(t) \rangle|^2 \sim \\ &\sim \exp(-\Gamma t) |A|^2 \left[1 + \text{Im} \left[\frac{q}{p} \frac{\bar{A}}{A} \right] \sin(\Delta m_d t) \right], \\ \Gamma(\bar{B}_d^0(t) \rightarrow f_{CP}) &\sim |\langle f_{CP} | H | \bar{B}_{\text{phys}}^0(t) \rangle|^2 \sim \\ &\sim \exp(-\Gamma t) |\bar{A}|^2 \left[1 + \text{Im} \left[\frac{p}{q} \frac{A}{\bar{A}} \right] \sin(\Delta m_d t) \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

СР-четность сохраняется, если $\text{Im}[(p/q)(A/\bar{A})] = 0$. В этом случае B_d^0 и \bar{B}_d^0 распадаются по экспоненциальному закону. Для возникновения СР-асимметрии относительная фаза между комплексными величинами p/q и A/\bar{A} должна быть отличной от нуля (и π). Такой тип СР-нарушения называется "СР-нарушение, возникающее в интерференции между распадами со смешиванием и без смешивания", или более кратко — "непрямое СР-нарушение"¹⁰.

Прежде чем продолжить обсуждение СР-нарушения для определенных мод распада В-мезонов, вернемся к рассмотрению свойств матрицы СКМ и получим некоторые полезные соотношения. Унитарность матрицы означает, что $V^{*T}V \equiv I$, где I — единичная матрица 3×3 . Это условие задает девять соотношений между элементами матрицы СКМ. Одно из них, особенно

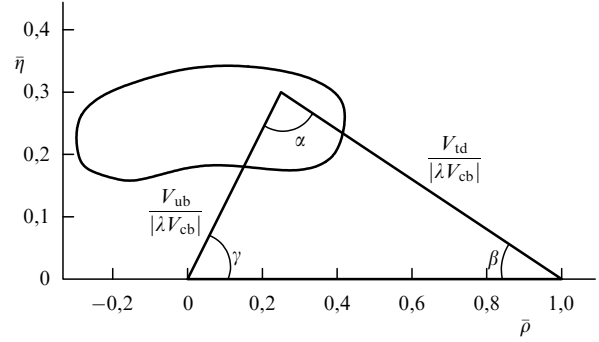


Рис. 2. Треугольник унитарности, λ , ρ и η — параметры Вольфштейна (8). Стороны нормированы на $|V_{cd} V_{cb}^*|$. Замкнутая кривая ограничивает разрешенную область для положения вершины треугольника $\bar{\rho} - \bar{\eta}$, полученную из измерения $|V_{ub}/V_{cb}|$, Δm_d и СР-нарушения в нейтральных каонах до начала работ В-фабрик.

важное для модели Кобаяши–Маскавы и физики распадов В-мезонов:

$$V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0, \quad (23)$$

может быть проиллюстрировано *треугольником унитарности*¹¹ на комплексной плоскости. Если стороны этого треугольника нормировать на $|V_{cd} V_{cb}^*|$, то координаты его вершин будут равны: $(0, 0)$, $(1, 0)$ и $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, где ρ и η — параметры Вольфштейна (8) (рис. 2).

Три стороны треугольника унитарности известны с хорошей точностью из измерений времени жизни В-мезонов, вероятности полулептонных распадов ($|V_{cb}|$), доли среди них распадов без очарованных кварков в конечном состоянии ($|V_{ub}|$) и частоты $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ -осцилляций ($|V_{td}|$). СР-асимметрию в распадах В-мезонов удобно представить в терминах углов треугольника унитарности α , β и γ (иногда используют обозначение ϕ_2 , ϕ_1 и ϕ_3 соответственно). Полезно заранее отметить, что, поскольку длины сторон треугольника одного порядка, то все углы не малы. Для последующего рассмотрения особую важность представляет угол $\beta(\phi_1)$:

$$\beta \equiv \arg \left[-\frac{V_{cd} V_{cb}^*}{V_{td} V_{tb}^*} \right]. \quad (24)$$

Одна из наиболее удобных мод распада В-мезонов для измерения СР-асимметрии — $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ ("золотая мода"). Этот распад происходит вследствие перехода $b \rightarrow c\bar{s}$, кварковая диаграмма которого показана на рис. 3а. Амплитуда древесной диаграммы (название подчеркивает отсутствие петель) пропорциональна произведению элементов матрицы СКМ V_{cb}^* и V_{cs}^* . Вклад диаграмм распада, включающих кварковые петли¹² (рис. 3б), должен быть подавлен по сравнению с вкладом древесных. Для оценки полного эффекта пингвинных вкладов необходимо вычислить сумму диаграмм с u -, s - и t -кварковыми линиями в петле. Принимая во внимание, что амплитуда с u -кварком мала ($V_{ub} V_{us}^* \ll V_{cb} V_{cs}^*$), и учитывая условие унитарности, с хорошей точностью

¹⁰ Это сокращенное название приводит к некоторой путанице: в случае каонов мы называли непрямым СР-нарушение, обусловленное только смешиванием (без участия диаграмм распада). К сожалению, использование этого термина уже прижилось.

¹¹ Интересно, что шесть возможных различных треугольников унитарности имеют одинаковую площадь.

¹² Такие диаграммы называют пингвинными.

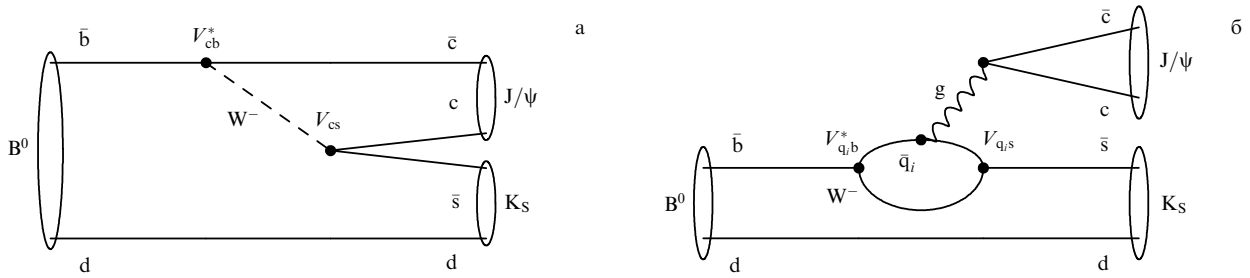


Рис. 3. Кварковые диаграммы распада $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$: (а) древесная, (б) пингвинная с испусканием жесткого глюона g .

получим $V_{tb}V_{ts}^* = V_{cb}V_{cs}^*$. В результате слабая фаза суммы пингвинных вкладов для $b \rightarrow c\bar{c}s$ определяется произведением тех же элементов матрицы СКМ ($V_{cb}V_{cs}^*$), что и для древесной амплитуды.

Вычислим СР-нарушающий вклад для $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Поскольку $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^0$ и $B_d^0 \rightarrow J/\psi \bar{K}^0$ — распады в разные конечные состояния, их интерференция возможна лишь благодаря $K^0 - \bar{K}^0$ -смешиванию и в отношении \bar{A}/A появляется дополнительный фактор

$$\left(\frac{p}{q}\right)_K = \frac{V_{cd}^* V_{cs}}{V_{cd} V_{cs}^*}, \quad (25)$$

с учетом которого отношение амплитуд распадов B_d^0 и \bar{B}_d^0 выражается в виде

$$\frac{\bar{A}_{J/\psi K_S^0}}{A_{J/\psi K_S^0}} = (-1) \frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}} \frac{V_{cs} V_{cd}^*}{V_{cs}^* V_{cd}} \exp(-2i\zeta_B), \quad (26)$$

где дополнительный множитель -1 учитывает отрицательную СР-четность состояния $J/\psi K_S^0$. Используя (26), а также уравнения (16) и (24), легко убедиться, что относительная фаза между q/p и $\bar{A}_{J/\psi K_S^0}/A_{J/\psi K_S^0}$ равна -2β . Теперь для получения зависимости СР-асимметрии от времени остается подставить q/p и $A_{J/\psi K_S^0}/\bar{A}_{J/\psi K_S^0}$ в выражение (22):

$$a_{\text{CP}} = \frac{\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0) - \Gamma(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0)}{\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0) + \Gamma(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0)} = \sin 2\beta \sin(\Delta m_d t). \quad (27)$$

Теоретическая неопределенность СР-асимметрии в распадах $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ составляет менее 1 %. Такая же малая неопределенность сохраняется для распадов В-мезона во все другие состояния чармония и K^0 ($B_d^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$).

2.3. Особенности измерения СР-нарушения в распадах В-мезонов из $\Upsilon(4S)$

Один из наиболее удобных способов получения В-мезонов — использование распадов $\Upsilon(4S)$ -резонанса. Последний рождается в установках на встречных e^+e^- -пучках с большим сечением, а распадается всегда на пару В-мезонов (заряженных или нейтральных) без дополнительных частиц. В-мезоны рождаются в распадах $\Upsilon(4S)$ -резонанса в когерентном состоянии с относительным орбитальным моментом $L=1$. Когерентность B_d^0 и \bar{B}_d^0 сохраняется до распада одной из частиц, и до этого момента волновая функция системы представляет собой антисимметричную комбинацию B_d^0 и \bar{B}_d^0 , что является следствием фундаментальных свойств физики микро-

мира, а именно бозе-статистики и сохранения СРТ-симметрии во всех известных взаимодействиях. После распада одной из частиц другая продолжает эволюционировать во времени и благодаря $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ -смешиванию появляется возможность наблюдать события, в которых обе частицы распадутся как B_d^0 или \bar{B}_d^0 (но только в том случае, если распады происходят в разное время).

Для объяснения того, как эффект нарушения СР-четности проявляется в случае когерентного рождения $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ -пары, потребуется проделать ряд простых, но громоздких преобразований. Волновую функцию двухчастичного состояния в распаде $\Upsilon(4S)$ можно представить в явном виде:

$$S(t_f, t_b) = \frac{1}{\sqrt{2}} [B_{\text{phys}}^0(t_f, \theta, \phi) \bar{B}_{\text{phys}}^0(t_b, \pi - \theta, \phi) - \bar{B}_{\text{phys}}^0(t_f, \theta, \phi) B_{\text{phys}}^0(t_b, \pi - \theta, \phi)] \sin \theta, \quad (28)$$

где θ — полярный, а ϕ — азимутальный углы разлета мезонов в системе покоя $\Upsilon(4S)$ по отношению к направлению электронного пучка, t_f — собственное время В-мезона, вылетевшего в переднюю полусферу ($\theta_f < \pi/2, \phi_f$), в то время как t_b — собственное время противоположного мезона ($\pi - \theta_f, \phi_f + \pi$). Поскольку В-мезоны имеют одинаковый по абсолютной величине импульс в этой системе отсчета, $t_f = t_b$. До тех пор, пока один из них не распадется, двухчастичная волновая функция содержит только один B_d^0 и только один \bar{B}_d^0 . Используя соотношения (17) и (28), получим амплитуду процесса в случае, когда один из В-мезонов распадается в конечное состояние f_1 в момент времени t_1 , а другой — в состояние f_2 в момент t_2 :

$$A(t_1, t_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[-\left(\frac{\Gamma}{2} + iM \right) (t_1 + t_2) \right] \times \left[\cos \frac{\Delta m_d (t_1 - t_2)}{2} (A_1 \bar{A}_2 - \bar{A}_1 A_2) - i \sin \frac{\Delta m_d (t_1 - t_2)}{2} \left(\frac{p}{q} A_1 A_2 - \frac{q}{p} \bar{A}_1 \bar{A}_2 \right) \right] \sin \theta_1, \quad (29)$$

где A_i и \bar{A}_i — амплитуды распадов B_d^0 и \bar{B}_d^0 в состояние f_i соответственно¹³. Для любого конечного состояния f_i , определяющего аромат В-мезона, либо A_{f_i} , либо \bar{A}_{f_i} равна нулю.

¹³ Мы воспользовались равенством $\sin(2\pi - \theta) = -\sin \theta$ для записи угловой зависимости (29) от θ_1 , определенного в интервале $(0, \pi)$.

Вычислим вероятность распада системы $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ в конечные состояния f_1, f_2 в зависимости от времени:

$$R(t_1, t_2) = C \exp[-\Gamma(t_1 + t_2)] \times \\ \times \left\{ (|A_1|^2 + |\bar{A}_1|^2)(|A_2|^2 + |\bar{A}_2|^2) - \right. \\ - 4 \operatorname{Re} \left(\frac{q}{p} A_1^* \bar{A}_1 \right) \operatorname{Re} \left(\frac{q}{p} A_2^* \bar{A}_2 \right) - \\ - \cos(\Delta m_d(t_1 - t_2)) \left[(|A_1|^2 - |\bar{A}_1|^2)(|A_2|^2 - |\bar{A}_2|^2) + \right. \\ + 4 \operatorname{Im} \left(\frac{q}{p} A_1^* \bar{A}_1 \right) \operatorname{Im} \left(\frac{q}{p} A_2^* \bar{A}_2 \right) \left. \right] + \\ + 2 \sin(\Delta m_d(t_1 - t_2)) \left[\operatorname{Im} \left(\frac{q}{p} A_1^* \bar{A}_1 \right) (|A_2|^2 - |\bar{A}_2|^2) - \right. \\ \left. - (|A_1|^2 - |\bar{A}_1|^2) \operatorname{Im} \left(\frac{q}{p} A_2^* \bar{A}_2 \right) \right] \left. \right\}. \quad (30)$$

В выражении (30) проведено интегрирование по всем направлениям вылета В, при этом угловая зависимость исчезла, но появился общий нормировочный множитель C ; кроме того, использовано приближение $|q/p| = 1$.

Для измерения СР-асимметрии необходимо зарегистрировать события, в которых один В-мезон распадается в СР-собственное состояние f_{CP} в момент времени t_{CP} , а другой — в моду, фиксирующую аромат в момент t_{tag} . Использование моды для определения аромата В-мезона с $A_2 = 0$ и $A_2 = A_{tag}$ идентифицирует $B(t_2) = B(t_{tag})$ -мезон как B_d^0 . Отметим, что формула (30) остается справедливой, когда тагирующий распад происходит после распада в СР-собственное состояние. В этом случае состояние тагирующего В-мезона в промежуток времени $t_{CP} < t < t_{tag}$ должно являться смесью $B_d^0 - \bar{B}_d^0$, которая эволюционирует в состояние B_d^0 при $t = t_{tag}$. Таким образом, выражение (30) принимает следующий вид:

$$R(t_{tag}, t_{CP}) = C \exp[-\Gamma(t_{tag} + t_{CP})] |\bar{A}_{tag}|^2 |A_{fCP}|^2 \times \\ \times \left\{ 1 + |\lambda_{fCP}|^2 + \cos[\Delta m_d(t_{CP} - t_{tag})] (1 - |\lambda_{fCP}|^2) - \right. \\ - 2 \operatorname{Im}(\lambda_{fCP}) \sin[\Delta m_d(t_{CP} - t_{tag})] \left. \right\}, \quad (31)$$

где

$$\lambda_{fCP} \equiv \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{fCP}}{A_{fCP}} = \xi_{fCP} \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{fCP}}{A_{fCP}}. \quad (32)$$

Для получения выражения (32) использовано свойство:

$$\bar{A}_{fCP} = \xi_{fCP} \bar{A}_{fCP}, \quad (33)$$

где ξ_{fCP} — СР-четность конечного состояния f_{CP} .

Для случая $\bar{A}_2 = 0$, $A_2 = A_{tag}$, когда второй мезон идентифицируется как \bar{B}_d^0 в момент времени t_{tag} , получается аналогичное (31) выражение, в котором знаки слагаемых, пропорциональных косинусу и синусу, заменяются противоположными. Разность полученных вероятностей, нормированная на их сумму, является вели-

чиной, характеризующей СР-асимметрию:

$$a_{fCP} = \frac{1}{1 + |\lambda_{fCP}|^2} \left\{ (1 - |\lambda_{fCP}|^2) \cos[\Delta m_d(t_{CP} - t_{tag})] - \right. \\ \left. - 2 \operatorname{Im}(\lambda_{fCP}) \sin[\Delta m_d(t_{CP} - t_{tag})] \right\}. \quad (34)$$

Вычислим асимметрию в распаде $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Воспользовавшись соотношениями (16), (24)–(26), найдем значение

$$\lambda_{J/\psi K_S^0} = \xi_{J/\psi K_S^0} \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}} \frac{V_{cs} V_{cb}}{V_{cs}^* V_{cb}^*}, \quad (35)$$

откуда

$$|\lambda_{J/\psi K_S^0}| = 1, \quad \operatorname{Im}(\lambda_{J/\psi K_S^0}) = -\xi_{J/\psi K_S^0} \sin 2\beta. \quad (36)$$

В результате приходим к выражению, аналогичному (27):

$$a_{J/\psi K_S^0} = -\xi_{J/\psi K_S^0} \sin(2\beta) \sin[\Delta m_d(t_{CP} - t_{tag})]. \quad (37)$$

Если проинтегрировать соотношение (37) по $t_{CP} - t_{tag}$ (интегрировать необходимо от $-\infty$ до $+\infty$), то асимметрия исчезнет¹⁴, следовательно, для наблюдения СР-нарушения в случае $\Upsilon(4S) \rightarrow B_d^0 \bar{B}_d^0$ требуется, по крайней мере, знать, какой из В-мезонов распался раньше. В принципе, можно получить разность времен $t_{CP} - t_{tag}$, измеряя длину пробега В-мезонов до их распада, но В-мезоны, рождающиеся в распадах $\Upsilon(4S)$, слишком медленные. Средняя длина их пробега составляет всего несколько десятков микрон. Измерение вершины распада частицы с подобной точностью невозможно с использованием современной методики вершинных детекторов. Более того, для нахождения разности времен распада необходимо определить точку рождения $B_d^0 \bar{B}_d^0$ -пары, что можно сделать лишь с точностью до размера области взаимодействия встречных пучков.

Решение этой проблемы было найдено в работе Алексана с соавторами [50]. Для измерения длины пробега В-мезоны должны быстро двигаться в лабораторной системе отсчета (по отношению к детектору). Технически это требует асимметричных энергий электронного и позитронного пучков: $\Upsilon(4S)$, рожденный в таких столкновениях, движется с большой скоростью по направлению более энергичного пучка, и В-мезоны имеют значительный пробег. В таком случае $\Delta t = \Delta z/\beta\gamma c$, где $\Delta z = z_{CP} - z_{tag}$ — измеренное расстояние вдоль направления пучков между вершинами распадов двух В-мезонов. Поскольку В-мезоны движутся вдоль одной прямой, нет необходимости знать точку их рождения. Прекрасная идея позволяет решить обе проблемы одновременно.

3. В-фабрики

В начале 1990-х годов было предложено несколько проектов асимметричных В-фабрик, два из которых успешно реализованы: РЕР-П в Стэнфордском центре

¹⁴ Данное сокращение является следствием антисимметрии волновой функции $B_d^0 \bar{B}_d^0$ -пары, рожденной на встречных e^+e^- -пучках. В случае, если $B_d^0 \bar{B}_d^0$ -пара находится в s-волне, такого сокращения не происходит.

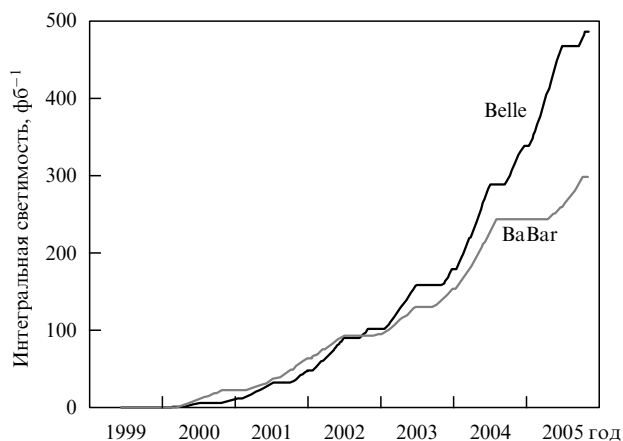


Рис. 4. Интегральная светимость, набранная В-фабриками с начала их работы в 1999 г.

линейных ускорителей (SLAC, США) и КЕКВ в Национальной лаборатории по физике высоких энергий (KEK, Япония). Для подготовки и проведения экспериментов по наблюдению CP-нарушения в $B_d^0\bar{B}_d^0$ -системе на этих ускорителях были созданы две международные коллаборации — BaBar и Belle.

Помимо возможности измерения разности времен распадов В-мезонов асимметричные В-фабрики должны обладать высокой светимостью, поскольку вероятность распада В-мезонов в CP-собственное конечное состояние невелика (для $J/\psi K_S^0$ она составляет 0,05 %, для распада J/ψ на лептонную пару — ~ 10 %). Для асимметричной В-фабрики, представляющей собой два независимых накопительных кольца для электронов и позитронов, выбрана естественная стратегия получения максимально возможной светимости: при сохранении параметров сталкивающихся сгустков, приводящих к рекордно высокой светимости на установках предыдущего поколения, число сгустков в кольце ускорителя увеличено до нескольких тысяч¹⁵. Безусловно, накопление большого числа сгустков сопряжено с рядом технических проблем, в частности, с необходимостью увеличения высоко-частотной мощности для компенсации энергетических потерь частиц на синхротронное излучение, охлаждения вакуумной камеры, нагревающейся под действием синхротронного излучения и наведенных токов, подавления коллективной неустойчивости пучков. Эти сложные задачи были успешно решены в обоих проектах.

Для PEP-II энергия электронного пучка была выбрана равной 9,0 ГэВ, а позитронного — 3,1 ГэВ, что обеспечило значение релятивистского параметра, характеризующего скорость $\gamma(4S)$ в лабораторной системе, $\beta\gamma = 0,55$. На ускорителе КЕКВ для облегчения разведения пучков в паразитных местах встречи пучки сталкиваются под малым углом (± 11 мрад), а релятивистский параметр имеет значение $\beta\gamma = 0,45$.

К настоящему моменту пиковая светимость PEP-II достигла $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а светимость КЕКВ превысила $1,7 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Каждая коллаборация набирает в день интеграл светимости, превышающий суммарные

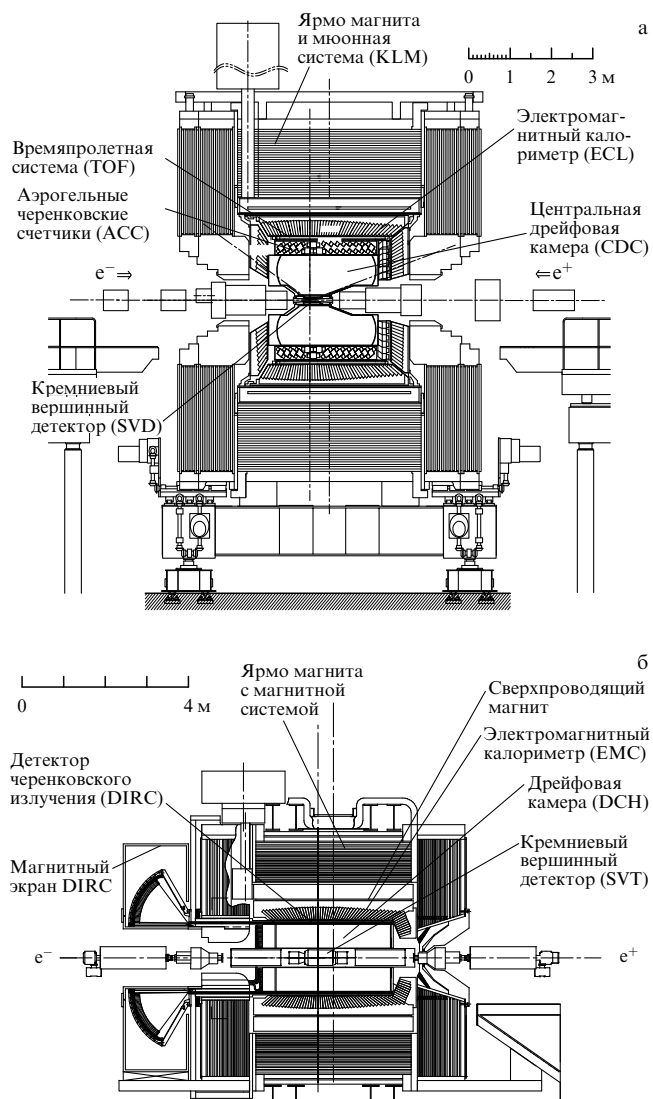


Рис. 5. Общий вид детекторов Belle (а) и BaBar (б).

многолетние статистические данные экспериментов первого поколения, ARGUS и CLEO-I. На рисунке 4 представлена история набора данных BaBar и Belle с начала их работы. Обе кривые демонстрируют нарастающий темп набора статистики, свидетельствуя о серьезных усилиях обеих команд по совершенствованию своих установок.

Детекторы BaBar и Belle имеют схожую конструкцию и представляют собой сверхпроводящие магнитные спектрометры с большим телесным углом. Большая часть элементов детекторов расположена в магнитном поле (1,5 Тл). Треки заряженных частиц реконструируются в дрейфовых камерах и кремниевых полупроводниковых вершинных детекторах (с пространственным разрешением ~ 30 мкм). В установке BaBar заряженные адроны идентифицируются (т.е. определяется сорт частицы — пион, каон или протон) по ионизационным потерям в дрейфовой камере и по углу черенковского излучения частиц в кварцевых пластинах. Черенковский свет в результате полного внутреннего отражения в пластинах выводится из внутренней части детектора и регистрируется системой примерно из 10000 фотоумножителей. В установке Belle для идентификации заряженных адронов используется совместная информация с

¹⁵ Максимальное число частиц в сгустке ограничено так называемыми эффектами встречи: при определенном заряде сгустка возмущающее действие встречного пучка становится настолько большим, что движение частиц в накопителе оказывается неустойчивым.

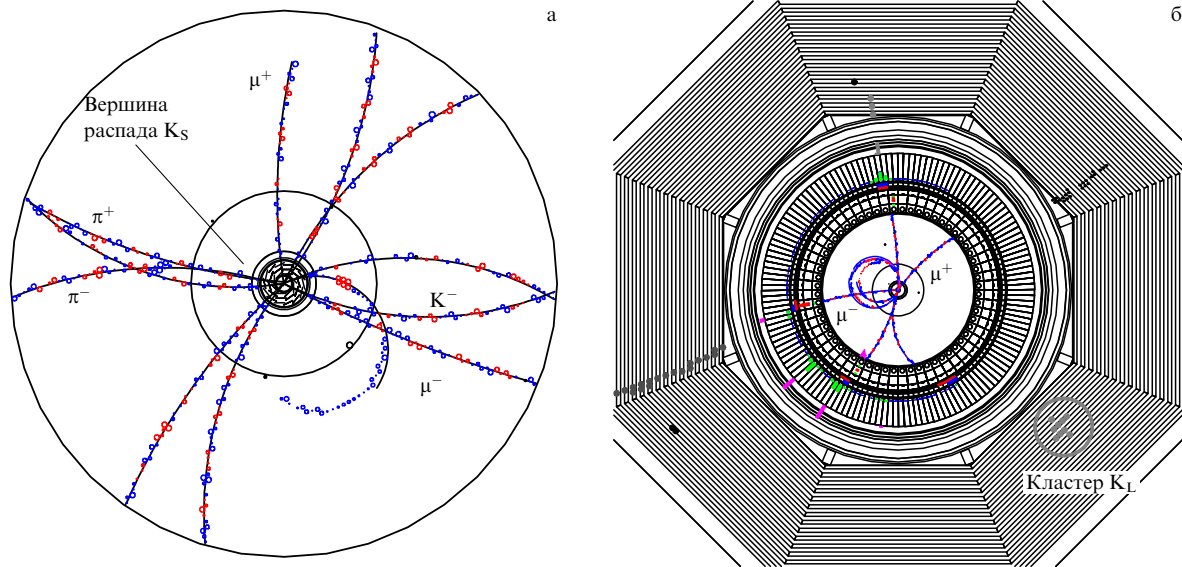


Рис. 6. Реконструированные в детекторе Belle события, содержащие кандидаты в распады: (а) $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, (б) $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$.

трех подсистем детектора, а именно: ионизационные потери в дрейфовой камере, время пролета частиц, измеренное сцинтилляционными счетчиками, и количество черенковского света в пороговых черенковских счетчиках на основе азрогеля¹⁶. В обоих детекторах фотоны регистрируются электромагнитными калориметрами, построенными на основе кристаллов иодида цезия (CsI), активированных таллием. Эти кристаллы являются очень эффективным тяжелым сцинтиллятором. Энергия электромагнитного ливня, поглощенная в кристаллах, преобразуется в сцинтилляционное излучение, регистрируемое чувствительными полупроводниковыми фотодиодами. Количество света позволяет точно восстановить энергию зарегистрированного фотона. Информация о полной энергии и ее пространственном распределении в калориметре для заряженных частиц используется также для идентификации электронов. Мюоны регистрируются резистивными плоскими искровыми камерами, расположенными в ядре магнита. Эти же камеры используются для реконструкции точки взаимодействия K_L^0 с веществом ядра магнита. Схемы обоих детекторов представлены на рис. 5.

4. Измерение $\sin 2\beta$ в распадах $B_d^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$

Измерение СР-асимметрии состоит из трех основных этапов. Во-первых, необходимо отобрать события с распадом одного из В-мезонов¹⁷ в определенное СР-собственное состояние, например $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Наиболее простой путь — полностью реконструировать $B_{\text{СР}}$ -мезон, скомбинировав все зарегистрированные в детекторе частицы, предположительно происходящие из интересующего распада. Для восстановления распада $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ необходимо найти в событии J/ψ -кандидат, собрав его из двух противоположно заряженных

лептонов, и удостовериться в том, что их инвариантная масса согласуется с массой J/ψ (если масса кандидата не соответствует правильной массе, то его следует отбросить). Затем проделать аналогичную процедуру для K_S^0 -мезона, распадающегося в пару $\pi^+\pi^-$, учитывая, что оба пиона рождаются из вторичной вершины благодаря заметному пробегу K_S^0 . Масса и энергия комбинации отобранных J/ψ - и K_S^0 -кандидатов должны совпадать в пределах ошибок измерения с табличной массой В-мезона и ожидаемой энергией соответственно. Пример одного из реконструированных событий распада $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ ($J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$; $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$) приведен на рис. 6а. Треки заряженных частиц показаны дугами, проведенными по реконструированным координатам в дрейфовой камере и в вершинном детекторе. Другое событие (рис. 6б) является кандидатом распада $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$. Мезон K_L^0 реконструируется по кластеру в искровых камерах, образуемому в результате ядерного взаимодействия K_L^0 с веществом ядра магнита.

На следующем этапе необходимо определить аромат b -кварка тагирующего B_{tag} -мезона (установить, распался ли второй В-мезон как B_d^0 или как \bar{B}_d^0). Учитывая, что $\Upsilon(4S)$ -резонанс распадается на пару В-мезонов без дополнительных частиц, все заряженные частицы, зарегистрированные в событии и не участвующие в реконструкции $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, следует отнести к продуктам распада B_{tag} . Заряд и тип этих частиц дает информацию об аромате B_{tag} . Для иллюстрации действия алгоритма тагирования рассмотрим событие с распадом $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ (рис. 6а). Кроме мюонной и пионной пар из распада J/ψ и K_S^0 в событии реконструировано еще восемь заряженных частиц, одна из которых идентифицирована как заряженный каон. Поскольку этот каон имеет отрицательный заряд, можно предположить, что с высокой вероятностью в этом событии $B_{\text{tag}} = \bar{B}_d^0$ (поскольку \bar{B}_d^0 в основном распадается на состояния с D^0 или D^+ , а их распады преимущественно содержат отрицательные каоны). Если рассмотреть это событие более внимательно, то можно обнаружить, что один из восьми треков принадлежит очень мягкому

¹⁶ Легкий, высокопрозрачный, высокопористый материал на основе аморфного диоксида кремния с малым коэффициентом преломления — от 1,01 до 1,035.

¹⁷ Этот В-мезон обозначается в дальнейшем как $B_{\text{СР}}$.

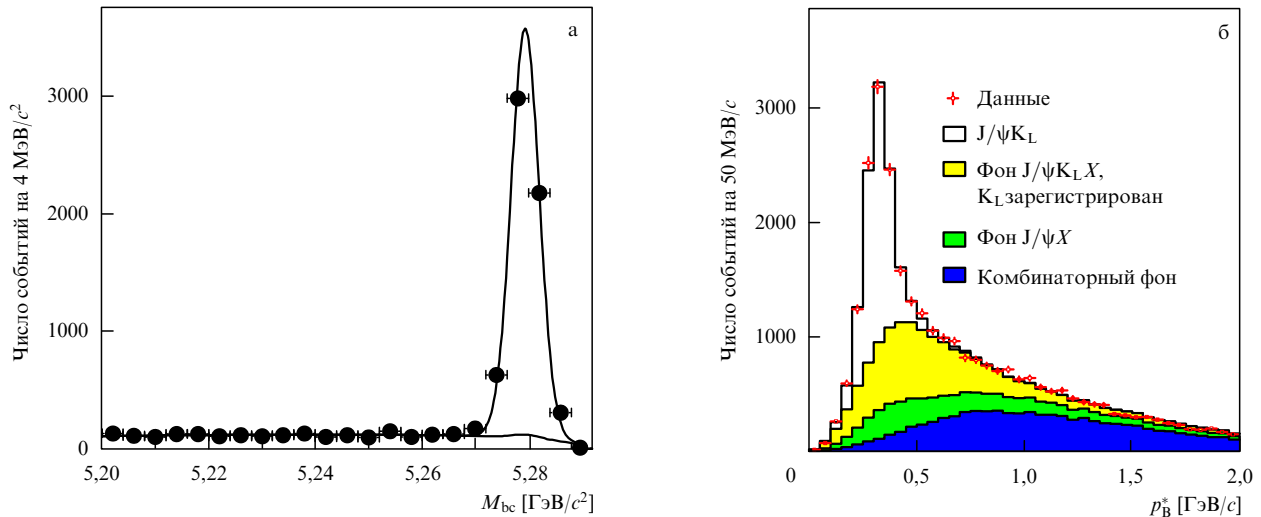


Рис. 7. (а) Спектр инвариантных масс B_{CP} -кандидатов, зарегистрированных в конечных состояниях $J/\psi K_S^0$, $\psi(2S)K_S^0$, $\chi_{c1}K_S^0$ и $\eta_c K_S^0$ (BaBar). (б) Распределение по импульсу в СЦМ кандидатов для распада $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$, полученное в эксперименте Belle.

положительно заряженному пиону (трек с наибольшей кривизной). Такой пион может образоваться в результате распада $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, что подтверждает гипотезу о том, что тагирующим B -мезоном в событии является B_d^0 .

На третьем шаге необходимо реконструировать вершины распадов обоих B -мезонов. Их положение в плоскости, перпендикулярной оси пучков, хорошо известно, поскольку поперечный размер сталкивающихся пучков мал (в вертикальном направлении размер пучка в месте встречи составляет 1–2 мкм, в горизонтальном — 150 мкм). Координаты вершин B -мезонов вдоль направления пучков (z) определяются по трекам частиц, положение которых в пространстве измерено с хорошей точностью в полупроводниковом вершинном детекторе. Для вычисления вершины распада B_{CP} используются лептонные треки из J/ψ , для каждого из которых находится пересечение с известной областью взаимодействия пучков. Для реконструкции вершины тагирующего B_{tag} служат все оставшиеся треки, за исключением треков продуктов распада долгоживущих частиц.

После отбора событий, в которых распад одного из B -мезонов реконструирован в CP -собственном состоянии, аромат второго B -мезона определен по продуктам его распада (с некоторой степенью достоверности) и положение обеих вершин распада измерено с приемлемой точностью, из распределения по величине $t_{\text{CP}} - t_{\text{tag}}$ (для этих событий, разделенных на две группы по аромату тагирующего B_{tag}), можно получить наиболее вероятное значение $\sin 2\beta$.

О первом достоверном наблюдении CP -нарушения в распадах B -мезонов коллаборации BaBar и Belle объявили летом 2001 г., через два года после начала набора данных [51, 52]. На сегодня результаты, полученные BaBar [53] и Belle [54], основаны соответственно на статистике 316 fb^{-1} и 492 fb^{-1} , ставшей доступной для анализа с начала 2006 г., что соответствует $\sim 3,5 \times 10^8$ и $\sim 5,35 \times 10^8 B_d^0 \bar{B}_d^0$ -парам, произведенным в этих экспериментах. Поскольку анализ данных осуществлялся аналогичными методами, далее мы поочередно будем использовать результаты обеих коллабораций.

4.1. Результаты измерения CP -асимметрии

Распады $b \rightarrow c\bar{c}s$ представляют особый интерес для измерения CP -нарушения. Среди всех возможных конечных состояний, образующихся благодаря такой кварковой диаграмме, несколько мод распада можно реконструировать с большой эффективностью и достаточно низким уровнем фона. Среди них существуют как CP -нечетные ($J/\psi K_S^0$, $\psi(2S)K_S^0$, $\chi_{c1}K_S^0$ и $\eta_c K_S^0$), так и CP -четные ($J/\psi K_L^0$) конечные состояния. Мезоны J/ψ и $\psi(2S)$ эффективно реконструируют в распадах на лептонную пару l^+l^- , и, кроме того, $\psi(2S)$ и χ_{c1} восстанавливают в каскадных распадах $J/\psi \pi^+\pi^-$ и $J/\psi \gamma$ соответственно. Для регистрации легчайшего состояния чармония η_c используются распады в адроны $K_S^0 K^- \pi^+$ и $K^+ K^- \pi^0$.

Достоинством установок на встречных e^+e^- -пучках, работающих при энергии рождения $\Upsilon(4S)$ -резонанса, является наличие информации о полной энергии B -мезонов, равной энергии пучков в системе центра масс (СЦМ), что позволяет не только дополнительно подавить фон, но и значительно улучшить разрешение по массе B -мезона. Инвариантную массу восстановленного кандидата B -мезона вычисляют по формуле

$$M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - \left(\sum \mathbf{p}_i \right)^2},$$

где E_{beam} — энергия пучка в СЦМ, а \mathbf{p}_i — импульсы продуктов распада B -мезона в той же системе отсчета. Дополнительное подавление фона обеспечивает требование к разности энергий $\Delta E = \sum E_i - E_{\text{beam}}$, где E_i — энергии продуктов распада B -мезона. Для сигнальных событий величина M_{bc} должна быть близка к массе B -мезона, а ΔE — к нулю. Эти две величины слабо коррелируют между собой и позволяют эффективно отбирать события распадов B . Распределения по массе кандидатов B -мезонов для различных конечных состояний, полученные в эксперименте BaBar, приведены на рис. 7а. Аналогичные распределения получены также в эксперименте Belle.

Мезон K_L^0 в распаде $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ реконструирован по его взаимодействию в электромагнитном калориметре или в ядре магнита, исходя из информации о сигналах в

кристаллах иодида цезия и искровых камерах. Эта информация позволяет определить направление вылета K_L^0 в событии, но не величину его импульса, которую можно вычислить, используя известную суммарную энергию продуктов распада В-мезона. Последнее означает, что ограничение на ΔE нельзя более использовать для подавления фоновых событий, что приводит к худшему соотношению эффект/фон для моды распада $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$. Полученное в эксперименте Belle распределение по импульсу кандидатов в B_d^0 -мезон, распадающихся в $J/\psi K_L^0$, представлено на рис. 76. Ожидаемое значение импульса для событий сигнала равняется 340 МэВ/с — импульсу В-мезонов в СЦМ.

4.2. Тагирование аромата В-мезона

После реконструкции СР-собственного распада все оставшиеся в событии заряженные частицы используются для определения аромата b-кварка второго В-мезона. Знак заряда быстрых лептонов (из распада $B_d^0 \rightarrow X l^+ \nu$), каонов, рожденных в каскадном распаде $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+$, и мягких пионов из распадов D^{*+} связан с тем, распался ли тагирующий B_d^0 или \bar{B}_d^0 . Комбинируя всю доступную информацию, можно определить для каждого события величину q , равную +1 для более вероятного случая тагирующего B_d^0 и -1 для случая \bar{B}_d^0 .

Безусловно, ни одна из перечисленных выше категорий признаков не дает абсолютной уверенности в правильности определения аромата тагирующего В. Можно охарактеризовать полную эффективность правильного тагирования величиной

$$Q = \sum_i \varepsilon_i (1 - 2\omega_i)^2, \quad (38)$$

где ε_i — вероятность найти в событии признак категории i , а ω_i — вероятность ошибочного определения аромата в данной категории. Из всех перечисленных признаков наиболее достоверно аромат тагирующего В-мезона определяется по быстрым лептонам, хотя наибольшую эффективность тагирования дают заряженные каоны (вероятность найти в событии заряженный каон составляет около 50 %). Для достижения большей эффективности тагирования все события разделяли на группы по степени достоверности определения аромата В-мезона. Хотя в экспериментах BaBar и Belle алгоритмы тагирования существенно различаются, значения полной эффективности тагирования практически совпадают ($Q \sim 28\%$).

Для получения СР-асимметрии необходимо знать вероятность ошибочного тагирования, поскольку величина измеренной асимметрии соотносится с истинной, как $A_{\text{true}} = A_{\text{measured}} / (1 - 2\omega)$. В обоих экспериментах вероятность ошибочного тагирования определяли непосредственно из данных по распадам B_d^0 в состоянии с определенным ароматом, в частности $D^{*+} l^- \bar{\nu}$, $D^- \pi^+$, $D^{*-} \pi^+$, $D^- \rho^+$ и т.д., а аромат партнера находили по стандартному алгоритму тагирования. В этом случае амплитуда временных осцилляций однозначно связана с вероятностью ошибочного определения аромата В-мезона ω_i :

$$\frac{N_{\text{OF}} - N_{\text{SF}}}{N_{\text{OF}} + N_{\text{SF}}} = (1 - 2\omega_i) \cos(\Delta m \Delta t), \quad (39)$$

где N_{SF} и N_{OF} — числа событий с В-мезонами, имеющими соответственно одинаковые и противоположные

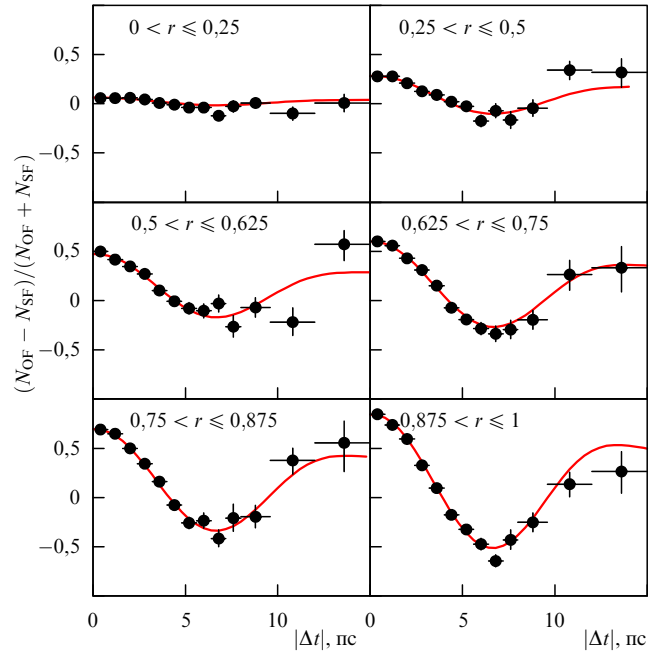


Рис. 8. Отношение $(N_{\text{OF}} - N_{\text{SF}}) / (N_{\text{OF}} + N_{\text{SF}})$ как функция Δt для шести категорий событий, разделенных по качеству тагирования, в эксперименте Belle. Амплитуда осцилляций изменяется от незначительной для категории с наихудшим качеством тагирования ($0 < r \leq 0,25$) до максимальной, близкой к единице, при $0,875 < r \leq 1$.

ароматы. Поскольку число событий с фиксированным ароматом значительно больше числа событий, используемых для измерения СР-асимметрии, статистическая точность определения вероятности ошибочного тагирования не влияет на точность измерения СР-нарушения. Результаты измерения осцилляций аромата для моды распада $B_d^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ в эксперименте Belle показаны на рис. 8.

4.3. Реконструкция вершин распада В-мезонов

Положение вершины распада V_{CP} -мезона определяется как точка пересечения лептонных треков из J/ψ ($\psi(2S)$) или быстрых адронных треков из η_c с известной областью взаимодействия сталкивающихся пучков. Полученное пространственное разрешение по z_{CP} составляет 50 мкм (BaBar) и 70 мкм (Belle). Положение вершины распада тагирующего B_{tag} определяется по надежно реконструированным трекам, не вошедшим в V_{CP} -мезон. Поскольку часть треков происходит из вторичных вершин распада долгоживущих частиц (D-мезонов, K_S^0 , Λ и т.д.), для определения и исключения таких треков используются последовательные итерации. Разрешение по вершине тагирующего В-мезона z_{tag} в обоих экспериментах составляет ~ 140 мкм. Хотя разрешения по Δz близки, некоторое различие скоростей $\Upsilon(4S)$ в лабораторной системе приводит к разному разрешению по Δt : $\sigma_{\Delta t} \approx 1,1$ пс (BaBar) и $\sigma_{\Delta t} \approx 1,4$ пс (Belle).

4.4. Получение значения параметра СР-асимметрии

Зависимость числа зарегистрированных событий от Δt для различных групп событий представлена на рис. 9. Результаты коллаборации BaBar показаны для состояний СР = -1 и СР = +1 как для B_d^0 -тагированных, так и для \bar{B}_d^0 -тагированных событий. Распределения Belle при-

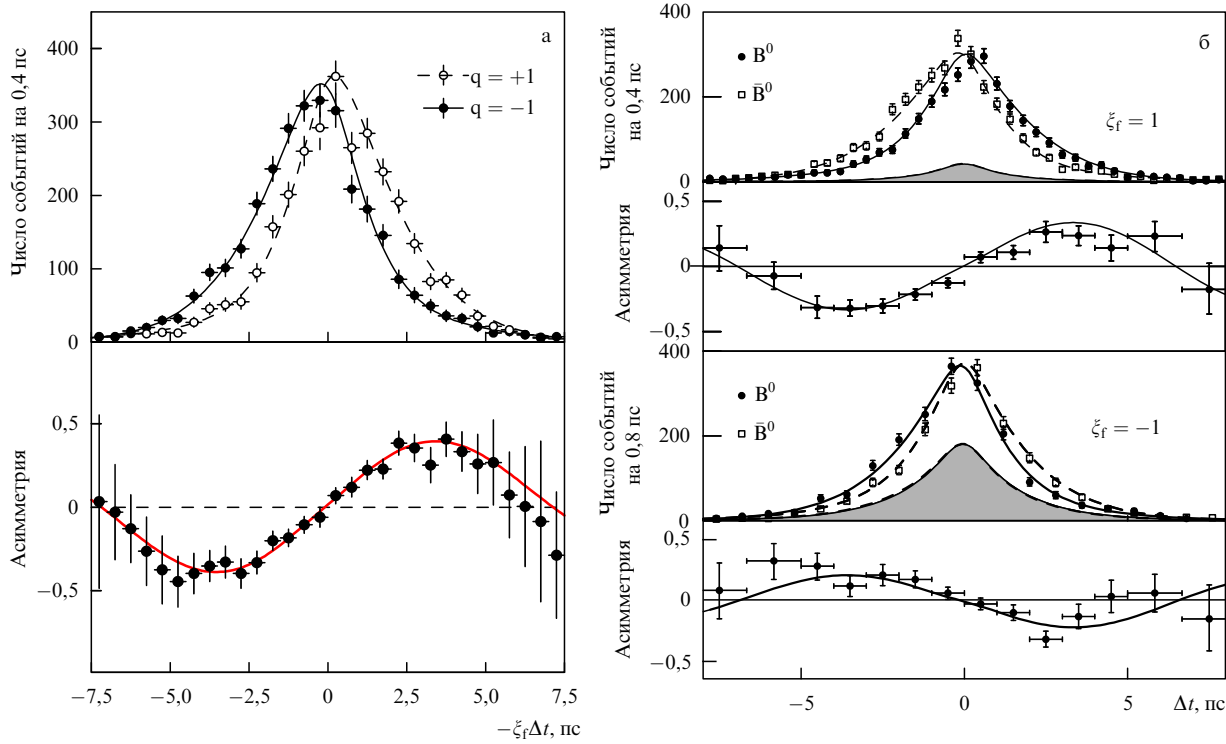


Рис. 9. CP-асимметричные распределения по Δt , наблюдаемые в экспериментах (а) Belle и (б) BaBar.

ведены для двух наборов событий: с $q\xi_f = +1$ и $q\xi_f = -1$. В обоих экспериментах наблюдалась большая CP-асимметрия (см. рис. 9).

Для измерения CP-асимметрии необходимо найти значение параметра $\sin 2\beta$, при котором эти распределения описываются наилучшим образом после учета вероятности ошибочного тагирования и пространственного разрешения по координате вершины распада. Для каждого из отобранных событий распределение плотности вероятности можно представить как функцию параметра $\sin 2\beta$:

$$\mathcal{P}(\Delta t, q, \omega, \xi_f, \Delta t) = \frac{\exp(-|\Delta t|/\tau_{B_d^0})}{4\tau_{B_d^0}} \times [1 - \xi_f q (1 - 2\omega) \sin 2\beta \sin(\Delta m_d \Delta t)]. \quad (40)$$

Для определения вероятности обнаружить данное событие с измеренным Δz распределение плотности вероятности необходимо свернуть с функцией $R(\Delta t)$ разрешения по Δt , определенной, как и ω , исходя из данных:

$$P_i = \int \mathcal{P}(\Delta t') R_i(\Delta t - \Delta t') d\Delta t'. \quad (41)$$

Произведение вероятностей для всех отобранных событий дает глобальную функцию правдоподобия (ФП) для вероятности наблюдения данного ансамбля событий. Величина $\sin 2\beta$ рассматривается в качестве свободного параметра для определения максимального значения ФП. Описанный способ вычисления является оптимальным по статистической точности, поскольку ФП учитывает индивидуальную чувствительность каждого события к параметру $\sin 2\beta$ в зависимости от конкретной

CP-моды, качества тагирования, разрешения по координатам вершин распада и многих других свойств данного события.

Полученные значения параметра CP-асимметрии хорошо согласуются:

$$\begin{aligned} \sin 2\beta &= 0,697 \pm 0,041 \pm 0,019 \quad (\text{BaBar}), \\ \sin 2\beta &= 0,643 \pm 0,038 \pm 0,017 \quad (\text{Belle}). \end{aligned} \quad (42)$$

Систематические ошибки отражают неопределенности в знании точности реконструкции вершин распада, вероятности ошибочного тагирования события и фона для распада $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$. Обе коллаборации осуществили многократные проверки результатов измерения. Величины асимметрии, измеренные для различных конечных состояний и категорий тагирования, согласуются с точностью до статистических ошибок. Результатом повторения полной процедуры измерения CP-асимметрии для конечных состояний $B_d^0 \rightarrow D^{(*)-}\pi^+$, $D^{(*)-}\rho^+$, $J/\psi K^{*0} (\rightarrow K^-\pi^+)$ и $D^{*-}1^+\nu$, в которых заметных эффектов CP-нарушения не ожидается, явилось согласующееся с нулем значение асимметрии.

4.5. Обсуждение результата измерения $\sin 2\beta$

Значение $\sin 2\beta$, усредненное по экспериментам BaBar и Belle, оказалось равным

$$\sin 2\beta = 0,675 \pm 0,026. \quad (43)$$

Для сравнения измеренного значения $\sin 2\beta$ с предсказанным в модели Кобаяши–Маскавы воспользуемся треугольником унитарности. Ограничения на положение его верхней вершины, полученные из различных измерений, представлены на рис. 10 [55]. Затемненная область, ограниченная гиперболами, показывает ожидаемое

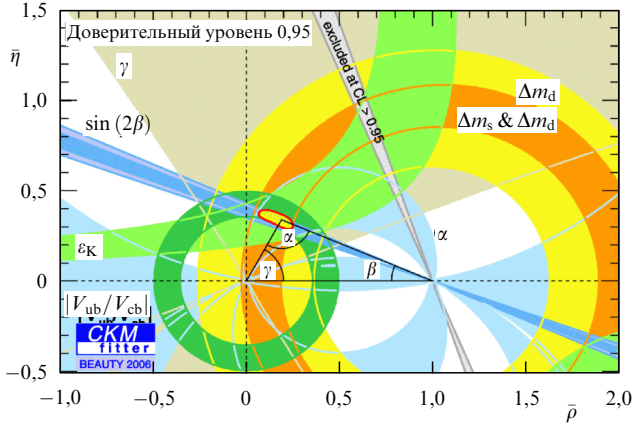


Рис. 10. Ограничения на вершину треугольника унитарности (ρ, η) , полученные из различных измерений.

положение вершины (на 95%-ном уровне достоверности), найденное в исследованиях СР-нарушения в К-мезонах. Кольца соответствуют измерению сторон треугольника: левая сторона определяется из $b \rightarrow u$ -переходов, а правая — из частоты $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ и $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ -осцилляций. Наконец, ограничения, полученные из измерения $\sin 2\beta$, представлены секторами с вершиной в точке $(0, 1)$: светлый сектор соответствует ограничению на 95%-ном уровне достоверности, темный — на 67%-ном. Существует неоднозначность при переходе от синуса двойного угла к самому углу, нашедшая отражение в наличии двух разрешенных областей. Контур вокруг положения верхней вершины соответствует ее разрешенному положению с 95%-ным уровнем достоверности. Наблюдается прекрасное согласие между различными измерениями.

Таким образом, грандиозная проверка Стандартной модели в очередной раз закончилась ее подтверждением. Однако это свидетельствует не об отсутствии Новой физики (НФ), а лишь о малости ее проявлений в В-мезонах. Работа по поиску НФ продолжается (см. разделы 4.6 и 5).

4.6. Поиск СР-асимметрии в других распадах

Первые попытки обнаружить СР-асимметрию были предприняты, помимо золотой моды, и в других кана-

лах распада, чувствительных к $\sin 2\beta$. Ниже кратко перечислены эти распады и результаты В-фабрик; точности еще явно недостаточны для каких-либо выводов.

Ожидается, что в распадах, обусловленных древесной амплитудой $b \rightarrow c\bar{c}d$, например $B_d^0 \rightarrow J/\psi\pi^0$ и $B_d^0 \rightarrow D^{(*)\pm}D^{(*)\mp}$, амплитуда СР-асимметрии связана с $\sin 2\beta$. Однако, поскольку вклад пингвинных переходов содержит другую слабую фазу, возможные отклонения амплитуды СР-асимметрии от $\sin 2\beta$ могут достигать 10%. Ввиду больших экспериментальных ошибок эта неточность пока не является существенной. Результаты измерений, представленные на рис. 11а, хорошо согласуются с ожидаемыми, и остается ждать увеличения статистики для более точной проверки.

Другой тип распадов, представляющий интерес для проверки теории, связан с пингвинными переходами $b \rightarrow s\bar{s}s$ и $b \rightarrow s\bar{q}q$, в которых, напротив, древесная диаграмма сильно подавлена и является фоновой, что приводит к небольшой неопределенности в соотношении между измеренной СР-асимметрией и $\sin 2\beta$. Для переходов $b \rightarrow s\bar{s}s$ эта неопределенность почти так же мала, как и для золотой моды $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, ввиду ожидаемой малости древесного вклада.

Результаты измерений СР-асимметрии в различных каналах с пингвинными переходами представлены на рис. 11б. Параметр СР-асимметрии, усредненный по всем измеренным $b \rightarrow s\bar{q}q$ -модам распадов,

$$\sin 2\beta_{\text{eff}} = 0,53 \pm 0,05, \quad (44)$$

оказывается на $2,6\sigma$ меньше, чем измеренный в распадах $b \rightarrow c\bar{c}s$. В теоретических предсказаниях предпочтительными оказываются значения $\sin 2\beta_{\text{eff}}$ большие, чем в золотой моде. Является ли это различие статистической флуктуацией или проявлением НФ, мы сможем узнать уже в ближайшие годы. Напомним только, что именно для петлевых диаграмм ожидается вклад новых, не описываемых СМ эффектов.

5. Измерение других углов треугольника унитарности

5.1. Поиск СР-асимметрии в распаде $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Прежде чем обсуждать экспериментальные аспекты измерения СР-асимметрии в распаде $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, отме-

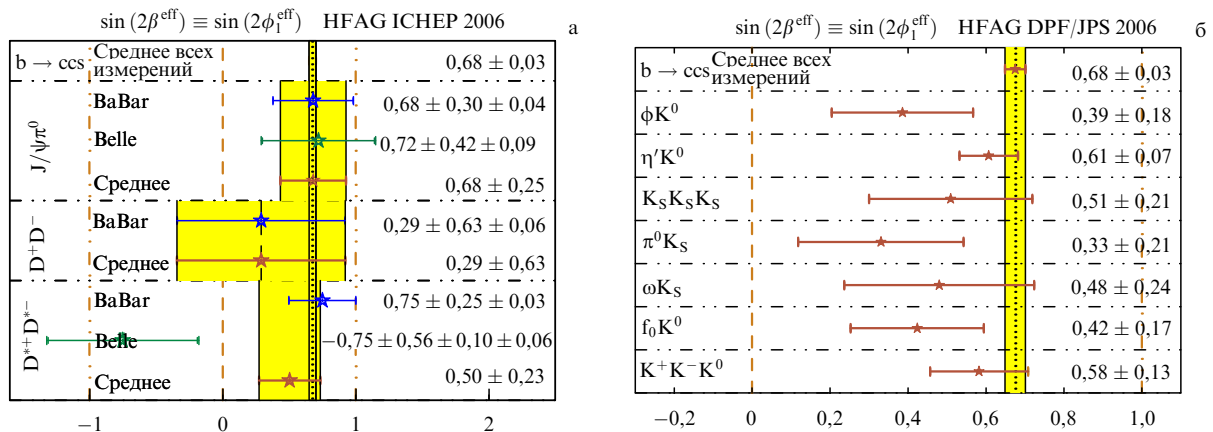


Рис. 11. Результаты измерения амплитуды СР-асимметрии и сравнение их с $\sin 2\beta$ в распадах, обусловленных: (а) древесной амплитудой $b \rightarrow c\bar{c}d$; (б) пингвинными амплитудами $b \rightarrow s\bar{s}s$ и $b \rightarrow s\bar{q}q$.

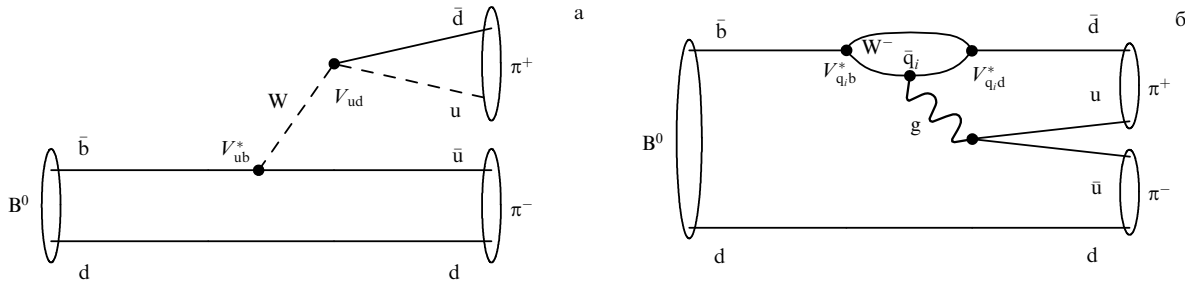


Рис. 12. Кварковые диаграммы распада $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$: (а) древесная, (б) пингвинная с испусканием жесткого глюона g .

тим, чем отличаются механизмы СР-нарушения в этом распаде от механизмов СР-нарушения в распаде $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Поскольку древесная диаграмма первого распада обусловлена переходом $b \rightarrow u(\bar{u}d)$ (рис. 12а), СР-асимметрия здесь связана с углом α треугольника унитарности, $\alpha = \arg[-V_{ud}V_{ub}^*/(V_{td}V_{tb}^*)]$. Более принципиальным является дополнительный вклад пингвинной диаграммы $b \rightarrow d(\bar{u}u)$ (рис. 12б), имеющей слабую фазу, отличную от фазы древесного вклада. Из сравнения вероятностей распадов B_d^0 в конечные состояния $\pi^+\pi^-$ и $K^+\pi^-$ известно, что вклад пингвинной амплитуды по сравнению с вкладом древесной не мал. В результате при изучении СР-нарушения в распадах $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ожидаются два новых эффекта. Первый проявляется в том, что амплитуда непрямого СР-нарушения пропорциональна синусу не отдельного угла треугольника унитарности (α — как нам хотелось бы), а некоторой комбинации его углов. Второй эффект заключается в существовании прямого СР-нарушения, при котором вероятности распадов (проинтегрированные по времени) B_d^0 и \bar{B}_d^0 в конечное состояние $\pi^+\pi^-$ могут отличаться друг от друга вследствие разной относительной фазы между древесной и пингвинной амплитудами для частицы и античастицы. Эта разница может проявляться даже без вклада $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ -смешивания (при $\Delta t = 0$, когда этот вклад отсутствует).

Оценить вклад пингвинной диаграммы теоретически довольно сложно из-за неопределенностей в расчетах адронизации кварков в физически наблюдаемые адроны. Кроме того, при суммировании по верхним кваркам в пингвинной петле $b \rightarrow d(\bar{u}u)$ появляется очередная трудность: три верхних кварка вносят сравнимые между собой вклады, причем каждый с собственной слабой фазой. Последнее существенно усложняет расчеты по сравнению с расчетами в случае пингвинного вклада в распад $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, где вклад u -кварка пренебрежимо мал, а фазы, вносимые c - и t -кварками, с хорошей точностью совпадают благодаря малости вклада u -кварка и унитарности матрицы СКМ. Хотя существуют способы оценить вклад пингвинной диаграммы, используя экспериментальные данные, эти возможности здесь не обсуждаются, поскольку точности измерений, необходимой для этих оценок, пока еще явно недостаточно. Распределение вероятности распада $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ в зависимости от времени для тагирующего B_d^0 (\bar{B}_d^0) имеет вид

$$f_{\pm} = \frac{\exp(|\Delta t|/\tau)}{4\tau} [1 \pm S_{\pi\pi} \sin(\Delta m_d \Delta t) \mp C_{\pi\pi} \cos(\Delta m_d \Delta t)], \quad (45)$$

где $S_{\pi\pi}$ и $C_{\pi\pi}$ — параметры непрямого и прямого СР-нарушений соответственно.

Как и в случае распада $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, для отбора B_d^0 -кандидатов используется полное восстановление: из двух противоположно заряженных треков, совместимых с пионными гипотезами, создается комбинация, а затем определяется ее энергия и масса. Фоновые условия оказываются менее благоприятными по сравнению с таковыми для распада $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, вследствие отсутствия промежуточных состояний. Основная часть фона обусловлена событиями e^+e^- -аннигиляции в адроны, не связанными с рождением $\Upsilon(4S)$ -резонанса. Кроме того, ошибочная идентификация заряженных частиц создает дополнительный фон от распада $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$, который дает вклад как в M_{bc} -распределения, так и в ΔE -распределения вблизи ожидаемых сигнальных пиков. Использование специальных условий отбора позволяет не только значительно подавить фон, но и надежно оценить влияние его остатка. На рисунке 13 показаны распределения по $\Delta E \equiv E_{\text{beam}} - E_B$ для отобранных событий в экспериментах BaBar и Belle.

Метод определения аромата В-мезона и вычисления разности времен распадов В-мезонов в СР-собственное состояние и в тагирующую моду аналогичен процедуре измерения угла β . Незначительное отличие в измерении СР-асимметрии состоит лишь в наличии двух свободных параметров. Распределения по Δt для событий, тагированных как B_d^0 и как \bar{B}_d^0 , полученные коллаборациями BaBar и Belle, приведены на рис. 14.

В экспериментах BaBar [56] и Belle [57] на статистике 347×10^9 и 535×10^9 $B_d^0 \bar{B}_d^0$ -пар соответственно получены следующие значения параметров СР-асимметрии:

$$\begin{aligned} S_{\pi\pi} &= -0,53 \pm 0,14 \pm 0,02, \\ C_{\pi\pi} &= -0,16 \pm 0,11 \pm 0,03 \quad (\text{BaBar}); \\ S_{\pi\pi} &= -0,61 \pm 0,10 \pm 0,04, \\ C_{\pi\pi} &= -0,55 \pm 0,08 \pm 0,05 \quad (\text{Belle}). \end{aligned} \quad (46)$$

Существенное различие результатов может объясняться статистическими флуктуациями, и для выявления истинного значения этих параметров остается ждать дополнительных данных. В анализе Belle, выполненном на большей статистике, отсутствие прямого СР-нарушения ($C_{\pi\pi} = 0$) исключено на уровне 5,5 стандартных отклонений.

Несмотря на неплохую точность определения величин C и S , значение угла α имеет значительную неопределенность вследствие неизвестности вклада пингвинной амплитуды. В частности, BaBar исключила значения α , большие 41° , с 90%-ным уровнем достоверности, а Belle

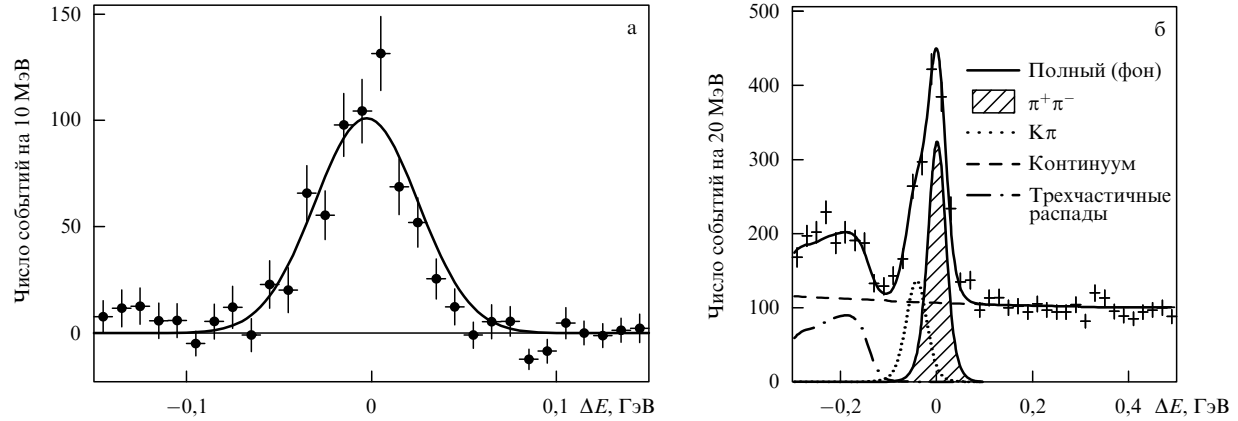


Рис. 13. Распределение по ΔE для $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -кандидатов в экспериментах (а) BaBar и (б) Belle. В распределении, представленном коллаборацией BaBar, все фоны вычтены.

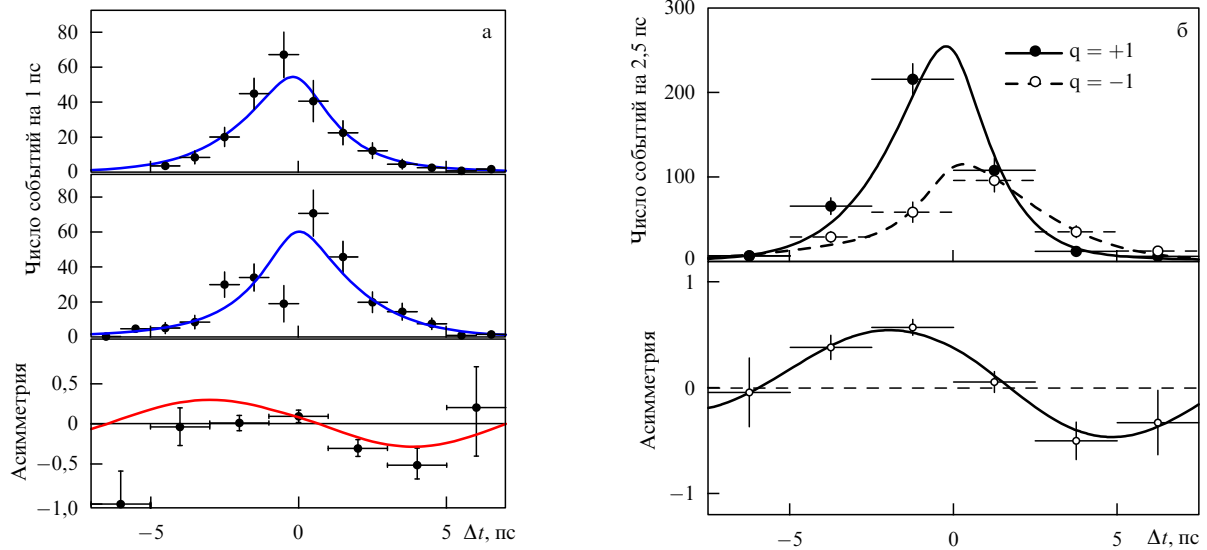


Рис. 14. СР-асимметричные распределения по Δt для $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -кандидатов, наблюдаемые в экспериментах (а) BaBar и (б) Belle.

получила следующие разрешенные на уровне 90% интервалы: $0 < \alpha < 9^\circ$, $81^\circ < \alpha < 180^\circ$.

Распад $B_d^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$ позволяет измерить α с лучшей точностью. Поскольку распад $B_d^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0$ не наблюдается [58], вклад пингвинной амплитуды в $B_d^0 \rightarrow \rho^+ \rho^-$ мал и теоретическая неопределенность угла α составляет всего 11° . Однако присутствие в конечном состоянии широких ρ -резонансов и нейтральных пионов приводит к сложному анализу. Более того, поскольку ρ -мезоны являются векторными частицами, в амплитуду распада входят состояния с различной поляризацией (два с поперечной и одно с продольной), для каждого из которых величины $S_{\rho\rho}$ и $C_{\rho\rho}$ принимают различные значения. К счастью, из анализа угловых распределений продуктов распада следует, что доминирующим является состояние с продольной поляризацией (доля этой амплитуды составляет более 95%).

Коллаборациями BaBar [59] и Belle [60] на статистике 316 fb^{-1} и 253 fb^{-1} соответственно получены значения параметров $S_{\rho\rho}$ и $C_{\rho\rho}$, согласующиеся с отсутствием СР-нарушения в распаде $B_d^0 \rightarrow \rho\rho$:

$$\begin{aligned} S_{\rho\rho} &= -0,19 \pm 0,21^{+0,05}_{-0,07}, \\ C_{\rho\rho} &= -0,07 \pm 0,15 \pm 0,06 \quad (\text{BaBar}); \\ S_{\rho\rho} &= 0,08 \pm 0,41 \pm 0,09, \\ C_{\rho\rho} &= 0,00 \pm 0,30 \pm 0,09 \quad (\text{Belle}). \end{aligned} \quad (47)$$

Поскольку в отсутствие пингвинного вклада $S = \sin 2\alpha$, то угол α должен быть близок к 0° или 90° . Выбирая значение в области 90° , являющееся более предпочтительным по результатам других измерений треугольника унитарности, BaBar получает ограничение $79^\circ < \alpha < 123^\circ$, а Belle — $59^\circ < \alpha < 115^\circ$ (на 90%-ном уровне достоверности).

5.2. Прямое СР-нарушение в распадах В-мезонов

Прямое СР-нарушение возникает в распадах как нейтральных, так и заряженных (в отличие от СР-нарушения в смешивании) В-мезонов, когда отношение

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}(B \rightarrow f) \equiv \frac{\Gamma(B \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})} \quad (48)$$

отлично от нуля, что может выполняться, если существуют, как минимум, два вклада в амплитуду распада $B \rightarrow f$ с различными СР-нарушающими слабыми и СР-сохраняющими сильными фазами. В этом случае амплитуду распада можно записать в виде

$$\begin{aligned} A(B \rightarrow f) &= |A_1| \exp(i\delta_1) \exp(+i\varphi_1) + \\ &+ |A_2| \exp(i\delta_2) \exp(+i\varphi_2), \\ A(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) &= |A_1| \exp(i\delta_1) \exp(-i\varphi_1) + \\ &+ |A_2| \exp(i\delta_2) \exp(-i\varphi_2), \end{aligned} \quad (49)$$

где $\delta_{1,2}$ — СР-сохраняющие сильные фазы, возникающие вследствие взаимодействия продуктов распада в конечном состоянии, а $\varphi_{1,2}$ — СР-нарушающие слабые фазы. Используя (49), получим

$$\begin{aligned} A_{\text{СР}}(B \rightarrow f) &= \\ &= \frac{-2|A_1||A_2| \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \sin(\delta_1 - \delta_2)}{|A_1|^2 + 2|A_1||A_2| \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \cos(\delta_1 - \delta_2) + |A_2|^2}. \end{aligned} \quad (50)$$

Из выражения (50) видно, что величина прямого СР-нарушения в распадах В-мезонов $A_{\text{СР}}(B \rightarrow f)$ связана с разностью как слабых, так и сильных фаз. Это приводит к значительным теоретическим трудностям при определении значения разности слабых фаз из величины наблюдаемой асимметрии, поскольку вычислить теоретически сильные фазы практически невозможно.

5.3. Наблюдение прямого СР-нарушения в распадах $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$

Наиболее значимое прямое СР-нарушение наблюдается сейчас в распадах $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$. В этот распад дают вклад древесная и пингвинная диаграммы, аналогичные рассмотренным в разделе 5.1 для распада $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (см. рис. 12). Конечные состояния $K^+\pi^-$ из распадов B_d^0 и $K^-\pi^+$ из распадов \bar{B}_d^0 различаются, и СР-асимметрии за счет смешивания не возникает. Асимметрия вероятностей распадов $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$ и $\bar{B}_d^0 \rightarrow K^-\pi^+$ была измерена обеими коллаборациями:

$$\begin{aligned} A_{\text{СР}} &= -0,133 \pm 0,030 \pm 0,009 \quad \text{BaBar [61];} \\ A_{\text{СР}} &= -0,101 \pm 0,025 \pm 0,005 \quad \text{Belle [62].} \end{aligned} \quad (51)$$

Измеренная асимметрия потенциально содержит в себе информацию об угле γ треугольника унитарности. Однако извлечь эту информацию пока оказывается невозможным: для этого необходимо знать отношение по модулю двух интерферирующих амплитуд. Анализ сопряженных по изоспину распадов ($B^+ \rightarrow K^+\pi^0$; $K^0\pi^+$) не позволяет извлечь эту информацию из-за наличия

вкладов электрослабых пингвинных амплитуд, нарушающих изотопическую симметрию. Так, в приближении сохранения изоспина СР-асимметрии в распадах $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$ и $B^+ \rightarrow K^+\pi^0$ должны быть равны, что, однако, не подтверждается экспериментальными данными: $A_{\text{СР}}$ в распадах заряженных В-мезонов на $K^+\pi^0$ оказывается согласующейся с нулем. Тем не менее надежное экспериментальное свидетельство прямого СР-нарушения в распадах В-мезонов является качественной проверкой механизма Кобаяши – Маскавы.

5.4. Определение угла γ из распадов $B^\pm \rightarrow DK^\pm$

Измерение угла γ основано на методе, предложенном Гронау, Лондоном и Вилером и традиционно называемом методом GLW [63, 64]. Распады $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+$ и $B^+ \rightarrow D^0 K^+$ описываются древесными диаграммами, изображенными на рис. 15. В параметризации Вольфенштейна матрицы СКМ амплитуды этих двух диаграмм выражаются как

$$\begin{aligned} A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+) &\equiv A_1 \sim V_{cb}^* V_{us} \sim A\lambda^3, \\ A(B^+ \rightarrow D^0 K^+) &\equiv A_2 \sim V_{ub}^* V_{cs} \sim A\lambda^3(\rho + i\eta). \end{aligned} \quad (52)$$

В амплитуду A_2 дает вклад также аннигиляционная диаграмма, но, поскольку она содержит ту же слабую фазу, ее учет изменяет только значение сильной фазы.

В общем случае эти два конечных состояния различны, поэтому два вклада не могут интерферировать. Однако, если D^0 и \bar{D}^0 распадаются в одно и то же состояние, например в СР-собственное (обозначим его как D_+^0 для СР-четного состояния и как D_-^0 для СР-нечетного), то интерференция и СР-нарушение становятся возможными, поскольку амплитуды A_2 и A_1 имеют различные слабые фазы. Как видно из рис. 2, разность слабых фаз (аргумент комплексной величины $\rho + i\eta$) является углом γ треугольника унитарности. Рассмотрим, как можно этим воспользоваться для измерения угла γ . Учитывая, что

$$|D_+^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|D^0\rangle + |\bar{D}^0\rangle), \quad (53)$$

легко получить следующие два соотношения для амплитуд распада:

$$\begin{aligned} \sqrt{2}A(B^+ \rightarrow D_+^0 K^+) &= A(B^+ \rightarrow D^0 K^+) + A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+), \\ \sqrt{2}A(B^- \rightarrow D_+^0 K^-) &= A(B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-) + A(B^- \rightarrow D^0 K^-). \end{aligned} \quad (54)$$

Соотношения (54) могут быть представлены графически в виде двух треугольников на комплексной плоскости. В предположении сохранения СР-четности в распа-

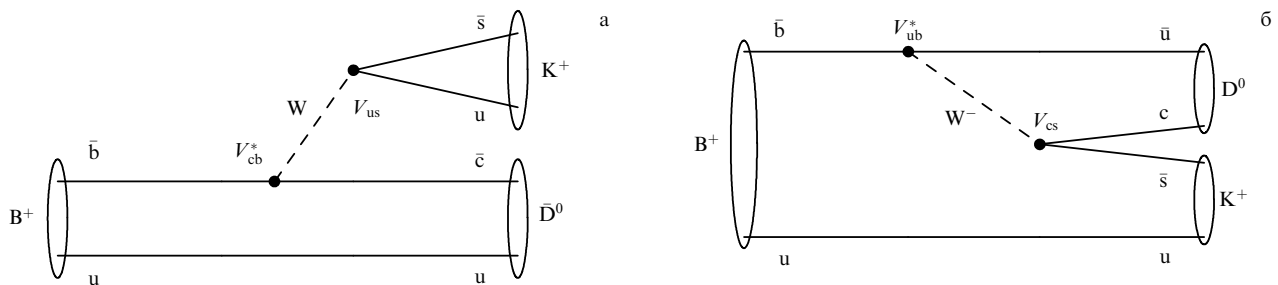


Рис. 15. Кварковые диаграммы распадов (а) $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+$ и (б) $B^+ \rightarrow D^0 K^+$.

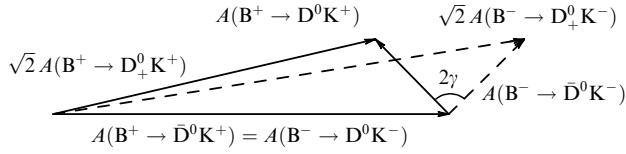


Рис. 16. Получение угла γ из $B^\pm \rightarrow \{D^0, \bar{D}^0, D^0_\pm\} K^\pm$ -распадов.

дах D^0 -мезонов можно получить дополнительные соотношения:

$$A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+) = A(B^- \rightarrow D^0 K^-), \quad (55)$$

$$A(B^+ \rightarrow D^0 K^+) = A(B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-) \exp(2i\gamma),$$

позволяющие определить угол γ , как это видно из рис. 16. К сожалению, стороны этих треугольников очень разноразличны, так как отношение модулей

$$\frac{|A(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+)|}{|A(B^- \rightarrow D^0 K^-)|} \equiv r_B \approx 0,1 - 0,2$$

определяется произведением отношения коэффициентов $|V_{ub}^* V_{cs}|/|V_{cb}^* V_{us}| \sim 0,38$ и фактора цветового подавления $\sim 1/3$. Появление последнего связано с тем, что кварк-антикварковая пара из распада W -бозона в амплитуде A_2 расходится в разные мезоны и должна соответствовать по цвету спектаторному кварку.

Обычно в методе GLW используются следующие измеряемые в эксперименте величины:

$$R_\pm = \frac{\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^\pm K^-) + \mathcal{B}(B^+ \rightarrow D^\pm K^+)}{[\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^0 K^-) + \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+)]/2}, \quad (56)$$

$$A_\pm = \frac{\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^\pm K^-) - \mathcal{B}(B^+ \rightarrow D^\pm K^+)}{\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^\pm K^-) + \mathcal{B}(B^+ \rightarrow D^\pm K^+)},$$

где $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow D^\pm K^\pm)$ — вероятности соответствующих распадов B^\pm -мезонов, R_\pm и A_\pm выражаются через r_B , γ и разницу сильных фаз δ_B между амплитудами распадов $B^+ \rightarrow D^0 K^+$ и $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 K^+$:

$$R_\pm = 1 + r_B^2 \pm 2r_B \cos \delta_B \cos \gamma, \quad (57)$$

$$A_\pm R_\pm = \pm 2r_B \sin \delta_B \sin \gamma.$$

В результате, мы имеем четыре уравнения, три из которых независимы (так как $A_+ R_+ = -A_- R_-$), и три неизвестных, что позволяет получить значение γ без каких-либо теоретических предположений об адронизации в конечном состоянии (и связанных с ними неопределенностей).

Последние результаты BaBar [65] и Belle [66] по измерению угла γ методом GLW основаны на статистике 211 и 253 fb^{-1} соответственно. В качестве СР-четных конечных состояний распада D^0 использованы $\pi^+ \pi^-$ и $K^+ K^-$, в качестве СР-нечетных — $K_S^0 \pi^0$, $K_S^0 \omega$ и $K_S^0 \phi$. Получены следующие значения для СР-асимметрий A_\pm и отношений R_\pm :

$$\begin{aligned} R_+ &= 0,90 \pm 0,12 \pm 0,04, \quad R_- = 0,86 \pm 0,10 \pm 0,05, \\ A_+ &= 0,35 \pm 0,13 \pm 0,04, \quad A_- = -0,06 \pm 0,13 \pm 0,04 \quad (\text{BaBar}); \\ R_+ &= 1,13 \pm 0,16 \pm 0,08, \quad R_- = 1,17 \pm 0,14 \pm 0,14, \\ A_+ &= 0,06 \pm 0,14 \pm 0,05, \quad A_- = -0,12 \pm 0,14 \pm 0,05 \quad (\text{Belle}). \end{aligned} \quad (58)$$

Статистически значимая СР-асимметрия до сих пор не обнаружена, так что говорить об измерении γ методом GLW пока не приходится. Однако этот метод можно использовать в комбинации с другими, обсуждаемыми ниже. Кроме того, из измеренных величин можно получить ограничение на r_B . Коллаборация BaBar приводит следующее значение: $r_B^2 = -0,12 \pm 0,08 \pm 0,03$, что дает верхнее ограничение на r_B , находящееся в хорошем согласии с другими измерениями.

Трудности в реализации метода GLW в первую очередь связаны с малой ожидаемой величиной СР-асимметрии в распадах $B^\pm \rightarrow D_{\text{CP}} K^\pm$. Альтернативный подход был предложен Атвудом, Дюнием и Сони [67, 68] (метод ADS). Вместо распада D^0 в СР-собственные состояния предлагается использовать так называемые дважды кабиббо-подавленные и кабиббо-разрешенные распады. Кабиббо-разрешенный распад $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ описывается слабой амплитудой $c \rightarrow sdu$, пропорциональной произведению элементов $|V_{cs} V_{ud}^*| \sim 1$, а амплитуда распада $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ($\bar{c} \rightarrow \bar{d}us$) подавлена малостью двух элементов матрицы СКМ $|V_{cd} V_{us}^*| \sim \lambda^2$ и поэтому называется дважды кабиббо-подавленной. Если наблюдать последовательности распадов $B^+ \rightarrow [K^- \pi^+]_D K^+$ и $B^- \rightarrow [K^+ \pi^-]_D K^-$, в которых подавленному распаду B соответствует кабиббо-разрешенный распад D^0 и, наоборот, интерферирующие амплитуды оказываются близкими по величине и можно ожидать большой СР-асимметрии. К сожалению, при этом вероятности приведенных выше распадов оказываются настолько малыми, что обнаружить их при сегодняшней экспериментальной статистике не удастся. Тем не менее такой анализ дает ограничение на r_B :

$$\begin{aligned} r_B &< 0,23 \text{ на } 90\% \text{-ном уровне достоверности, BaBar [69],} \\ r_B &< 0,18 \text{ на } 90\% \text{-ном уровне достоверности, Belle [70],} \end{aligned} \quad (59)$$

которое оказывается несколько лучшим, чем полученное методом GLW.

В работе коллаборации Belle [71] и независимо в работе Гири с соавторами [72] был предложен способ измерения γ с использованием трехчастичных распадов D^0 -мезона. Наиболее привлекательным из них является $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$, вероятность которого составляет 2,9 %. Этот распад происходит через промежуточные состояния, среди которых имеются как СР-собственные ($D^0 \rightarrow K_S^0 \rho^0$), так и обусловленные дважды кабиббо-подавленными ($D^0 \rightarrow K^{*+} \pi^-$) и кабиббо-разрешенными ($D^0 \rightarrow K^{*-} \pi^+$) распадами. Таким образом, использование трехчастичного конечного состояния совмещает достоинства методов GLW и ADS. Более того, амплитуды различных промежуточных резонансов изменяются в фазовом пространстве конечного состояния, и находятся области, в которых чувствительность к СР-асимметрии максимальна.

Для описания координаты в фазовом пространстве рассматриваемого распада достаточно ввести два параметра. Плотность событий в зависимости от этих двух параметров, называемая распределением Далица, определяется матричным элементом распада. В качестве переменных распределения Далица удобно использовать квадраты инвариантных масс двух пар частиц конечного состояния, при этом плотность событий оказывается пропорциональной квадрату модуля ампли-

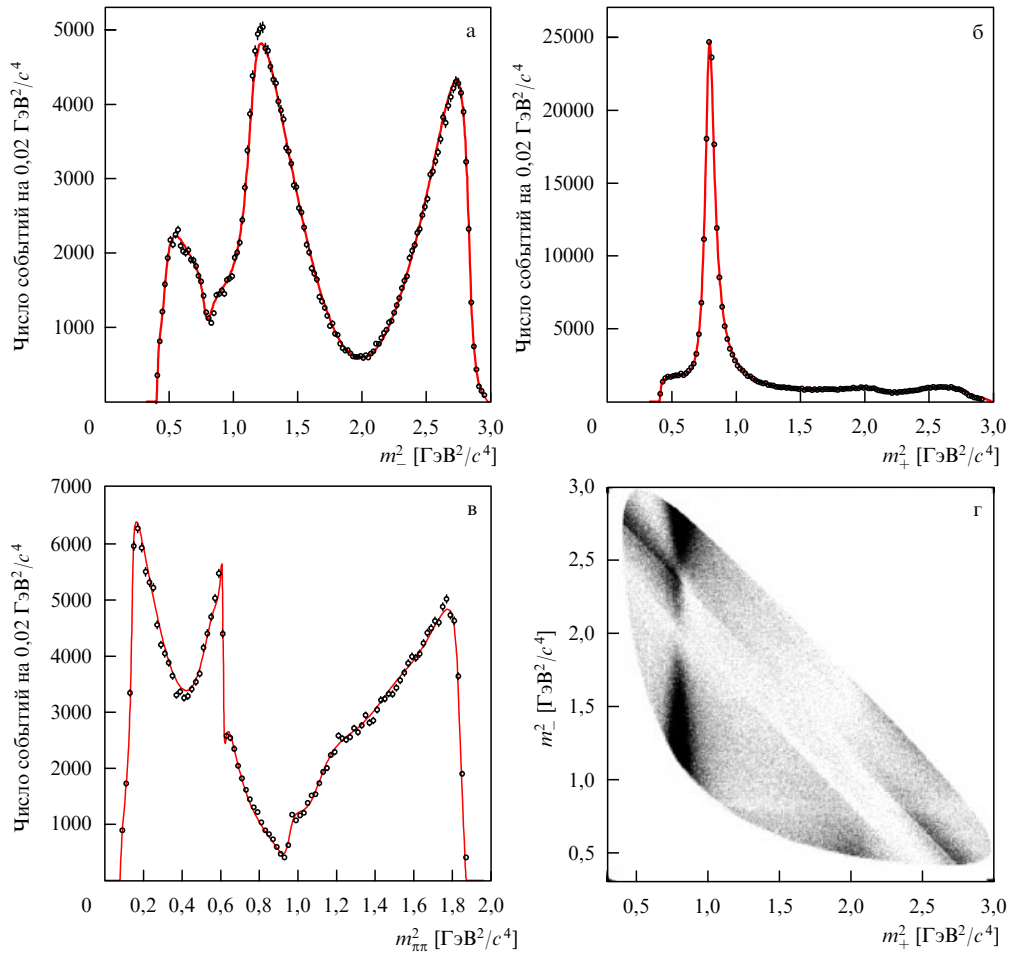


Рис. 17. Проекция m_-^2 (а), m_+^2 (б), $m_{\pi\pi}^2$ (в) (точки — данные, кривая — результат подгонки) и распределение Далица (г) для событий $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ из процесса $D^{*\pm} \rightarrow D\pi^\pm$ в эксперименте Belle.

туды. Распределение Далица для более чем 270 тыс. событий $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ и его проекции на плоскость квадратов инвариантных масс $m_+^2 = m_{K\pi^+}^2$, $m_-^2 = m_{K\pi^-}^2$ и $m_{\pi\pi}^2$ показаны на рис. 17. Для построения этого распределения использовались \bar{D}^0 из распадов D^{*+} -мезонов¹⁸ ($D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$), в которых аромат D^0 -мезона определяется знаком заряда пиона: положительному пиону соответствует D^0 , отрицательному — \bar{D}^0 .

Плотность событий в распределении Далица пропорциональна $|f_D(m_-^2, m_+^2)|^2$, где $f_D(m_-^2, m_+^2)$ — амплитуда распада $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$. Таким образом, экспериментально измеряется только модуль амплитуды. Ее комплексный вид можно получить, описывая распад суммой двухчастичных компонент, амплитуды и относительные фазы которых находятся из наилучшего согласия с экспериментальными данными. В анализе Belle использовалась модель, включающая 18 резонансных амплитуд. Наибольший вклад дает промежуточное состояние $K^*(892)^- \pi^+$, проявляющееся на рис. 17г в виде сгущения при инвариантных массах m_-^2 около 0,8 [ГэВ²/с⁴]. Также значителен вклад амплитуды $D^0 \rightarrow K_S^0 \rho^0$ (пик при $m_{\pi\pi}^2 \sim 0,5$ ГэВ²/с⁴ на рис. 17в, диагональная полоса на рис. 17г).

По известной амплитуде f параметры r_B , γ и δ_B находятся из распределений Далица распадов D-мезона в процессах $B^+ \rightarrow DK^+$ и $B^- \rightarrow DK^-$. Амплитуда распада смеси состояний D^0 и \bar{D}^0 в процессе $B^+ \rightarrow DK^+$

$$f_{B^+} = f_D(m_-^2, m_+^2) + r_B \exp(i\gamma + i\delta_B) f_{\bar{D}}(m_-^2, m_+^2). \quad (60)$$

Для процесса $B^- \rightarrow DK^-$ соответствующая амплитуда имеет вид

$$f_{B^-} = f_D(m_-^2, m_+^2) + r_B \exp(-i\gamma + i\delta_B) f_{\bar{D}}(m_-^2, m_+^2). \quad (61)$$

Таким образом, квадраты модулей амплитуд $|f_{B^+}|^2$ и $|f_{B^-}|^2$, а следовательно, и распределения Далица для распадов D-мезона из $B^+ \rightarrow DK^+$ и $B^- \rightarrow DK^-$ различны.

Рассмотрим подробнее, как измеряется угол γ , на примере анализа, выполненного коллаборацией Belle [73, 74]. Отбор событий распада $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ осуществляется стандартным образом по инвариантной массе B-кандидата

$$M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - \left(\sum \mathbf{p}_i\right)^2}$$

и разности энергий $\Delta E = \sum E_i - E_{\text{beam}}$ (см. раздел 4.1). На рисунке 18 показаны распределения параметров ΔE и M_{bc} для экспериментальных событий распада $B^\pm \rightarrow DK^\pm$, а

¹⁸ D^{*+} -мезоны рождаются на В-фабриках в больших количествах в реакции $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$.

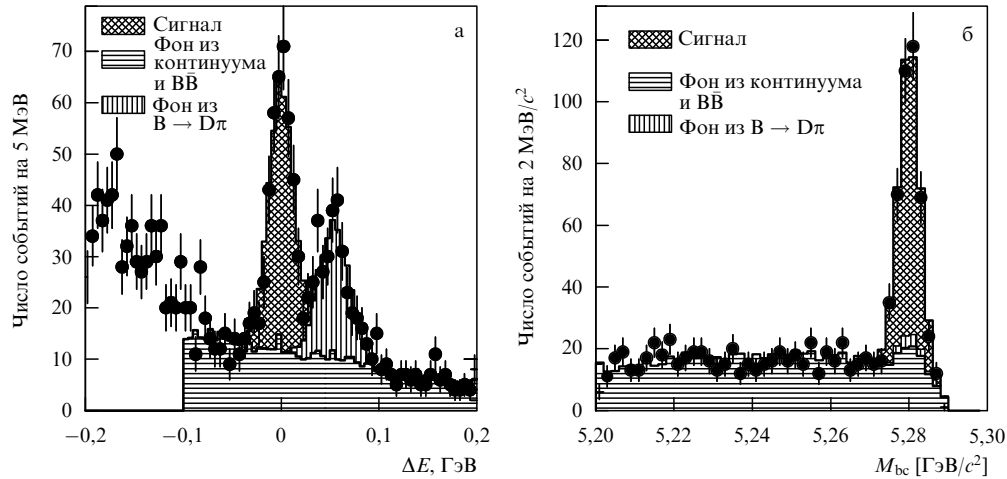


Рис. 18. Распределения ΔE (а) и M_{bc} (б) для распадов $B^\pm \rightarrow DK^\pm$, $D \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$.

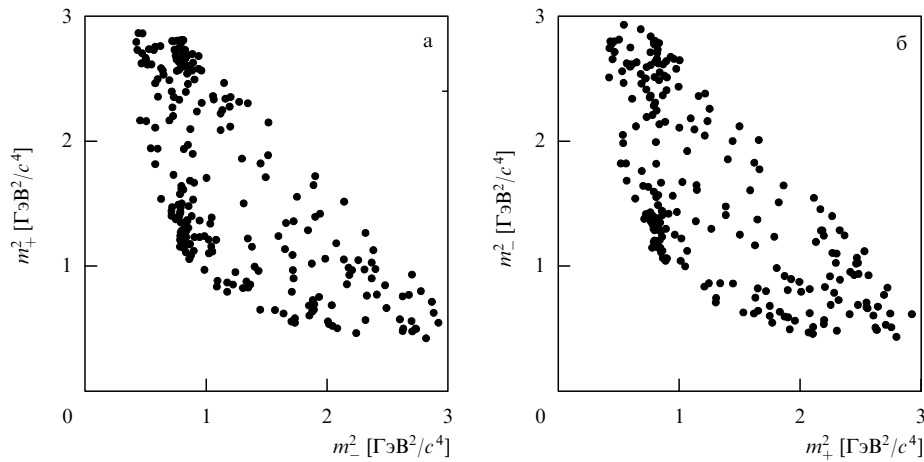


Рис. 19. Распределение Далица для распада нейтрального D-мезона из распадов $B^- \rightarrow DK^-$ (а) и $B^+ \rightarrow DK^+$ (б).

также вклад сигнальных и фоновых событий. Сигнальные события концентрируются вблизи $M_{bc} = 5,28 \text{ ГэВ}/c^2$ и $\Delta E = 0$; сгущение событий при $\Delta E = 0,05 \text{ ГэВ}$ связано с фоном от процесса $B^\pm \rightarrow D\pi^\pm$ с ошибочной идентификацией π как K , случайные комбинации частиц образуют равномерное распределение.

Распределения Далица для распада D из сигнальной области процессов $B^- \rightarrow DK^-$ и $B^+ \rightarrow DK^+$ показаны на рис. 19. При этом мы поменяли местами оси на распределении из $B^+ \rightarrow DK^+$ так, что оба распределения выглядели бы одинаково, если бы СР-асимметрия отсутствовала. Наиболее вероятные значения параметров r_B , γ и δ_B из подгонки данных $B^\pm \rightarrow DK^\pm$, а также области их значений, соответствующие одному, двум и трем стандартным отклонениям, показаны на рис. 20 в виде проекций на плоскости (γ, r_B) и (γ, δ_B) . Следует отметить, что во всех описываемых методах (включая методы ADS и GLW) всегда присутствует неоднозначность: замена γ , δ значениями $\gamma + 180^\circ$, $\delta + 180^\circ$ не изменяет наблюдаемых величин.

Метод далиц-анализа дает сейчас наилучшее ограничение на угол γ из прямых измерений. Для увеличения точности и Belle, и BaBar использовали не только распад $B \rightarrow DK$, но и $B \rightarrow D^* K$ и $B \rightarrow DK^*$, в которых проявляется аналогичный эффект (хотя значения r_B и δ_B

могут быть другими). Измерение Belle со статистикой 356 фб^{-1} [74], комбинированное по трем перечисленным выше процессам, дает значение $\gamma = 53^\circ \pm_{18^\circ}^{15^\circ} \pm 3^\circ \pm 9^\circ$. BaBar получает (211 фб^{-1}) [75, 76] $\gamma = 67^\circ \pm 28^\circ \pm \pm 11^\circ \pm 13^\circ$. Здесь первая ошибка статистическая, вторая обусловлена экспериментальными неопределенностями, а третья — неопределенностью, связанной с моделью распада D^0 . Последняя в настоящий момент меньше, чем статистическая ошибка. Когда статистика, собранная на В-фабриках, возрастет, эта неопределенность начнет доминировать в измерении γ .

В публикации Гири и др. [72] предлагается подход, исключающий модельную ошибку в описанном выше методе. Идея этого подхода основывается на том, что полное знание слабой фазы $f_D(m_\pm^2, m_-^2)$ не нужно. Та же комбинация фаз, что и в распаде D^0 из $B^\pm \rightarrow DK^\pm$, возникает в распаде СР-собственного состояния D-мезона и может быть извлечена из эксперимента. Распады СР-собственного состояния D-мезона в $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ могут быть исследованы в процессе $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D\bar{D}$. Если один из D-мезонов реконструирован в СР-собственном состоянии, например K^+K^- , то в силу антисимметричности волновой функции системы $D\bar{D}$ другой D-мезон, распавшийся в состояние $K_S^0 \pi^+ \pi^-$, должен обладать противоположной СР-четностью. Необходимые

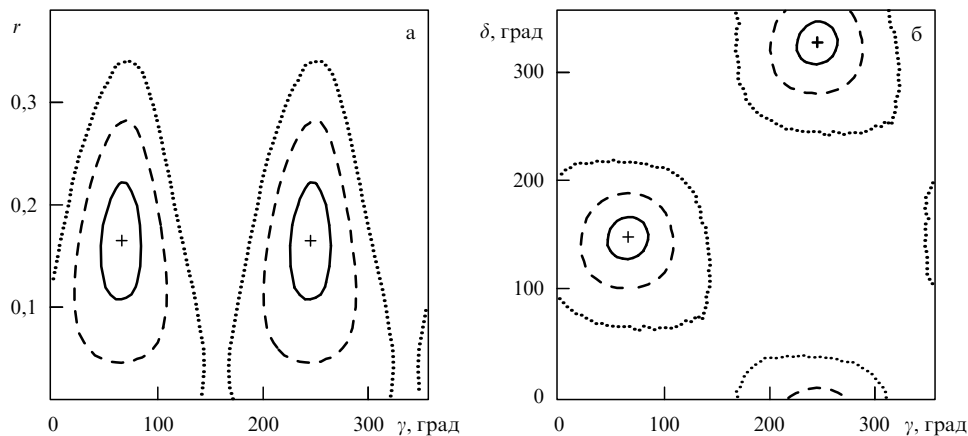


Рис. 20. Проекция областей, соответствующих одному, двум и трем стандартным отклонениям, на плоскости (γ, r_B) (а) и (γ, δ_B) (б).

измерения распадов D_{CP}^0 могут обеспечить эксперименты, работающие в области энергий $\psi(3770)$, такие как CLEO-c [77–80] или BES-III [81], создаваемый в настоящее время. В рассмотренном модельно-независимом подходе ошибка измерения угла γ будет зависеть от статистики как В-мезонов, так и распадов D_{CP}^0 . С помощью метода Монте-Карло [82] было показано, что проектируемая сейчас супер-В-фабрика [83] с интегральной светимостью 50 аб^{-1} позволит измерить угол γ с точностью лучшей, чем 2° . Для того чтобы вклад статистики распадов D_{CP}^0 в статистическую погрешность γ был ниже этого уровня, требуется около 10^4 распадов В-мезона в CP-собственном состоянии в $K_S^0 \pi^+ \pi^-$.

Рассмотренный метод дали-анализа распада D^0 используется и для других измерений. В распаде $B_d^0 \rightarrow D^0 \pi^0$ анализ распределения Далица $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ в зависимости от Δt позволяет получить значение $\cos 2\beta$ и, следовательно, избавиться от неоднозначности определения угла β по $\sin 2\beta$. Измеренное в эксперименте Belle [84] значение $\cos 2\beta = 1,87^{+0,40+0,22}_{-0,53-0,32}$ исключает на 98%-ном уровне достоверности второе решение (см. рис. 10).

6. Заключение

За последние пять-шесть лет благодаря замечательным результатам, полученным на В-фабриках, наше понимание механизмов CP-нарушения значительно улучшилось. Получено прямое экспериментальное наблюдение большой CP-асимметрии в распадах В-мезонов, согласующееся с предсказанием модели Кобаяши–Маскавы. Более того, в CP-нарушении в распадах В-мезонов измерены все три угла треугольника унитарности, причем угол β измерен с точностью, лучшей, чем полтора градуса. Однако точность прямых измерений двух других углов остается невысокой, порядка десяти-двадцати градусов. Не обнаружено пока никаких значимых отклонений, нарушающих общую стройную картину. Нужны ли дальнейшие усилия для повышения точности измерений? Чтобы разобраться в этом, ответим на ряд вопросов:

1. Обнаружение третьего поколения, измерение элементов матрицы СКМ (как их модулей, так и фаз) показало, что модель Кобаяши–Маскавы справедлива и приводит к CP-нарушению. Требуется ли дополнительные доказательства?

Ответ. Хотя обоснованных сомнений в справедливости модели Кобаяши–Маскавы нет, остается неустановленным, является ли данный механизм единственным источником несохранения CP-четности в природе.

2. Какие существуют основания ожидать нескольких источников CP-нарушения? На первый взгляд, поскольку теория взаимодействия частиц должна быть построена исходя из единого принципа, естественно предполагать единственный источник CP-нарушения.

Ответ. Следует помнить, что Стандартная модель в существующем сейчас виде не может претендовать на роль теории, объясняющей "все" из первых принципов. Вполне вероятно, что СМ является лишь низкоэнергетическим приближением такой теории, а единый источник CP-нарушения при больших энергиях "расщепляется" на несколько при низких энергиях. Кроме того, космология указывает, что CP-нарушения в механизме Кобаяши–Маскавы недостаточно для объяснения наблюдаемой асимметрии вещества и антивещества во Вселенной.

3. Какие имеются основания ожидать проявления Новой физики в картине CP-нарушения в распадах В-мезонов?

Ответ. Существует несколько соображений о том, почему исследования В-мезонов предоставляют хорошую возможность для поиска НФ:

— распады В-мезонов за счет механизмов Стандартной модели подавлены малостью матричных элементов матрицы СКМ, что позволяет вкладу НФ конкурировать с процессами, обусловленными СМ;

— значительная часть распадов В-мезонов обусловлена петлевыми диаграммами. Даже очень тяжелые новые частицы, если они существуют, могут участвовать в таких процессах и дать о себе знать при увеличении точности экспериментов. Следует отметить, что большая масса b-кварка в некоторых случаях (например в распаде $B \rightarrow K^{(*)} l^+ l^-$) существенно увеличивает петлевой вклад новых частиц;

— поиск проявлений НФ в запрещенных или сильно подавленных в СМ распадах В-мезонов (например $B \rightarrow \phi l, K^{(*)} l^+ l^-$) представляется одним из наиболее обещающих. Особенно если вклад НФ приводит к CP-нарушению, поскольку в этом случае наблюдаемый эффект зависит от отношения амплитуд НФ и СМ линейно, а не квадратично, как для вероятностей распадов;

— в тех случаях, когда предсказания для СР-нарушения в СМ точны, любое статистически значимое отклонение от ожиданий может рассматриваться как проявление НФ.

История СР-нарушения в распадах В-мезонов еще не закончена, в ближайшие годы усилия по дальнейшему улучшению точности экспериментов будут продолжены. В 2007 г. начнет работу Большой адронный коллайдер (ЛНС) в ЦЕРНе, который создается международным сообществом для поиска эффектов НФ при максимально доступных энергиях. Не последнее место в экспериментальной программе этой установки занимает эксперимент LHCb [85, 86], в котором можно будет улучшить точность измерения СР-нарушения в распадах B_d^0 - и B^+ -мезонов. Кроме того, большая энергия сталкивающихся частиц позволяет получать и изучать B_s^0 -мезоны, в которых ожидается немало интересных эффектов, связанных с СР-нарушением и открывающих возможности для дальнейшей проверки модели Кобаяши – Маскавы.

Несмотря на то, что число рождаемых В-мезонов в эксперименте LHCb несравнимо выше, чем на В-фабриках, многие важные конечные состояния (например, $B^+ \rightarrow \tau \nu_\tau$, $B_d^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$) недоступны для изучения. Поэтому важную роль в этих исследованиях по-прежнему будут играть В-фабрики. Но уже сейчас ясно, что необходимо увеличить производительность этих установок. Обсуждаются различные варианты значительного увеличения светимости [83], т.е., по сути, создание коллайдеров нового поколения с производительностью на два порядка превышающей производительность существующих установок.

Авторы выражают глубокую благодарность Л.Б. Окуню за идею написания этого обзора и многочисленные стимулирующие обсуждения. Авторы очень признательны М.И. Высоцкому, М.В. Данилову, А.И. Мильштейну и В.Л. Черняку за ценные замечания, Г.В. Пахловой и Т.В. Углову за помощь в подготовке обзора.

Список литературы

1. Dirac P A M *Proc. R. Soc. London Ser. A* **117** 610 (1928)
2. Anderson C D *Phys. Rev.* **43** 491 (1933)
3. Dalitz R H, in *Proc. Third Intern. Conf. Cosmic Rays, Bagnères-de-Bigorre, France, 1953*, p. 236
4. Окунь Л Б *УФН* **177** 397 (2007)
5. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **104** 254 (1956)
6. Wu C S et al. *Phys. Rev.* **105** 1413 (1957)
7. Иоффе Б Л, Окунь Л Б, Рудик А П *ЖЭТФ* **32** 396 (1957)
8. Lee T D, Oehme R, Yang C N *Phys. Rev.* **106** 340 (1957)
9. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **32** 405 (1957)
10. Christenson J H et al. *Phys. Rev. Lett.* **13** 138 (1964)
11. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967)
12. Kobayashi M, Maskawa T *Prog. Theor. Phys.* **49** 652 (1973)
13. Cohen A G, Kaplan D B, Nelson A E *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** 27 (1993)
14. Gell-Mann M, Pais A *Phys. Rev.* **97** 1387 (1955)
15. Lande K et al. *Phys. Rev.* **103** 1901 (1956)
16. Аникина М Х и др. *ЖЭТФ* **42** 130 (1962)
17. Leipuner L B et al. *Phys. Rev.* **132** 2285 (1963)
18. Cabibbo N *Phys. Rev. Lett.* **10** 531 (1963)
19. Glashow S L, Iliopoulos J, Maiani L *Phys. Rev. D* **2** 1285 (1970)
20. Yao W-M et al. (Particle Data Group) *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **33** 1 (2006)
21. Данилов М В *УФН* **168** 631 (1998)
22. Wolfenstein L *Phys. Rev. Lett.* **51** 1945 (1983)
23. Mohapatra R N, Pati J C *Phys. Rev. D* **11** 566 (1975)
24. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **37** 657 (1976)
25. Lee T D *Phys. Rev. D* **8** 1226 (1973)
26. Sikivie P *Phys. Lett. B* **65** 141 (1976)
27. Perl M L et al. *Phys. Rev. Lett.* **35** 1489 (1975)
28. Herb S W et al. *Phys. Rev. Lett.* **39** 252 (1977)
29. Fanti V et al. (NA48 Collab.) *Phys. Lett. B* **465** 335 (1999)
30. Alavi-Harati A et al. (KTeV Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **83** 22 (1999)
31. Ciuchini M, Martinelli G *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **99** 27 (2001)
32. Pallante E, Pich A, Scimemi I *Nucl. Phys. B* **617** 441 (2001)
33. Buras A J et al. *Nucl. Phys. B* **592** 55 (2001)
34. Wu Y-L *Phys. Rev. D* **64** 016001 (2001)
35. Bertolini S, Eeg J O, Fabbrihesi M *Phys. Rev. D* **63** 056009 (2001)
36. Donoghue J, in *Proc. of the KAON-2001 Intern. Conf. on CP Violation, Pisa, Italy, June 12–17, 2001* (Frascati Phys. Ser., Vol. 26, Eds F Costantini, G Isidori, M Sozzi) (Frascati: INFN, 2001) p. 93
37. Hambye T et al. *Nucl. Phys. B* **564** 391 (2000)
38. Bijnens J, Prades J J. *High Energy Phys. (JHEP06)* 035 (2000)
39. Carter A B, Sanda A I *Phys. Rev. Lett.* **45** 952 (1980)
40. Carter A B, Sanda A I *Phys. Rev. D* **23** 1567 (1981)
41. Anselm A A, Azimov Ya I *Phys. Lett. B* **85** 72 (1979)
42. Albrecht H et al. (ARGUS Collab.) *Phys. Lett. B* **185** 218 (1987)
43. Bebek C et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. D* **36** 1289 (1987)
44. Albrecht H et al. (ARGUS Collab.) *Phys. Lett. B* **192** 245 (1987)
45. Kowalewski R V (CLEO Collab.), in *Proc. of 4th Meeting of the Division of Particles and Fields of the APS* (1988) p. 287
46. Высоцкий М И *ЯФ* **31** 1535 (1980)
47. Vysotsky M *Surv. High Energ. Phys.* **18** 19 (2003)
48. Albajar C et al. (UA1 Collab.) *Phys. Lett. B* **186** 237 (2001)
49. Lucchesi D (CDF and D0 Collab.), FERMI LAB-CONF-06-262-E; Giagu S et al. (for the CDF Collab.), hep-ex/0610044
50. Aleksan R et al. *Phys. Rev. D* **39** 1283 (1989)
51. Aubert B et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **87** 091801 (2001)
52. Abe K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **87** 091802 (2001)
53. Aubert B et al. (BABAR Collab.), hep-ex/0607107
54. Chen K-F et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **98** 031802 (2007)
55. CKM Fitter group, <http://ckmfitter.in2p3.fr/>
56. Aubert B et al. (BABAR Collab.), hep-ex/0607106
57. Ishino H et al. (Belle Collab.), hep-ex/0608035
58. Aubert B et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **94** 131801 (2005)
59. Aubert B et al. (BABAR Collab.), hep-ex/0607098
60. Somov A et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **96** 171801 (2006)
61. Aubert B et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **93** 131801 (2004)
62. Chao Y et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **93** 191802 (2004)
63. Gronau M, London D *Phys. Lett. B* **253** 483 (1991)
64. Gronau M, Wyler D *Phys. Lett. B* **265** 172 (1991)
65. Aubert B et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. D* **73** 051105(R) (2006)
66. Abe K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **73** 051106(R) (2006)
67. Atwood D, Dunietz I, Soni A *Phys. Rev. Lett.* **78** 3257 (1997)
68. Atwood D, Dunietz I, Soni A *Phys. Rev. D* **63** 036005 (2001)
69. Aubert B et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. D* **72** 032004 (2005)
70. Abe K et al. (Belle Collab.), hep-ex/0508048
71. Bondar A, in *Proc. of BINP Special Analysis Meeting on Dalitz Analysis, 24–26 Sep. 2002* (unpublished)
72. Giri A et al. *Phys. Rev. D* **68** 054018 (2003)
73. Poluektov A et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **70** 072003 (2004)
74. Poluektov A et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **73** 112009 (2006)
75. Aubert B et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **95** 121802 (2005)
76. Aubert B et al. (BABAR Collab.), hep-ex/0507101
77. Kubota Y et al. (CLEO Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. A* **320** 66 (1992)
78. Peterson D et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **478** 142 (2002)
79. Artuso M et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **502** 91 (2003)
80. Briere R A et al. (CLEO Collab.) Report CLNS-01-1742 (Ithaca, NY: Cornell Univ., 2001)

- | | |
|--|---|
| 81. The BES Detector, Preliminary Design Report IHEP-BEPCII-SB-13 (2004) | 84. Krokovny P et al. (Belle Collab.) <i>Phys. Rev. Lett.</i> 97 081801 (2006) |
| 82. Bondar A, Poluektov A <i>Eur. Phys. J. C</i> 47 347 (2006) | 85. LHCb Technical Proposal, CERN-LHCC-98-04, CERN-LHCC-P-4 (1998) |
| 83. Letter of Intent for KEK Super B Factory, KEK Report 2004-4 (2004) | 86. "Reoptimized detector design and performance", LHCb Technical Design Report CERN-LHCC-2003-030 (2003) |

Observation of CP violation in B meson decays

A.E. Bondar, A.O. Poluektov

*G.I. Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
ul. Akademika Lavrent'eva 11, 633090 Novosibirsk, Russian Federation*

E-mail: A.E.Bondar@inp.nsk.su, A.O.Poluektov@inp.nsk.su

P.N. Pakhlov

*Russian Federation State Scientific Center "A.I. Alikhanov Institute of Theoretical and Experimental Physics",
ul. B. Cheremushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russian Federation*

E-mail: pakhlov@itep.ru

With this review, *Physics Uspekhi* continues to discuss one of the most mysterious phenomena in particle physics, that of CP violation. Recent research in this area especially focuses on the properties of B mesons. Successful B factory experiments have allowed both the detection and detailed study of CP violation in B meson decays. Presented here is a state of the art review of the field.

PACS numbers: 11.15.Ex, 11.30.Fs, **12.60. –i**, 13.20.He, 14.40.Nd

Bibliography — 86 references

Received 6 December 2006, revised 4 April 2007

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **177** (7) 697–720 (2007)

Physics – Uspekhi **50** (7) (2007)