

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Нейтральные токи с изменением кварковых ароматов и редкие распады К-мезонов

Л.Г. Ландсберг

Рассмотрены процессы с К-мезонами, обусловленные нейтральными слабыми токами с изменением кварковых ароматов (FCNC) и в первую очередь теоретически чистые "золотые распады" $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Обсуждаются существующие экспериментальные данные для этих и других процессов с нарушением CP-инвариантности и рассматриваются перспективы будущих исследований. Результаты опытов с каонами сравниваются с данными, полученными для В-мезонов (CP-нечетная асимметрия в распадах $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$, $(B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0)$ -смешивание). Обсуждается возможная интерпретация данных о распадах $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в рамках Стандартной модели и в моделях с Новой физикой.

PACS numbers: 11.30.Er, 12.10.Dm, 12.60.-i, 13.20.Eb

Содержание

1. Введение (1025).
2. Стандартная модель и Новая физика (1026).
2.1. Основные представления Стандартной модели. 2.2. Слабые распады и проблема больших расстояний. 2.3. Физика вне Стандартной модели.
3. Нарушение CP-инвариантности (1035).
3.1. Прямое нарушение CP-инвариантности в распадах нейтральных и заряженных мезонов. 3.2. Косвенное нарушение CP-инвариантности при смешивании электрически-нейтральных мезонов $P^0 \rightleftharpoons \bar{P}^0$. 3.3. CP-несохранение при интерференции прямых распадов и процессов смешивания.
4. Процессы с К- и В-мезонами и свойства унитарного треугольника (1041).
4.1. Данные для параметра CP-несохранения ϵ_K при $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$ -смешивании. 4.2. Данные о стороне треугольника R_b . 4.3. Процессы смешивания $B_d^0 \rightleftharpoons \bar{B}_d^0$ и $B_s^0 \rightleftharpoons \bar{B}_s^0$. 4.4. Нарушение CP-инвариантности и измерение асимметрии в распадах $B_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ и $\bar{B}_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0$. 4.5. Перспективы дальнейшего изучения параметров унитарного треугольника.
5. Распады $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (1050).
5.1. Общие соображения. 5.2. Распады $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ в Стандартной модели. 5.3. Другие редкие FCNC-распады К-мезонов. 5.4. Экспериментальные исследования распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (состояние и перспективы).
6. Редкие распады К- и В-мезонов, нарушение CP-инвариантности в Стандартной модели и вне ее (1061).

6.1. Совместный анализ данных из экспериментов с К- и В-мезонами и поиски эффектов Новой физики. 6.2. Модели с Новой физикой и их влияние на вероятности распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$.

7. Заключение (1075).

8. Приложения (1076).

I. Определение $\sin 2\beta$ в SM из измерений брэнчингов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. II. Модифицированные формулы для процессов смешивания и FCNC-распадов в MFV-моделях. III. Уточненное соотношение для $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = K_+ B(\lambda_c; \lambda_t)$.

Примечание при корректуре (1079).

Список литературы (1079).

1. Введение

Процессы с нейтральными токами, не сохраняющими кварковые ароматы (FCNC — Flavour Changing Neutral Currents), и связанные с ними редкие распады в высших порядках по слабому взаимодействию, $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$ - и $(B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0)$ -смешивание, нарушение CP-инвариантности и исследования механизмов этого нарушения — все эти явления играют очень важную роль в развитии современной теории элементарных частиц, так называемой Стандартной модели (SM), и в поисках возможных проявлений Новой физики (НФ), выходящей за рамки этой теории.

В данном обзоре мы попытаемся суммировать результаты основных экспериментов последних лет по исследованию редких распадов К-мезонов, связанных с общей концепцией FCNC-процессов, различными нарушениями CP-инвариантности, данными о матрице кваркового смешивания и ее унитарности и с другими представлениями SM. Мы рассмотрим перспективы нового поколения опытов по исследованию редких К-распадов и прежде всего теоретически чистых процессов типа $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$, а также сравним ожидаемые результаты этих исследований и некоторые эксперименты с В-ме-

Л.Г. Ландсберг, Государственный научный центр Российской Федерации "Институт физики высоких энергий", 142284 Протвино, Московская обл., Российская Федерация
Тел. (096) 771-31-05. Факс (096) 774-49-37
E-mail: lgl@mx.ihep.su

Статья поступила 9 октября 2002 г., после доработки 2 июля 2003 г.

зонами. Сопоставление этих данных с предсказаниями СМ и возможными эффектами НФ будет проходить через весь обзор. Следует иметь в виду, что этот обзор написан экспериментатором и поэтому проблемы уже выполненных и планируемых опытов будут все время находиться в центре внимания автора. С этим, наверное, связаны и некоторые подробности при рассмотрении ряда эффектов.

В историческом плане именно отсутствие нейтральных токов, не сохраняющих кварковые ароматы (например, редкость распадов $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$), и исследования смешивания K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов сыграли огромную роль в создании современных представлений о поколениях кварков и кварковом смешивании, лежащих в основе СМ.

В этом обзоре и особенно во вводном разделе 2 использовались материалы известных монографий [1–7], ряда последних международных конференций [8–23], обзоров и обзорных докладов [24–48], в которых содержатся ссылки на оригинальные работы. Настоящий обзор представляет собой дальнейшее развитие и дополнение предыдущего обзора автора [42], основанное на новых материалах. Хотя некоторое перекрытие между двумя обзорами и существует, мы постарались сделать его минимальным, отсылая читателей в ряде случаев к обзору [42].

2. Стандартная модель и Новая физика

2.1. Основные представления Стандартной модели

Основные представления современной физики элементарных частиц согласуются с так называемой Стандартной моделью¹, которая хорошо описывает физические явления в области массовой шкалы до 100 ГэВ или даже до нескольких сотен ГэВ. СМ включает в себя три поколения фундаментальных частиц — кварков и лептонов:

$$\begin{aligned} &u, d, e, \nu_e \quad (\text{первое поколение}), \\ &c, s, \mu, \nu_\mu \quad (\text{второе поколение}), \\ &t, b, \tau, \nu_\tau \quad (\text{третье поколение}). \end{aligned} \quad (1)$$

Эти фундаментальные семейства имеют одинаковую структуру, но сильно различаются между собой по массам.

Сильные взаимодействия между кварками, характеризующимися особыми квантовыми числами — ароматами и цветами, осуществляются путем обмена восемью типами безмассовых цветных векторных глюонов. Эти взаимодействия описываются в рамках современной теории сильных процессов — квантовой хромодинамики (КХД), которая при достаточно малых расстояниях (меньше $1-2 \text{ ГэВ}^{-1}$) позволяет довольно хорошо проводить пертурбативные расчеты с учетом главного логарифмического и следующего за ним приближения. Цветные квантовые числа кварков и глюонов делают их ненаблюдаемыми в свободном состоянии (концепция конфайнмента). Сильные взаимодействия сохраняют кварковые ароматы: кварки не могут переходить в этих

процессах в кварки с другими ароматами и могут только перестраиваться в различные комбинации, рождаться парами ($q\bar{q}$) или аннигилировать такими же парами.

Электрослабые взаимодействия, в которых участвуют как кварки, так и лептоны, переносятся промежуточными бозонами W^\pm , Z и фотоном γ . В слабых взаимодействиях важную роль, по-видимому, должны играть и скалярные хиггсовские бозоны, которые, однако, пока не обнаружены. В СМ должен существовать наблюдаемый хиггсовский бозон H^0 . Слабые взаимодействия заряженных токов, переносимые W^\pm -бозонами, как мы увидим ниже, меняют кварковые ароматы.

Рассмотрим теперь более подробно электрослабые взаимодействия $SU(2)_L \times U(1)$. В лагранжиан взаимодействия входят левовинтовые кварки и лептоны, группирующиеся в дублеты по слабому изоспину:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \quad (2)$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L, \quad (3)$$

и правовинтовые синглеты кварков и лептонов q_R, l_R . Лево- и правовинтовые фермионы могут быть представлены в виде²

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi, \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi. \quad (4)$$

Электрослабые взаимодействия кварков и лептонов осуществляются путем обмена тяжелыми калибровочными промежуточными бозонами W^\pm и Z^0 и безмассовыми фотонами. Эти взаимодействия описываются лагранжианом

$$L[SU(2)_L \times U(1)] = L_{CC} + L_{NC}. \quad (5)$$

Плотность лагранжиана L_{CC} определяется заряженным слабым ($V-A$)-током:

$$L_{CC} = \frac{g_2}{2\sqrt{2}}(J_\mu^+ W^{+\mu} + J_\mu^- W^{-\mu}), \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} J_\mu^+ = &(\bar{u}d')_{V-A} + (\bar{c}s')_{V-A} + (\bar{t}b')_{V-A} + (\bar{\nu}_e e)_{V-A} + \\ &+ (\bar{\nu}_\mu \mu)_{V-A} + (\bar{\nu}_\tau \tau)_{V-A}. \end{aligned} \quad (7)$$

Эти взаимодействия, обусловленные обменом промежуточными W^\pm -бозонами, происходят с изменением кварковых ароматов.

Плотность лагранжиана нейтрального тока L_{NC} имеет вид

$$L_{NC} = e J_\mu^{\text{em}} A^\mu + \frac{g_2}{2 \cos \vartheta_W} J_\mu^0 Z^\mu, \quad (8)$$

² Здесь и в дальнейшем величина γ_5 определена, как в [1]:

$$\gamma_5 = \gamma^5 = - \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}.$$

Напомним также определение слабого ($V-A$)-тока в СМ. Ток J_μ^+ , соответствующий слабому ($i \rightarrow f$)-переходу от начального к конечному фермиону с $\Delta Q = +1$, включает в себя разности векторных и аксиальных членов типа

$$\bar{f}_i \gamma_\mu (1 + \gamma_5) i = 2\bar{f}_L \gamma_\mu i_L = \bar{f}_i \gamma_\mu i - \bar{f}_i \gamma_5 \gamma_\mu i = V_\mu - A_\mu = (\bar{f})_{V-A}.$$

¹ Материалы этого вводного раздела более подробно обсуждаются в обзоре [42].

где J_μ^{em} — векторный электромагнитный ток, а J_μ^0 — нейтральный слабый ток с $(V-A)$ - и $(V+A)$ -компонентами:

$$J_\mu^{\text{em}} = \sum_f Q_f \bar{f} \gamma_\mu f, \quad J_\mu^0 = \sum_f \bar{f} \gamma_\mu (v_f + a_f \gamma_5) f. \quad (9)$$

Здесь $v_f = T_3^f - 2Q_f \sin^2 \vartheta_W$ и $a_f = T_3^f$ — коэффициенты для векторной и аксиальной компонент нейтрального слабого тока, $\sin^2 \vartheta_W = 0,23147 \pm 0,00016$ — квадрат синуса угла Вайнберга, $g_2^2/8M_W^2 = G_F/\sqrt{2}$ — фермиевская константа слабого взаимодействия, Q_f и T_3^f — электрический заряд и третья компонента слабого изоспина фермиона f .

В выражения для слабых кварковых заряженных токов входят преобразованные компоненты "нижних" кварков d' , s' и b' , определяемые с помощью унитарной матрицы кваркового смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскава V_{CKM} [49]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Рисунок 1 иллюстрирует роль элементов матрицы кваркового смешивания в кварковых переходах. Как видно из этого рисунка, амплитуда перехода типа $d \rightarrow u$ с испусканием W^- -бозонов имеет вид

$$A(d \rightarrow u) \propto i \frac{g_2}{2\sqrt{2}} \bar{u} V_{ud} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) d,$$

а обратные переходы $u \rightarrow d$ с поглощением W^- -бозонов определяются эрмитово-сопряженным элементом $V_{du}^+ = V_{ud}^*$, т.е.

$$A(u \rightarrow d) \propto i \frac{g_2}{2\sqrt{2}} \bar{d} V_{ud}^* \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u.$$

Для антикварков ($\bar{d} \rightarrow \bar{u}$)-вершина определяется элементом V_{ud}^* , а ($\bar{u} \rightarrow \bar{d}$)-вершина — элементом V_{ud} .

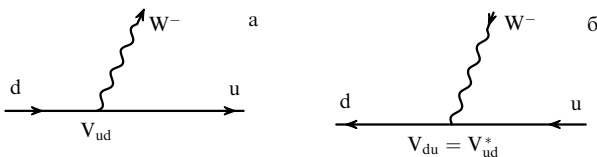


Рис. 1. Роль матричных элементов V_{CKM} для амплитуд переходов $d \rightarrow u$ и $u \rightarrow d$ с испусканием W^- -бозонов. Из диаграмм видно, что $A(d \rightarrow u) \propto V_{ud}$, а $A(u \rightarrow d) \propto V_{du} = V_{ud}^*$ (при обращении времени имеет место комплексное сопряжение). Для антикварков $A(\bar{u} \rightarrow \bar{d}) \propto V_{ud}$, а $A(\bar{d} \rightarrow \bar{u}) \propto V_{ud}^*$.

Унитарность матрицы кваркового смешивания связана с отсутствием дополнительных семейств фундаментальных частиц и сохранением вероятности (все кварковые переходы происходят в процессах, обусловленных тремя поколениями кварков). Если бы в природе имелись дополнительные семейства фундаментальных частиц, взаимодействующие с тремя кварковыми семействами (3), то для трехрядной V_{CKM} -матрицы унитарность уже не имела бы места, так как смешивание кварков включило бы в себя новые фундаментальные мультиплеты. Для сохранения вероятности необходимо было бы учитывать матричные элементы соответствующих переходов в эти новые семейства, выходящие за рамки элементов V_{CKM} -матрицы.

Унитарность V_{CKM} -матрицы может быть записана в виде условия

$$V_{\text{CKM}}^+ V_{\text{CKM}} = V_{\text{CKM}} V_{\text{CKM}}^+ = 1, \quad (11)$$

что приводит к ряду соотношений для элементов матрицы кваркового смешивания:

$$\begin{aligned} VV^+ &= \sum_l V_{al} V_{bl}^* = \delta_{ab}, \\ V^+V &= \sum_a V_{al}^* V_{am} = \delta_{lm}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $a, b = u, c, t$ и $l, m = d, s, b$. Более подробно эти соотношения унитарности обсуждаются ниже.

Отметим, что унитарность V_{CKM} -матрицы является математической основой так называемого механизма Глэшоу–Илиопулоса–Майани [50] (механизм GIM), согласно которому в СМ отсутствуют в древесном приближении (т.е. в первом порядке по слабому взаимодействию) нейтральные токи с изменением кварковых ароматов. FCNC-члены в нейтральных кварковых токах имели бы вид $(\bar{d}'s')$ и т.д. Их отсутствие обусловлено соотношениями унитарности.

Действительно, общий вид нейтрального слабого кваркового тока записывается как

$$\begin{aligned} &(\bar{u} \bar{c} \bar{t}) \gamma_\mu (a + c \gamma_5) \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} + (\bar{d}' \bar{s}' \bar{b}') \gamma_\mu (a + c \gamma_5) \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \\ &= (\bar{u} \bar{c} \bar{t}) \gamma_\mu (a + c \gamma_5) \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} + \\ &+ (\bar{d} \bar{s} \bar{b}) V_{\text{CKM}}^+ \gamma_\mu (a + c \gamma_5) V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \\ &= (\bar{u} \bar{c} \bar{t}) \gamma_\mu (a + c \gamma_5) \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} + \\ &+ (\bar{d} \bar{s} \bar{b}) \gamma_\mu (a + c \gamma_5) V_{\text{CKM}}^+ V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Условие унитарности $V_{\text{CKM}}^+ V_{\text{CKM}} = 1$ приводит к тому, что нейтральный кварковый ток содержит только диагональные члены типа $(\bar{d}d)_{V-A, V+A}$ и т.д. Недиagonальные элементы

$$(\bar{u}c)_{V-A, V+A}, (\bar{d}s)_{V-A, V+A}, \dots$$

(т.е. нейтральные токи, изменяющие кварковые ароматы) благодаря условию унитарности отсутствуют.

Однако FCNC-процессы, запрещенные в СМ в первом порядке по слабому взаимодействию (т.е. в древесном приближении), могут происходить во втором порядке, с учетом петлевых диаграмм. Они играют очень важную роль в исследованиях редких распадов каонов. В петлевых диаграммах, в которых участвуют виртуальные u -, c - и t -кварки, различие в массах этих кварков разрушает компенсацию FCNC-процессов из-за механизма GIM. Поэтому соответствующие распады будут происходить, но с очень малыми вероятностями. Мы подробно рассмотрим эти процессы в разделах 4 и 5.

Отметим еще одно важное свойство (3×3) -матрицы кваркового смешивания V_{CKM} : в ней присутствуют комплексные матричные элементы, возникающие из-за

одной нетривиальной фазы, которой характеризуется $V_{СКМ}$. Чтобы это увидеть, рассмотрим в общем виде унитарную матрицу смешивания системы из n разных кварков: $(n \times n)$. Общее число степеней свободы, которыми характеризуется комплексная унитарная $(n \times n)$ -матрица, равно $2n^2 - n - (n^2 - n) = n^2$ (второй член учитывает соотношения унитарности для диагональных матричных элементов, а третий член — эти же соотношения для недиагональных элементов).

Далее, из n^2 оставшихся параметров $2n - 1$ представляют собой нефизические фазы, которые могут быть убраны переопределением ненаблюдаемых фаз кварковых полей (из $2n$ таких фаз верхних и нижних кварковых полей можно произвольно выбрать $2n - 1$ фазу). Тогда полное число независимых параметров для унитарной матрицы смешивания $(n \times n)$ равно $n^2 - 2n + 1 = (n - 1)^2$. При этом $n_\vartheta = (1/2)n(n - 1)$ параметров могут рассматриваться как независимые углы смешивания между различными "поколениями" кварков (число сочетаний из n кварковых индексов по 2), а оставшееся число $n_\psi = (n - 1)^2 - (1/2)(n - 1)n = (1/2)(n - 1)(n - 2)$ — как исчезающие фазы матричных элементов. Для $n = 3$ (матрица смешивания $V_{СКМ}$) число свободных параметров равно четырем, причем число углов смешивания $n_\vartheta = 3$, а число фаз $n_\psi = 1$.

Стандартная параметризация $V_{СКМ}$, рекомендованная в PDG [25], имеет вид

$$V_{СКМ} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -s_{23}c_{12} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Четыре независимых параметра, характеризующих $V_{СКМ}$, — это углы смешивания ϑ_{12} , ϑ_{13} , ϑ_{23} и фаза δ ; при этом вводятся обозначения $s_{ij} = \sin \vartheta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \vartheta_{ij}$.

Комплексный характер некоторых матричных элементов матрицы $V_{СКМ}$, обусловленный фазой δ , открывает принципиальную возможность объяснения процессов с нарушением CP-инвариантности в рамках СМ и феноменологии матрицы кваркового смешивания. Действительно, нарушение CP-инвариантности обусловлено мнимой частью матричного элемента, определяющего соответствующий процесс. Например, для распадов $K^0 \rightarrow 2\pi$ и $\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi$ соответствующие распадные амплитуды в СРТ-инвариантной теории имеют вид

$$A(K^0 \rightarrow 2\pi) = A \exp(i\delta_{\pi\pi}), \\ A(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi) = A^* \exp(i\delta_{\pi\pi}),$$

где $\delta_{\pi\pi}$ — фаза $\pi\pi$ -взаимодействия в конечном $\pi\pi$ -состоянии в этих распадах. Тогда нарушение CP-инвариантности в слабых распадах означает, что $A(K^0 \rightarrow 2\pi) \neq A(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi)$ или что $A \neq A^*$, т.е. соответствующие амплитуды содержат мнимую часть, ответственную за нарушение CP-инвариантности.

Из рисунка 1 также следует, что комплексный характер матричных элементов $V_{СКМ}$ приводит к нарушению инвариантности относительно обращения времени. Отметим, что если бы существовали только два поколения кварков и матрица кваркового смешивания имела

размерность $n = 2$, то элементы матрицы смешивания были бы действительными ($n_\psi = 0$ для $n = 2$) и объяснение CP-несохранения надо было бы искать вне рамок модели с двумя кварковыми поколениями.

При описании матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскава в ее стандартной параметризации (13) имеет место следующая иерархия углов смешивания:

$$s_{12} = \lambda = 0,222 \pm 0,002, \quad s_{23} = O(10^{-2}), \quad s_{13} = O(10^{-3}). \quad (14)$$

Тогда с высокой точностью $c_{13} = c_{23} = 1$ и четыре независимых параметра, определяющих унитарную матрицу кваркового смешивания $V_{СКМ}$, можно выбрать как

$$|s_{12}| = \lambda = |V_{us}|, \quad s_{23} = |V_{cb}|, \quad s_{13} = |V_{ub}|, \quad 0 \leq \delta \leq 2\pi. \quad (15)$$

Другая очень удобная параметризация матрицы $V_{СКМ}$ была предложена Вольфенштейном [51]. В этой параметризации каждый элемент $V_{СКМ}$ (13) представлен в виде разложения по малому параметру $\lambda = 0,222 \pm 0,002$. Тогда с точностью до членов порядка λ^4 матрица $V_{СКМ}$ имеет вид

$$V_{СКМ} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4). \quad (16)$$

В этом представлении матрица $V_{СКМ}$ определяется четырьмя параметрами: λ , A , ρ , η .

При вычислении CP-нечетных эффектов необходимо увеличить точность разложения матричных элементов $V_{СКМ}$ по λ вплоть до $O(\lambda^6)$ или даже $O(\lambda^7)$. С этой целью потребуем (по определению) справедливости соотношений

$$s_{12} = \lambda, \quad s_{23} = A\lambda^2, \quad s_{13} \exp(-i\delta) = A\lambda^3(\rho - i\eta) \quad (17)$$

в любом порядке по λ . Введем также в матрицу $V_{СКМ}$ (16) модифицированные параметры

$$\bar{\rho} = \rho \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right), \quad \bar{\eta} = \eta \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right). \quad (18)$$

Для нахождения остальных элементов матрицы $V_{СКМ}$ в представлении Вольфенштейна воспользуемся точной формулой (13) для стандартной параметризации матрицы $V_{СКМ}$ и разложением в ряд с точностью до $O(\lambda^6)$:

$$c_{12} = (1 - s_{12}^2)^{1/2} = 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8} + O(\lambda^6), \quad (19)$$

$$c_{23} = 1 - \frac{A^2\lambda^4}{2} + O(\lambda^6), \quad c_{13} = 1 + O(\lambda^6).$$

Используя (13), (17)–(19), можно получить более точные выражения для элементов матрицы кваркового смешивания $V_{СКМ}$ в представлении Вольфенштейна (табл. 1), имеющие точность не хуже $O(\lambda^6)$.

Таблица 1. Матрица кваркового смешивания $V_{СКМ}$ в стандартном представлении (13) и в представлении Вольфенштейна с учетом соотношения (18) в приближении не хуже $O(\lambda^6)$

$V_{ud} = c_{12}c_{13} = 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8} + O(\lambda^6)$	$V_{us} = s_{12}c_{13} = \lambda + O(\lambda^7)$	$V_{ub} = s_{13} \exp(-i\delta) = A\lambda^3(\rho - i\eta)$
$V_{cd} = -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13} \exp(i\delta) =$ $= -\lambda c_{23} - c_{12}A^2\lambda^5(\rho + i\eta) =$ $= -\lambda + \frac{A^2\lambda^5}{2} [1 - 2(\rho + i\eta)] + O(\lambda^7) =$ $= -\lambda + A^2\lambda^5 \left(\frac{1}{2} - \rho\right) - i\eta A^2\lambda^5 + O(\lambda^7)$	$V_{cs} = c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13} \exp(i\delta) =$ $= c_{12}c_{23} - A^2\lambda^6(\rho + i\eta) =$ $= 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8}(1 + 4A^2) + \frac{A^2\lambda^6}{4} - \lambda^6 A^2\rho - i\eta\lambda^6 A^2 \simeq$ $\simeq 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8}(1 + 4A^2) + O(\lambda^6)$	$V_{cb} = s_{23}c_{13} = A\lambda^2 c_{13} =$ $= A\lambda^2 [1 + O(\lambda^6)] = A\lambda^2 + O(\lambda^8)$
$V_{td} = s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13} \exp(i\delta) =$ $= A\lambda^3 - c_{12}c_{23}A\lambda^3(\rho + i\eta) =$ $= A\lambda^3 \left[1 - \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)(\rho + i\eta)\right] + O(\lambda^7) =$ $= A\lambda^3(1 - \bar{\rho}) - i\eta A\lambda^3 + O(\lambda^7)$	$V_{ts} = -s_{23}c_{12} - s_{12}c_{23}s_{13} \exp(i\delta) =$ $= -A\lambda^2 c_{12} - c_{23}A\lambda^4(\rho + i\eta) =$ $= \left[-A\lambda^2 + \frac{A\lambda^4}{2}(1 - 2\rho)\right] - i\eta A\lambda^4 + O(\lambda^6)$	$V_{tb} = c_{23}c_{13} = 1 - \frac{A^2\lambda^4}{2} + O(\lambda^6)$
Коэффициенты $\lambda_i = V_{id}V_{is}^*$ ($i = c, t$): $\text{Re } \lambda_t = A^2\lambda^5(-1 + \bar{\rho}) + \frac{1}{2}A^2\lambda^7[1 - 3\bar{\rho} + 2(\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2)] + O(\lambda^9) \simeq -A^2\lambda^5\left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)(1 - \bar{\rho}) + O(\lambda^7),$ $\text{Im } \lambda_t = \eta A^2\lambda^5 + O(\lambda^9) = \bar{\eta}A^2\lambda^5\left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)^{-1} + O(\lambda^9),$ $\text{Re } \lambda_c = -\lambda\left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) + \lambda^5\left[A^2(1 - \rho) + \frac{1}{8}\right] + O(\lambda^7) \simeq -\lambda\left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) + O(\lambda^5),$ $\text{Im } \lambda_c = -\eta A^2\lambda^5 = -\bar{\eta}A^2\lambda^5\left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)^{-1} + O(\lambda^9), \quad \text{Im } \lambda_c = -\text{Im } \lambda_t$		

Следует иметь в виду, что в соответствии с (18)

$$\rho = \bar{\rho} \left(1 + \frac{\lambda^2}{2} + \dots\right), \quad \eta = \bar{\eta} \left(1 + \frac{\lambda^2}{2} + \dots\right).$$

Поэтому, выбирая соответствующую точность разложения по λ , можно любые элементы матрицы Вольфенштейна и связанные с ними выражения представить по выбору, используя параметры $\bar{\rho}$, $\bar{\eta}$ или ρ , η (см. табл. 1).

При расчете матричных элементов многих процессов и, в частности, эффектов нарушения СР-инвариантности важную роль играют величины

$$\lambda_i = V_{id}V_{is}^*, \quad i = c, t, \quad (20)$$

входящие в амплитуды кварковых переходов. Выражения для λ_i в терминах параметров $\bar{\rho}$, $\bar{\eta}$ также приведены в табл. 1.

Прямые экспериментальные данные об элементах матрицы кваркового смешивания $V_{СКМ}$ относятся к первым двум строкам матрицы. Остальные значения матричных элементов, связанных с распадами t-кварков, могут быть получены из соотношений унитарности (12) и данных о других процессах, идущих в высшем приближении по слабому взаимодействию. Запишем соответствующие недиагональные элементы для (12) в явном виде:

$$V_{ud}V_{cd}^* + V_{us}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* = 0, \quad (21)$$

$$V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* = 0, \quad (22)$$

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

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0, \quad (24)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0, \quad (25)$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0. \quad (26)$$

В представлении Вольфенштейна для матрицы кваркового смешивания удобно ввести наглядную геометрическую интерпретацию условия унитарности этой матрицы на комплексной плоскости $(\bar{\rho}, i\bar{\eta})$ — так называемый унитарный треугольник. Рассмотрим соотношение унитарности (25) и представим его в виде суммы трех векторов на комплексной плоскости (рис. 2)

$$\underbrace{V_{ud}V_{ub}^*}_{\mathbf{r}} + \underbrace{V_{cd}V_{cb}^*}_{-\mathbf{b}} + \underbrace{V_{td}V_{tb}^*}_{\mathbf{c}} = 0.$$

Исходя из выражений для элементов матрицы смешивания, представленных в табл. 1, можно показать, что величина $V_{cd}V_{cb}^* = -A\lambda^3 + O(\lambda^7)$ с очень хорошей точностью является действительным числом и вектор \mathbf{b}

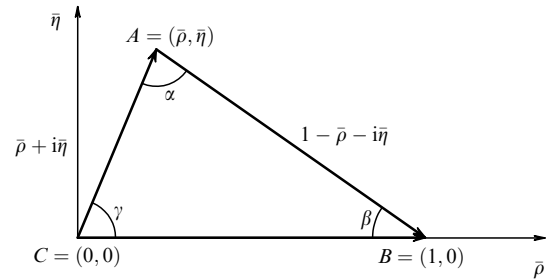


Рис. 2. Схема унитарного треугольника ABC , основанного на соотношении унитарности (25): $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$, которое в плоскости $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ изображается в векторном виде: $\mathbf{r} + \mathbf{c} = \mathbf{b}$, где $|\vec{CA}| = |\mathbf{r}| = |V_{ud}V_{ub}^*|/|V_{cd}V_{cb}^*| = |V_{ud}V_{ub}^*|/A\lambda^2 = (\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2)^{1/2} = R_b$, $|\vec{AB}| = |\mathbf{c}| = |V_{td}V_{tb}^*|/|V_{cd}V_{cb}^*| = |V_{td}V_{tb}^*|/A\lambda^2 = [(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2]^{1/2} = R_t$, $|\vec{CB}| = |\mathbf{b}| = 1$.

направлен по оси $\bar{\rho}$. Два других вектора имеют вид

$$V_{ud}V_{ub}^* = A\lambda^3(\bar{\rho} + i\bar{\eta}), \quad V_{td}V_{tb}^* = A\lambda^3[1 - (\bar{\rho} + i\bar{\eta})].$$

После соответствующей нормировки (деления на $-V_{cd}V_{cb}^* = A\lambda^3$) векторное равенство на $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ -плоскость может быть представлено как

$$\underbrace{\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right)}_{\mathbf{r}} + \underbrace{\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right)}_{\mathbf{c}} = \underbrace{1}_{\mathbf{1}} \quad (27)$$

(см. рис. 2), т.е. в виде "унитарного треугольника" со сторонами

$$R_b = |\mathbf{r}| = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{|V_{ud}V_{ub}^*|}{|V_{cd}V_{cb}^*|} \simeq \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \frac{1}{\lambda} \left|\frac{V_{ub}^*}{V_{cb}^*}\right| =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\sigma}} \frac{1}{\lambda} \left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right| \simeq \frac{1}{\lambda} \left|\frac{V_{ub}}{V_{cb}}\right| \simeq \frac{|V_{ub}|}{A\lambda^3}, \quad (28)$$

$$R_t = |\mathbf{c}| = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{|V_{td}V_{tb}^*|}{|V_{cd}V_{cb}^*|} \simeq \frac{1}{\lambda} \left|\frac{V_{td}}{V_{cb}}\right| \simeq \frac{|V_{td}|}{A\lambda^3}$$

и углами α, β, γ (так как $V_{ud} \simeq |V_{ud}| \simeq 1 - \lambda^2/2$, $V_{tb} \simeq 1$, $|V_{cd}| \simeq -\lambda$, $V_{cb} \simeq A\lambda^2$, $\sigma = 1/(1 - \lambda^2/2)^2$).

Углы унитарного треугольника определяются фазами матричных элементов V_{ub} и V_{td} . Как следует из рис. 2 и соотношений (16)–(18),

$$V_{ub} = A\lambda^3(\rho - i\eta) = \frac{A\lambda^3(\bar{\rho} - i\bar{\eta})}{1 - \lambda^2/2} \simeq A\lambda^3(\bar{\rho} - i\bar{\eta}) =$$

$$= A\lambda^3 R_b \exp(-i\gamma) = |V_{ub}| \exp(-i\gamma) = |V_{ub}| \exp(-i\delta),$$

$$V_{td} = A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) = |V_{td}| \exp(-i\beta) = A\lambda^3 R_t \exp(-i\beta). \quad (29)$$

Далее можно также найти

$$\alpha = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right), \quad \beta = \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right), \quad (30)$$

$$\gamma = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right).$$

Действительно,

$$\bar{\rho} + i\bar{\eta} = \mathbf{r} = \left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) = |\mathbf{r}| \exp(i\gamma),$$

$$\gamma = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right),$$

$$1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta} = \mathbf{c} = \left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) = |\mathbf{c}| \exp(-i\beta),$$

$$-\beta = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right), \quad \beta = \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right),$$

так как $x = |x| \exp(i\varphi)$ и $1/x = |x|^{-1} \exp(-i\varphi)$,

$$\alpha = \pi - \gamma - \beta, \quad \exp(i\alpha) = (-1) \exp(-i\beta) \exp(-i\gamma) =$$

$$= -\left[\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) \frac{1}{|\mathbf{c}|}\right] \left[\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) |\mathbf{r}|\right] =$$

$$= -\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \frac{|\mathbf{r}|}{|\mathbf{c}|}, \quad \alpha = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right).$$

Исходя из геометрии унитарного треугольника на плоскости $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, углы α, β и γ можно выразить через параметры $\bar{\rho}, \bar{\eta}$:

$$\sin 2\alpha = \frac{2\bar{\eta}(\bar{\eta}^2 + \bar{\rho}^2 - \bar{\rho})}{(\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2)(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2},$$

$$\sin 2\beta = \frac{2\bar{\eta}(1 - \bar{\rho})}{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2}, \quad (31)$$

$$\sin 2\gamma = \frac{2\bar{\rho}\bar{\eta}}{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{2\rho\eta}{\rho^2 + \eta^2}.$$

Применяя к унитарному треугольнику теорему синусов

$$\frac{R_b}{\sin \beta} = \frac{R_t}{\sin \gamma} = \frac{1}{\sin \alpha},$$

можно также получить

$$R_b = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = \frac{\sin \beta}{\sin(\gamma + \beta)}, \quad R_t = \frac{\sin \gamma}{\sin \alpha} = \frac{\sin \gamma}{\sin(\gamma + \beta)}.$$

Так как нарушение CP-инвариантности связано с комплексным характером V_{CKM} -матрицы (т.е. с $\bar{\eta} \neq 0$), параметры унитарного треугольника играют очень важную роль при анализе процессов, в которых имеет место несохранение CP-симметрии. Площадь треугольника S и его углы отличны от нуля только из-за нарушения CP-инвариантности и определяются величиной этого нарушения: $S = J_{CP}/2$, где J_{CP} — так называемый "параметр Ярлског", характеризующий нарушение CP-инвариантности в SM. Можно показать, что

$$J_{CP} = |\text{Im}(V_{ud}V_{tb}V_{ub}^*V_{td}^*)| \simeq A^2\eta\lambda^6.$$

Использование матрицы кваркового смешивания в представлении Вольфенштейна и параметризация унитарного треугольника (27) в терминах $\bar{\rho}, \bar{\eta}, \alpha, \beta, \gamma$ является сейчас универсальным языком, на котором проводится обсуждение редких K- и B-распадов. Мы также будем использовать в данном обзоре этот язык. Однако такое описание приводит к ряду трудностей, некоторые из которых рассматриваются в разделе 5.2. Другие методы параметризации унитарного треугольника обсуждаются в [48].

Сделаем теперь несколько замечаний об остальных унитарных треугольниках, соответствующих соотношениям унитарности (21)–(24), (26). Эти новые унитарные треугольники имеют иную форму и иное расположение на плоскости $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Однако все они характеризуются одинаковыми площадями $S = J_{CP}/2$. Отметим теперь некоторые практические различия в свойствах разных унитарных соотношений и унитарных треугольников (см., например, [47]).

1. Для соотношений (22) и (25) все три элемента суммы имеют одинаковый порядок:

$$\left. \begin{array}{l} (22) \\ (25) \end{array} \right\} O(\lambda^3) + O(\lambda^3) + O(\lambda^3) = 0.$$

Соответствующие треугольники имеют сходную структуру: в пределе $O(\lambda^4)$ они сводятся к соотношению

$$A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) + (-A\lambda^3) + A\lambda^3(\rho - i\eta) = 0,$$

близкому к (27). В этом приближении оба треугольника имеют одинаковый вид и различаются только в более высоких приближениях по λ .

2. Для остальных соотношений унитарности отдельные элементы сумм сильно различаются между собой:

$$\left. \begin{array}{l} (21) \\ (24) \end{array} \right\} O(\lambda) + O(\lambda) + O(\lambda^5) = 0,$$

$$\left. \begin{array}{l} (23) \\ (26) \end{array} \right\} O(\lambda^2) + O(\lambda^2) + O(\lambda^4) = 0.$$

Соответствующие треугольники оказываются сильно перекошенными, что затрудняет их использование для исследований СМ или поисков НФ.

В дальнейшем всюду, где будет говориться об унитарном треугольнике без уточнения его названия, мы будем иметь в виду унитарный треугольник (27), показанный на рис. 2. Именно этот треугольник используется в большинстве работ по редким распадам К- и В-мезонов. Другой унитарный треугольник, основанный на соотношении унитарности (24) $V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0$ (т.е. $\lambda_u + \lambda_c + \lambda_t = 0$, где $\lambda_i = V_{id}V_{is}^*$ и $i = u, c, t$) и получивший название "каонный унитарный треугольник", несмотря на свою перекошенность, также оказывается полезным при анализе распадов $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$.

Как уже отмечалось, в настоящее время нет прямых данных о матричных элементах, описывающих распады t-кварков. Для определения параметров унитарного треугольника используются данные о матричных элементах с t-кварками, полученные при анализе петлевых FCNC-процессов, идущих в высшем приближении по слабому взаимодействию. Такие процессы очень чувствительны к области малых расстояний, и в них могут вносить вклад эффекты, связанные с НФ. Это может привести к расхождению между параметрами унитарного треугольника, определяемыми из разных распадов и слабых переходов при использовании представлений СМ.

Указанные расхождения (в случае обнаружения) будут однозначно свидетельствовать о существовании новых физических явлений, выходящих за рамки СМ. Поэтому важно четко проводить грань между теми результатами, которые мало подвержены влиянию области малых расстояний, и теми, которые обладают потенциальной чувствительностью к новым энергетическим масштабам и новым явлениям. Так, в соотношении (21) вклад t-кварков отсутствует и все его элементы известны из прямых измерений. Была сделана попытка использования этого соотношения для определения параметра J_{CP} методом, свободным от возможного влияния НФ [52]. К сожалению, из-за большой разницы в значениях отдельных составляющих суммы (21) точность этого определения оказалась невелика: $J_{CP} = (2,5 \pm 1,4) \times 10^{-5}$, что соответствует области фазы δ в V_{CKM} -матрице (13) от 17° до 163° .

Более подробно данные об унитарном треугольнике (27) и определении его параметров обсуждаются в разделе 4. Каонный унитарный треугольник рассматривается в разделе 5.2.

2.2. Слабые распады и проблема больших расстояний

Определение параметров матрицы V_{CKM} из данных о слабых распадах является весьма непростой задачей. Количественный расчет амплитуд слабых процессов

связан с необходимостью учета не только области малых расстояний, где может быть с успехом использована хорошо развитая техника пертурбативных расчетов в КХД, но и области больших расстояний, в которой имеет место дополнительный обмен мягкими виртуальными глюонами и для которой пока нет адекватных методов проведения достаточно точных вычислений.

Для оценок амплитуд слабых адронных распадов был разработан метод операторного разложения амплитуд, подробно описанный в [26, 27]. Этот метод позволяет факторизовать область малых расстояний ($R < 1/\mu$) и область больших расстояний ($R > 1/\mu$), в которых соответствующие расчеты могут проводиться в рамках пертурбативной КХД ($R < 1/\mu$) или менее надежными непертурбативными методами ($R > 1/\mu$).

Выбор параметра энергетической шкалы μ обсуждается ниже. При этом используется низкоэнергетический эффективный слабый гамильтониан, имеющий следующую структуру:

$$H_{w, \text{eff}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i [V_{CKM}^i] C_i(\mu) Q_i.$$

Здесь G_F — фермиевская константа слабых взаимодействий, Q_i — локальные токовые операторы, определяющие рассматриваемые распады, $C_i(\mu)$ — так называемые вильсоновские коэффициенты, представляющие собой эффективные константы связи и определяемые областью малых расстояний $R < 1/\mu$, $[V_{CKM}^i]$ — фактор, обусловленный матрицей кваркового смешивания (для лептонных и полулептонных древесных распадов адронов этот фактор представляет собой матричный элемент V_{ik} адронного тока, участвующего в распаде, а для нелептонных распадов, в которых участвуют два кварковых тока, $[V_{CKM}^i] = V_{ik}V_{ij}^*$).

В соответствии с методом операторного разложения амплитуда эксклюзивного слабого распада $M \rightarrow F$ может быть представлена как

$$A(M \rightarrow F) = \langle F | H_w | M \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i |V_{CKM}^i| C_i(\mu) \langle F | Q_i(\mu) | M \rangle, \quad (32)$$

где $\langle F | Q_i(\mu) | M \rangle$ — адронные матричные элементы операторов $Q_i(\mu)$, определяемые областью больших расстояний $R > 1/\mu$. В частности, для нелептонных распадов локальные токовые четырехкварковые операторы $Q_i(\mu)$ имеют вид

$$\begin{aligned} Q_1 &= (\bar{s}_\alpha u_\beta)_{V-A} (\bar{u}_\beta d_\alpha)_{V-A}, \\ Q_2 &= (\bar{s}u)_{V-A} (\bar{u}d)_{V-A}, \\ Q_{3,5} &= (\bar{s}d)_{V-A} \sum_q (\bar{q}q)_{V\mp A}, \\ Q_{4,6} &= (\bar{s}_\alpha d_\beta)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_\beta q_\alpha)_{V\mp A}, \\ Q_{7,9} &= \frac{3}{2} (\bar{s}d)_{V-A} \sum_q e_q (\bar{q}q)_{V\pm A}, \\ Q_{8,10} &= \frac{3}{2} (\bar{s}_\alpha d_\beta)_{V-A} \sum_q e_q (\bar{q}_\beta q_\alpha)_{V\pm A}. \end{aligned} \quad (33)$$

Здесь α, β обозначают цветные индексы, e_q — заряды кварков, $V \pm A$ — дираковские структуры $\gamma_\mu (1 \mp \gamma_5)$. Суммирование по цветным индексам для цветовых

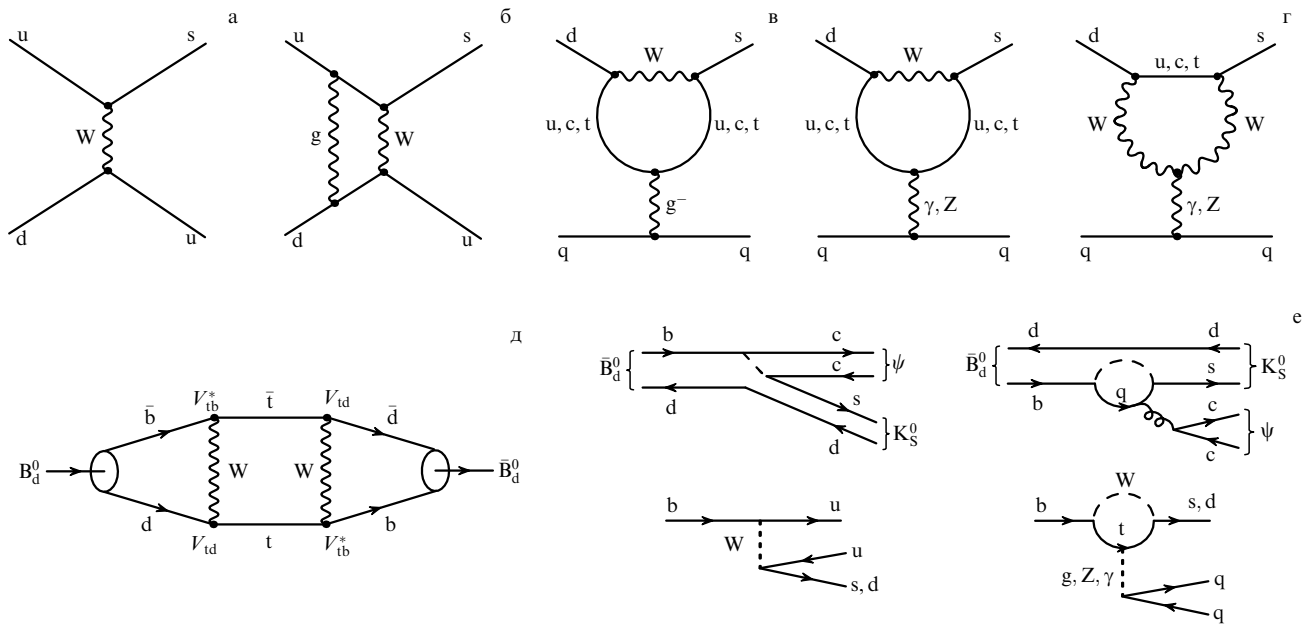


Рис. 3. Диаграммы процессов, связанных с локальными кварковыми операторами Q_i (см. (33)), смешиванием нейтральных мезонов и некоторыми В-распадами: (а) Древесная ток-токовая диаграмма с обменом W -бозоном (оператор Q_2). (б) Древесная диаграмма с глюонной поправкой (оператор Q_1). (в) Глюонная петлевая пингвинная диаграмма (операторы Q_3-Q_6). (г) Электрослабые петлевые пингвинные диаграммы (операторы Q_7-Q_{10}). (д) Ящичковая диаграмма для процессов смешивания нейтральных мезонов $|P^0\rangle \leftrightarrow |\bar{P}^0\rangle$ (на примере $B_d^0 \leftrightarrow \bar{B}_d^0$). Переходу $d \rightarrow t$ отвечает матричный элемент кварковой матрицы смешивания V_{td} , переходу $t \rightarrow b$ — матричный элемент V_{tb}^* (для антикварков наоборот), так как обращению времени соответствует комплексное сопряжение. Аналогичные диаграммы имеют место при смешиваниях $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$, $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ и $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$. (е) Древесные (слева) и пингвинные (справа) диаграммы для распада $B_d^0 \rightarrow (J/\psi) K_S^0$ и других В-распадов.

скаляров опускается. Суммирование по кварковым индексам q ведется для кварков, существенных для данного процесса (для К-распадов $q = u, d, s$, для В-распадов $q = u, d, s, c, b$).

На рисунке 3 приведены фейнмановские диаграммы, соответствующие локальным четырехкварковым операторам Q_1-Q_{10} , представленным в (33), а также диаграммы для некоторых конкретных процессов, рассматриваемых в настоящем обзоре. Так, на рис. 3а представлена ток-токовая диаграмма с обменом W -бозоном, соответствующая оператору Q_2 . Оператор Q_1 описывает глюонную поправку к древесной диаграмме с обменом W -бозоном (рис. 3б). Операторы Q_3-Q_6 соответствуют так называемым глюонным пингвинным диаграммам (рис. 3в), операторы Q_7-Q_{10} — электрослабым пингвинным диаграммам (рис. 3г). Введение глюонных пингвинных диаграмм и вскрытие их определяющей роли в объяснении правила отбора $\Delta T = 1/2$ в распадах $K \rightarrow 2\pi$ и в гиперонных распадах было впервые сделано в работе А.И. Вайнштейна, В.И. Захарова и М.А. Шифмана [53] (см. также [54], где представлена история появления этих диаграмм и их названий).

Таким образом, расчет матричного элемента $A(M \rightarrow F)$ состоит из двух этапов:

1. Учет области малых расстояний ($R < 1/\mu$), где может быть использована пертурбативная КХД. Расчет вильсоновских коэффициентов $C_i(\mu)$ проводится достаточно точно, с учетом как главного логарифмического приближения LLA (суммирование членов типа $\alpha_s^n (\ln M_W/\mu)^n$), так и следующего за ним приближения NLA (суммирование членов типа $\alpha_s^n (\ln M_W/\mu)^{n-1}$). Суммирование членов пертурбативного LLA- и NLA-разложения проводится методом ренорм-группы. В коэффи-

циенты $C_i(\mu)$ вносят вклад виртуальные тяжелые частицы (c -, t -кварки, W^\pm -, Z^0 -бозоны и т.д.).

2. Учет области больших расстояний ($R > 1/\mu$), т.е. оценка адронных матричных элементов $\langle F|Q_i(\mu)|M\rangle$. Для этой области нет надежных методов расчета, и для оценки таких матричных элементов используются различные приближения: КХД на решетках, $(1/N_c)$ -разложение, правила сумм КХД, киральная пертурбативная теория (СНРТ) и т.д.

Выбор параметра μ в (32) является довольно произвольным: он должен быть сделан так, чтобы при $R < 1/\mu$ можно было применять пертурбативную КХД. Для распадов R очарованных и прелестных мезонов шкала μ может соответствовать массам c - и b -кварков. Для К-распадов $\mu \simeq 1-2$ ГэВ. При этом конечный результат для $A(M \rightarrow F)$ не должен зависеть от выбора μ . Однако на практике это требование может и не выполняться, что еще дополнительно увеличивает неопределенность в расчетах.

Итак, при использовании метода операторного разложения факторизуются расчеты в области малых и больших расстояний и очерчивается круг проблем, связанных с анализом больших расстояний.

При рассмотрении редких распадов и процессов с несохранением СР-инвариантности существенную роль играют петлевые процессы ящичкового и пингвинного типа с обменом виртуальными c - и t -кварками и W^\pm -бозонами (рис. 3д). Применение метода операторного разложения позволяет представить в рамках СМ соответствующие амплитуды распада в виде

$$A(M \rightarrow F) = \sum_i B^i \eta_{\text{QCD}}^i V_{ij} V_{ik}^* [F_{\text{SM}}^i], \quad (34)$$

Таблица 2. Функции Инами – Лима для петлевых процессов

Функции Инами – Лима и КХД-поправки в NLA-приближении	
$S_0(x_t) = 2,46 \left(\frac{m_t}{170 \text{ ГэВ}} \right)^{1,52} = 2,38 \pm 0,11, \quad \eta_t = 0,57 \pm 0,01, \quad \eta_B = 0,55;$	
$S_0(x_c) = x_c = (2,42 \pm 0,39) \times 10^{-4}, \quad \eta_{cc} = 1,45 \pm 0,38;$	
$S_0(x_c; x_t) = x_c \left[\ln \frac{x_t}{x_c} - \frac{3x_t}{4(1-x_t)} - \frac{3x_t^2 \ln x_t}{4(1-x_t)^2} \right] = (2,15 \pm 0,31) \times 10^{-3}, \quad \eta_{tc} = 0,47 \pm 0,04;$	
$X_0(x_t) = 1,57 \left(\frac{m_t}{170 \text{ ГэВ}} \right)^{1,15} = 1,528 \pm 0,053, \quad \eta_X = 0,994;$	
$Y_0(x_t) = 1,02 \left(\frac{m_t}{170 \text{ ГэВ}} \right)^{1,56} = 0,983 \pm 0,046, \quad \eta_Y = 1,012;$	
$Z_0(x_t) = 0,71 \left(\frac{m_t}{170 \text{ ГэВ}} \right)^{1,86} = 0,679 \pm 0,038;$	
$E_0(x_t) = 0,26 \left(\frac{m_t}{170 \text{ ГэВ}} \right)^{-1,02} = 0,266 \pm 0,008$	
Использование функций Инами – Лима в расчетах для некоторых слабых процессов	
$(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$ -смешивание (ϵ_K): $S_0(x_t)\eta_t, S_0(x_c)\eta_{cc}, S_0(x_c, x_t)\eta_{ct};$	
$(B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0)$ -смешивание: $S_0(x_t)\eta_B;$	
$K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$: $X(x_t) = X_0(x_t)\eta_X = 1,52 \pm 0,05;$	
$K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$: $Y(x_t) = Y_0(x_t)\eta_Y = 1,00 \pm 0,05;$	
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 1^+ 1^-$: $\tilde{Y}_{7A} = \frac{Y_0(x_t)}{\sin^2 \theta_W} = 4,26 \pm 0,20, \quad \tilde{Y}_{7V} = B_0 + \frac{Y_0(x_t)}{\sin^2 \theta_W} - 4Z_0(x_t) = 4,59 \pm 0,26, \quad B_0 = 3,05 \pm 0,08, \quad \tilde{Y}_{7A}^2 + \tilde{Y}_{7V}^2 = 39,2 \pm 2,9.$	
Оценка параметра ϵ' для прямого CP-нарушения в $K_L^0 \rightarrow 2\pi$: $X_0(x_t), Y_0(x_t), Z_0(x_t), E_0(x_t)$	
<i>Примечание.</i> Использована параметризация функций из [27]; $x_t = (m_t/M_W)^2, x_c = (m_c/M_W)^2$. Эффективная масса t-кварка $m_t = \bar{m}_t(m_t) = 166 \pm 5 \text{ ГэВ}$ связана с полюсной массой t-кварка $m_t^{\text{pol}} = 174,3 \pm 5,1 \text{ ГэВ}$ [25], измеренной в опытах D0 и CDF, соотношением	
$m_t = m_t^{\text{pol}} \left[1 - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s(m_t)}{\pi} \right]$	
(см., например, [27]). В распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ вносит также вклад	
$F(x_c) = \frac{2}{3} X(x_c)_{e,\mu} + \frac{1}{3} X(x_c)_\tau = (9,82 \pm 1,78) \times 10^{-4}.$	

являющемся некоторой модификацией формулы (32). Здесь B^i — непертурбативные параметры, описывающие соответствующие матричные элементы, η_{QCD}^i — результаты КХД расчетов в LLA- и NLA-приближениях, $V_{ij}V_{ik}^*$ — произведение элементов матрицы кваркового смешивания, обусловленные высшим порядком по слабому взаимодействию для петлевых процессов (см., например, рис. 3д), F_{SM}^i — универсальные калибровочные функции петлевых процессов — так называемые функции Инами – Лима [55]. Эти функции представлены в табл. 2 (см. также [56–58]), в которой указано также их использование для некоторых распадных процессов, рассматриваемых в настоящем обзоре ниже.

На рисунке 3е приведены пингвинные и древесные диаграммы для некоторых B-распадов.

2.3. Физика вне Стандартной модели

Результаты многочисленных экспериментов в области энергий до 100 ГэВ или даже до нескольких сотен ГэВ согласуются с теоретическими предсказаниями, сделанными в рамках СМ. В настоящее время только данные о возможном существовании нейтринных осцилляций, полученные в основном в неускорительных экспериментах (опыты с солнечными и атмосферными нейтрино, опыты на ядерных реакторах), выходят за рамки СМ и говорят о несохранении лептонных ароматов (смешивание нейтрино разных поколений) и различиях в массах ν_e -, ν_μ - и ν_τ -нейтрино. Однако для объяснения нейтринных опытов, по-видимому, достаточно произвести только незначительную модификацию СМ, вводя у нейтрино массы.

Таким образом, нейтринные осцилляции не противоречат несколько модифицированной СМ. Если же будут обнаружены другие процессы, идущие с нарушением лептонных ароматов (например, распады $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ или $K_L^0 \rightarrow \mu e$), то такой простой модификации СМ будет уже недостаточно для объяснения подобных эффектов, которые станут уже четким проявлением НФ. Возможно также, что данные о существовании прямого нарушения CP-инвариантности в распадах $K^0 \rightarrow \pi\pi$ не удастся количественно объяснить в рамках СМ, хотя имеет место по крайней мере качественное объяснение этих результатов благодаря комплексному характеру V_{CKM} -матрицы. Говорить о количественных расхождениях между экспериментами и теоретическими предсказаниями пока преждевременно из-за недостаточной точности предсказаний.

Очень важные измерения CP-асимметрии в распаде $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ и в близких процессах проведены в последних опытах на B-мезонных e^+e^- -фабриках BaBar и Belle (они обсуждаются в разделе 4). Результаты этих экспериментов находятся в прекрасном согласии с предсказаниями СМ и являются первыми количественными

подтверждениями СМ в процессах с нарушениями СР-инвариантности. Отсюда может быть сделан вывод, что механизм СР-несохранения в СМ, связанный с комплексным характером V_{CKM} -матрицы, по-видимому, играет доминирующую роль по крайней мере в некоторых процессах с изменением кварковых ароматов и СР-несохранением при малых энергиях. Однако этот первый успех только подчеркивает необходимость количественных исследований механизмов СР-несохранения в других процессах, например в редких распадах $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$, где нас могут ждать неожиданные сюрпризы. Для получения полной картины нарушения СР-инвариантности нужны новые прецизионные опыты.

Отметим некоторые проблемы, которые, по-видимому, выходят за рамки СМ и требуют для своего решения новых физических идей [31]. Очень серьезной проблемой для СМ является барионная асимметрия Вселенной, для объяснения которой существенную роль играет нарушение СР-инвариантности [59]. Однако для такого объяснения величина этого нарушения должна существенно превышать предсказания СМ. Таким образом, космологические данные говорят о том, что должны существовать механизмы СР-несохранения, отличные от СМ-механизма, основанного на комплексном характере элементов матрицы кваркового смешивания. Возможно, что эти новые механизмы проявляются только при очень больших энергиях и не сказываются на свойствах распадных процессов с К- и В-мезонами [31].

Другая серьезная трудность — нарушение СР-инвариантности в сильных процессах, обусловленное дополнительным членом лагранжиана СМ, который индуцирован непертурбативными КХД-эффектами и имеет вид (см., например, [31, 34])

$$L_{\theta} = \frac{\theta_{QCD}}{32\pi^2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F^{\mu\nu} F^{\rho\sigma},$$

где $\mu, \nu, \rho, \sigma = 0, 1, 2, 3$ и $a = 1, \dots, 8$. Этот член нарушает СР-инвариантность и приводит, например, к появлению дипольного электрического момента нейтрона

$$d_N \simeq 5 \times 10^{-16} \theta_{QCD} e \cdot \text{см.}$$

Экспериментальная граница для этого дипольного момента составляет [60] $d_N < 6,3 \times 10^{-26} e \cdot \text{см.}$, откуда следует, что $\theta_{QCD} \lesssim 10^{-10}$. Так как величина θ_{QCD} обусловлена непертурбативными эффектами, она не может быть вычислена. Тем не менее в рамках СМ столь малая величина θ_{QCD} представляется неестественной (ожидается, что она должна быть $O(1)$). По-видимому, решение этой проблемы может быть связано с эффектами НФ.

Итак, несмотря на возможные "черные пятна", в целом следует отметить, что исследования, проведенные в последние десятилетия, явились триумфом СМ. Однако физики не сомневаются в ограниченном характере СМ и в существовании очень богатой НФ, лежащей вне ее рамок.

Прежде всего, серьезным недостатком СМ является большое число произвольных параметров, которые в нее входят: массы кварков и лептонов, константы электрослабых, сильных и гравитационных взаимодействий, масса хиггсовского бозона, параметры матрицы кваркового смешивания и, наверное, нейтринного смешивания — всего 25 параметров. Уже одного этого

достаточно для того, чтобы усомниться в фундаментальном характере такой теории.

Помимо большого числа свободных параметров, несмотря на свои впечатляющие успехи, СМ обладает существенными концептуальными недостатками. Прежде всего, представляется, что хиггсовский сектор этой модели носит слишком упрощенный характер. В действительности он может оказаться более сложным, включающим в себя несколько физически наблюдаемых хиггсовских бозонов — нейтральных и заряженных. Далее, диаграммы с виртуальными бозонными и фермионными петлями, определяющие массы хиггсовских полей, квадратично расходятся. Поэтому, если не происходит взаимного сокращения этих диаграмм, массы хиггсовских частиц окажутся очень большими, что неприемлемо.

Компенсация фермионных и бозонных петель может иметь место, если в природе существует новая фундаментальная симметрия между этими частицами — так называемая суперсимметрия, при которой каждому фермиону (бозону) соответствует свой суперпартнер: бозон (фермион). Возможно также, что хиггсовские бозоны являются составными частицами. Такие теории с техницветом (техникварками и техниглюонами, связанными между собой очень сильными взаимодействиями, с радиусом конфайнмента порядка 10^{-17} см) также позволяют устранить расходимости в массах хиггсовских бозонов.

Другие недостатки СМ связаны с "разрывом" между кварками и лептонами и между разными типами взаимодействий. В связи с этим рассматриваются модели Великих объединений с едиными мультиплетными кварков и лептонов, с унификацией электромагнитных, слабых и сильных взаимодействий при очень высоких энергиях. Возможно также, что при высоких энергиях восстанавливается симметрия между правыми и левыми токами, т.е. должны существовать дополнительные более массивные правые промежуточные W_R -бозоны. Могут также существовать дополнительные поколения фундаментальных фермионов, легкокварки, несущие лептонный и барионный заряды, новые промежуточные бозоны скалярного, псевдоскалярного и тензорного типов, различные схемы несохранения лептонных ароматов и т.д.

Таким образом, можно думать, что СМ представляет собой низкоэнергетическое приближение к более общей теории, хорошо выполняющееся вплоть до энергий в несколько сотен ГэВ. По-видимому, мы почти вплотную приблизились к той области энергий, где может проявиться НФ, выходящая за рамки СМ. Ожидается, что в коллайдерных опытах нового поколения могут наблюдаться новые тяжелые частицы и новые эффекты (см., например, [1, 4, 29, 31–34, 61–71] и ссылки там, а также табл. 4 в обзоре [42]):

- новые поколения кварков и лептонов;
- суперсимметричные партнеры известных частиц: скварки, слептоны, фотино, нейтралино, вино и т.д.;
- дополнительные промежуточные бозоны (S, P, W', Z', W_R и т.д.), осуществляющие новые типы слабых взаимодействий;

- "горизонтальные бозоны", осуществляющие переходы между лептонами разных поколений и приводящие к процессам с несохранением лептонных ароматов;
- дополнительные хиггсовские бозоны (например, H^{\pm} и др.);

лептокварки разных типов, обладающие одновременно барионными и лептонными зарядами;

структура кварков, проявляющаяся в распределениях жестких адронных струй по поперечным импульсам;

пространства с дополнительными размерностями; в этих моделях гравитационные взаимодействия могут сравниваться с электрослабыми уже при энергиях примерно несколько ТэВ (а не при энергиях порядка массы Планка $M_{Pl} \sim 10^{19}$ ГэВ, как это предсказывалось в обычной теории гравитации);

образование "черных дыр" при высоких энергиях (на суперколлайдерах и в космических лучах).

Этот список, конечно, может быть расширен. Прямые поиски новых тяжелых частиц являются первоочередной задачей измерений на коллайдерах, если их энергии окажутся достаточными для рождения таких частиц. Поиски уже ведутся широким фронтом и будут продолжены в опытах на установках CDF и D0 на $\bar{p}p$ -коллайдере Fermilab и в опытах на ер-коллайдере HERA. Особенно большие надежды связываются с созданием нового суперколлайдера LHC (CERN), а также с проектами линейных электронных коллайдеров нового поколения.

Однако существуют и альтернативные возможности — "подпороговые" поиски проявления новых частиц и явлений в редких распадах каонов, пионов, В-мезонов и мюонов. Наметим ряд направлений, в которых могут вестись поиски новых эффектов (НФ) в редких распадах, прежде всего в редких распадах каонов:

проверка унитарности матрицы кваркового смешивания $V_{СКМ}$;

поиски новых кварковых токов, участвующих в слабых взаимодействиях (например, псевдоскалярных, скалярных, тензорных взаимодействий в лептонных и полуплептонных распадах π - и К-мезонов);

поиски нестандартных прямых процессов CP-несохранения на уровне, значительно превышающем предсказания СМ (например, Т-нечетные корреляции в распадах $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$ с поперечной поляризацией мюонов и в радиационных распадах $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu \gamma$, зарядовая асимметрия в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$ и $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ ($\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^+$));

поиски несохранения лептонных ароматов в распадах $K_L^0 \rightarrow \mu e$, $K \rightarrow \mu e$, $\mu \rightarrow e \gamma$, $\mu \rightarrow 3e$, $\mu^- + (ZA) \rightarrow e^- + (ZA)$ и т.д.;

поиски нарушений СРТ-инвариантности в системах $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$, $B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0$, $D^0 \rightleftharpoons \bar{D}^0$.

С точки зрения влияния процессов НФ на слабые распады каонов и В-мезонов теоретические модели, выходящие за рамки СМ, можно разбить на два класса:

1. Модели типа так называемой модели с минимальным нарушением аромата (MFV — Minimal Flavour Violation) [28, 72–74]. В этих моделях не содержится новых взаимодействий, новых операторов и новых комплексных фаз, вызывающих нарушение CP-симметрии. Это нарушение полностью обусловлено комплексным характером $V_{СКМ}$ -матрицы и определяется единственной фазой, содержащейся в этой матрице. Новые физические эффекты проявляются в этих теориях в виде модификаций функций Инами–Лима для петлевых диаграмм, куда теперь могут вносить вклад новые тяжелые объекты: чарджино, скварки, заряженные хиггсовские бозоны и т.д. Функции Инами–Лима приобретают

новые компоненты F_{NP}^i , а для соответствующих распадных амплитуд формула (34) модифицируется и имеет теперь вид

$$A(M \rightarrow F) = \sum_i B^i(\eta_{QCD}^i) V_{ij} V_{ik}^* [F_{SM}^i + F_{NP}^i] \quad (35)$$

(функции F_{SM}^i и F_{NP}^i действительные).

2. Возможны, однако, более сложные расширения СМ, в которых проявляются новые взаимодействия и операторы, отсутствующие или сильно подавленные в СМ, новые источники несохранения кварковых ароматов и CP-нарушений (новые комплексные фазы), новые дираковские структуры: например, скалярные, псевдоскалярные, тензорные слабые взаимодействия, правые токи, новые фундаментальные мультиплеты. В этом случае происходит дальнейшая модификация формулы для амплитуд распадных процессов, которая приобретает более общий вид [28]:

$$A(M \rightarrow F) = \sum_i B^i(\eta_{QCD}^i) V_{ij} V_{ik}^* [F_{SM}^i + F_{NP}^i] + \sum_k B_{NP}^k(\eta_{QCD}^k)_{NP} V_{NP}^k [G_{NP}^k]. \quad (36)$$

Первая сумма в этой формуле совпадает с (35) и отражает модификации СМ, которые содержатся в MFV. Вторая сумма в (36) содержит все дальнейшие расширения СМ. Функции G_{NP}^k и V_{NP}^k могут содержать новые комплексные фазы и отражают новые механизмы нарушения CP-симметрии в расширенной теории.

Более подробное обсуждение некоторых из этих процессов в рамках программы К-мезонных исследований [39–42, 75–77] и в близких направлениях проведено в последующих разделах настоящего обзора.

3. Нарушение CP-инвариантности

Следуя [1–7, 30–38], рассмотрим различные типы нарушения CP-инвариантности в распадах псевдоскалярных мезонов P и \bar{P} с разными значениями ароматов ($P = K, D, B$). P - и \bar{P} -мезоны соответствуют сопряжению по ароматам (например, характеризуются значениями странности $S = -1$ и $S = +1$).

3.1. Прямое нарушение CP-инвариантности в распадах нейтральных и заряженных мезонов

Определим распадные амплитуды для мезонных состояний P и соответствующих CP-сопряженных состояний \bar{P} :

$$A_f = \langle f | H | P \rangle, \quad \bar{A}_{\bar{f}} = \langle \bar{f} | H | \bar{P} \rangle. \quad (37)$$

Нарушение CP-инвариантности проявляются в виде различия между этими амплитудами:

$$A_f \neq \bar{A}_{\bar{f}}. \quad (38)$$

Для выяснения условий, при которых возникает нарушение CP-инвариантности, предположим, что каждая амплитуда (37) представляет собой сумму как минимум двух независимых амплитуд:

$$A_f = a \exp(i\delta_a) + b \exp(i\delta_b), \quad (39)$$

$$\bar{A}_{\bar{f}} = a^* \exp(i\delta_a) + b^* \exp(i\delta_b).$$

Здесь $a = |a| \exp(i\varphi_a)$ и $b = |b| \exp(i\varphi_b)$ — амплитуды слабых распадов, для которых CP-сопряжение приводит к преобразованию $a \rightarrow a^*$, $b \rightarrow b^*$ (т.е. к комплексному сопряжению по "слабым" фазам $\varphi_a \rightarrow -\varphi_a$, $\varphi_b \rightarrow -\varphi_b$). Фазовые множители $\exp(i\delta_a)$ и $\exp(i\delta_b)$ характеризуют процессы рассеяния в конечном состоянии $\langle f|H_{st}|f \rangle_{in}$ и не меняются при CP-преобразовании из-за CP-инвариантности сильных взаимодействий.

Характеристики распадных процессов определяются квадратами модулей соответствующих амплитуд:

$$\begin{aligned} |A_f|^2 &= (a \exp(i\delta_a) + b \exp(i\delta_b)) \times \\ &\times (a^* \exp(-i\delta_a) + b^* \exp(-i\delta_b)) = \\ &= |a|^2 + |b|^2 + ab^* \exp[i(\delta_a - \delta_b)] + \\ &+ a^*b \exp[-i(\delta_a - \delta_b)] = \\ &= |a|^2 + |b|^2 + 2 \operatorname{Re}(ab^*) \cos(\delta_a - \delta_b) - \\ &- 2 \operatorname{Im}(ab^*) \sin(\delta_a - \delta_b), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} |\bar{A}_f|^2 &= (a^* \exp(i\delta_a) + b^* \exp(i\delta_b)) \times \\ &\times (a \exp(-i\delta_a) + b \exp(-i\delta_b)) = \\ &= |a|^2 + |b|^2 + 2 \operatorname{Re}(ab^*) \cos(\delta_a - \delta_b) + \\ &+ 2 \operatorname{Im}(ab^*) \sin(\delta_a - \delta_b). \end{aligned}$$

CP-асимметрия определяется выражением

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{|A_f|^2 - |\bar{A}_f|^2}{|A_f|^2 + |\bar{A}_f|^2} = \frac{-2 \operatorname{Im}(ab^*) \sin(\delta_a - \delta_b)}{|a|^2 + |b|^2 + 2 \operatorname{Re}(ab^*) \cos(\delta_a - \delta_b)} = \\ &= \frac{-2|a||b| \sin(\varphi_a - \varphi_b) \sin(\delta_a - \delta_b)}{|a|^2 + |b|^2 + 2|a||b| \cos(\varphi_a - \varphi_b) \cos(\delta_a - \delta_b)}. \quad (40) \end{aligned}$$

Таким образом, нарушение CP-инвариантности для слабых распадов ($\bar{A} \neq A$ и $\Delta \neq 0$) проявляется только в том случае, если в амплитуды A и \bar{A} дают вклад как минимум два независимых процесса с различными слабыми фазами и фазами сильного перераспределения в конечном состоянии ($\varphi_a \neq \varphi_b$, $\delta_a \neq \delta_b$). CP-нарушение обусловлено интерференцией распадных амплитуд a и b в (39). Это утверждение носит общий характер и справедливо не только для мезонных распадов, но и в других случаях: например для распадов гиперонов и антигиперонов. Как мы увидим в дальнейшем, особенный интерес представляют распады электрически-нейтральных мезонов P^0 и \bar{P}^0 с переходом в одно и то же состояние f_{CP} с определенной CP-четностью. Такие процессы описываются амплитудами $A_f = \langle f_{CP}|H|P^0 \rangle$ и $\bar{A}_f = \langle f_{CP}|H|\bar{P}^0 \rangle$.

3.2. Косвенное нарушение

CP-инвариантности при смешивании электрически-нейтральных мезонов $P^0 \rightleftharpoons \bar{P}^0$

Рассмотрим электрически-нейтральные мезоны $|P^0 \rangle$ и $|\bar{P}^0 \rangle$, являющиеся собственными состояниями гамильтониана сильных взаимодействий³ H_0 , сопряженными по соответствующим кварковым ароматам (по странности для K^0 и \bar{K}^0 , чарму для D^0 и \bar{D}^0 и прелести для B^0 и \bar{B}^0). Если бы не было слабых взаимодействий H_w , меняющих ароматы, $|P^0 \rangle$ и $|\bar{P}^0 \rangle$ были бы стационарными состоя-

ниями с определенной массой M (из-за CPT-инвариантности сильных взаимодействий H_0 массы частиц и античастиц $|P^0 \rangle$ и $|\bar{P}^0 \rangle$ должны быть одинаковы). CP-преобразования для состояний $|P^0 \rangle$ и $|\bar{P}^0 \rangle$ имеют вид

$$\operatorname{CP}|P^0 \rangle = \exp(i\alpha)|\bar{P}^0 \rangle, \quad (41)$$

$$\operatorname{CP}|\bar{P}^0 \rangle = \exp(-i\alpha)|P^0 \rangle.$$

Выбор произвольного фазового множителя с $\alpha = 0$ соответствует условию

$$\operatorname{CP}|P^0 \rangle = |\bar{P}^0 \rangle, \quad \operatorname{CP}|\bar{P}^0 \rangle = |P^0 \rangle. \quad (42)$$

Часто в литературе используется выбор фазового множителя с $\alpha = \pi$, при котором

$$\operatorname{CP}|P^0 \rangle = -|\bar{P}^0 \rangle, \quad \operatorname{CP}|\bar{P}^0 \rangle = -|P^0 \rangle.$$

Хотя при этом ряд соотношений меняет свой вид, различный выбор произвольной фазы, конечно, не сказывается на физических результатах.

Сильное взаимодействие инвариантно и относительно CP-преобразования. Поэтому можно ввести суперпозиции $|P^0 \rangle$ и $|\bar{P}^0 \rangle$, характеризующиеся определенными значениями CP-четности:

$$|P_1^0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|P^0 \rangle + |\bar{P}^0 \rangle], \quad (43)$$

$$|P_2^0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|P^0 \rangle - |\bar{P}^0 \rangle].$$

Действительно, из (42) следует, что

$$\operatorname{CP}|P_1^0 \rangle = |P_1^0 \rangle \quad (\text{CP-четные состояния}),$$

$$\operatorname{CP}|P_2^0 \rangle = -|P_2^0 \rangle \quad (\text{CP-нечетные состояния}).$$

Из-за изменения ароматов в слабых взаимодействиях имеет место ($P^0 \rightleftharpoons \bar{P}^0$)-смешивание через общие промежуточные состояния ($|P^0 \rangle \rightleftharpoons |X \rangle \rightleftharpoons |\bar{P}^0 \rangle$). Поэтому полное описание $|P^0 \rangle \rightleftharpoons |\bar{P}^0 \rangle$ -системы дается выражением

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|P^0 \rangle + \bar{a}(t)|\bar{P}^0 \rangle. \quad (44)$$

Здесь используются матричные обозначения для волновых функций мезонов

$$|P^0 \rangle = |1 \rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |\bar{P}^0 \rangle = |2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Волновая функция $|\psi(t)\rangle$ определяется уравнением Шрёдингера с гамильтонианом $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_w$, включающим в себя как сильные, так и слабые взаимодействия:

$$i \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = \hat{H} |\psi(t)\rangle. \quad (45)$$

Заметим, что для стационарных состояний гамильтониан \hat{H} является эрмитовым и решение уравнения Шрёдингера (45) имеет вид

$$\psi(t) = \psi(0) \exp(-iMt),$$

где M — масса соответствующего собственного состояния. Так как при включении слабых взаимодействий состояния $|\psi(t)\rangle$ уже не являются стационарными и экспоненциально распадаются со временем, гамильто-

³ Гамильтониан H_0 включает в себя сильные и электромагнитные взаимодействия: $H_0 = H_{\text{strong}} + H_{\text{em}}$.

ниан \hat{H} не является эрмитовым:

$$\hat{H} = \hat{M} - \frac{i}{2} \hat{\Gamma}.$$

Соответствующие собственные значения имеют комплексный вид:

$$\lambda = M - \frac{i}{2} \Gamma,$$

$$\psi(t) = \psi(0) \exp(-i\lambda t) = \psi(0) \exp\left(-\frac{1}{2} \Gamma t\right) \exp(-iMt),$$

а соответствующая вероятность

$$|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2 \exp(-\Gamma t)$$

экспоненциально уменьшается со временем из-за слабых распадов.

В нашем случае при рассмотрении смешивания

$$|P^0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |\bar{P}^0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

гамильтониан имеет матричный вид:

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{A} = \hat{M} - \frac{i}{2} \hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (46)$$

где $\hat{M} = \hat{M}^+$ и $\hat{\Gamma} = \hat{\Gamma}^+$ — эрмитовы матрицы, а соответствующие матричные элементы определяются как

$$\langle P^0 | \hat{A} | \bar{P}^0 \rangle = (1 \ 0) \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = A_{12},$$

$$\langle P^0 | \hat{A} | P^0 \rangle = (1 \ 0) \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = A_{11}$$

и т.д.

В дальнейшем мы будем предполагать, что имеет место СРТ-инвариантность полного гамильтониана $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_w$. В этом случае $M_{11} = M_{22} = M$, $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$ и $A_{11} = A_{22} = A = M - (i/2)\Gamma$. Из эрмитовости матриц \hat{M} и $\hat{\Gamma}$ следует, что M и Γ — действительные величины, $M_{21} = M_{12}^*$, $\Gamma_{21} = \Gamma_{12}^*$. Собственные состояния $|P_\lambda\rangle$ комплексного гамильтониана \hat{H} соответствуют комплексным собственным значениям $\lambda = M - (i/2)\Gamma$ и являются резонансами с определенными массами и распадными ширинами:

$$|P_\lambda^0(t)\rangle = \exp(-iMt) \exp\left(-\frac{1}{2} \Gamma t\right) |P_\lambda^0(0)\rangle \quad (47)$$

(в дальнейшем для краткости $|P_\lambda(0)\rangle$ мы будем обозначать $|P_\lambda^0\rangle$).

Если бы СР-четность сохранялась в слабых процессах, приводящих к ($P^0 \rightleftharpoons \bar{P}^0$)-смешиванию, то $|P_\lambda^0\rangle$ совпадали бы с собственными СР-состояниями $|P_1^0\rangle$ и $|P_2^0\rangle$. Процессы смешивания определяются ящичковыми петлевыми диаграммами (рис. 3д). Мнимые части этих диаграмм приводят к несохранению СР-инвариантности при смешивании, поэтому состояния $|P_\lambda^0\rangle$ уже не имеют определенной СР-четности и являются суперпозициями $|P_1^0\rangle$ и $|P_2^0\rangle$. Такое нарушение СР-инвариантности получило название косвенного СР-нарушения.

Состояния $|P_\lambda^0\rangle$ могут быть представлены как

$$|P_\lambda^0\rangle = p|P^0\rangle + q|\bar{P}^0\rangle = \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix}, \quad |p|^2 + |q|^2 = 1. \quad (48)$$

Косвенное нарушение СР-инвариантности приводит к тому, что

$$\left|\frac{q}{p}\right| \neq 1 \quad (49)$$

(в отличие от состояний (43) с определенной СР-четностью, для которых $|q/p| = 1$).

Для нахождения собственных состояний $|P_\lambda^0\rangle$ комплексного гамильтониана \hat{H} , соответствующих собственным значениям λ , используется стационарное уравнение Шрёдингера:

$$\hat{H}|P_\lambda^0\rangle = \lambda|P_\lambda^0\rangle = \left(M - \frac{i}{2} \Gamma\right) |P_\lambda^0\rangle. \quad (50)$$

В матричной форме это уравнение имеет вид

$$\begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & A_{12} \\ A_{21} & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda & 0 \\ 0 & \lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix},$$

и сводится к системе однородных уравнений

$$\begin{aligned} (A - \lambda)p + A_{12}q &= 0, \\ A_{21}p + (A - \lambda)q &= 0, \end{aligned} \quad (51)$$

которая имеет нетривиальное решение, если детерминант системы равен нулю:

$$\begin{vmatrix} A - \lambda & A_{12} \\ A_{21} & A - \lambda \end{vmatrix} = 0,$$

или

$$\lambda^2 - 2A\lambda + A^2 - A_{12}A_{21} = 0. \quad (52)$$

Из соотношения (52) можно определить собственные значения λ :

$$\begin{aligned} \lambda &= A \pm \sqrt{A^2 - A^2 + A_{12}A_{21}} = A \pm \sqrt{A_{12}A_{21}} = \\ &= M - \frac{i}{2} \Gamma \pm \sqrt{A_{12}A_{21}}. \end{aligned} \quad (53)$$

Введем обозначения

$$\begin{aligned} \sqrt{A_{12}A_{21}} &= \left[\left(M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \right) \left(M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^* \right) \right]^{1/2} = \\ &= -A = -\text{Re } A - i \text{Im } A \end{aligned} \quad (54)$$

(где $\text{Re } A > 0$, $\text{Im } A > 0$). Тогда

$$\begin{aligned} \lambda - A &= \pm \sqrt{A_{12}A_{21}} = \\ &= \pm \left[\left(M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \right) \left(M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^* \right) \right]^{1/2} = \mp A, \\ \lambda &= A \mp (\text{Re } A + i \text{Im } A) = M \mp \text{Re } A - \frac{i}{2} (\Gamma \pm 2 \text{Im } A). \end{aligned} \quad (55)$$

Обозначим два собственных значения для решения уравнения Шрёдингера (50) с определенными массами и временами жизни (соответствующими знакам "±" в (53)):

$$\lambda_S = M_S - \frac{i}{2} \Gamma_S = (M - \text{Re } A) - \frac{i}{2} (\Gamma + 2 \text{Im } A), \quad (56)$$

$$\lambda_L = M_L - \frac{i}{2} \Gamma_L = (M + \text{Re } A) - \frac{i}{2} (\Gamma - 2 \text{Im } A).$$

Отсюда разности масс и распадных ширин для двух состояний $|P_S^0\rangle$ и $|P_L^0\rangle$, соответствующих собственным значениям λ_S и λ_L , составляют

$$\Delta m = M_L - M_S = 2 \text{Re } A, \quad \Delta \Gamma = \Gamma_L - \Gamma_S = -4 \text{Im } A. \quad (57)$$

Разность масс и ширин $|P_S^0\rangle$ - и $|P_L^0\rangle$ -состояний определяются действительными частями амплитуд, описываемых ящичковыми диаграммами (рис. 3д).

В общем виде для волновых функций смешанных состояний $|P_{S,L}^0\rangle = p|P^0\rangle \pm q|\bar{P}^0\rangle$, являющихся решениями уравнения Шрёдингера (50) и соответствующих собственным значениям λ_S и λ_L , коэффициенты p, q определяются из соотношений (51):

$$\begin{aligned} \frac{q}{p} &= \frac{\lambda_S - A}{A_{12}} = \frac{\sqrt{A_{12}A_{21}}}{A_{12}} = \left(\frac{A_{21}}{A_{12}}\right)^{1/2} = \\ &= \left(\frac{M_{12}^* - (i/2)\Gamma_{12}^*}{M_{12} - (i/2)\Gamma_{12}}\right)^{1/2} = \frac{-A}{M_{12} - (i/2)\Gamma_{12}} = \\ &= -\frac{\Delta m - (i/2)\Delta\Gamma}{2M_{12} - i\Gamma_{12}} = \frac{M_{12}^* - (i/2)\Gamma_{12}^*}{-A} = -\frac{2M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*}{\Delta m - (i/2)\Delta\Gamma}. \end{aligned} \quad (58)$$

Введем обозначение

$$\frac{q}{p} = \left(\frac{M_{12}^* - (i/2)\Gamma_{12}^*}{M_{12} - (i/2)\Gamma_{12}}\right)^{1/2} = \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon}. \quad (59)$$

Здесь параметр ε определяет степень нарушения CP-инвариантности. Действительно, при $\varepsilon \rightarrow 0$ имеет место $M_{12} = M_{12}^*$ и $\Gamma_{12} = \Gamma_{12}^*$, т.е. матричные элементы являются действительными величинами, $q/p = 1$ и волновые функции $|P_{S,L}^0\rangle$ сводятся к собственным CP-состояниям $|P_{1,2}^0\rangle$, имеющим определенную CP-четность (CP-четность сохраняется).

Из (48) и (59) можно найти решения $|P_{S,L}^0\rangle$:

$$\begin{aligned} |P_{S,L}^0\rangle &= p \left[|P^0\rangle \pm \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon} |\bar{P}^0\rangle \right] = \\ &= \frac{p}{1 + \varepsilon} [(1 + \varepsilon)|P^0\rangle \pm (1 - \varepsilon)|\bar{P}^0\rangle]. \end{aligned} \quad (60)$$

Условие нормировки $|p|^2 + |q|^2 = 1$ для этих функций сводится к

$$|p|^2 + \left| \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon} \right|^2 |p|^2 = 1,$$

откуда

$$\frac{|p|^2}{|1 + \varepsilon|^2} [2(1 + |\varepsilon|^2)] = 1.$$

В результате

$$\frac{|p|}{|1 + \varepsilon|} = \frac{1}{\sqrt{2(1 + |\varepsilon|^2)}}. \quad (61)$$

Тогда с точностью до несущественного фазового множителя имеем

$$|P_{S,L}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1 + |\varepsilon|^2)}} [(1 + \varepsilon)|P^0\rangle \pm (1 - \varepsilon)|\bar{P}^0\rangle]. \quad (62)$$

Если с помощью (43) выразить $|P^0\rangle$ и $|\bar{P}^0\rangle$ через $|P_1^0\rangle$ и $|P_2^0\rangle$, то

$$\begin{aligned} |P_{S,L}^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1 + |\varepsilon|^2)}} [(1 + \varepsilon)|P^0\rangle \pm (1 - \varepsilon)|\bar{P}^0\rangle] = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2(1 + |\varepsilon|^2)}} [(|P^0\rangle \pm |\bar{P}^0\rangle) + \varepsilon(|P^0\rangle \mp |\bar{P}^0\rangle)] = \\ &= \frac{1}{\sqrt{1 + |\varepsilon|^2}} [|P_{1,2}^0\rangle + \varepsilon|P_{2,1}^0\rangle], \end{aligned} \quad (63)$$

т.е. непосредственно видно, что в результате смешивания в соответствующей волновой функции появляется компонента с противоположной CP-четностью, пропорциональная параметру CP-нарушения ε .

Для величины A в (54) и (57) имеют место соотношения

$$\begin{aligned} 4A^2 &= 4 \left(M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \right) \left(M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^* \right) = \\ &= 4 \left[(\text{Re } M_{12} + i \text{Im } M_{12}) - \frac{i}{2} (\text{Re } \Gamma_{12} + i \text{Im } \Gamma_{12}) \right] \times \\ &\times \left[(\text{Re } M_{12} - i \text{Im } M_{12}) - \frac{i}{2} (\text{Re } \Gamma_{12} - i \text{Im } \Gamma_{12}) \right] = \\ &= 4 \left[\left(\text{Re } M_{12} + \frac{1}{2} \text{Im } \Gamma_{12} \right) + i \left(\text{Im } M_{12} - \frac{1}{2} \text{Re } \Gamma_{12} \right) \right] \times \\ &\times \left[\left(\text{Re } M_{12} - \frac{1}{2} \text{Im } \Gamma_{12} \right) - i \left(\text{Im } M_{12} + \frac{1}{2} \text{Re } \Gamma_{12} \right) \right] = \\ &= 4 \left[(\text{Re } M_{12})^2 + (\text{Im } M_{12})^2 - \frac{1}{4} (\text{Re } \Gamma_{12})^2 - \frac{1}{4} (\text{Im } \Gamma_{12})^2 \right] - \\ &- 4i [\text{Re } M_{12} \text{Re } \Gamma_{12} + \text{Im } M_{12} \text{Im } \Gamma_{12}] = \\ &= [4|M_{12}|^2 - |\Gamma_{12}|^2] - 4i \text{Re } (M_{12}\Gamma_{12}^*), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 4A^2 &= 4(\text{Re } A + i \text{Im } A)^2 = \\ &= (2 \text{Re } A)^2 - \frac{1}{4} (4 \text{Im } A)^2 - i(2 \text{Re } A)(-4 \text{Im } A) = \\ &= (\Delta m)^2 - \frac{1}{4} (\Delta \Gamma)^2 - i \Delta m \Delta \Gamma. \end{aligned}$$

Сравнивая между собой эти выражения, находим

$$\begin{aligned} 4|M_{12}|^2 - |\Gamma_{12}|^2 &= (\Delta m)^2 - \frac{1}{4} (\Delta \Gamma)^2, \\ \Delta m \Delta \Gamma &= 4 \text{Re } (M_{12}\Gamma_{12}^*). \end{aligned} \quad (64)$$

Данные для двух состояний $|P_{S,L}^0\rangle$, возникающих в результате смешивания $|P^0\rangle \rightleftharpoons |\bar{P}^0\rangle$, сведены в табл. 3. В таблице 4 представлена информация о различных процессах с прямым и косвенным нарушением CP-инвариантности в опытах с K^0 -мезонами (см. [78–89]).

Таблица 3. Данные о $(|P^0\rangle \rightleftharpoons |\bar{P}^0\rangle)$ -смешивании

Собственные состояния $(P^0\rangle \rightleftharpoons \bar{P}^0\rangle)$ -системы и их характеристики	
$ P_S^0\rangle = p P^0\rangle + q \bar{P}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+ \varepsilon ^2)}} [(1+\varepsilon) P^0\rangle + (1-\varepsilon) \bar{P}^0\rangle] = \frac{1}{\sqrt{1+ \varepsilon ^2}} [P_1^0\rangle + \varepsilon P_2^0\rangle], \quad \lambda_S = M_S - \frac{i}{2}\Gamma_S = (M - \text{Re} A) - \frac{i}{2}(\Gamma + 2\text{Im} A);$	
$ P_L^0\rangle = p P^0\rangle - q \bar{P}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+ \varepsilon ^2)}} [(1+\varepsilon) P^0\rangle - (1-\varepsilon) \bar{P}^0\rangle] = \frac{1}{\sqrt{1+ \varepsilon ^2}} [P_2^0\rangle + \varepsilon P_1^0\rangle], \quad \lambda_L = M_L - \frac{i}{2}\Gamma_L = (M + \text{Re} A) - \frac{i}{2}(\Gamma - 2\text{Im} A);$	
$ P_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [P^0\rangle + \bar{P}^0\rangle], \quad P_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [P^0\rangle - \bar{P}^0\rangle];$	
$\left[\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* \right) \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right) \right]^{1/2} = -A, \quad \frac{q}{p} = \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - (i/2)\Gamma_{12}^*}{M_{12} - (i/2)\Gamma_{12}}} = -\frac{\Delta m - (i/2)\Delta\Gamma}{2M_{12} - i\Gamma_{12}} = -\frac{2M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*}{\Delta m - (i/2)\Delta\Gamma}.$	
Разность масс и распадных ширин $ P_L^0\rangle$ и $ P_S^0\rangle$:	
$\Delta m = M_L - M_S = 2\text{Re} A, \quad \Delta\Gamma = \Gamma_L - \Gamma_S = -4\text{Im} A, \quad (\Delta m)^2 - \frac{1}{4}(\Delta\Gamma)^2 = 4 M_{12} ^2 - \Gamma_{12} ^2, \quad \Delta m \times \Delta\Gamma = 4\text{Re}(M_{12} \times \Gamma_{12}^*)$	
Смешивание для $(K^0\rangle \rightleftharpoons \bar{K}^0\rangle)$ -системы	
Состояния $ K_S^0\rangle$ и $ K_L^0\rangle$:	
$\Delta m_K = M_{K_L} - M_{K_S} = (3,489 \pm 0,008) \times 10^{-15} \text{ ГэВ}, \quad \Delta\Gamma_K = \Gamma_{K_L} - \Gamma_{K_S} = (-7,361 \pm 0,010) \times 10^{-15} \text{ ГэВ};$	
$2\Delta m_K \simeq -\Delta\Gamma_K$ (эксперимент), $2 M_{12} = \Gamma_{12} $ (из (64)); $\text{Im}\Gamma_{12} \ll \text{Re}\Gamma_{12}, \quad \text{Im}M_{12} \ll \text{Re}M_{12}$ (из малости ε_K);	
$\left \frac{q}{p} \right _K \simeq 1 + \frac{2 \Gamma_{12} ^2}{4 M_{12} ^2 + \Gamma_{12} ^2} \text{Im} \frac{M_{12}}{\Gamma_{12}} \simeq 1 + \text{Im} \frac{M_{12}}{\Gamma_{12}} \simeq 1 - 2\text{Re} \varepsilon_K;$	
$ K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+ \varepsilon_K ^2)}} [(1+\varepsilon_K) K^0\rangle + (1-\varepsilon_K) \bar{K}^0\rangle] = \frac{1}{\sqrt{1+ \varepsilon_K ^2}} [K_1^0\rangle + \varepsilon_K K_2^0\rangle],$	
$ K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+ \varepsilon_K ^2)}} [(1+\varepsilon_K) K^0\rangle - (1-\varepsilon_K) \bar{K}^0\rangle] = \frac{1}{\sqrt{1+ \varepsilon_K ^2}} [K_2^0\rangle + \varepsilon_K K_1^0\rangle],$	
$ K_0\rangle = \frac{1}{2p} [K_S^0\rangle + K_L^0\rangle], \quad \bar{K}_0\rangle = \frac{1}{2q} [K_S^0\rangle - K_L^0\rangle]$	
Смешивание для $(B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0)$ -системы	
Два типа B^0 -мезонов:	
$ B_d^0\rangle = \bar{b}d\rangle, \quad \bar{B}_d^0\rangle = b\bar{d}\rangle; \quad B_s^0\rangle = \bar{b}s\rangle, \quad \bar{B}_s^0\rangle = b\bar{s}\rangle; \quad \Delta\Gamma_B/\Gamma_B \ll 1, \quad \Delta\Gamma_B \ll \Delta M_d, \quad \Gamma_{12} \ll M_{12}.$	
Пока наблюдалось только $(B_d^0\rangle \rightleftharpoons \bar{B}_d^0\rangle)$ -смешивание. Поэтому приведены данные для B_d^0 -мезона. Так как разность времен жизни двух состояний, возникающих при смешивании, очень мала, они различаются только по массам:	
$ B_H^0\rangle = p B^0\rangle - q \bar{B}^0\rangle$ (Heavy), $ B_L^0\rangle = p B^0\rangle + q \bar{B}^0\rangle$ (Light); $\Delta M_d = M_{B_H} - M_{B_L} = (0,489 \pm 0,008) \times 10^{12} \text{ с}^{-1} = (3,22 \pm 0,05) \times 10^{-4} \text{ эВ};$	
$M_{B_H} = M_d + \frac{\Delta M_d}{2}, \quad M_{B_L} = M_d - \frac{\Delta M_d}{2}, \quad \Gamma_{H,L} \simeq \Gamma_B, \quad \left(\frac{q}{p} \right)_B = -\frac{M_{12}^*}{ M_{12} } \left(1 - \frac{1}{2} \text{Im} \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right).$	
Состояния образуются как чистые B^0 - и \bar{B}^0 -мезоны:	
$ B^0(0)\rangle = \frac{1}{2p} (B_H^0\rangle + B_L^0\rangle), \quad \bar{B}^0(0)\rangle = \frac{1}{2q} (B_L^0\rangle - B_H^0\rangle),$	
$ B^0(t)\rangle = \frac{1}{2p} \exp(-iM_d t) \exp\left(-\frac{\Gamma_B t}{2}\right) \left[\exp\left(-\frac{i\Delta M_d t}{2}\right) B_H^0\rangle + \exp\left(\frac{i\Delta M_d t}{2}\right) B_L^0\rangle \right] = \exp(-iM_d t) \exp\left(-\frac{\Gamma_B t}{2}\right) \left[\cos \frac{\Delta M_d t}{2} \cdot B^0\rangle + i \frac{q}{p} \sin \frac{\Delta M_d t}{2} \cdot \bar{B}^0\rangle \right],$	
$ \bar{B}^0(t)\rangle = \frac{1}{2q} \exp(-iM_d t) \exp\left(-\frac{\Gamma_B t}{2}\right) \left[\exp\left(\frac{i\Delta M_d t}{2}\right) B_L^0\rangle - \exp\left(-\frac{i\Delta M_d t}{2}\right) B_H^0\rangle \right] = \exp(-iM_d t) \exp\left(-\frac{\Gamma_B t}{2}\right) \left[\cos \frac{\Delta M_d t}{2} \cdot \bar{B}^0\rangle + i \frac{p}{q} \sin \frac{\Delta M_d t}{2} \cdot B^0\rangle \right]$	

Заметим в заключение этого раздела, что рассматривая слабые взаимодействия \hat{H}_w как малые возмущения, можно получить в приближении Вайскопфа – Вигнера во втором порядке по \hat{H}_w выражения для матричных элементов массовой матрицы \hat{M} и распадной матрицы $\hat{\Gamma}$ [2]:

$$M_{ab} = \langle a|H_0|b\rangle\delta_{ab} + \langle a|H_w|b\rangle + P' \sum_i \frac{\langle a|H_w|i\rangle\langle i|H_w|b\rangle}{M - E_i},$$

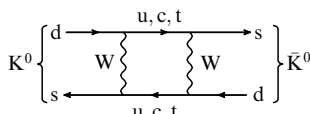
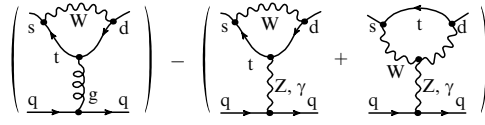
$$\Gamma_{ab} = 2\pi \sum_j \langle a|H_w|j\rangle\langle j|H_w|b\rangle \delta(M - E_j). \quad (65)$$

Здесь $|P^0\rangle = |1\rangle, |\bar{P}^0\rangle = |2\rangle, a, b = 1, 2, P'$ — главное значение суммы. Таким образом, массовая матрица определяется переходами $|P^0\rangle$ и $|\bar{P}^0\rangle$ в виртуальные состояния $|i\rangle$, лежащие вне массовой поверхности, а распадная матрица определяется распадами в реальные состояния $|j\rangle$, лежащие на массовой поверхности.

3.3. CP-несохранение при интерференции прямых распадов и процессов смешивания

Нарушение CP-инвариантности может также возникать в результате интерференции между амплитудой прямого распада в конечное состояние с определенной CP-четностью f_{CP} и амплитудой процессов смешивания и

Таблица 4. Процессы нарушения CP-симметрии в распадах K^0 -мезонов

<p>1. Прямое и косвенное CP-нарушение в распадах $K_L^0 \rightarrow 2\pi$:</p> $ K_L^0\rangle \sim K_2^0\rangle + \varepsilon_K K_1^0\rangle.$ <p style="text-align: center;"> $\searrow 2\pi$ $\swarrow 2\pi$ прямое косвенное </p>	
<p>Нарушение CP-инвариантности в распадах $K^0 \rightarrow 2\pi$:</p> $\langle \pi\pi H K_L^0 \rangle = \frac{\langle \pi\pi H K_2^0 \rangle + \varepsilon_K \langle \pi\pi H K_1^0 \rangle}{\sqrt{1 + \varepsilon_K ^2}},$ $\langle \pi\pi H K_S^0 \rangle = \frac{\langle \pi\pi H K_1^0 \rangle + \varepsilon_K \langle \pi\pi H K_2^0 \rangle}{\sqrt{1 + \varepsilon_K ^2}} \simeq \frac{\langle \pi\pi H K_1^0 \rangle}{\sqrt{1 + \varepsilon_K ^2}},$ $\frac{\langle \pi\pi H K_L^0 \rangle}{\langle \pi\pi H K_S^0 \rangle} = \varepsilon_K + \frac{\langle \pi\pi H K_2^0 \rangle}{\langle \pi\pi H K_1^0 \rangle}.$	<p>Диаграмма, описывающая механизм косвенного CP-нарушения при $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$-смешивании ($\Delta S = 2$). Нарушение CP-инвариантности определяется мнимой частью соответствующей амплитуды и характеризуется параметром $\varepsilon_K = 2,282 \times 10^{-3}$. Параметр ε_K определяется из измерения интерференции распадов $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ и $K_S^0 \rightarrow 2\pi$.</p>
<p>Параметры:</p> $\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- H K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- H K_S^0 \rangle} = \varepsilon_K + \frac{\langle \pi^+ \pi^- H K_2^0 \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- H K_1^0 \rangle} = \varepsilon_K + \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\text{Im } A_2}{\text{Re } A_0} \exp [i(\delta_2 - \delta_0)] = \varepsilon_K + \varepsilon',$ $\eta_{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 H K_L^0 \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 H K_S^0 \rangle} = \varepsilon_K + \frac{\langle \pi^0 \pi^0 H K_2^0 \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 H K_1^0 \rangle} = \varepsilon_K - i\sqrt{2} \frac{\text{Im } A_2}{\text{Re } A_0} \exp [i(\delta_2 - \delta_0)] = \varepsilon_K - 2\varepsilon';$ $ \eta_{+-} = (2,276 \pm 0,017) \times 10^{-3}, \quad \varphi_{+-} = 43,3^\circ \pm 0,5^\circ;$ $ \eta_{00} = (2,262 \pm 0,017) \times 10^{-3}, \quad \varphi_{00} - \varphi_{+-} = -0,1^\circ \pm 0,8^\circ;$ $R = \frac{ \eta_{+-} ^2}{ \eta_{00} ^2} = 1 + 6 \text{Re} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon_K} = 1,00996 \pm 0,00096, \quad \varepsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\text{Im } A_2}{\text{Re } A_0} \exp [i(\delta_2 - \delta_0)]$ — параметр прямого CP-нарушения в распадах $K_L^0 \rightarrow 2\pi$.	 <p>Пингвинные диаграммы, описывающие механизм прямого CP-нарушения в $K^0 \rightarrow 2\pi$ ($\Delta S = 1$). Амплитуды $K^0 \rightarrow 2\pi$ и $\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi$ имеют вид $\langle 2\pi I H K^0 \rangle = A_I \exp (i\delta_I)$, $\langle 2\pi I H \bar{K}^0 \rangle = A_I^* \exp (i\delta_I)$, где $I = 0, 2$ — изотопический спин 2π-системы, δ_I — фаза сильного ππ-рассеяния в состоянии с изоспином I. Прямое CP-нарушение характеризуется $\varepsilon' = (i/\sqrt{2}) (\text{Im } A_2 / \text{Re } A_0) \exp [i(\delta_2 - \delta_0)]$. Величина ε' обусловлена разностью амплитуд, определяемых "глюонным пингвином" (обмен g) и "электрослабым пингвином" (обмен Z, γ).</p>
<p>Измерение ε':</p> $R = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) / \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) / \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} = \frac{ \eta_{+-} ^2}{ \eta_{00} ^2} = \frac{ \varepsilon_K ^2 (1 + \text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon_K))^2 + (\text{Im}(\varepsilon'/\varepsilon_K))^2}{ \varepsilon_K ^2 (1 - 2 \text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon_K))^2 + 4(\text{Im}(\varepsilon'/\varepsilon_K))^2} \simeq \frac{1 + 2 \text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon_K)}{1 - 4 \text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon_K)} \simeq 1 + 6 \text{Re} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon_K}, \quad \text{Re} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon_K} = \frac{1}{6}(R - 1).$	
<p>Экспериментальные данные $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon_K) \times 10^4$:</p> <p>23 ± 6,5 (NA31 [78]), 7,4 ± 5,9 (E731 [79]), 20,7 ± 2,8 (KTeV [80]), 14,7 ± 2,2 (NA48 [81]), 16,6 ± 1,6 (средневзвешенное значение).</p>	
<p>Итак, экспериментальные данные $\langle \text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon_K) \rangle_{\text{exp}} = (16,6 \pm 1,6) \times 10^{-4}$; теоретические расчеты в CM $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon_K)_{\text{SM}} = (5 - 30) \times 10^{-4}$ [82]; другие оценки $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon_K)_{\text{SM}} = (17_{-7}^{+16}) \times 10^{-4}$ [83]. Теоретические расчеты обладают очень большой неопределенностью.</p>	
<p>2. Зарядовая асимметрия в полулептонных распадах K_L^0 (косвенное CP-нарушение):</p> $\delta(\varepsilon) = \frac{(K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) - (K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e)}{(K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) + (K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e)} = (0,338 \pm 0,014) \times 10^{-2} \text{ (PDG [25])}, \quad \delta(\mu) = (0,304 \pm 0,025) \times 10^{-2} \text{ (PDG [25])}.$	
<p>Усредненное значение $\delta(1) = (0,327 \pm 0,012) \times 10^{-2}$. Новые данные KTeV [84]: $\delta(\varepsilon) = (0,3322 \pm 0,0074) \times 10^{-2}$. Предполагается, что имеет место CPT-инвариантность и правило $\Delta Q = \Delta S$; тогда $\delta(1) \simeq 2 \text{Re} \varepsilon_K$.</p>	
<p>3. Косвенное CP-нарушение в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$:</p> $ \eta_{+-\gamma} = \left \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma; \text{CP-несохранение})}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)} \right = (2,35 \pm 0,07) \times 10^{-3}, \quad \varphi_{\pi^+ \pi^- \gamma} = 44^\circ \pm 4^\circ \text{ (PDG [25])}.$	
<p>4. Асимметрия $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ в распределении по углу φ между плоскостями $(\pi^+ \pi^-)$ и $(e^+ e^-)$ в системе покоя K_L^0, обусловленная CP- и T-несохранением:</p> $A_{\text{плее}}^L = \frac{N(\sin 2\varphi > 0) - N(\sin 2\varphi < 0)}{N(\sin 2\varphi > 0) + N(\sin 2\varphi < 0)}, \quad A_{\text{плее}}^L = 13,6 \pm 2,5 \pm 1,2\% \text{ (KTeV [85])}, \quad A_{\text{плее}}^L = 13,9 \pm 2,7 \pm 2,0\% \text{ (NA48 [86])}.$	
<p>Асимметрия обусловлена интерференцией CP-сохраняющей амплитуды M1 и CP-несохраняющей амплитуды с внутренней конверсией тормозного излучения (IB). Экспериментальные значения [85, 86] асимметрии согласуются с теоретическими предсказаниями [87, 88].</p>	
<p>5. Нарушение T-инвариантности в $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$-смешивании, проявляющееся в асимметрии вероятностей переходов [88]</p> $[R(\bar{K}^0 \rightarrow K^0) - R(K^0 \rightarrow \bar{K}^0)] / [R(\bar{K}^0 \rightarrow K^0) + R(K^0 \rightarrow \bar{K}^0)]:$	
<p>Асимметрия, измеренная в эксперименте CPLEAR [89],</p> $A = \left(\frac{R[\bar{K}^0 _{t=0} \rightarrow (e^+ \pi^- \nu_e)_{t=\tau}] - R[K^0 _{t=0} \rightarrow (e^- \pi^+ \bar{\nu}_e)_{t=\tau}]}{R[\bar{K}^0 _{t=0} \rightarrow (e^+ \pi^- \nu_e)_{t=\tau}] + R[K^0 _{t=0} \rightarrow (e^- \pi^+ \bar{\nu}_e)_{t=\tau}]} \right)_{1 < \tau < 2\tau_0} = (6,6 \pm 1,3 \pm 1,0) \times 10^{-3}.$	
<p>Мечение $\bar{K}^0(K^0)$ в момент образования $t = 0$ происходит в реакциях $p\bar{p} \rightarrow \bar{K}^0 K^+ \pi^- (K^0 K^- \pi^+)$, а мечение $K^0(\bar{K}^0)$ — в момент распада $t = \tau$ по каналам $K^0 \rightarrow e^+ \pi^- \nu_e (\bar{K}^0 \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu}_e)$ в соответствии с правилом $\Delta Q = \Delta S$</p>	

последующего распада в то же самое конечное состояние. Это CP-нарушение проявляется в асимметрии:

$$a_{f_{CP}} = \frac{\Gamma(\bar{P}^0 \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(P^0 \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{P}^0 \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(P^0 \rightarrow f_{CP})} \neq 0. \quad (66)$$

Для характеристики таких процессов вводится величина

$$\lambda_{f_{CP}} = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}}{A}, \quad (67)$$

где A и \bar{A} определены формулой (37). Нарушение CP-инвариантности происходит, если $\lambda_{f_{CP}} \neq 1$. При этом, как мы уже видели, косвенное нарушение инвариантности при смешивании соответствует $|q/p| \neq 1$, а прямое нарушение приводит к $|\bar{A}/A| \neq 1$.

Интерференционное нарушение CP-инвариантности проявляется особенно четко, если $|q/p| \simeq 1$ и $|\bar{A}/A| \simeq 1$ и, следовательно, $|\lambda_{f_{CP}}| = 1$, но при этом $\text{Im} \lambda_{f_{CP}} \neq 0$ и $\lambda_{f_{CP}} \neq 1$. Величина $\text{Im} \lambda_{f_{CP}}$ определяется относительной фазой между амплитудой смешивания и амплитудой прямого распада, а поправки на сильные взаимодействия, затрудняющие анализ, оказываются очень малы.

В дальнейшем мы проиллюстрируем этот тип нарушения CP-инвариантности на примере асимметрии $a_{f_{CP}}$ при распадах $|\bar{B}^0\rangle$ и $|\bar{B}^0\rangle$ в состоянии чармония и K^0 -мезона ($(J/\psi)K_S^0$, $(J/\psi)K_L^0$ и др.) и на примере редкого распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$.

4. Процессы с К- и В-мезонами и свойства унитарного треугольника

Прямые экспериментальные данные об элементах матрицы кваркового смешивания V_{CKM} , относящиеся к первым двум строкам этой матрицы, были получены при изучении сверхразрешенных векторных β -распадов ядер в переходах типа $O^+ \rightarrow O^+$, β -распадов нейтронов и π^+ -мезонов ($|V_{ud}|$), полулептонных распадов К-мезонов и гиперонов ($|V_{us}|$), полулептонных распадов очарованных частиц, нейтринных и антинейтринных реакций и распадов W^\pm -бозонов с образованием очарованных частиц ($|V_{cs}|$ и $|V_{cd}|$), инклюзивных распадов $B \rightarrow X_c l \bar{\nu}_l$ и $B \rightarrow X_u l \bar{\nu}_l$ и эксклюзивных полулептонных распадов В-мезонов ($|V_{cb}|$, $|V_{ub}|$ и $(|V_{ub}|/|V_{cb}|)$).

В процессах древесного типа не ожидается заметного вклада эффектов НФ, которые могли бы проявиться в области малых расстояний. Поэтому такие древесные процессы могут быть использованы для определения соответствующих матричных элементов V_{CKM} в СМ, хотя эта задача осложняется из-за необходимости расчетов в области больших расстояний (см. раздел 2.2). Трудности расчетов усложняют теоретический анализ и увеличивают систематические погрешности. Для снижения погрешностей и увеличения точности и надежности анализа определяющую роль должно сыграть дальнейшее развитие теоретических методов описания распадов, в частности ожидаемый значительный прогресс в КХД-расчетах на решетках.

Значения матричных элементов, связанных с распадами t-кварков, не измерены непосредственно⁴. Они

⁴ Для $|V_{tb}|$ в прямых опытах на коллайдере Fermilab получено значение $|V_{tb}| = 0,99 \pm 0,15$ [25]. Но из диагонального соотношения унитарности $|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2 = 1$ из-за малости $|V_{td}|^2$ и $|V_{ts}|^2$ найдено гораздо более точное значение: $|V_{tb}| = 1$ с погрешностью 2×10^{-3} .

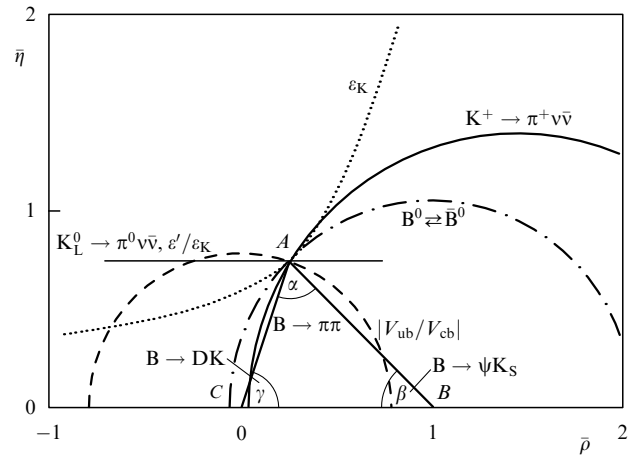


Рис. 4. Идеализованная диаграмма для зависимости ряда процессов от параметров $\bar{\rho}$, $\bar{\eta}$ матрицы кваркового смешивания: ϵ_K , $|V_{ub}/V_{cb}|$, ΔM_d , ΔM_s , $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$. В СМ кривые для всех процессов должны пересекаться в вершине A унитарного треугольника.

могут быть пока получены только из соотношений унитарности и данных о петлевых процессах, идущих в высших порядках по слабым взаимодействиям (редкие К- и В-распады, эффекты смешивания $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ и $B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0$, процессы с CP-несохранением). Эта информация используется для нахождения положения вершины унитарного треугольника A (см. рис. 2), полностью определяющей его элементы. В идеализованном виде это иллюстрируется с помощью рис. 4, а реальная ситуация, определяемая достигнутыми точностями, отражена на рис. 5. Конкретные процессы, представленные на этих рисунках, будут рассмотрены ниже.

В рамках СМ проводился совместный анализ информации о матрице кваркового смешивания и параметрах унитарного треугольника (27). Результаты соответствующих работ [25, 29, 45, 48, 90–95] несколько различаются между собой, что связано в основном с разными подходами к оценкам систематических и теоретических погрешностей: более консервативным (как, например, в PDG-2002 [25]) или более "агрессивным" (как в [29, 45, 48]). В таблице 5, основанной на этих исследованиях, отражены различия в полученных результатах; см. также рис. 5а из [25] и рис. 5б из [45]. В большинстве расчетов в данном обзоре используются данные более консервативного подхода, который, как нам представляется, является пока предпочтительным.

В таблице 5 приведены значения основных параметров, используемых в дальнейших разделах настоящего обзора при анализе свойств унитарного треугольника (27) (и так называемого каонного унитарного треугольника, основанного на соотношении унитарности (24)), при оценке матричных элементов V_{CKM} , связанных с распадами t-кварков, при расчетах вероятностей петлевых FCNC-процессов. Все необходимые определения содержатся в табл. 5, хотя смысл некоторых введенных в нее параметров объясняется в последующих разделах обзора. Тем не менее мы сочли целесообразным сосредоточить все эти определения в одном месте для удобства читателей.

Следует иметь в виду, что петлевые процессы высших порядков, использованные в анализе, обусловлены областью очень малых расстояний и могут быть чувстви-

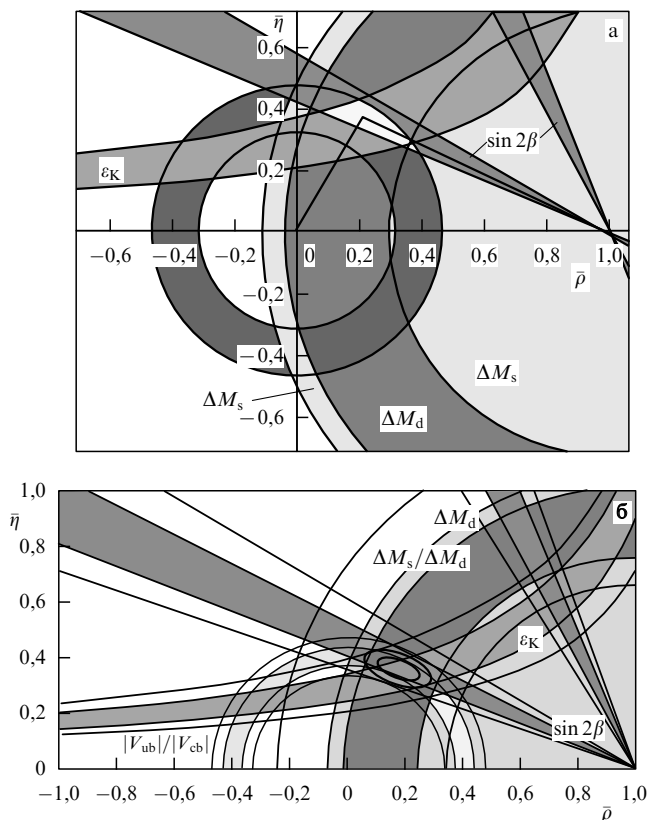


Рис. 5. Ограничения на параметры унитарного треугольника, возникающие из существующих данных по ε_K , ΔM_d , ΔM_s , $|V_{ub}/V_{cb}|$, асимметрии $a_{\psi K} = \sin 2\beta$ в распадах $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow (J/\psi) K_S^0$. (а) Ограничения, основанные на "консервативном" подходе PDG-2002 [25]. (б) Ограничения, основанные на "агрессивном" подходе [45, 48]; показаны [45] неточности в определении параметров, соответствующие 68 и 95 % С.Л. Для угла β из данных по $a_{\psi K} = \sin 2\beta$ в рассматриваемом угле в квадрате существуют два решения, показанные на рисунке: $\beta = (1/2) \arcsin a_{\psi K}$ и $\beta = \pi/2 - (1/2) \arcsin a_{\psi K}$. Однако из данных по $R_b = (1/\lambda) |V_{ub}|/|V_{cb}|$ видно, что только первое из этих решений удовлетворяет в СМ условию для нахождения вершины унитарного треугольника.

тельными к различным эффектам НФ, выходящим за рамки СМ. Согласно СМ данные для всех рассматриваемых распадов должны быть совместны между собой и приводить к одному и тому же виду унитарного треугольника, т.е. к определенному положению его вершины A . Вклад эффектов НФ может быть обнаружен как расхождение данных об этой вершине в разных процессах. Поиски таких эффектов представляют особый интерес. Как видно из рис. 5, полученные в настоящее время данные не противоречат СМ, хотя и нуждаются в дальнейшем уточнении.

Для полного понимания рис. 4 и 5 и перспектив дальнейших исследований в этой области рассмотрим конкретные процессы и их характеристики на $(\bar{\eta}, \bar{\rho})$ -плоскости.

4.1. Данные для параметра СР-несохранения ε_K при $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$ -смешивании

Как показано в разделе 3, нарушение СР-инвариантности при смешивании $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ определяется параметром ε_K и приводит к тому, что собственные состояния $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$ -системы с определенными массами и временами жизни содержат СР-четные и СР-нечетные компоненты $|K_{1,2}^0\rangle$ и

$|K_2^0\rangle$ (см. табл. 3):

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_K|^2)}} [(1+\varepsilon_K)|K^0\rangle + (1-\varepsilon_K)|\bar{K}^0\rangle] = \\ &= \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon_K|^2}} [|K_1^0\rangle + \varepsilon_K |K_2^0\rangle], \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_K|^2)}} [(1+\varepsilon_K)|K^0\rangle - (1-\varepsilon_K)|\bar{K}^0\rangle] = \\ &= \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon_K|^2}} [|K_2^0\rangle + \varepsilon_K |K_1^0\rangle]. \end{aligned} \quad (68)$$

Косвенное нарушение СР-инвариантности проявляется в нескольких распадах К-мезонов, представленных в табл. 4. Там же приведены данные о прямом нарушении СР-инвариантности в распадах $K_L^0 \rightarrow 2\pi$.

Процесс $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$ -смешивания определяется оператором взаимодействия $Q(\Delta S = 2) = (\bar{s}d)_{V-A}(\bar{s}d)_{V-A}$. Соответствующая амплитуда имеет вид

$$\langle \bar{K}^0 | (\bar{s}d)_{V-A} (\bar{s}d)_{V-A} | K^0 \rangle.$$

Исследуем ее структуру, используя прежде всего условие полноты $\sum |n\rangle\langle n| = 1$ при суммировании по всем конечным состояниям для К-распадов. Тогда в так называемом приближении вакуумного насыщения [96], т.е. доминантности вклада вакуумного состояния $|0\rangle$ в сумму $\sum_n |n\rangle\langle n|$ имеем

$$\begin{aligned} \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}d)_{V-A} (\bar{s}d)_{V-A} | K^0 \rangle &= \\ &= \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}d)_{V-A} \sum_n |n\rangle\langle n| (\bar{s}d)_{V-A} | K^0 \rangle \simeq \\ &\simeq \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}d)_{V-A} | 0 \rangle \langle 0 | (\bar{s}d)_{V-A} | K^0 \rangle \propto f_K^2. \end{aligned} \quad (69)$$

Здесь К-мезонная константа $f_K = 159,8 \pm 1,5$ МэВ определяется из лептонных распадов $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. Амплитуда этого распада включает в себя адронный фактор перехода каонов в вакуум: $\langle 0 | (\bar{s}u)_{V-A} | K^+ \rangle \simeq \langle 0 | (\bar{s}d)_{V-A} | K^0 \rangle$ (изотопическая инвариантность). Для того чтобы учесть приближенный характер вакуумного насыщения, вводится дополнительный непертурбативный параметр $\hat{B}_K \simeq 0,86 \pm 0,15$:

$$\langle \bar{K}^0 | Q(\Delta S = 2) | K^0 \rangle = \langle \bar{K}^0 | (\bar{s}d)_{V-A} (\bar{s}d)_{V-A} | K^0 \rangle \propto f_K^2 \hat{B}_K,$$

или, более точно,

$$\langle \bar{K}^0 | Q(\Delta S = 2) | K^0 \rangle = \frac{8}{3} M_K^2 f_K^2 \hat{B}_K$$

(см., например, [26, 27]). Расчеты параметра \hat{B}_K проводились в КХД на решетках.

Параметр СР-нарушения при $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$ -смешивании ε_K определяется мнимой частью ящичковых диаграмм смешивания (см. рис. 3) и имеет вид

$$\varepsilon_K \simeq \exp \frac{i\pi}{4} \cdot \frac{\text{Im } M_{12}}{\sqrt{2} \Delta m_K} \simeq \exp \frac{i\pi}{4} \cdot \frac{G_F^2 M_W^2 m_K}{12\sqrt{2} \pi^2 \Delta m_K} f_K^2 \hat{B}_K \text{Im } M'_{12} \quad (70)$$

Таблица 5. Параметры матрицы кваркового смешивания $V_{СКМ}$, унитарного треугольника и другие данные, используемые в расчетах FCNC-распадов

Экспериментальные данные	Расчетные параметры	Данные, используемые в расчетах FCNC-распадов
Матрица $V_{СКМ}$: $ V_{ud} = 0,9734 \pm 0,0008$, $ V_{us} = 0,2196 \pm 0,0023$, $ V_{ub} = (3,6 \pm 0,7) \times 10^{-3}$, $ V_{cd} = 0,224 \pm 0,016$, $ V_{cs} = 0,996 \pm 0,013$, $ V_{cb} = (41,2 \pm 2,0) \times 10^{-3}$, $\frac{ V_{ub} }{ V_{cb} } = 0,087 \pm 0,017$. CP-нарушение в распадах $K^0 \rightarrow 2\pi$: $ \varepsilon_K = (2,282 \pm 0,017) \times 10^{-3}$, $\text{Re} \frac{\varepsilon'_K}{\varepsilon_K} = (16,6 \pm 1,6) \times 10^{-4}$. CP-асимметрия в распадах $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow J/\psi K_S^0$: $a_{\psi K} = (\sin 2\beta)_{SM} = 0,734 \pm 0,054$ [104], $\beta = 23,6^\circ \pm 2,3^\circ$ — угол унитарного треугольника, $\beta_K = \beta + 1^\circ = 24,6^\circ \pm 2,3^\circ$ — угол в каонном унитарном треугольнике [118], $M_W = 80,4$ ГэВ — масса W^\pm -бозона, $\sin^2 \vartheta_W = 0,23113 \pm 0,00021$ — квадрат синуса угла Вайнберга. Массы и разности масс K^0 - и $B_{d,s}^0$ -мезонов: $M_{K^0} = 497,672 \pm 0,031$ МэВ, $\Delta M_K = (0,5300 \pm 0,0012) \times 10^{10} \text{ c}^{-1} = (3,489 \pm 0,008) \times 10^{-6} \text{ эВ}$, $M_{B_d} = M_d = 5279,4 \pm 0,5$ МэВ, $\Delta M_{B_d} = \Delta M_d = (0,489 \pm 0,008) \times 10^{12} \text{ c}^{-1} = (3,22 \pm 0,05) \times 10^{-4} \text{ эВ}$, $M_B = M_s = 5369,6 \pm 2,4$ МэВ, $\Delta M_B = \Delta M_s > 14,4 \times 10^{-12} \text{ c}^{-1}$ (95% C.L.)	Параметры K^0 -распада: $f = 159,8 \pm 1,5$ МэВ — константа распада, $\hat{B}_K = 0,86 \pm 0,06_G \pm 0,14_U$ — непертурбативный параметр распада (G — гауссовы ошибки, U — равномерное распределение для ошибки). Параметры $B_{d,s}^0$ -распадов: $f_d \sqrt{\hat{B}_d} = 226 \pm 36$ МэВ, $f_s \sqrt{\hat{B}_s} = 266 \pm 35$ МэВ. Параметр SU(3)-нарушения: $\xi = \frac{f_s \sqrt{\hat{B}_s}}{f_d \sqrt{\hat{B}_d}} = 1,16 \pm 0,06$ (старое значение). Новые значения ξ с учетом киральной экстраполяции: $\xi = 1,32 \pm 0,10$ [101], $\xi = 1,18 \pm 0,04^{+0,12}_{-0}$ [103], $\xi = 1,22 \pm 0,07$ [102], $\xi = 1,24 \pm 0,07$ [8]. Функции Инами–Лима и КХД-поправки для ε_K (см. табл. 2): $S_0(x_c) = (2,42 \pm 0,39) \times 10^{-4}$, $S_0(x_t, x_c) = (2,15 \pm 0,31) \times 10^{-3}$, $S_0(x_t) = 2,38 \pm 0,11$, $\eta_{cc} = 1,45 \pm 0,38$, $\eta_{ct} = 0,47 \pm 0,04$, $\eta_{tt} = 0,57 \pm 0,01$, $L = 3,837 \times 10^4$	Параметры унитарного треугольника: $\lambda = 0,222 \pm 0,002$. Набор "консервативных" параметров А [25]: $\bar{\rho} = 0,22 \pm 0,010$, $\bar{\eta} = 0,35 \pm 0,050$, $ V_{cb} = (41,2 \pm 2,0) \times 10^{-3}$, $A = \frac{ V_{cb} }{\lambda^2} = 0,836 \pm 0,044$, $\text{Re} V_{td} = (7,1 \pm 0,8) \times 10^{-3}$, $\text{Im} V_{td} = (-3,2 \pm 0,4) \times 10^{-3}$, $ V_{td} = (7,8 \pm 0,9) \times 10^{-3}$. Набор "агрессивных" параметров Б [48]: $\bar{\rho} = 0,173 \pm 0,046$, $\bar{\eta} = 0,357 \pm 0,027$, $ V_{cb} = (40,6 \pm 0,8) \times 10^{-3}$, $A = \frac{ V_{cb} }{\lambda^2} = 0,824 \pm 0,023$. Функции Инами–Лима (см. табл. 2): для распадов $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ $X(x_t) = 1,52 \pm 0,05$, $F(x_c) = \frac{2}{3} X(x_c)_{e,\mu} + \frac{1}{3} X(x_c)_\tau = (9,82 \pm 1,78) \times 10^{-4}$, $f = 1,03 \pm 0,02$ — непертурбативная поправка, $\delta(x_c) = f \frac{F(x_c)}{X(x_t)} = (6,66 \pm 1,23) \times 10^{-4}$, $P_c(\nu\bar{\nu}) = \delta(x_c) \frac{X(x_t)}{\lambda^4} = f \frac{F(x_c)}{\lambda^4} = 0,42 \pm 0,06$, $\rho_0 = 1 + \Delta = 1 + \frac{\delta(x_c)}{ V_{cb} ^2} = 1,39 \pm 0,08$; для распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ $\tilde{Y}_{7A}^2 + \tilde{Y}_{7V}^2 = 39,2 \pm 2,9$; для распада $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ $Y(x_t) = 1,00 \pm 0,05$, $\rho'_0 = 1,23 \pm 0,03$
<i>Примечание.</i> Если нет ссылок, данные взяты из PDG-2002 [25]. Если не оговорено специально, при расчетах использовались "консервативные" параметры (набор А) [25].		

(при выбранной нормировке $\text{Im} M'_{12}$). Зависимость $\text{Im} M'_{12}$ от матричных элементов $V_{СКМ}$ может быть определена из диаграмм для $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$ -смешивания по правилам, указанным на рис. 1 и 3д:

$$\begin{aligned}
 \text{Im} M'_{12} &= [\eta_{cc} S_0(x_c) \text{Im} (V_{cs} V_{cd}^*)^2 + \eta_{tt} S_0(x_t) \text{Im} (V_{ts} V_{td}^*)^2 + \\
 &+ 2\eta_{ct} S_0(x_c; x_t) \text{Im} (V_{cs} V_{cd}^* V_{ts} V_{td}^*)] = \\
 &= [\eta_{cc} S_0(x_c) \text{Im} \lambda_c^{*2} + \eta_{tt} S_0(x_c) \text{Im} \lambda_t^{*2} + \\
 &+ 2\eta_{ct} S_0(x_c; x_t) \text{Im} (\lambda_c^* \lambda_t^*)]. \quad (71)
 \end{aligned}$$

Здесь используются функции Инами–Лима S_0 для ящичковых диаграмм $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$ -смешивания, КХД-поправки η_{cc} и т.д., приведенные в табл. 2 и 5, а также матричные элементы λ_c и λ_t (см. табл. 1).

После простых преобразований для параметра CP-нарушения ε_K при $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$ -смешивании получаем соот-

ношение

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_K &= \exp(i\phi_\varepsilon) L \hat{B}_K \text{Im} \lambda_t \times \\
 &\times \{ \text{Re} \lambda_c [\eta_{cc} S_0(x_c) - \eta_{ct} S_0(x_c; x_t)] - \text{Re} \lambda_t \eta_{tt} S_0(x_t) \}, \quad (72)
 \end{aligned}$$

$$L = \frac{G_F^2 m_K M_W^2 f_K^2}{6\sqrt{2} \pi^2 \Delta m_K} = 3,837 \times 10^4, \quad (73)$$

$$\text{Re} \lambda_c = -\lambda \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) = -0,217 \pm 0,002. \quad (74)$$

Отсюда и из данных для функций Инами–Лима для ящичковых диаграмм $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$ -смешивания можно найти условие, связывающее $\text{Re} \lambda_t$ и $\text{Im} \lambda_t$ и определяемое экспериментальным значением параметра $|\varepsilon_K| = (2,282 \pm 0,017) \times 10^{-3}$:

$$\hat{B}_K \text{Im} \lambda_t [N_c(\varepsilon_K) - \text{Re} \lambda_t \eta_{tt} S_0(x_t)] = \frac{|\varepsilon_K|}{L} = 5,95 \times 10^{-8}, \quad (75)$$

где

$$N_c(\varepsilon_K) = \text{Re } \lambda_c [\eta_{cc} S_0(x_c) - \eta_{ct} S_0(x_c; x_t)] = (1,43 \pm 0,44) \times 10^{-4} \quad (76)$$

— член, определяющий влияние с-кварков в (75).

Таким образом, связь между $\text{Re } \lambda_t$ и $\text{Im } \lambda_t$ определяется соотношением (75), которое может быть представлено в численном виде:

$$\hat{B}_K \text{Im } \lambda_t \{ (1,43 \pm 0,44) \times 10^{-4} - \text{Re } \lambda_t (1,357 \pm 0,067) \} = 5,95 \times 10^{-8}. \quad (77)$$

Соотношения (75) и (77) — это уравнения гиперболы в плоскости переменных $\text{Re } \lambda_t$, $\text{Im } \lambda_t$.

Используя выражения для $\text{Re } \lambda_t$ и $\text{Im } \lambda_t$ через параметры $\bar{\eta}$, $\bar{\rho}$ для плоскости унитарного треугольника (27):

$$\text{Re } \lambda_t = -A^2 \lambda^5 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) (1 - \bar{\rho}) + O(\lambda^5), \quad (78)$$

$$\text{Im } \lambda_t = \frac{\bar{\eta} A^2 \lambda^5}{1 - \lambda^2/2} + O(\lambda^9)$$

(см. табл. 1), выражение для "ε_K-гиперболы" (75) в плоскости $(\bar{\eta}, \bar{\rho})$ можно переписать в виде

$$\bar{\eta} [(1 - \bar{\rho}) A^2 \eta_{tt} S_0(x_t) + P_c(\varepsilon_K)] A^2 \hat{B}_K = \frac{5,95 \times 10^{-8}}{\lambda^{10}} = 0,205 \pm 0,018. \quad (79)$$

Влияние с-кварков учитывается членом

$$P_c(\varepsilon_K) = \frac{-\eta_{cc} S_0(x_t) + \eta_{ct} S_0(x_c; x_t)}{\lambda^4} = \frac{(6,59 \pm 2,00) \times 10^{-4}}{\lambda^4} = 0,27 \pm 0,08. \quad (80)$$

Гипербола (79) в идеализированном виде представлена на рис. 4. Для реальной ситуации (см. рис. 5) неопределенности в значениях параметров (из которых самую значительную неопределенность вносят сейчас расчеты \hat{B}_K в КХД на решетках) приводят к "гиперболической полосе" на плоскости $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, играющей существенную роль в определении возможной области расположения вершины A унитарного треугольника (27).

Гипербола (79) может быть также представлена в виде

$$\bar{\eta} |V_{cb}|^2 \hat{B}_K \left[(1 - \bar{\rho}) |V_{cb}|^2 + \frac{-\eta_{cc} S_0(x_c) + \eta_{ct} S_0(x_c; x_t)}{\eta_{tt} S_0(x_t)} \right] = \frac{2,282 \times 10^{-3}}{L \eta_{tt} S_0(x_t) \lambda^2} \quad (81)$$

или

$$\bar{\eta} |V_{cb}|^2 \hat{B}_K [(1 - \bar{\rho}) |V_{cb}|^2 + (4,9 \pm 1,5) \times 10^{-4}] = (8,90 \pm 0,44) \times 10^{-7} \quad (82)$$

(напомним, что $|V_{cb}| = A \lambda^2$).

4.2. Данные о стороне треугольника R_b

Величина одной из сторон унитарного треугольника R_b на рис. 2 определяется соотношением (28):

$$R_b = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| = \frac{1}{\sqrt{\sigma} \lambda} \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| \approx \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right|.$$

Таким образом, как это видно из идеализированного рис. 4, вершина унитарного треугольника в плоскости $(\bar{\eta}, \bar{\rho})$ должна лежать на окружности радиусом R_b . В реальной ситуации

$$R_b = \frac{1}{\sqrt{\sigma} \lambda} \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| = 0,40 \pm 0,08,$$

что задает область допустимых значений на плоскости $(\bar{\eta}, \bar{\rho})$, показанную на рис. 5. Дальнейшее уточнение матричных элементов $|V_{ub}|$ и $|V_{cb}|$ и их отношения ожидается после проведения новых измерений на В-фабриках и новых теоретических расчетов в КХД на решетках и в приближении эффективной модели тяжелых кварков (см. обсуждение этого вопроса в [94, 97, 98]).

Максимальное значение $R_{b,\text{max}} = 0,50$ (95 % C.L.) определяет также максимальный угол β унитарного треугольника. Этот угол соответствует положению касательной, проведенной из вершины треугольника B к окружности с радиусом $R_{b,\text{max}}$ и центром в вершине C , т.е. значению угла $\alpha = \pi/2$; см. рис. 4. Поэтому для унитарного треугольника имеет место ограничение [39]

$$\sin 2\beta_{\text{max}} = 2 \sin \beta_{\text{max}} \cos \beta_{\text{max}} = 2 R_{b,\text{max}} \sqrt{1 - R_{b,\text{max}}^2} = 0,87, \quad \beta_{\text{max}} = 30^\circ \text{ (95 \% C.L.)}. \quad (83)$$

4.3. Процессы смешивания $B_d^0 \rightleftharpoons \bar{B}_d^0$ и $B_s^0 \rightleftharpoons \bar{B}_s^0$

Смешивание нейтральных В-мезонов $B_d^0 \rightleftharpoons \bar{B}_d^0$ и $B_s^0 \rightleftharpoons \bar{B}_s^0$ происходит аналогично ($K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$)-смешиванию; см. табл. 3 и диаграмму на рис. 3д. Из этой диаграммы могут быть сделаны оценки соответствующих разностей масс для двух компонент B_d^0 - и B_s^0 -мезонов:

$$\Delta M_{B_q} = \frac{G_F^2 M_W^2 M_{B_q} S_0(x_t) \eta_B}{6\pi^2} f_{B_q}^2 \hat{B}_q |V_{tq} V_{tb}^*|^2, \quad (84)$$

так как адронный матричный элемент \mathcal{M}_q , определяющий ($B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0$)-смешивание, имеет вид

$$\mathcal{M}_q = \langle \bar{B}_q^0 | [\bar{b} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) q] [\bar{q} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) b] | B_q^0 \rangle = \frac{8}{3} M_{B_q}^2 f_{B_q}^2 \hat{B}_q.$$

Здесь $q = d, s$ для B_d^0 - или B_s^0 -мезонов, а $\eta_B = 0,55 \pm 0,01$ — КХД-поправка в пертурбативных расчетах петлевой функции Инами–Лима $S_0(x_t)$ для ($B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0$)-смешивания.

Данные констант для B_q^0 -мезонов определяются в результате расчетов в КХД на решетках и страдают существенными теоретическими погрешностями [99]:

$$\begin{aligned} f_{B_d} &= 198 \pm 30 \text{ МэВ}, & \hat{B}_{B_d} &= 1,30 \pm 0,12, \\ f_{B_d} \sqrt{\hat{B}_{B_d}} &= 226 \pm 36 \text{ МэВ}, & & \\ f_{B_s} &= 230 \pm 30 \text{ МэВ}, & \hat{B}_{B_s} &= 1,34 \pm 0,10, \\ f_{B_s} \sqrt{\hat{B}_{B_s}} &= 266 \pm 35 \text{ МэВ}. & & \end{aligned} \quad (85)$$

В дальнейшем мы будем всюду использовать упрощенные обозначения: $M_{B_d} \equiv M_d$, $M_{B_s} \equiv M_s$, $\Delta M_{B_d} \equiv \Delta M_d$, $\Delta M_{B_s} \equiv \Delta M_s$, $f_{B_d} \equiv f_d$, $f_{B_s} \equiv f_s$, $\hat{B}_{B_d} \equiv \hat{B}_d$, $\hat{B}_{B_s} \equiv \hat{B}_s$. Во избежание недоразумений напомним, что массы кварков обозначаются строчными буквами (m_u , m_c , m_t — массы "верхних" кварков с $q = +2/3$ и m_d , m_s , m_b — массы "нижних" кварков с $q = -1/3$).

Сторона унитарного треугольника

$$R_t = \sqrt{(1 - \bar{\rho}^2) + \bar{\eta}^2} \simeq \frac{|V_{td}|}{A\lambda^3} \simeq \frac{1}{\lambda} \frac{|V_{td}|}{|V_{cb}|}$$

(см. (28) и рис. 2) может быть определена из выражения (84) для ΔM_{B_d} :

$$\begin{aligned} |V_{td}| &= \frac{\sqrt{6} \pi}{G_F M_W} \left(\frac{\Delta M_d}{M_d S_0(x_t) \eta_B} \right)^{1/2} \frac{1}{f_d \sqrt{\hat{B}_d}} = \\ &= (8,20 \times 10^3 \text{ ГэВ}) \left(\frac{\Delta M_d}{M_d S_0(x_t) \eta_B} \right)^{1/2} \frac{1}{f_d \sqrt{\hat{B}_d}} = \\ &= (7,8 \pm 1,3) \times 10^{-3}, \end{aligned} \quad (86)$$

$$R_t = \frac{|V_{td}|}{A\lambda^3} = \frac{|V_{td}|}{|V_{cb}|\lambda} = \frac{1,10}{A\sqrt{S_0(x_t)}} = 0,85 \pm 0,14.$$

При этом используются значения параметров, представленных⁵ в табл. 1, 2 и 5.

Погрешность в R_t обусловлена в основном погрешностью расчета в КХД на решетках для параметра $f_d \sqrt{\hat{B}_d}$. Соответствующая окружность радиусом R_t определяет возможное положение вершины унитарного треугольника на плоскости $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$; см. рис. 4 и 5. Так как элементы матрицы V_{CKM} , параметры смешивания и другие значения все время уточняются, удобно переписать (86) в несколько другой форме:

$$\begin{aligned} |V_{td}| &= 7,8 \times 10^{-3} \frac{226 \text{ МэВ}}{f_d \sqrt{\hat{B}_d}} \left(\frac{\Delta M_d}{0,489 \text{ пс}^{-1}} \right)^{1/2} \times \\ &\times \left(\frac{0,55}{\eta_B} \right)^{1/2} \left(\frac{2,38}{S_0(x_t)} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (87)$$

$$R_t = 0,85 \frac{|V_{td}|}{7,8 \times 10^{-3}} \left(\frac{0,0412}{|V_{cb}|} \right) \left(\frac{0,222}{\lambda} \right).$$

Данные для ϵ_K (гипербола (79) на $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ -плоскости) и результаты определения R_t из измерения ΔM_d (см. (86)) позволяют найти значение $\sin 2\beta$ для унитарного треугольника, хотя и с большой погрешностью. Действительно, из (31), (79) и (86) имеем

$$\begin{aligned} \sin 2\beta &= \frac{2\bar{\eta}(1 - \bar{\rho})}{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{2\bar{\eta}(1 - \bar{\rho})}{R_t^2}, \\ \bar{\eta}(1 - \bar{\rho}) &= \left[\frac{0,205}{A^2 \hat{B}_K} - \bar{\eta} P_c(\epsilon_K) \right] \frac{1}{A^2 S_0(x_t) \eta_{tt}}, \\ R_t^2 &= \frac{1,20}{A^2 S_0(x_t)}. \end{aligned}$$

⁵ В таблице 5 приведено несколько более точное значение $|V_{td}| = (7,8 \pm 0,9) \times 10^{-3}$, полученное в результате полного фита универсального треугольника (см. данные на рис. 5б).

Отсюда

$$\sin 2\beta = \frac{1,66}{\eta_{tt}} \left[\frac{0,205}{A^2 \hat{B}_K} - \bar{\eta} P_c(\epsilon_K) \right] = 0,75 \pm 0,29. \quad (88)$$

Точность определения R_t может быть значительно увеличена после того, как будет измерено отношение $\Delta M_d/\Delta M_s$. Из (84) следует, что

$$\begin{aligned} \frac{\Delta M_d}{\Delta M_s} &= \frac{M_d}{M_s} \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right|^2 \frac{f_d^2 \hat{B}_d}{f_s^2 \hat{B}_s} = \frac{M_d}{M_s} \frac{1}{\xi^2} \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right|^2 \simeq \\ &\simeq \frac{M_d}{M_s} \frac{1}{\xi^2} \frac{\lambda^2 R_t^2}{1 + \lambda^2(2\bar{\rho} - 1)}. \end{aligned} \quad (89)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right|^2 &= \frac{(A\lambda^3)^2 [(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2]}{(A\lambda^2)^2 [(1 - \lambda^2/2 + \lambda^2\bar{\rho})^2 + \lambda^4\eta^2]} \simeq \\ &\simeq \frac{\lambda^2 R_t^2}{1 + \lambda^2(2\bar{\rho} - 1)}, \\ \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right| &= \frac{\lambda R_t}{1 + (\lambda^2/2)(2\bar{\rho} - 1)}, \\ R_t &= \frac{\xi}{\lambda} \left(\frac{\Delta M_d}{\Delta M_s} \right)^{1/2} \left(\frac{M_s}{M_d} \right)^{1/2} \left[1 + \frac{\lambda^2}{2}(2\bar{\rho} - 1) \right] \simeq \\ &\simeq \frac{\xi}{\lambda} \left(\frac{\Delta M_d}{\Delta M_s} \right)^{1/2} \left(\frac{M_s}{M_d} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (90)$$

Отношение $\xi = f_s \sqrt{\hat{B}_s}/f_d \sqrt{\hat{B}_d}$, обусловленное SU(3)-нарушением в процессах $(B_{d,s}^0 \rightleftharpoons \bar{B}_{d,s}^0)$ -смешивания, в принципе может быть определено из КХД-расчетов на решетках с существенно большей точностью, чем параметры $f_d \sqrt{\hat{B}_d}$ и $f_s \sqrt{\hat{B}_s}$ в отдельности. Обычно для ξ приводится расчетное значение $\xi = 1,16 \pm 0,06$. Однако, как выяснилось в последнее время, величина ξ содержит дополнительную теоретическую погрешность, которая учитывалась ранее недостаточно точно. Действительно, в этом отношении в значительной степени происходит компенсация статистических погрешностей и погрешностей, связанных с учетом области малых расстояний (порядка m_q^{-1}) и промежуточных расстояний (порядка $\Lambda_{QCD}^{-1} \simeq (250 \text{ МэВ})^{-1}$). Но для величины ξ существенную роль играют погрешности в области больших расстояний, связанные с различием в массах легких кварков $m_s \simeq 100 \text{ МэВ}$ и $m_d \simeq 2,5 - 5,5 \text{ МэВ}$ в B_s^0 - и B_d^0 -мезонах.

Область масс легких кварков, в которой пока оказалось возможным проводить КХД-расчеты на решетках, лежит в пределах $(1/2)m_s \lesssim m_q \lesssim (3/2)m_s$. В этой области значения f_{B_q} и \hat{B}_{B_q} линейно зависят от m_q . Эта линейная зависимость без должных оснований использовалась для экстраполяции к массе m_d , что приводило к прежнему значению $\xi = 1,16 \pm 0,06$. Как показано в [100], нелинейные эффекты могут заметно повлиять на величину ξ . Поэтому в [97, 99] была оценочно увеличена погрешность в ξ ($\xi = 1,16_{-0,06}^{+0,13}$), но и этого оказалось, по видимому, недостаточно.

В работе [101] для нахождения ξ использовалась логарифмическая киральная экстраполяция, основанная на расчетах в СНРТ. Оказалось, что логарифмическая экстраполяция значительно увеличивает значение ξ (рис. 6а), которое составило $\xi = 1,32 \pm 0,10$ [101]. В

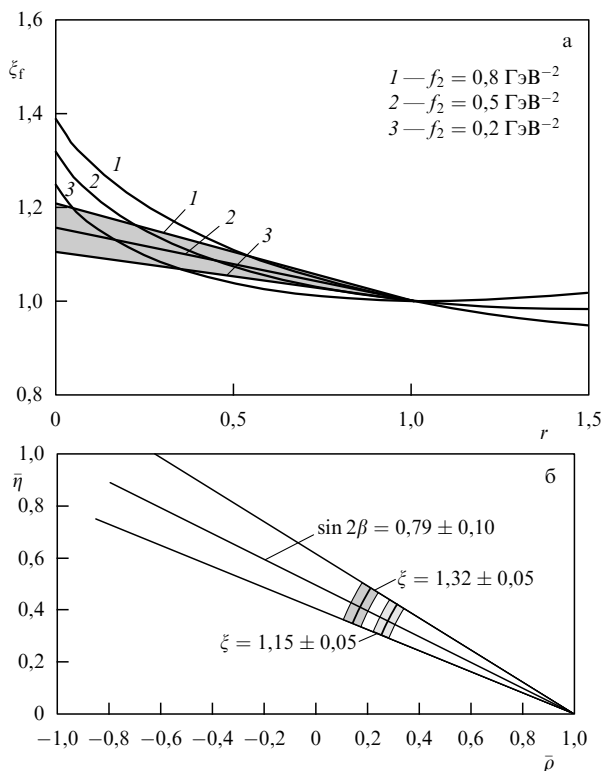


Рис. 6. Киральная логарифмическая экстраполяция для параметра SU(3)-нарушения ξ при $B_{d,s}^0$ -смешивании [101]. (а) Влияние процедуры киральной логарифмической экстраполяции по $r = m_q/m_s$ к массе легкого кварка m_d на величину ξ . Используются обозначения: $\xi = (f_s/f_d)\sqrt{\bar{B}_s}/\sqrt{\bar{B}_d} = \xi_r \xi_B$ (ξ_r зависит от экстраполяции сильно, а ξ_B — слабо), f_2 — значения низкоэнергетической константы в СРТ. Киральная логарифмическая экстраполяция приводит к значениям $\xi_r = 1,32 \pm 0,08$ и $\xi = 1,32 \pm 0,10$. Прямыми линиями показана линейная экстраполяция, приводящая к $\xi_r = 1,15 \pm 0,05$. (б) Влияние изменения ξ на определение параметров унитарного треугольника $\bar{\rho}$ и $\bar{\eta}$ (и $R_t = [(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2]^{1/2}$). Расчеты проводились для $\sin 2\beta = 0,79 \pm 0,10$, $\Delta M_s = 20 \text{ пс}^{-1}$, $\xi = 1,32 \pm 0,05$ и $\xi = 1,15 \pm 0,05$.

других работах, учитывающих логарифмическую экстраполяцию [102, 103], получены несколько меньшие значения ξ (они приведены в табл. 5). Существующая сейчас неопределенность в отношении ξ заметно влияет на определение параметров унитарного треугольника (рис. 6б). Можно надеяться, что эта проблема будет решена при дальнейшем развитии техники КХД-расчетов на решетках. Краткое описание существующих трудностей в этих расчетах и перспективы значительного увеличения точности в некоторых из них обсуждаются в разделе 4.5.

В настоящее время экспериментально определена только нижняя граница разности масс: $\Delta M_s > 14,4 \text{ пс}^{-1}$, или $\Delta M_d/\Delta M_s < 0,035$ (95 % C.L.). Тогда из (90) и двух значений $\xi = 1,16$ и $\xi = 1,32$ можно найти верхние пределы для R_t и $|V_{td}|$:

$$R_t \simeq \left(\frac{\Delta M_d}{\Delta M_s}\right)^{1/2} \left(\frac{M_s}{M_d}\right)^{1/2} \xi \frac{1}{\lambda} < 0,99 \quad (1,12),$$

$$\frac{|V_{td}|}{|V_{ts}|} < 0,22 \quad (0,25), \quad (91)$$

$$|V_{td}| < 8,9 \times 10^{-3} \quad (10,2 \times 10^{-3}).$$

Верхний предел для R_t в (91) можно также представить в виде

$$R_t = 0,99 \left(\frac{\Delta M_d/\Delta M_s}{0,035}\right)^{1/2} \left(\frac{\xi}{1,16}\right) \left(\frac{0,222}{\lambda}\right).$$

В опытах на установках DO и CDF на коллайдере Fermilab в ближайшие годы планируется измерить разность масс ΔM_s с погрешностью около 1%. Очень важно также развить теорию КХД-расчетов на решетках и уточнить значение ξ .

4.4. Нарушение CP-инвариантности и измерение асимметрии в распадах $B_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ и $\bar{B}_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0$
Рассмотрим распады $B_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ и $\bar{B}_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0$, т.е. распады в состоянии с определенной CP-четностью

$$\eta_{CP}((J/\psi)K_S^0) = \eta_{CP}(J/\psi) \eta_{CP}(K_S^0) \cdot (-1)^L =$$

$$= (+1) \cdot (+1) \cdot (-1) = -1,$$

так как J/ψ — векторный мезон с $J^{PC} = 1^{--}$, $|K_S^0\rangle \simeq |K_1^0\rangle$ — CP-четное псевдоскалярное состояние, B_d^0 — псевдоскалярный мезон, поэтому J/ψ и K_S^0 находятся в состоянии с орбитальным моментом $L = 1$. Распады $B_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ и $\bar{B}_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ обусловлены переходами $b \rightarrow c\bar{s}$ и $\bar{b} \rightarrow c\bar{s}$, в которых доминирующую роль играют древесные амплитуды, а вклад пингвинных амплитуд очень мал (см. диаграммы на рис. 3е). Эти процессы детально обсуждаются в [7, 30–34, 44, 45, 47].

Как показано в разделе 3.3, рассматриваемые процессы определяются интерференцией между амплитудой прямого распада в конечное состояние с определенной CP-четностью и амплитудой процесса смешивания и последующего распада в то же конечное состояние. Эти процессы характеризуются параметром (см. (67))

$$\lambda_{\psi K} = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}}{A},$$

где

$$A = \langle (J/\psi)K_S^0 | H | B_d^0 \rangle, \quad \bar{A} = \langle (J/\psi)K_S^0 | H | \bar{B}_d^0 \rangle.$$

Нарушения CP-инвариантности происходят, если $\lambda_{\psi K} \neq 1$ и $\text{Im} \lambda_{\psi K} \neq 0$, хотя при этом может иметь место $|q/p| \simeq 1$, $|\bar{A}/A| \simeq 1$ и $|\lambda_{\psi K}| \simeq 1$ (именно этот случай рассматривается ниже). Нарушение CP-симметрии проявляется в асимметрии (66):

$$a_{\psi K} = \frac{\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0) - \Gamma(B_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0)}{\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0) + \Gamma(B_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0)} \neq 0. \quad (92)$$

Напомним выражения для временной зависимости состояний $B_d^0(t)$ и $\bar{B}_d^0(t)$, приведенные в табл. 3:

$$B_d^0(t) = \exp(-iM_d t) \exp\left(-\frac{1}{2} \Gamma_B t\right) \times$$

$$\times \left[|B_d^0\rangle \cos \frac{\Delta M_d t}{2} + i \frac{q}{p} |\bar{B}_d^0\rangle \sin \frac{\Delta M_d t}{2} \right],$$

$$\bar{B}_d^0(t) = \exp(-iM_d t) \exp\left(-\frac{1}{2} \Gamma_B t\right) \times$$

$$\times \left[|\bar{B}_d^0\rangle \cos \frac{\Delta M_d t}{2} + i \frac{p}{q} |B_d^0\rangle \sin \frac{\Delta M_d t}{2} \right].$$

Отсюда можно получить распадные ширины:

$$\begin{aligned} \Gamma[\bar{B}_d^0(t) \rightarrow (J/\psi)K_S^0] &\propto \left| \bar{A} \cos \frac{\Delta M_d t}{2} + i \frac{p}{q} A \sin \frac{\Delta M_d t}{2} \right|^2 = \\ &= \left[\cos \frac{\Delta M_d t}{2} + i \frac{1}{\lambda_{\psi K}} \sin \frac{\Delta M_d t}{2} \right]^2 |\bar{A}|^2 = \\ &= \left| \lambda_{\psi K} \cos \frac{\Delta M_d t}{2} + i \sin \frac{\Delta M_d t}{2} \right|^2 \frac{|\bar{A}|^2}{|\lambda_{\psi K}|^2} = \\ &= \left| \lambda_{\psi K} \cos \frac{\Delta M_d t}{2} + i \sin \frac{\Delta M_d t}{2} \right|^2 |\bar{A}|^2 = \\ &= \left[\left(\operatorname{Re} \lambda_{\psi K} \cos \frac{\Delta M_d t}{2} \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. + \left(\operatorname{Im} \lambda_{\psi K} \cos \frac{\Delta M_d t}{2} + \sin \frac{\Delta M_d t}{2} \right)^2 \right] |\bar{A}|^2 = \\ &= \left[|\lambda_{\psi K}|^2 \cos^2 \frac{\Delta M_d t}{2} + \sin^2 \frac{\Delta M_d t}{2} + \right. \\ &\quad \left. + \operatorname{Im} \lambda_{\psi K} \sin (\Delta M_d t) \right] |\bar{A}|^2, \\ \Gamma[B_d^0(t) \rightarrow (J/\psi)K_S^0] &\propto \left| A \cos \frac{\Delta M_d t}{2} + i \frac{q}{p} \bar{A} \sin \frac{\Delta M_d t}{2} \right|^2 = \\ &= \left| \cos \frac{\Delta M_d t}{2} + i \lambda_{\psi K} \sin \frac{\Delta M_d t}{2} \right|^2 |A|^2 = \\ &= \left[\left(\cos \frac{\Delta M_d t}{2} - \operatorname{Im} \lambda_{\psi K} \sin \frac{\Delta M_d t}{2} \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. + \left(\operatorname{Re} \lambda_{\psi K} \sin \frac{\Delta M_d t}{2} \right)^2 \right] |A|^2 = \\ &= \left[\cos^2 \frac{\Delta M_d t}{2} + |\lambda_{\psi K}|^2 \sin^2 \frac{\Delta M_d t}{2} - \right. \\ &\quad \left. - \operatorname{Im} \lambda_{\psi K} \sin (\Delta M_d t) \right] |A|^2, \end{aligned}$$

а также их разность и сумму:

$$\begin{aligned} \Gamma[\bar{B}_d^0(t) \rightarrow (J/\psi)K_S^0] - \Gamma[B_d^0(t) \rightarrow (J/\psi)K_S^0] &\propto \\ &\propto |A|^2 \left[(|\lambda_{\psi K}|^2 - 1) \cos^2 \frac{\Delta M_d t}{2} + \right. \\ &\quad \left. + (1 - |\lambda_{\psi K}|^2) \sin^2 \frac{\Delta M_d t}{2} + 2 \operatorname{Im} \lambda_{\psi K} \sin (\Delta M_d t) \right] = \\ &= |A|^2 \left[-(1 - |\lambda_{\psi K}|^2) \left(\cos^2 \frac{\Delta M_d t}{2} - \sin^2 \frac{\Delta M_d t}{2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + 2 \operatorname{Im} \lambda_{\psi K} \sin (\Delta M_d t) \right] = \\ &= |A|^2 \left[-(1 - |\lambda_{\psi K}|^2) \cos (\Delta M_d t) + 2 \operatorname{Im} \lambda_{\psi K} \sin (\Delta M_d t) \right], \\ \Gamma[\bar{B}_d^0(t) \rightarrow (J/\psi)K_S^0] + \Gamma[B_d^0(t) \rightarrow (J/\psi)K_S^0] &\propto \\ &\propto |A|^2 \left[(1 + |\lambda_{\psi K}|^2) \left(\cos^2 \frac{\Delta M_d t}{2} + \sin^2 \frac{\Delta M_d t}{2} \right) \right] = \\ &= |A|^2 [1 + |\lambda_{\psi K}|^2]. \end{aligned}$$

Поэтому асимметрия в распадах $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ определяется выражением

$$\begin{aligned} a_{\psi K}(t) &= \frac{\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0) - \Gamma(B_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0)}{\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0) + \Gamma(B_d^0 \rightarrow (J/\psi)K_S^0)} = \\ &= \frac{-(1 - |\lambda_{\psi K}|^2) \cos (\Delta M_d t) + 2 \operatorname{Im} \lambda_{\psi K} \sin (\Delta M_d t)}{1 + |\lambda_{\psi K}|^2} = \\ &= -\frac{1 - |\lambda_{\psi K}|^2}{1 + |\lambda_{\psi K}|^2} \cos (\Delta M_d t) + \frac{2 \operatorname{Im} \lambda_{\psi K}}{1 + |\lambda_{\psi K}|^2} \sin (\Delta M_d t). \end{aligned} \quad (93)$$

Как показано ниже, из экспериментальных данных следует, что с очень высокой точностью выполняется условие $|\lambda_{\psi K}| = 1$ и (93) переходит в соотношение

$$a_{\psi K}(t) = \operatorname{Im} \lambda_{\psi K} \sin (\Delta M_d t). \quad (94)$$

В этом случае асимметрия распада определяется одной фазой слабого взаимодействия, а адронные поправки и неопределенности оказываются очень малыми, что открывает возможность достаточно точной количественной проверки предсказаний СМ для процесса нарушения СР-инвариантности в B_d^0 - и \bar{B}_d^0 -распадах.

Очевидно, что соотношение (93) легко обобщается на асимметрию любых редких распадов $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow f_{CP}$, где f_{CP} — состояние с определенной СР-четностью. Для этих распадов коэффициент асимметрии $a_{f_{CP}}$ имеет вид

$$a_{f_{CP}}(t) = \frac{1 - |\lambda_{f_{CP}}|^2}{1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2} \cos (\Delta M_d t) + \frac{2 \operatorname{Im} \lambda_{f_{CP}}}{1 + |\lambda_{f_{CP}}|^2} \sin (\Delta M_d t).$$

Из раздела 3.4 следует, что

$$\lambda_{\psi K} = \lambda_{(J/\psi)K_S^0} = \left(\frac{q}{p} \right)_B \frac{\bar{A}((J/\psi)K_S^0)}{A((J/\psi)K_S^0)}. \quad (95)$$

В распадах B^0 - и \bar{B}^0 -мезонов образуются состояния $K^0(\bar{b} \rightarrow \bar{s}c\bar{c})$ и $\bar{K}^0(b \rightarrow sc\bar{c})$. Образование K_S^0 -мезонов в конечном состоянии происходит через ($K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$)-смешивание. Так как из данных табл. 3

$$|K_0\rangle = \frac{|K_S^0\rangle + |K_L^0\rangle}{2p}, \quad |\bar{K}_0\rangle = \frac{|K_S^0\rangle - |K_L^0\rangle}{2q},$$

то

$$|\bar{B}^0\rangle \rightarrow |\bar{K}^0\rangle + c\bar{c} \rightarrow \frac{|K_S^0\rangle}{2q} + c\bar{c},$$

$$|B^0\rangle \rightarrow |K^0\rangle + c\bar{c} \rightarrow \frac{|K_S^0\rangle}{2p} + c\bar{c}.$$

Поэтому отношение соответствующих амплитуд в (95) определяется выражением

$$\begin{aligned} \frac{\bar{A}((J/\psi)K_S^0)}{A((J/\psi)K_S^0)} &= \eta_{\psi K_S^0} \left(\frac{p}{q} \right)_K \frac{\bar{A}(\bar{B}^0 \rightarrow c\bar{c}\bar{K}^0)}{A(B^0 \rightarrow c\bar{c}K^0)} = \\ &= \eta_{\psi K_S^0} \left(\frac{p}{q} \right)_K \frac{\bar{A}(b \rightarrow c\bar{c}s)}{A(\bar{b} \rightarrow c\bar{c}s)}, \end{aligned}$$

и параметр CP-нарушения в распаде $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ имеет вид

$$\begin{aligned} \lambda_{(J/\psi)K_S^0} &= \eta_{\psi K_S} \left(\frac{q}{p}\right)_B \left(\frac{p}{q}\right)_K \frac{\bar{A}(b \rightarrow c\bar{c}s)}{A(\bar{b} \rightarrow c\bar{c}\bar{s})} = \\ &= \left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*}\right) \left(\frac{V_{cd}^* V_{cs}}{V_{cd} V_{cs}^*}\right) \left(\frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}}\right) = \\ &= - \left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*}\right) \underbrace{\left(\frac{V_{cd}^* V_{cb}}{V_{cd} V_{cb}^*}\right)}_{\simeq 1} \simeq - \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*}. \end{aligned} \quad (96)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \left(\frac{q}{p}\right)_B &\simeq - \left(\frac{M_{12}^*}{M_{12}}\right)_B = - \frac{(V_{tb}^* V_{td})^2}{|V_{tb} V_{td}^*|^2} = \\ &= - \frac{(V_{tb}^* V_{td})(V_{tb}^* V_{td})}{(V_{td} V_{tb}^*)(V_{td} V_{tb}^*)} = - \frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{td}^* V_{tb}}, \\ \left(\frac{p}{q}\right)_K &\simeq - \frac{V_{cs} V_{cd}^*}{V_{cs}^* V_{cd}} \simeq -1 \end{aligned}$$

(по сравнению с предыдущей формулой для $(q/p)_K$ осуществляется замена $b \rightarrow s$ и $t \rightarrow c$, так как в соответствующей ящичковой диаграмме для $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$ -смешивания особенную роль играют виртуальные s -кварки, а не t -кварки, как в $(B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0)$ -смешивании; см., например, [1, 2]),

$$\begin{aligned} \frac{\bar{A}(b \rightarrow c\bar{c}s)}{A(\bar{b} \rightarrow c\bar{c}\bar{s})} &= \frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}}, \\ \frac{V_{cb} V_{cd}^*}{V_{cb}^* V_{cd}} &\simeq 1, \\ \eta_{\psi K_S^0} &= -1 \end{aligned}$$

— CP-четность $(J/\psi)K_S^0$ -системы в состоянии $L = 1$, т.е. с полным спином, равным нулю (B -мезон),

$$V_{cb} = A\lambda^2 = V_{cb}^*, \quad V_{cd} = -\lambda = V_{cd}^*$$

(см. табл. 1).

Зависимости амплитуд от элементов V_{CKM} -матрицы определяются по правилам, показанным на рис. 1 и 3д и в подписях к этим рисункам. Как видно из рис. 2, для унитарного треугольника вектор \vec{AB} в плоскости $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ определяется как $V_{tb}^* V_{td} = |c| \exp(-i\beta)$. Тогда окончательно из (94) и (96) получаем

$$\begin{aligned} \lambda_{(J/\psi)K_S^0} &= - \frac{|c| \exp(-i\beta)}{|c| \exp(i\beta)} = - \exp(-i2\beta) = \\ &= - \cos 2\beta + i \sin 2\beta, \\ \text{Im } \lambda_{(J/\psi)K_S^0} &= \sin 2\beta, \end{aligned} \quad (97)$$

$$a_{\psi K}(t) = \text{Im } \lambda_{(J/\psi)K_S^0} \sin(\Delta M_d t) = \sin 2\beta \sin(\Delta M_d t).$$

Итак, не зависящая от времени асимметрия в распадах $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ в СМ имеет вид

$$a_{\psi K} = \text{Im } \lambda_{(J/\psi)K_S^0} = \sin 2\beta, \quad (98)$$

и ее измерение позволяет определить параметр унитарного треугольника $\sin 2\beta$, причем полученный результат

практически не зависит от адронных поправок, связанных с учетом пингвинных диаграмм. Угол 2β определяется относительной фазой между амплитудами $(B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0)$ -смешивания и древесного B^0 -распада. Следует подчеркнуть, что последнее утверждение и формула (98) имеют место только в СМ. В общем случае (с учетом эффектов НФ) эта фаза меняется:

$$\phi_d = \phi_d^{\text{CM}} + \phi_d^{\text{NP}} = 2\beta + \phi_d^{\text{NP}}.$$

Тогда формула (98) может быть переписана как

$$a_{\psi K} = \text{Im } \lambda_{(J/\psi)K_S^0} = \sin \phi_d = \sin(2\beta + \phi_d^{\text{NP}}).$$

Данные для $a_{\psi K}$, полученные в экспериментах на B -фабриках⁶ BaBar и Belle, а также первые результаты на $p\bar{p}$ -коллайдере на установке CDF таковы [104]:

$$a_{\psi K} = \begin{cases} 0,79_{-0,44}^{+0,41} \text{ (CDF)}, \\ 0,741 \pm 0,067 \pm 0,033 = 0,741 \pm 0,075 \text{ (BaBar)}, \\ 0,719 \pm 0,074 \pm 0,035 = 0,719 \pm 0,082 \text{ (Belle)}. \end{cases}$$

Средневзвешенное значение асимметрии (с учетом прежних данных OPAL и ALEPH) составляет

$$\langle \text{Im } \lambda_{(J/\psi)K_S^0} \rangle = \langle a_{\psi K} \rangle = (\sin 2\beta)_{\text{SM,exp}} = 0,734 \pm 0,054. \quad (99)$$

По данным BaBar и Belle параметр

$$|\lambda_{\psi K}| = 0,949 \pm 0,039,$$

т.е. действительно близок к единице. Как показано в [30], данные других независимых измерений позволяют значительно увеличить точность этого утверждения. При измерении асимметрии в полулептонных распадах B_d^0 -мезонов

$$a_{\text{SL}} = \frac{\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow 1^+ X) - \Gamma(B_d^0 \rightarrow 1^- X)}{\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow 1^+ X) + \Gamma(B_d^0 \rightarrow 1^- X)} = \frac{1 - |q/p|^4}{1 + |q/p|^4}$$

показано, что

$$a_{\text{SL}} = 0,002 \pm 0,014, \quad \left|\frac{q}{p}\right| = 0,999 \pm 0,007.$$

Из данных по CP-асимметрии в распадах заряженных B_{\mp} -мезонов

$$\begin{aligned} a_{\psi K} &= \frac{\Gamma(B^- \rightarrow (J/\psi)K^-) - \Gamma(B^+ \rightarrow (J/\psi)K^+)}{\Gamma(B^- \rightarrow (J/\psi)K^-) + \Gamma(B^+ \rightarrow (J/\psi)K^+)} = \\ &= \frac{|\bar{A}_{\psi K}/A_{\psi K}|^2 - 1}{|\bar{A}_{\psi K}/A_{\psi K}|^2 + 1} = 0,008 \pm 0,025, \end{aligned}$$

или

$$\left|\frac{\bar{A}_{\psi K}}{A_{\psi K}}\right| = 1,008 \pm 0,025.$$

⁶ В опытах BaBar и Belle полученные значения для $\sin 2\beta$ основаны на измерении асимметрии не только в распадах $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$, но и в распадах с испусканием других состояний чармония вместе с K_S^0 - и K_L^0 -мезонами.

Комбинируя эти данные, можно получить

$$|\lambda_{\psi K}| = \left| \frac{q}{p} \right| \left| \frac{\bar{A}_{\psi K}}{A_{\psi K}} \right| = 1,007 \pm 0,025,$$

т.е. с очень хорошей точностью выполняется соотношение $|\lambda_{\psi K}| = 1$, которое использовалось ранее при анализе распадов $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ (см. (94)).

Таким образом, точность определения $(\sin 2\beta)_{SM,exp}$ по CP-асимметрии $a_{\psi K}$ не содержит неопределенностей, связанных с влиянием сильных взаимодействий, и может быть в дальнейшем увеличена в несколько раз.

В рамках SM при фитировании параметров унитарного треугольника (27) получено предсказание для величины $(\sin 2\beta)_{SM} = 0,59 - 0,88$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Новые исследования позволяют сузить этот интервал до $(\sin 2\beta)_{SM} = 0,66 - 0,77$ [29, 48]. Это первая достаточно точная проверка механизма нарушения CP-симметрии в SM. Хорошее согласие экспериментальных данных и теоретических предсказаний в SM показывает, что механизм CP-нарушения, связанный с комплексным характером V_{CKM} -матрицы играет существенную и, может быть, даже определяющую роль в нарушении CP-симметрии в процессах с изменением ароматов при не слишком больших энергиях.

Отметим, что точные данные о количественной проверке CP-несохранения получены пока только в одном процессе, и не надо спешить с более широкими прогнозами, так как существующая точность оставляет еще достаточно места для вклада дополнительных механизмов CP-нарушения, связанных с НФ. В этой связи весьма перспективными могут оказаться другие опыты с B-распадами. Следует также иметь в виду, что предварительные данные для асимметрии в распадах $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow \phi K_S^0$, $B_d^\pm \rightarrow \pi^\pm K_S^0$, полученные на установках Belle, указывают на возможные проявления новых значительных эффектов CP-нарушения в B-физике (статистическая точность этих результатов пока невелика, и они не подтверждаются измерениями в BaBar).

Необходимо также отметить, что данные по $a_{\psi K}$ (см. рис. 5) дают двузначное решение для угла β в верхней полуплоскости $(\bar{\eta}, \bar{\rho})$. Из $\sin 2\beta = 0,734 \pm 0,054$ следует, что угол β может лежать в области $21,5^\circ < \beta < 26^\circ$ или в области $64^\circ < \beta < 67^\circ$, так как $\sin 2\beta = \sin(\pi - 2\beta)$. Первое решение является предпочтительным, поскольку только оно согласуется с данными по $|V_{ub}/V_{cb}|$ в SM. Однако новые физические эффекты могут приводить и ко второму решению. Поэтому важно провести независимые измерения знака $\cos 2\beta$, чтобы ликвидировать эту неоднозначность (для первого решения $\cos 2\beta = +0,7$, а для второго решения $\cos 2\beta = -0,7$). Такие измерения довольно сложны, но они уже ведутся [48]. Мы вернемся к рассмотрению двузначности в решениях для угла β в разделе 6.2.

Существенную роль для поисков эффектов НФ могут сыграть также независимые измерения угла γ , который обладает большей чувствительностью к поискам новых эффектов по сравнению с углом β . Данные об угле γ могут быть, например, получены из измерений $\Delta M_s/\Delta M_d$ при фиксированном значении β (см. [28]).

Измерения на установках Belle и BaBar развиваются очень быстро и успешно. В ближайшее время следует ожидать новых результатов по B-физике и на установках D0 и CDF на коллайдере Fermilab, а в перспективе — на

коллайдерных суперфабриках B-мезонов LHCb (CERN) и BTeV (Fermilab) [44]. Поэтому исследования процессов с нарушением CP-инвариантности и поиски НФ в B-распадах вступают сейчас в новую весьма многообещающую фазу. Вместе с тем очень перспективными могут оказаться и новые опыты с K-мезонами, которые позволят провести независимые измерения параметров унитарного треугольника и осуществить очень чувствительную проверку SM. Особый интерес представляют будущие измерения $\sin 2\beta$ и других параметров в прецизионных опытах с K-мезонами, в которых будут исследоваться суперредкие распады $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ и другие близкие процессы (см. раздел 5).

Результаты определения параметров унитарного треугольника из данных разных экспериментов и их совместность между собой подробно анализируется в [48] (см. также [30], где обсуждаются перспективы будущих измерений с B-мезонами).

4.5. Перспективы дальнейшего изучения параметров унитарного треугольника

Рассмотрим кратко дальнейшие перспективы более точного определения элементов матрицы кваркового смешивания V_{CKM} и параметров унитарного треугольника (27). Так как существующие сейчас точности во многом определяются теоретическими погрешностями, прогресс в этой области в существенной степени зависит от развития теоретических методов и в первую очередь от усовершенствования техники КХД-расчетов на решетках.

В последние годы произошел существенный прогресс в понимании существующих здесь проблем и в развитии соответствующих расчетных методов. Ожидается, что следующее поколение КХД-расчетов на решетках позволит в несколько раз увеличить точность многих теоретических оценок, причем это будет связано не только с увеличением мощности суперкомпьютеров, используемых для решеточных расчетов, но и в еще большей степени с развитием расчетных методов [99, 101, 103, 105].

До сих пор в большинстве расчетов в КХД на решетках использовалось так называемое валентное приближение (quench-приближение), в котором не вводились непосредственно процессы образования виртуальных кварковых пар. Это приводило к плохо контролируемым теоретическим погрешностям, которые составляли 10–25%. Теперь уже проведены первые расчеты в unquench-приближении с учетом процессов поляризации адронного вакуума. В таблице 6 представлены для сравнения результаты некоторых расчетов, проведенных в quench- и в unquench-приближениях. Выражается надежда, что в ближайшие годы все расчеты будут выполняться в unquench-приближении [101].

Таблица 6. Результаты расчетов констант распада B- и D-мезонов в quench- и unquench-приближениях [99]

Константа распада	Расчет в quench-приближении, МэВ	Расчет в unquench-приближении, МэВ	Экспериментальные данные, МэВ
f_B	173 ± 23	198 ± 30	—
f_{B_s}	200 ± 20	230 ± 30	—
f_D	203 ± 14	226 ± 15	—
f_{D_s}	230 ± 14	250 ± 30	280 ± 48
f_{B_s}/f_B	$1,15 \pm 0,03$	$1,16 \pm 0,05$	—
f_{D_s}/f_D	$1,12 \pm 0,02$	$1,12 \pm 0,04$	—

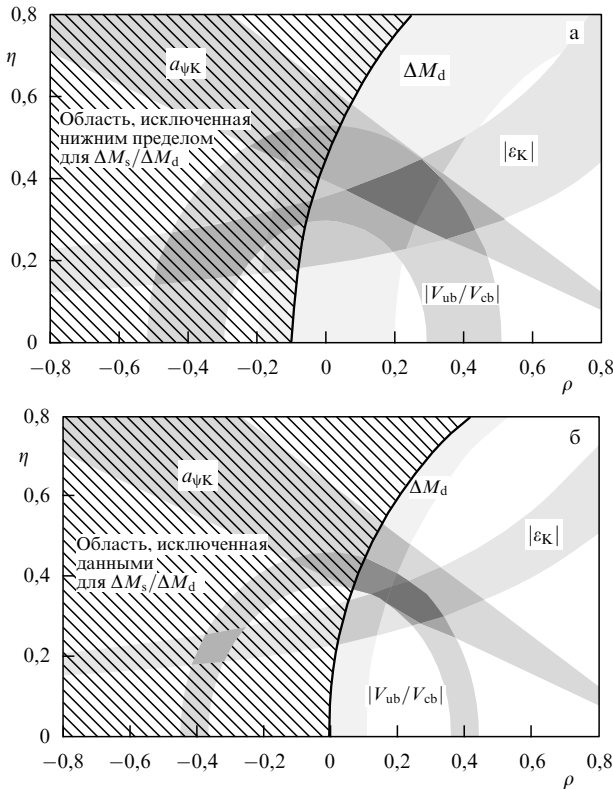


Рис. 7. Ожидаемое увеличение точности определения параметров унитарного треугольника, обусловленное будущими измерениями на В-фабриках, на установке CLEO-c и в особенности прогрессом в КХД-расчетах на решетках, связанным с этой экспериментальной программой [105]. (а) Существующая сейчас точность определения параметров из данных по $|\epsilon_K|$, $|V_{ub}/V_{cb}|$, $B_{d,s}^0$ -смешиванию и асимметрии a_{ψ_K} . (б) Увеличение точности, ожидаемое в течение ближайших нескольких лет, которое в значительной степени обусловлено уменьшением погрешности теоретических расчетов (до 2–3 %).

Развитие техники расчетов в КХД на решетках будет тесно переплетаться с возможностью прецизионных измерений ряда величин, которые могут быть использованы как пробные камни для отработки усовершенствованных методов расчетов и их дальнейшего распространения на другие процессы. В настоящее время в Корнельском университете (США) подготавливается новая программа измерений в области физики очарованных мезонов в опытах на встречных e^+e^- -кольцах при энергии $\sqrt{s} = 3-5$ ГэВ (сотрудничество CLEO-c на встречных кольцах CESR-c [106]). В опытах на этой (с- τ)-фабрике планируется провести детальные исследования лептонных распадов $D^- \rightarrow l^- \nu_l$, $D_s^- \rightarrow l^- \nu_l$ ($l = \mu, e$), $D_s^- \rightarrow \tau^- \nu_\tau$ и аналогичных распадов античастиц, которые позволят

определить их брэнчинги с погрешностью 3–4 % и распадные константы f_D и f_{D_s} с погрешностью 1,5–2 %. Будут также получены точные данные для брэнчингов и формфакторов ряда полулептонных распадов очарованных мезонов. Отношения вероятностей соответствующих полулептонных и лептонных распадов уже не зависят от матричных элементов V_{CKM} и могут быть использованы для непосредственных измерений формфакторов.

Новые данные о f_D и f_{D_s} и о формфакторах в распадах $D \rightarrow \pi l \nu_l$ и $D \rightarrow K l \nu$ позволят определить матричные элементы $|V_{cd}|$ и $|V_{cb}|$ с погрешностью 1–1,5 %. Важную роль в проверке точностей КХД-расчетов сыграют также исследования состояний чармония и бьютония.

Теоретические методы, прошедшие апробацию в прецизионных опытах с D-мезонами, можно будет с успехом использовать при анализе новых улучшенных данных, которые будут получены на В-фабриках BaBar и Belle. При этом ожидаемая погрешность в определении матричных элементов $|V_{td}|$ и $|V_{ts}|$, получаемых из процессов ($B_{d,s}^0 \rightleftharpoons \bar{B}_{d,s}^0$)-смешивания будет составлять 5 %, а погрешность в измерениях $|V_{cb}|$ и $|V_{ub}|$ в распадах древесного типа — соответственно 3 и 5 % или даже меньше.

Увеличение точности в определении матричных элементов и параметров унитарного треугольника можно проиллюстрировать с помощью рис. 7, на котором сравниваются существующие данные и ожидаемые результаты ближайших нескольких лет. Дальнейшее увеличение точности может быть достигнуто в опытах на адронных В-фабриках LHCb и BTeV [44]. Обсуждается также проект Super BaBar, в котором светимость e^+e^- -соударений должна быть повышена на два порядка.

5. Распады $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$

5.1. Общие соображения

Распады $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, представленные диаграммами на рис. 8, играют особую роль среди FCNC-процессов. Их называют иногда "золотыми распадами", так как их вероятности могут быть предсказаны в рамках СМ с очень большой точностью и слабо зависят от теоретических допущений. Отметим некоторые характерные особенности этих процессов:

1. Основной вклад в процессы $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ вносит область очень малых расстояний: $r \sim 1/m_t, 1/M_Z$. Поэтому возможен достаточно точный учет сильных взаимодействий на кварковом уровне в рамках пертурбативной КХД в главном логарифмическом (LLO) и следующем за ним (NLO) приближениях. Новые КХД-

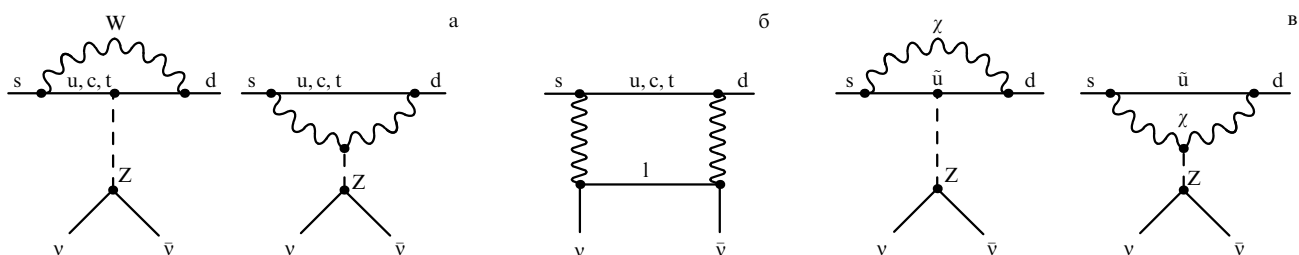


Рис. 8. Петлевые диаграммы для FCNC-процессов $s \rightarrow d \nu \bar{\nu}$: (а) пингвинные диаграммы; (б) ящичковая диаграмма; (в) диаграммы для возможного вклада суперсимметричных частиц в вершину $Zd\bar{s}$.

расчеты, учитывающие более высокие приближения, позволят еще больше увеличить эту точность.

2. Переход от кварковых к адронным процессам, как правило, приводит к трудностям в расчетах матричных элементов типа $\langle \pi | H_w | K \rangle_{\pi\nu\bar{\nu}}$, которые требуют учета области больших расстояний. Однако этих трудностей удастся избежать, применив своеобразную "перенормировочную" процедуру, при которой в рамках зарядовой симметрии матричный элемент $\langle \pi | H_w | K \rangle_{\pi\nu\bar{\nu}}$ может быть связан с матричным элементом $\langle \pi | H_w | K \rangle_{\pi e\nu}$ для хорошо изученного полуплеptonного распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e\nu_e$. Поэтому отношение вероятностей $\text{BR}(K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu})/\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 e\nu_e)$ очень слабо зависит от неопределенностей, обусловленных учетом адронных процессов.

3. Таким образом, в рамках СМ распада $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ являются теоретически чистыми процессами, которые могут быть рассчитаны достаточно надежно и с хорошей точностью. Для вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ неопределенности в расчетах не превышают 7% и обусловлены в основном влиянием более легких с-кварков. Можно надеяться, что точность введения поправки, учитывающей влияние с-кварков, может возрасти при дальнейшем развитии техники КХД-расчетов. Для распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$, практически свободного от влияния с-кварков (см. ниже), неопределенность теоретических расчетов не превышает 1–2%.

4. В СМ распада $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ сильно подавлены и характеризуются очень малыми ожидаемыми вероятностями (не выше 10^{-10}). Это открывает интересные перспективы для поисков новых эффектов, выходящих за рамки СМ. Эффективные вершины $Zd\bar{s}$ на диаграммах, представленных на рис. 8, определяются областью малых расстояний: $r \sim 1/m_t, 1/M_Z$. Поэтому распады $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ оказываются чувствительными к вкладу новых тяжелых объектов (например, суперсимметричных частиц; см. рис. 8в), которые также проявляются на малых расстояниях. Сравнение результатов экспериментов с надежными теоретическими оценками в рамках СМ позволяют непосредственно искать проявления НФ в редких каонных распадах.

5.2. Распады $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ в Стандартной модели

Распады $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ для нейтральных и заряженных каонов в рамках СМ рассматривались во многих работах (см., например, [3, 5, 26–30, 32, 33, 35–37, 41, 42, 47] и ссылки там, а также [55, 58, 107–119]).

Как показано в [107, 108] (см. также [3, 32, 33, 35]), распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ характеризуется нарушением СР-инвариантности и обусловлен интерференцией между амплитудой FCNC-распада $s \rightarrow d\nu\bar{\nu}$ с прямым СР-нарушением и амплитудой ($|K^0\rangle \rightleftharpoons |\bar{K}^0\rangle$)-смешивания, в котором имеет место косвенное СР-нарушение. Определим распадные амплитуды:

$$a = A(K^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}), \quad (100)$$

$$\bar{a} = A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}). \quad (101)$$

При распаде состояний $|K_{L,S}^0\rangle = p|K^0\rangle \mp q|\bar{K}^0\rangle$ по каналу $\pi^0\nu\bar{\nu}$ имеют место соотношения для амплитуд

$$A(K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}) = pa \mp q\bar{a} = pa \left(1 \mp \frac{q}{p} \frac{\bar{a}}{a} \right) = pa(1 \mp \lambda_{\pi\nu\bar{\nu}}), \quad (102)$$

где в соответствии с (67)

$$\lambda_{\pi\nu\bar{\nu}} = \frac{q}{p} \frac{\bar{a}}{a}. \quad (103)$$

Как следует из (59),

$$\left| \frac{q}{p} \right| = \left| \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \right| \simeq 1 - 2\text{Re}\varepsilon = 1 + O(10^{-3}),$$

а отношение модулей амплитуд $|\bar{a}/a| = 1$ с еще большей точностью. (Отличие $|\bar{a}/a|$ от единицы может иметь место, только если в конечном состоянии имеются две или больше компонент с различными фазами рассеяния; для $\pi^0\nu\bar{\nu}$ это не так.) Поэтому

$$|\lambda_{\pi\nu\bar{\nu}}| = \left| \frac{q}{p} \right| \left| \frac{\bar{a}}{a} \right| = 1 + O(10^{-3}),$$

так что

$$\lambda_{\pi\nu\bar{\nu}} = \exp(2i\vartheta). \quad (104)$$

Тогда из (102) получаем

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu})}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu})} &= \left| \frac{pa - q\bar{a}}{pa + q\bar{a}} \right|^2 = \left| \frac{1 - \lambda_{\pi\nu\bar{\nu}}}{1 + \lambda_{\pi\nu\bar{\nu}}} \right|^2 = \\ &= \frac{1 - 2\text{Re}\lambda_{\pi\nu\bar{\nu}} + |\lambda_{\pi\nu\bar{\nu}}|^2}{1 + 2\text{Re}\lambda_{\pi\nu\bar{\nu}} + |\lambda_{\pi\nu\bar{\nu}}|^2} = \frac{1 - \cos 2\vartheta}{1 + \cos 2\vartheta} = \tan^2 \vartheta. \end{aligned} \quad (105)$$

Если имеет место СР-инвариантность, то $a = \bar{a}$ и $\vartheta = 0$, т.е. в этом пределе распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ запрещен. Таким образом, он может идти только через механизм нарушения СР-инвариантности в результате интерференции амплитуд ($|K^0\rangle \rightleftharpoons |\bar{K}^0\rangle$)-смешивания и прямого распада $s \rightarrow d\nu\bar{\nu}$. Величина ϑ в (104) и (105) представляет собой СР-нарушающую относительную фазу между этими двумя амплитудами.

Можно также непосредственно показать, что в распадах $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ СР-инвариантность нарушается. Действительно, СР-четность $|\pi^0\nu\bar{\nu}\rangle$ -системы определяется как $\text{CP}|\pi^0\nu\bar{\nu}\rangle = (-1)^L \text{CP}|\pi^0\rangle \text{CP}|\nu\bar{\nu}\rangle$, где L — относительный угловой момент π^0 и $\nu\bar{\nu}$. Так как K^0 и π^0 являются бесспиновыми частицами, то $L = J$ (J — суммарный угловой момент $\nu\bar{\nu}$ -системы). В системе покоя $\nu\bar{\nu}$ левовинтовые нейтрино и правовинтовые антинейтрино имеют суммарный угловой момент $J = 1$. Поэтому

$$\begin{aligned} \text{CP}|\pi^0\nu\bar{\nu}\rangle &= (-1)^J \text{CP}|\pi^0\rangle \text{CP}|\nu\bar{\nu}\rangle = \\ &= (-1)(-1) \text{CP}|\nu\bar{\nu}\rangle = \text{CP}|\nu\bar{\nu}\rangle. \end{aligned}$$

В предположении, что лептонные ароматы сохраняются (образуются пары $\nu_e\bar{\nu}_e$, а не $\nu_e\bar{\nu}_\mu$ и т.д., т.е. система представляет собой частицу и ее античастицу), $|\nu\bar{\nu}\rangle$ имеет квантовые числа $J^{\text{PC}} = 1^{++}$ или 1^{--} . Следовательно, $\text{CP}|\nu\bar{\nu}\rangle = +1$ и $\text{CP}|\pi^0\nu\bar{\nu}\rangle = +1$. Поскольку

$$|K_L^0\rangle = \frac{|K_2^0\rangle + \varepsilon|K_1^0\rangle}{\sqrt{1 + |\varepsilon|^2}},$$

основная компонента этого состояния ($|K_2^0\rangle$) имеет $\text{CP} = -1$. Поэтому распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ происходит с несохранением СР-четности, и его вероятность определяется мнимыми компонентами λ_c и λ_t .

Заметим, что проведенный выше анализ справедлив не только для распадов $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, но и для $K^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$, если образование $l^+ l^-$ -пар обусловлено петлевыми FCNC-диаграммами (ящичковая диаграмма, электрослабые пингвинные диаграммы с Z^0 -обменом или однофотонным обменом). В этом случае $\pi^0 l^+ l^-$ -система тоже образуется в состоянии с положительной CP-четностью: $CP|\pi^0(l^+ l^-)\rangle = +1$.

В SM амплитуды распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ обусловлены петлевыми диаграммами для FCNC-процессов (рис. 8а и 8б), действующими на малых расстояниях. Как уже отмечалось ранее, после "перенормировочной" процедуры, позволяющей учесть эффекты адронной структуры с помощью нормировки на вероятность известного распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ [55], влияние эффектов больших расстояний становится пренебрежимо малым [109].

Используя петлевые диаграммы, изображенные на рис. 8а и 8б, в рамках SM можно получить распадные амплитуды $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ для каждого типа нейтрино ν_j :

$$A(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu_j \bar{\nu}_j) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \langle \pi^+ \nu_j \bar{\nu}_j | H_w | K^+ \rangle \frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \vartheta_W} \times [\lambda_c X(x_c) + \lambda_t X(x_t)], \quad (106)$$

$$A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu_j \bar{\nu}_j) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \langle \pi^0 \nu_j \bar{\nu}_j | H_w | K^0 \rangle \frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \vartheta_W} \times [\lambda_c X(x_c) + \lambda_t X(x_t)], \quad (107)$$

$$A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu_j \bar{\nu}_j) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \langle \pi^0 \nu_j \bar{\nu}_j | H_w | \bar{K}^0 \rangle \frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \vartheta_W} \times [\lambda_c^* X(x_c) + \lambda_t^* X(x_t)], \quad (108)$$

$$\begin{aligned} A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu_j \bar{\nu}_j) &\simeq A(K_2^0 \rightarrow \pi^0 \nu_j \bar{\nu}_j) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} [A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu_j \bar{\nu}_j) - A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu_j \bar{\nu}_j)] = \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \langle \pi^0 \nu \bar{\nu} | H_w | K^0 \rangle \frac{\alpha}{\sqrt{2} 2\pi \sin^2 \vartheta_W} \times \\ &\times 2i [\text{Im} \lambda_c X(x_c) + \text{Im} \lambda_t X(x_t)]. \end{aligned} \quad (109)$$

Здесь $\lambda_i = V_{id} V_{is}^*$ ($i = c, t$) (см. табл. 1), $x_c = m_c^2/M_W^2$, $x_t = m_t^2/M_W^2$, $X(x_c)$ и $X(x_t)$ — функции Инами–Лима для петлевых диаграмм, представленных на рис. 8а и 8б (см. табл. 2 и 5).

Для получения полной вероятности распада $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ следует просуммировать соответствующие парциальные вероятности по всем лептонным ароматам j образующихся нейтринных пар $\nu_j \bar{\nu}_j$. Как видно из рис. 8б, в ящичковых диаграммах для $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ необходимо учесть влияние виртуальных заряженных лептонов. Так как масса t -кварка очень велика по сравнению с лептонными массами, компоненты $\lambda_t X(x_t)$ не зависят от массы лептонов. Однако для членов $\lambda_c X(x_c)$ вклады для ν_e, ν_μ отличаются от вклада для ν_τ : $X(x_c)_\tau \simeq 0,7 X(x_c)_{\mu, e}$ [26]. Поэтому вместо $X(x_c)$ в (106)–(109) вводится функция

$$F(x_c) = \frac{2}{3} X(x_c)_{e, \mu} + \frac{1}{3} X(x_c)_\tau$$

с поправочным фактором $f = 1,03 \pm 0,02$, учитывающим непертурбативный вклад дополнительных кварковых операторов, имеющих размерность 8 [115]. После такой замены суммирование вероятностей по лептонным аро-

матам сводится к умножению на фактор 3:

$$\begin{aligned} \sum_{j=e, \mu, \tau} |A(K \rightarrow \pi \nu_j \bar{\nu}_j)|^2 &= 3 \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}} \langle \pi \nu \bar{\nu} | H_w | K \rangle \right)^2 \times \\ &\times \left(\frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \vartheta_W} \right)^2 |\lambda_c f F(x_c) + \lambda_t X(x_t)|^2. \end{aligned} \quad (110)$$

Результаты пертурбативных КХД-расчетов для функций Инами–Лима в главном логарифмическом приближении (LLO) и в следующем приближении (NLO) приводит к значениям [26, 27, 58, 113]

$$\begin{aligned} X(x_t) &= 1,52 \pm 0,05, \\ F(x_c) &= \frac{2}{3} X(x_c)_{e, \mu} + \frac{1}{3} X(x_c)_\tau \simeq (9,8 \pm 1,8) \times 10^{-4}. \end{aligned}$$

Так как $F(x_c)/X(x_t) \sim 10^{-3}$, вклад членов, обусловленных s -кварками, оказывается существенным, только если малая функция $F(x_c)$ компенсируется сравнительно большим множителем перед этой функцией, т.е. для членов с множителем $\text{Re} \lambda_c$. (Из табл. 1 следует, что $\text{Re} \lambda_c \sim \lambda$, в то время как $\text{Im} \lambda_c, \text{Im} \lambda_t, \text{Re} \lambda_t < \lambda^5$.)

Как отмечалось выше, для учета матричных элементов $\langle \pi \nu \bar{\nu} | H_w | K \rangle$ вводится нормировка на известный распад $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$. Амплитуда этого распада имеет вид

$$A(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \langle \pi^0 e^+ \nu_e | H_w | K^+ \rangle \lambda. \quad (111)$$

Используя изотопическую симметрию, можно найти связь между соответствующими адронными матричными элементами:

$$\left| \frac{\langle \pi^+ \nu \bar{\nu} | H_w | K^+ \rangle}{\langle \pi^0 e^+ \nu_e | H_w | K^+ \rangle} \right|^2 = 2r_+, \quad \left| \frac{\langle \pi^0 \nu \bar{\nu} | H_w | K^0 \rangle}{\langle \pi^0 e^+ \nu_e | H_w | K^+ \rangle} \right|^2 = r_0. \quad (112)$$

Здесь $r_+ = 0,901$ и $r_0 = 0,944$ — поправочные множители, учитывающие нарушение изотопической симметрии и различия в фазовых объемах для $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ [112].

С учетом (112) для отношения амплитуд имеем

$$\frac{A(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})}{A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})} = \sqrt{2r_+/r_0}.$$

Из соотношений (100)–(104) для амплитуды распада $|K_L^0\rangle = p|K^0\rangle - q|\bar{K}^0\rangle$ следует

$$\begin{aligned} A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &= pa - q\bar{a} = pa \left(1 - \frac{q\bar{a}}{pa} \right) = \\ &= pA(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})(1 - \lambda_{\pi\nu}) = \\ &= pA(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})(1 - \exp(2i\vartheta)), \\ \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{A(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})} &= \frac{pA(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})\sqrt{2r_+/r_0}} (1 - \exp(2i\vartheta)) = \\ &= \frac{1 - \cos 2\vartheta - i \sin 2\vartheta}{2\sqrt{r_+/r_0}}, \end{aligned}$$

где $p \simeq 1/\sqrt{2}$. Отсюда можно получить безмодельные ограничения для отношений ширины и брэнчингов двух

распадов $K \rightarrow \pi v\bar{v}$:

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 v\bar{v})}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})} = \frac{1 - \cos 2\vartheta}{2r_+/r_0} = \frac{r_0}{r_+} \sin^2 \vartheta < \frac{r_0}{r_+} = 1,048,$$

$$\frac{\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 v\bar{v})}{\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})} = \frac{r_0}{r_+} \frac{\tau(K_L^0)}{\tau(K^+)} \sin^2 \vartheta < \frac{r_0}{r_+} \frac{\tau(K_L^0)}{\tau(K^+)} = 4,37. \quad (113)$$

Вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v}$ определяется из (106), (110)–(112):

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM}} = \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) \frac{3\alpha^2}{4\pi^2 \sin^4 \vartheta_W} \cdot 2r_+ \times$$

$$\times \frac{1}{\lambda^2} \left\{ [fF(x_c) \text{Re } \lambda_c + X(x_t) \text{Re } \lambda_t]^2 + [X(x_t) \text{Im } \lambda_t]^2 \right\} =$$

$$= K_+ \frac{X^2(x_t)}{\lambda^2} \left\{ [\delta(x_c) \text{Re } \lambda_c + \text{Re } \lambda_t]^2 + (\text{Im } \lambda_t)^2 \right\} =$$

$$= K_+ B(\lambda_c; \lambda_t). \quad (114)$$

Здесь $\alpha = 1/129$ — электромагнитная постоянная в W-полюсе $\alpha(M_W)$, $\sin^2 \vartheta_W = 0,23$ (ϑ_W — угол Вайнберга);

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) = 4,82 \times 10^{-2};$$

$$K_+ = \frac{3\alpha^2 r_+ \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e)}{2\pi^2 \sin^4 \vartheta_W} = 7,50 \times 10^{-6}.$$

Фактор, учитывающий влияние виртуальных с-кварков, имеет вид

$$\delta(x_c) = f \frac{F(x_c)}{X(x_t)} = (6,65 \pm 1,23) \times 10^{-4}.$$

Чаще используется величина

$$P_c(v\bar{v}) = \delta(x_c) \frac{X(x_t)}{\lambda^4} = f \frac{F(x_c)}{\lambda^4} = 0,42 \pm 0,06.$$

Вероятность распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 v\bar{v}$ записывается как

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 v\bar{v}) = K_+ \frac{r_0}{r_+} \frac{\tau(K_L^0)}{\tau(K^+)} \frac{X^2(x_t)}{\lambda^2} (\text{Im } \lambda_t)^2 =$$

$$= K_0 \frac{X^2(x_t)}{\lambda^2} (\text{Im } \lambda_t)^2, \quad (115)$$

где

$$K_0 = K_+ \frac{r_0}{r_+} \frac{\tau(K_L^0)}{\tau(K^+)} = 3,28 \times 10^{-5},$$

а отношение времен жизни K_L^0 - и K^+ -мезонов составляет $\tau(K_L^0)/\tau(K^+) = 4,17$.

При использовании выражений для $\text{Re } \lambda_c$, $\text{Re } \lambda_t$ и $\text{Im } \lambda_t$ в переменных унитарного треугольника на плоскости параметров $\bar{\rho}$, $\bar{\eta}$ (см. табл. 1):

$$\text{Re } \lambda_c = -\lambda \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) + O(\lambda^5),$$

$$\text{Re } \lambda_t = -A^2 \lambda^5 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) (1 - \bar{\rho}) + O(\lambda^7),$$

$$\text{Im } \lambda_t = A^2 \lambda^5 \bar{\eta} + O(\lambda^9) = A^2 \lambda^5 \bar{\eta} \frac{1}{1 - \lambda^2/2} + O(\lambda^9),$$

можно получить выражение для $B(\lambda_c; \lambda_t)$ в (114):

$$B(\lambda_c; \lambda_t) = \frac{X^2(x_t)}{\lambda^2} \left\{ [\delta(x_c) \text{Re } \lambda_c + \text{Re } \lambda_t]^2 + (\text{Im } \lambda_t)^2 \right\} =$$

$$= X^2(x_t) \left\{ \left[-\left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) \delta(x_c) - A^2 \lambda^4 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) (1 - \bar{\rho}) \right]^2 + \right.$$

$$\left. + \left(A^2 \lambda^4 \bar{\eta} \frac{1}{1 - \lambda^2/2} \right)^2 \right\} =$$

$$= X^2(x_t) A^4 \lambda^8 \frac{1}{\sigma} \left[\left(\frac{\delta(x_c)}{A^2 \lambda^4} + 1 - \bar{\rho} \right)^2 + (\sigma \bar{\eta})^2 \right] =$$

$$= X^2(x_t) |V_{cb}|^4 \frac{1}{\sigma} [(1 + \Delta - \bar{\rho})^2 + (\sigma \bar{\eta})^2] =$$

$$= X^2(x_t) |V_{cb}|^4 \frac{1}{\sigma} [(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma \bar{\eta})^2]. \quad (116)$$

Здесь (для данных табл. 5)

$$\Delta = \frac{\delta(x_c)}{A^2 \lambda^4} = \frac{\delta(x_c)}{|V_{cb}|^2} = \frac{fF(x_c)}{|V_{cb}|^2 X(x_t)} =$$

$$= (6,66 \pm 1,23) \times 10^{-4} \frac{1}{|V_{cb}|^2} = 0,39 \pm 0,08,$$

$$\rho_0 = 1 + \Delta = 1,39 \pm 0,08,$$

$$\sigma = \frac{1}{(1 - \lambda^2/2)^2} = 1,051, \quad |V_{cb}| = A\lambda^2.$$

Как уже говорилось, обычно вместо $\delta(x_c)$ для учета влияния с-кварков на вероятность $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})$ используется величина [58]

$$P_c(v\bar{v}) = f \frac{F(x_c)}{\lambda^4} = \delta(x_c) \frac{X(x_t)}{\lambda^4} = 0,42 \pm 0,06$$

(множитель f часто опускается, так как это небольшая поправка). Выражение для Δ , конечно, при этом не меняется:

$$\Delta = \frac{P_c(v\bar{v}) \lambda^4}{|V_{cb}|^2 X(x_t)} = \frac{\delta(x_c)}{|V_{cb}|^2}.$$

Более точное выражение для функции $B(\lambda_c; \lambda_t)$ [114] приводится в приложении III.

При использовании консервативных численных значений для СКМ-параметров $|V_{cb}|$, $\bar{\eta}$ и $\bar{\rho}$ из PDG-2002 [25] (см. табл. 5) из (114)–(116) можно получить окончательные выражения и численные оценки для вероятностей распадов $K \rightarrow \pi v\bar{v}$ в СМ:

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM}} = K_+ A^4 \lambda^8 X^2(x_t) \frac{1}{\sigma} [(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma \bar{\eta})^2] =$$

$$= K_+ |V_{cb}|^4 X^2(x_t) \frac{1}{\sigma} [(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma \bar{\eta})^2] =$$

$$= 7,50 \times 10^{-6} [2,88 \times 10^{-6} \pm (19,4\%)] \times$$

$$\times [2,31 \pm (6,6\%)] [1,43 \pm (20\%)] =$$

$$= [7,14 \pm (28,6\%)] \times 10^{-11} = (7,1 \pm 2,0) \times 10^{-11}, \quad (117)$$

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 v\bar{v})_{\text{SM}} = K_0 A^2 \lambda^8 X^2(x_t) (\sigma \bar{\eta})^2 =$$

$$= K_0 |V_{cb}|^4 X^2(x_t) (\sigma \bar{\eta})^2 =$$

$$= 3,28 \times 10^{-5} [2,88 \times 10^{-6} \pm (19,4\%)] \times$$

$$\times [2,31 \pm (6,6\%)] [0,129 \pm (28,6\%)] =$$

$$= [2,8 \pm (35\%)] \times 10^{-11} = (2,8 \pm 1,0) \times 10^{-11}. \quad (118)$$

Неточности в оценках $\text{BR}(K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu})$ по формулам (117) и (118) обусловлены в основном существующими сейчас погрешностями в определении СКМ-параметров. Они существенно превышают собственные теоретические погрешности в этих брэнчингах, обусловленные расчетами $F(x_c)$ и $X(x_t)$ и составляющие 7% для $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})$ и 1–2% для $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu})$.

Подчеркнем, что оценки погрешностей (117) и (118) носят весьма приближенный и иллюстративный характер, так как в них не учтены корреляции между $\bar{\rho}$, $\bar{\eta}$ и $|V_{cb}|$. Эти оценки предназначены в основном для демонстрации влияния различных факторов на значения и точности определения вероятностей распадов. Они показывают, в частности, сильное влияние погрешностей в определении $|V_{cb}|$ на конечный результат, так как вероятности (117) и (118) содержат фактор $|V_{cb}|^4$. В эксперименте CLEO [120] при измерении эксклюзивных полулептонных распадов В-мезонов получено довольно большое значение:

$$|V_{cb}| = (46,9 \pm 3,0) \times 10^{-3}$$

(по сравнению с данными табл. 5). Если это значение правильное, то оно существенно увеличит вероятности распадов по отношению к оценкам (117) и (118).

Более корректные значения вероятностей

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})_{\text{SM}} = (7,5 \pm 2,9) \times 10^{-11},$$

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu})_{\text{SM}} = (2,6 \pm 1,2) \times 10^{-11}$$

с учетом корреляций найдены в [28] методом сканирования СКМ-параметров. Несколько другой метод фитирования, использованный в [119], привел к значению

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}) = (7,2 \pm 2,1) \times 10^{-11}.$$

Все эти оценки оказались близкими к простым оценкам (117) и (118). В работах [92, 121–123] эффекты корреляций были видны: они увеличивали точность оценок 95%-ных пределов для вероятностей $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$, приведенных в этих работах. Учет корреляций для параметров унитарного треугольника на плоскости $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ оказывается достаточно сложным. Поэтому ниже исполь-

зуется другой метод расчетов [118] $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})_{\text{SM}}$ и $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu})_{\text{SM}}$ — в переменных так называемого каонного унитарного треугольника, где корреляции не столь значительны и учитываются проще.

Заметим, что при использовании "агрессивного" подхода к оценкам СКМ-параметров [29, 45, 48] (см. табл. 5) из (117) и (118) можно получить более точные значения:

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})_{\text{SM}} = (7,6 \pm 1,2) \times 10^{-11},$$

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu})_{\text{SM}} = (2,9 \pm 0,5) \times 10^{-11}.$$

Однако нам представляется, что из-за неясной ситуации со значениями $|V_{cb}|$ и ξ (поправок на нарушение SU(3)-симметрии при смешивании $B_d^0 \rightleftharpoons \bar{B}_d^0$ и $B_s^0 \rightleftharpoons \bar{B}_s^0$; см. раздел 4 и табл. 5) "консервативный" подход [25] в настоящее время является более обоснованным.

Как уже отмечалось, в работе [118] развит другой подход к оценкам вероятностей $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$, свободный от влияния $|V_{cb}|$ и $\Delta M_{d,s}$ (обусловленных В-смешиванием) и упрощающий учет корреляций между параметрами СМ. В этом методе проводятся прямые оценки $\text{Re } \lambda_t$ и $\text{Im } \lambda_t$, определяющие вероятности исследуемых распадов (см. (114) и (115)). В этих оценках используются параметры каонного унитарного треугольника на комплексной плоскости $\text{Re } \lambda_i$ и $\text{Im } \lambda_i$, основанного на соотношении унитарности (24), в которое входят матричные элементы каонных распадов и не входят матричные элементы В-распадов. Соответствующее соотношение унитарности можно представить в виде

$$\lambda_u + \lambda_c + \lambda_t = 0, \quad \lambda_i = V_{id}V_{is}^*, \quad i = u, c, t. \quad (119)$$

Возможности применения каонного унитарного треугольника обсуждались в [41, 124]. В сильно сжатом треугольнике (рис. 9а) $\lambda_u = V_{ud}V_{us}^* = \lambda(1 - \lambda^2/2)$ является действительной величиной и служит его основанием. Другая сторона $|\lambda_c| \simeq |\lambda_u|$ характеризуется очень маленькой комплексной фазой: $|\text{Im } \lambda_c / \text{Re } \lambda_c| \simeq \bar{\eta}\lambda^4 A^2 \simeq \simeq 6 \times 10^{-4}$. Оценки $\text{BR}(K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu})$ проводились по третьей стороне треугольника λ_t . Данные, полученные в каонном секторе, не позволяют сейчас найти λ_t . Поэтому

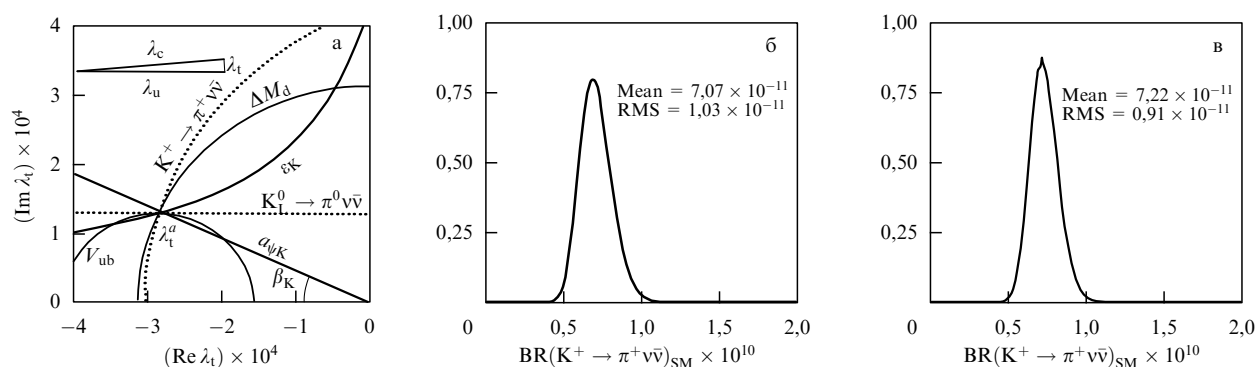


Рис. 9. Анализ распадов $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ в переменных каонного унитарного треугольника [118]. (а) Нахождение вершины λ_t^a каонного унитарного треугольника. Сплошными линиями ϵ_K и $a_{\psi K}$ показан метод нахождения λ_t^a (см. (122)) при пересечении ϵ_K -гиперболы и прямой, определяемой $a_{\psi K}$ -асимметрией (см. текст). Пунктирная окружность соответствует распаду $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$. Окружность V_{ub} описывается соотношением (128), а окружность ΔM_d — соотношением (127). В СМ все кривые пересекаются в вершине треугольника λ_t^a . Каонный унитарный треугольник $\lambda_t + \lambda_c + \lambda_u = 0$ показан (не в масштабе) в верхнем углу рисунка. (б) Распределение вероятности для $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})_{\text{SM}}$, определенное в СМ по данным $|\epsilon_K|$ и $a_{\psi K}$. Полученные 95%-ные границы для брэнчинга этого распада: $5,6 \times 10^{-11} < \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})_{\text{SM}} < 8,9 \times 10^{-11}$. (в) Распределение вероятности для $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})_{\text{SM}}$, полученное в СМ из совокупности данных для $|\epsilon_K|$, $a_{\psi K}$, V_{ub} и ΔM_d .

в работе [118] использовались $|\varepsilon_K|$ -гипербола (75), (77) на плоскости $(\text{Re } \lambda_t, \text{Im } \lambda_t)$ и теоретически чистые (в рамках СМ) результаты определения $\sin 2\beta$ по измерению СР-асимметрии $a_{\psi K}$ в распадах $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$.

Угол β_K в каонном унитарном треугольнике (рис. 9а) можно получить из значения $\beta = 23,6^\circ \pm 2,7^\circ$ (предпочтительное решение в СМ; см. рис. 5 и табл. 5):

$$\begin{aligned} \beta_K &= \pi - \varphi(\lambda_t) = \pi - \varphi(V_{td}) + \varphi(V_{ts}) = \\ &= \beta + 1,0^\circ = 24,6^\circ \pm 2,7^\circ. \end{aligned} \quad (120)$$

Здесь фаза $\varphi(V_{td}) = -\beta$ (см. (29)), матричный элемент $V_{ts} \simeq -A\lambda^2(1 + i\eta\lambda)$ характеризуется фазой $\varphi(V_{ts}) = -\pi + \eta\lambda^2 = -\pi + 0,0172 \simeq -\pi + 1^\circ$ (V_{ts} лежит в третьем квадранте комплексной плоскости $(\text{Re } \lambda_t, \text{Im } \lambda_t)$).

Таким образом, в СМ вершина каонного унитарного треугольника $(\text{Re } \lambda_t^a, \text{Im } \lambda_t^a)$ может быть определена из пересечения $|\varepsilon_K|$ -гиперболы на $(\text{Re } \lambda_t, \text{Im } \lambda_t)$ -плоскости (77):

$$\begin{aligned} \hat{B}_K \text{Im } \lambda_t [(1,43 \pm 0,44) \times 10^{-4} - (1,357 \pm 0,067) \text{Re } \lambda_t] = \\ = 5,95 \times 10^{-8} \end{aligned}$$

и прямой с наклоном $-\tan \beta_K$ (рис. 9а):

$$\text{Im } \lambda_t = -\tan \beta_K \text{Re } \lambda_t = (-0,458 \pm 0,049) \text{Re } \lambda_t. \quad (121)$$

Решение системы уравнений и определение соответствующих погрешностей проведены в [118] с помощью функции распределения плотности вероятности (PDF) в байесовском приближении [48, 92] (в нем теоретические погрешности задаются плоскими распределениями вероятности) и подтверждены методом сканирования с гауссовыми распределениями вероятностей. При этом найдено положение вершины каонного унитарного треугольника (обозначим ее как λ_t^a):

$$\text{Re } \lambda_t^a = (-2,84 \pm 0,31) \times 10^{-4}, \quad (122)$$

$$\text{Im } \lambda_t^a = (1,30 \pm 0,13) \times 10^{-4}.$$

Отсюда и из (114), (115) получены распределения вероятностей для $\text{BR}(K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu})$ (см., например, рис. 9б) и окончательно установлены вероятности распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ [118]:

$$\begin{aligned} \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})_{\text{СМ}} = \\ = \frac{R_+}{\lambda^2} \left\{ [fF(x_c) \text{Re } \lambda_c + X(x_t) \text{Re } \lambda_t^a]^2 + [X(x_t) \text{Im } \lambda_t^a]^2 \right\} = \\ = (7,07 \pm 1,03) \times 10^{-11}, \end{aligned} \quad (123)$$

$$\begin{aligned} \text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu})_{\text{СМ}} = R_0 \frac{X^2(x_t)}{\lambda^2} (\text{Im } \lambda_t^a)^2 = \\ = (2,60 \pm 0,52) \times 10^{-11}. \end{aligned} \quad (124)$$

При получении результата (123) учтены корреляции между параметрами ε_K -гиперболы (определяющей вершину К-мезонного унитарного треугольника λ_t^a) и функциями Инами–Лима $F(x_c)$, $X(x_t)$ через переменные x_c , x_t и КХД-параметр $A_{\overline{MS}}$. Учет этих корреляций уменьшает погрешность в определении $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})$ на 20%. Результаты (123) и (124) хорошо согласуются со (117) и (118), не зависят от $|V_{cb}|$ и информации о разностях масс $\Delta M_{d,s}$ и имеют лучшую точность.

Конечно, если все СКМ-параметры определены достаточно надежно (без дополнительных систематических погрешностей, связанных с соответствующими теоретическими моделями для этих параметров), в рамках СМ правильное использование всей доступной информации может только увеличить точность соответствующих оценок вероятностей распадов $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$. Однако в настоящее время существуют систематические неопределенности и противоречивые данные, поэтому получение результатов, свободных от части этих неопределенностей, представляется весьма желательным. Кроме того, в связи с возможными проявлениями НФ в различных процессах К- и В-сектора независимые оценки $\text{BR}(K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu})_{\text{СМ}}$ при использовании разной информации могут оказаться очень существенными. Более подробно эти вопросы обсуждаются в разделе 6.

Хотя основная цель работы [118] заключалась в оценке $\text{BR}(K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu})_{\text{СМ}}$ без учета противоречивой информации о $|V_{cb}|$ и ξ , предложенный в этой работе более прозрачный метод учета корреляций между параметрами позволил получить оценки $\text{BR}(K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu})$ при дополнительном использовании данных для $|V_{cb}|$, $|V_{ub}|$ и ΔM_d . С этой целью рассматривались соотношения для разности масс

$$\begin{aligned} \Delta M_d &= \frac{G_F}{6\pi^2} M_W^2 M_d f_d^2 \hat{B}_{B_d} \eta_B S_0(x_t) |V_{td} V_{tb}^*|^2 = \\ &= N^2 |V_{td} V_{tb}^*|^2 \simeq N^2 \frac{|\lambda_t|^2}{|V_{cb}|^2}, \end{aligned} \quad (125)$$

где

$$N^2 = \frac{G_F}{6\pi^2} M_W^2 M_d f_d^2 \hat{B}_{B_d} \eta_B S_0(x_t),$$

и условие унитарности (25), выраженное в виде

$$\lambda_t = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) V_{ub}^* V_{cb}^* - \lambda (V_{cb}^*)^2. \quad (126)$$

В этих уравнениях использовались приближенные значения матричных элементов матрицы кваркового смешивания $V_{\text{СКМ}}$:

$$\begin{aligned} V_{tb}^* \simeq 1, \quad V_{us} = \lambda, \quad V_{ud} \simeq 1 - \frac{\lambda^2}{2}, \quad V_{cb} \simeq -V_{ts}, \\ |V_{td} V_{tb}^*|^2 = \frac{|\lambda_t|^2}{|V_{cb}|^2}, \quad (V_{cb}^*)^2 \simeq |V_{cb}|^2, \quad V_{cd} \simeq -\lambda. \end{aligned}$$

Уравнения (125) и (126) можно представить как две окружности в $(\text{Re } \lambda_t, \text{Im } \lambda_t)$ -плоскости (рис. 9а):

$$(\text{Re } \lambda_t)^2 + (\text{Im } \lambda_t)^2 = R_1^2 = \frac{\Delta M_d |V_{cb}|^2}{N^2} \quad (127)$$

(с центром в начале координат и радиусом $R_1 = \sqrt{\Delta M_d |V_{cb}|/N}$) и

$$(\text{Re } \lambda_t + |V_{cb}|^2 \lambda)^2 + (\text{Im } \lambda_t)^2 = R_2^2 = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)^2 |V_{ub}^* V_{cb}^*|^2 \quad (128)$$

(с центром, смещенным в точку $-\lambda|V_{cb}|^2$, и радиусом $R_2 \simeq |V_{ub}^* V_{cb}^*|$). Пересечение этих окружностей позволяет независимо определить вершину каонного унитарного

треугольника, хотя соответствующие точности оказались хуже, чем в (122).

Суммарная информация от всех рассмотренных здесь процессов соответствует

$$(\text{Re } \lambda_t^a)_{\text{SM, total}} = (1,27 \pm 0,11) \times 10^{-4},$$

$$(\text{Im } \lambda_t^a)_{\text{SM, total}} = (-2,91 \pm 0,22) \times 10^{-4}$$

и приводит к следующим значениям вероятностей распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ (см. также рис. 9в):

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{\text{SM, total}} = (7,22 \pm 0,91) \times 10^{-11}, \quad (129)$$

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{\text{SM, total}} = (2,49 \pm 0,42) \times 10^{-11}. \quad (130)$$

Их точность немного лучше, чем в (123) и (124), но эти результаты связаны с использованием большого числа параметров.

5.3. Другие редкие FCNC-распады К-мезонов

Распады $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, рассмотренные в предыдущем разделе, — не единственные редкие каонные процессы, обусловленные петлевыми FCNC-диаграммами. Большой интерес представляют распады $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ и $K_L^0 \rightarrow l^+ l^-$, в которых также проявляются FCNC-механизмы на малых расстояниях. К сожалению, теоретическая интерпретация распадов с заряженными лептонами оказывается более сложной по сравнению с "золотыми распадами" $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ из-за существенного вклада области больших расстояний в процессы с $l^+ l^-$ -парами, обусловленного фотонными обменами. Мы приведем здесь только краткое описание распадов с заряженными лептонами (табл. 7, рис. 10). Детальный анализ и ссылки на оригинальные работы содержатся, например, в обзорах [39–42]; см. также [125–129].

5.4. Экспериментальные исследования распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (состояние и перспективы)

Исследование теоретически чистых "золотых распадов" $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ представляет собой очень сложную экспериментальную задачу. Ожидаемые вероятности этих процессов в СМ лежат на уровне 10^{-10} и даже ниже. Их надежное выделение сильно затруднено из-за отсутствия жестких кинематических критериев отбора для конечных состояний $\pi \nu \bar{\nu}$ и многочисленных фоновых процессов, обусловленных распадами $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, \pi^+ \pi^0, \mu^+ \nu \gamma, \pi^+ \pi^0 \gamma$ и т.д. В настоящее время только распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ зарегистрирован в эксперименте BNL E787 [130–133], где найдены два события при очень низком уровне фона. Рассмотрим существующую экспериментальную ситуацию и перспективы дальнейших исследований.

5.4.1. Эксперимент BNL E787. В эксперименте (см. [130–133]) исследуются распады останавливающихся K^+ -мезонов. Общая схема экспериментальной установки E787 представлена на рис. 11а. Установка представляет собой соленоидальный спектрометр с магнитным полем 1 Тл, направленным вдоль оси первичного пучка. K^+ -мезоны из сепарированного пучка после идентификации и замедления останавливаются в специальной активной мишени детектора, состоящей из сцинтиллирующих волокон.

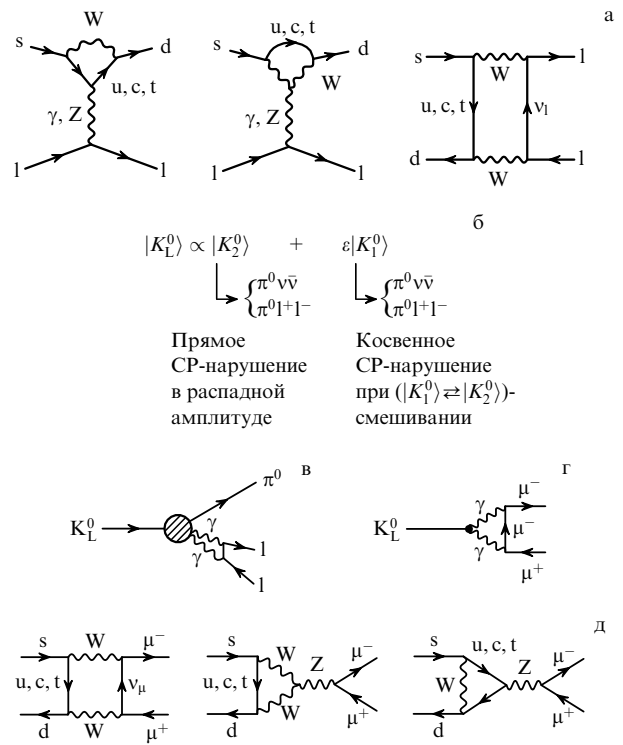


Рис. 10. Диаграммы для FCNC-процессов с нейтральными каонами. (а) Диаграммы для FCNC-процессов $s \rightarrow d l^+ l^-$, проявляющихся в распадах $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ с CP-нарушением ($l = e, \mu$). (б) Процессы прямого и косвенного CP-нарушения в распадах $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. В распадах $K^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ из-за вклада больших расстояний в процессы с однофотонным обменом CP-сохраняющая амплитуда $K_S^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ может быть много больше CP-нарушающей амплитуды $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ и вклад косвенного механизма CP-нарушения может быть значительным. В распадах $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ амплитуды K_S^0 - и K_L^0 -распадов сравнимы и механизм косвенного нарушения пренебрежимо мал из-за малости ϵ . (в) Диаграмма с двухфотонным обменом для распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ без нарушения CP-инвариантности. (г) Диаграмма для распада $K_L^0 \rightarrow l^+ l^-$, идущего через двухфотонный обмен (доминирует в области больших расстояний). (д) FCNC-процессы в распаде $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в области малых расстояний.

Для выделения распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ отбирались события, соответствующие остановкам в мишени и распадам K^+ -мезонов с появлением одной заряженной распадной частицы (с задержкой более 2 нс относительно момента остановки K^+ -мезонов). Измерялись импульс, энергия и пробег распадной частицы в системе пробежных счетчиков.

Вторичная частица останавливалась в системе счетчиков и идентифицировалась как π^+ -мезон по пробегу и цепочке распадов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$. Все это позволяло эффективно подавлять фон от распадных мезонов и прямых процессов (без задержки) типа перезарядки или неупругого взаимодействия первичной частицы. Для выделения распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ отбирались события, кинематика которых отличалась от кинематики двухчастичных распадов $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$. На рисунке 11б показаны две кинематические области для поиска распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Фон от дополнительных частиц и фотонов подавлялся очень эффективной охранной системой, имеющей 4π -геометрию.

Наиболее чистые экспериментальные условия для поисков распадов реализованы в кинематической обла-

Таблица 7. Данные о редких распадах $K_L^0 \rightarrow \pi^0 1^+ 1^-$ и $K_L^0 \rightarrow 1^+ 1^-$ (детали и ссылки см. в обзоре [42])

Распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 1^+ 1^-$ (см. рис. 10а–10в)	
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ _{CP-dir} с прямым CP-нарушением. FCNC-диаграммы в области малых расстояний (см. рис. 10а, 10б)	$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{\text{CP-dir, SM}} = \underbrace{\frac{1}{\lambda^2} \frac{\tau(K_L^0)}{\tau(K^+)}}_{K_e = 6,3 \times 10^{-6}} \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^2 \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) \underbrace{[\tilde{Y}_{7A}^2 + \tilde{Y}_{7V}^2]}_{39,2 \pm 2,9} \underbrace{(\text{Im } \lambda_t)^2}_{\sigma \eta^2 V_{cb} ^4 \lambda^2} = (4,6 \pm 1,6) \times 10^{-12}$ <p>($\tilde{Y}_{7A}, \tilde{Y}_{7V}$ — петлевые функции Инами–Лима для $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$; см. табл. 2 и 5)</p>
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ _{CP-indir} с косвенным CP-нарушением при ($K_1^0 \rightleftharpoons K_2^0$)-смешивании	$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{\text{CP-indir}} = \frac{\tau(K_L^0)}{\tau(K_S^0)} g_K ^2 \text{BR}(K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = 3,0 \times 10^{-3} \text{BR}(K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-).$ <p>В отсутствие прямых измерений $\text{BR}(K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ вероятность оценивается с большой неопределенностью в киральной модели из данных по $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)$. Отсюда $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{\text{CP-indir}} \simeq (1-5) \times 10^{-12}$. Для уточнения этого предсказания важно измерить $\text{BR}(K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$</p>
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \gamma^* \gamma^* \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, CP сохраняется	Из новых данных [125] по распаду $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ в эксперименте NA48 вероятность распада с CP-сохранением оценивается как $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{\text{CP, inv}} \simeq (4,7_{-1,8}^{+2,2}) \times 10^{-13}$. Распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ происходит в основном с CP-нарушением
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	Вероятность распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ с CP-нарушением в пять раз меньше, чем распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Для CP-сохраняющей компоненты $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ количественный анализ не проведен
Экспериментальные данные КTeV	Имеющаяся чувствительность ограничена фоном (90 %C.L.) [126]: $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) < 2,8 \times 10^{-10}, \quad \text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) < 3,4 \times 10^{-10}.$ <p>Фоновая ситуация очень сложная, особенно из-за фона от распада $K_L^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$, идущего с большой вероятностью ($\text{BR} \sim 6 \times 10^{-7}$)</p>
Распад $K_L^0 \rightarrow 1^+ 1^-$ (см. рис. 10г, 10д)	
$K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	<p>Экспериментальный результат (см. [25, 127]):</p> $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{exp}} = (7,15 \pm 0,16) \times 10^{-9}, \quad \text{BR}(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = A_{\mu\mu} ^2 = (\text{Re } A_{\mu\mu})^2 + (\text{Im } A_{\mu\mu})^2.$ <p>Абсорбтивный вклад, определяемый промежуточным состоянием $K_L^0 \rightarrow \gamma \gamma$ на массовой поверхности:</p> $(\text{Im } A_{\mu\mu})^2 = \underbrace{\frac{\alpha^2 m_\mu^2}{2m_K^2 \beta_\mu} \left[\ln \frac{1 - \beta_\mu}{1 + \beta_\mu} \right]^2}_{1,20 \times 10^{-5}} \underbrace{\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \gamma \gamma)}_{(5,92 \pm 0,15) \times 10^{-4}} = (7,09 \pm 0,18) \times 10^{-9}, \quad \beta_\mu = \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{m_K^2}} = 0,905.$ <p>Абсорбтивный вклад почти насыщает экспериментальную вероятность. Дисперсивная амплитуда $\text{Re } A_{\mu\mu}$ определяется переходами $K_L^0 \rightarrow \gamma^* \gamma^*$ вне массовой поверхности. $\text{Re } A_{\mu\mu} = (\text{Re } A_{\mu\mu})_{\text{SD}} + (\text{Re } A_{\mu\mu})_{\text{LD}}$, где $(\text{Re } A_{\mu\mu})_{\text{SD}}$ определяется FCNC-процессами на малых расстояниях, а вклад больших расстояний $(\text{Re } A_{\mu\mu})_{\text{LD}}$ зависит от формфактора вершины $K_L^0 \rightarrow \gamma^* \gamma^*$:</p> $(\text{Re } A_{\mu\mu})_{\text{SM}} = \underbrace{\frac{\alpha^2 \text{BR}(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) \tau(K_L^0)}{\pi^2 \sin^4 \vartheta_W} \lambda^8}_{K_{\mu\mu} = 1,68 \times 10^{-9}} \underbrace{\left[\frac{\text{Re } \lambda_c}{\lambda} P_c(\mu\mu) + \frac{\text{Re } \lambda_t}{\lambda^5} Y(X_t) \right]^2}_{\text{вклад c-кварков} \quad \text{вклад t-кварков}} = (8,4 \pm 2,0) \times 10^{-10}.$ <p>Из $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{exp}}$, $(\text{Im } A_{\mu\mu})^2$ и оценок $(\text{Re } A_{\mu\mu})_{\text{LD}}$ можно получить ограничение $(\text{Re } A_{\mu\mu})_{\text{SD}} ^2 < 1,3 \times 10^{-9}$ (90 %C.L.); см. [128]</p>
$K_L^0 \rightarrow e^+ e^-$	<p>Экспериментальный результат [129] $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow e^+ e^-)_{\text{exp}} = (8,7_{-4,1}^{+5,7}) \times 10^{-12}$ хорошо согласуется с расчетами в киральной модели. В SM распад полностью обусловлен областью больших расстояний, так как</p> $(\text{Re } A_{ee})_{\text{SD}}^2 \simeq (\text{Re } A_{\mu\mu})_{\text{SD}}^2 \frac{\text{BR}(K^+ \rightarrow e^+ \nu_e)}{\text{BR}(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} \simeq 2 \times 10^{-14}$

сти 1 ($211 < P_\pi < 229$ МэВ/c), лежащей выше пионного пика от $K_{\pi 2}$ -распада (рис. 11б). Тщательный анализ фона вне сигнальной области, проведенный с использованием некоррелированных критериев отбора, позволил подавить основные его источники и убедиться, что ожидаемый фон в сигнальной области находится на уровне 0,1 события. Только после этого сигнальная область была исследована и в ней были обнаружены два события $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ при ожидаемом фоне, не превышавшем 0,15 события (рис. 12а). Этот результат соответствует вероятности распада [131]

$$\begin{aligned} \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) &= (1,57_{-0,82}^{+1,75}) \times 10^{-10}, \\ \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) &> 0,5 \times 10^{-10} \quad (90 \% \text{C.L.}), \\ \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) &< 3,9 \times 10^{-10} \quad (90 \% \text{C.L.}). \end{aligned} \quad (131)$$

Проводился также поиск событий $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ в сигнальной области 2 ($140 < P_\pi < 195$ МэВ/c), лежащей ниже пика от $K_{\pi 2}$ -распада (рис. 11б) [132]. Здесь фоновые условия были значительно хуже, чем в области 1, из-за фона $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ с последующим взаимодействием π^+ -мезона, уменьшающим его видимую энергию и пробег. В сигнальной области 2 обнаружено одно событие при ожидаемом фоне $0,73 \pm 0,18$ события. Это соответствует верхней границе вероятности

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) < 4,2 \times 10^{-9}$$

для слабого ($V-A$)-взаимодействия (что не дает новой информации по сравнению со (131)) и

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) < 4,7 \times 10^{-9} \quad (2,5 \times 10^{-9})$$

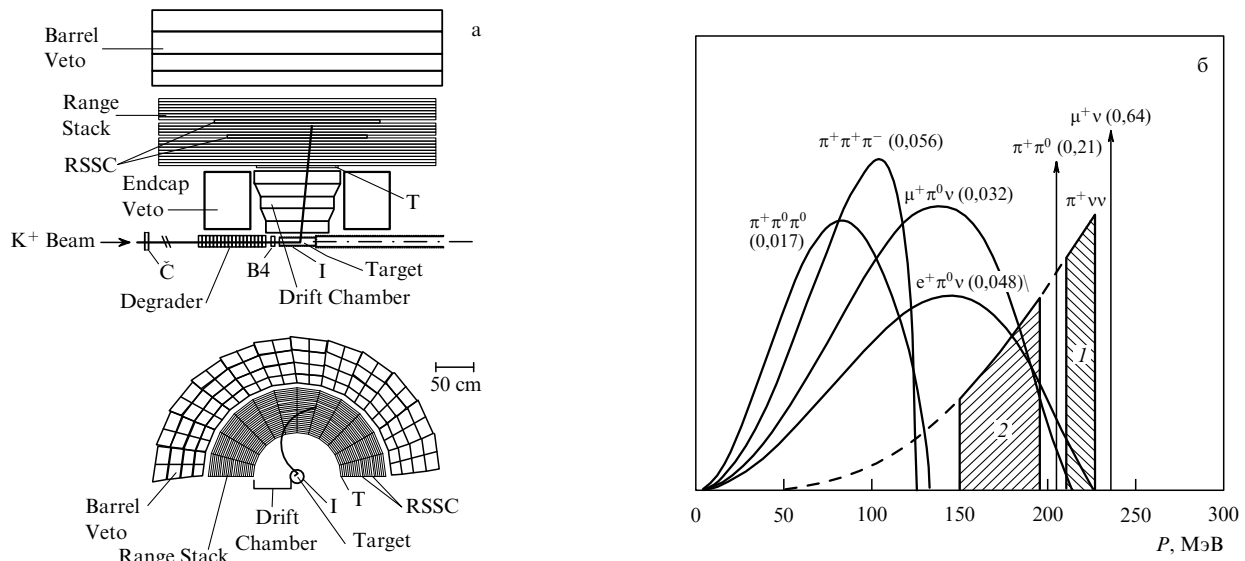


Рис. 11. Экспериментальная установка BNL E787 [130, 131]. (а) Вид сбоку (вверху) и сзади (внизу) для верхней половины симметричной установки: K^+ Beam — пучок сепарированных каонов; \check{C} — черенковый счетчик для идентификации K^+ -мезонов; B4, I, T — сцинтилляционные счетчики; Target — активная мишень из сцинтилляционных волоконных счетчиков; Barrel Veto — боковая охранная система из многоосекционных калориметров и сцинтилляционных счетчиков, прослоенных свинцом; Endcap Veto — торцевая охранная система из спектрометров CsI; Drift Chamber — дрейфовая камера магнитного спектрометра; Range Stack — пробегные сцинтилляционные счетчики; RSSC — дрейфовые трубки. Охранная система установки, имеющая практически 4 π -геометрию, с очень высокой эффективностью подавляла фон от фотонов. Измерение импульса и пробега пионов в магнитном спектрометре и пробегных счетчиках и регистрация цепочки распадов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ позволяли идентифицировать пионы в рабочем диапазоне. (б) Спектр импульсов вторичных частиц, образующихся в распадах останавливающихся каонов: 1 и 2 — рабочие области, использованные для поисков распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Показаны брэнчинги соответствующих распадов.

для аномального скалярного (тензорного) взаимодействия, вызывающего соответствующий распад (все границы приведены с уровнем достоверности 90%). Как видно из этих данных, использование сигнальной области 2 для будущих поисков распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ может быть перспективным, только если удастся сильнее подавить фон, что может быть достигнуто при дальнейшем увеличении эффективности охранной системы.

Из данных эксперимента E787 можно получить ограничения для матричного элемента $|V_{td}|$ и параметра $\lambda_t = V_{ts}^* V_{td}$, которые не зависят от ограничений, следующих из опытов с B -мезонами:

$$\begin{aligned} 0,007 < |V_{td}| < 0,030 & \quad (68\% \text{C.L.}), \\ 2,9 \times 10^{-4} < |\lambda_t| < 1,2 \times 10^{-3} & \quad (68\% \text{C.L.}), \\ -0,88 \times 10^{-4} < \text{Re } \lambda_t < 1,2 \times 10^{-3} & \quad (68\% \text{C.L.}), \\ \text{Im } \lambda_t < 1,1 \times 10^{-3} & \quad (90\% \text{C.L.}). \end{aligned} \quad (132)$$

Эти измерения иллюстрирует рис. 12б, где для сравнения приведены данные других опытов. На рисунке 12в и 12г данные для $\text{Re } \lambda_t$ и $\text{Im } \lambda_t$, полученные из опытов по распадам $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, сопоставляются с предсказаниями СМ и возможными перспективами будущих исследований.

В заключение скажем несколько слов о распадах типа $K^+ \rightarrow \pi^+ + X$, где X — невидимая частица (или пара частиц). Подобные процессы могли бы имитировать распады $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Так, в моделях с дополнительными размерностями рассматривались распады $K \rightarrow \pi + g$ с излучением гравитонов в пространство с дополнительными размерностями, т.е. с потерей энергии и импульса в нашем пространстве. Однако оценки вероятностей распада $K \rightarrow \pi + g$ в моделях с дополнительными размерно-

стями приводят к значениям $\text{BR} < 10^{-12}$ (или даже $\text{BR} \ll 10^{-12}$ [65]), т.е. являются практически ненаблюдаемыми. По-видимому, очень малая вероятность имеет место и для ряда распадов с испусканием пары очень легких суперсимметричных частиц (фотино, голдстино); см. [110, 134–136]. Еще один гипотетический процесс этого типа — так называемые фамилонные распады $K \rightarrow \pi + f$, где f — нейтральный фамилон, характеризующийся слабым взаимодействием и непосредственно не проявляющийся на опыте [135]. Выделение таких распадов возможно при изучении спектра π -мезонов (т.е. при выделении монохроматической линии).

Из эксперимента BNL E787 получены ограничения для вероятности распада $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ X^0)$ (где X^0 — гипотетическая стабильная слабодействующая частица) в зависимости от массы $m(X^0)$; см. рис. 12д [132]. Для частицы X^0 с очень малой массой (фамилон) верхний предел вероятности распада составляет

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ + f) < 5,9 \times 10^{-11} \quad (90\% \text{C.L.}).$$

Для эффективного фамилонного взаимодействия, характеризующегося лагранжианом

$$L = \frac{1}{F} \partial^\mu f (\bar{u} \gamma_\mu s) + \text{h.c.}, \quad (133)$$

отсюда можно получить ограничение $F > 7,6 \times 10^{11}$ ГэВ [134, 135]. Ряд других результатов по физике редких K -распадов, полученных на установке E787, рассмотрены в обзорах [39–41].

5.4.2. Эксперимент BNL E949. Успешные результаты эксперимента BNL E787 привели к некоторой модернизации этой установки для повышения ее чувствительности и уменьшения уровня фона и к новому эксперименту

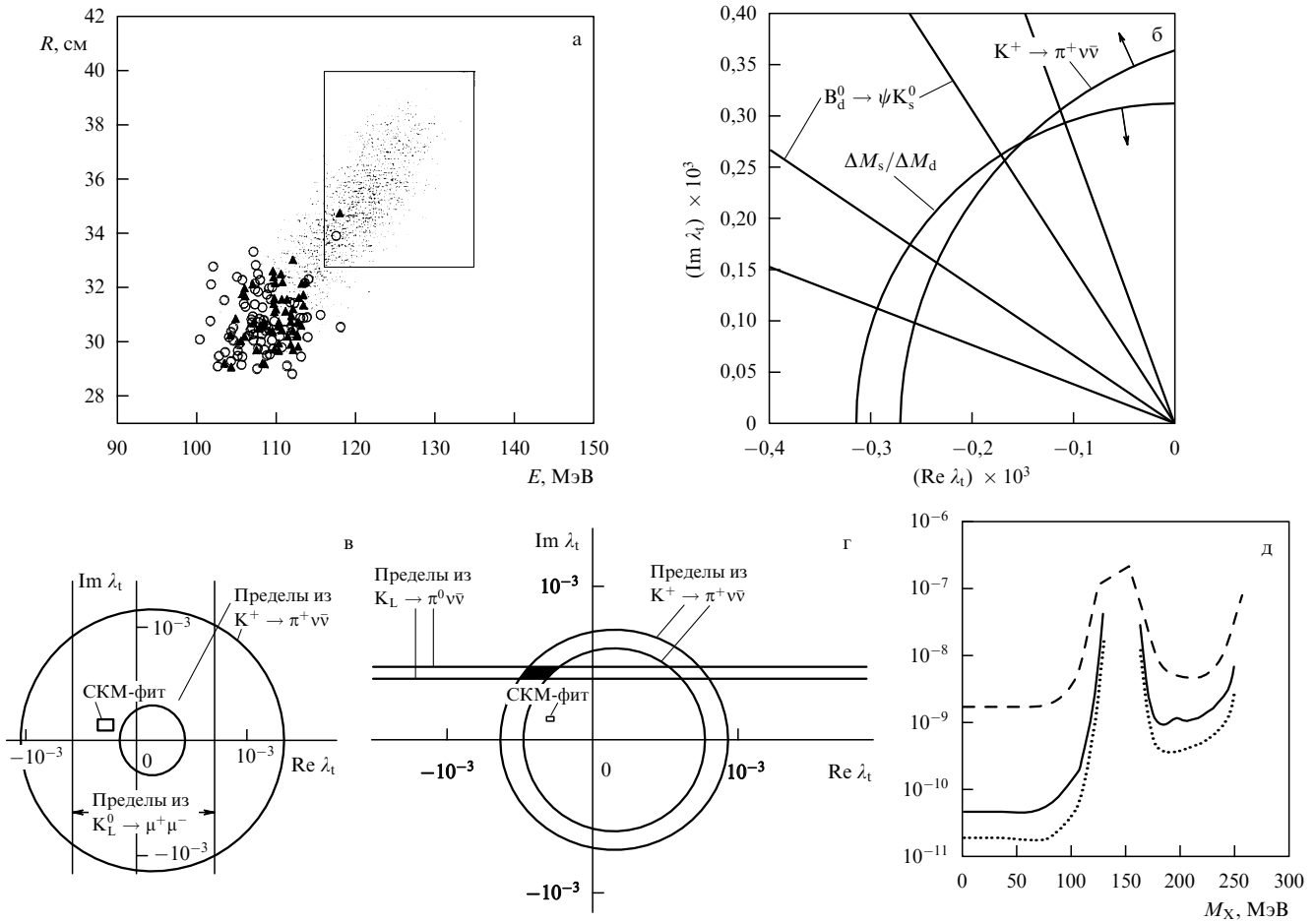


Рис. 12. Результаты эксперимента BNL E787 по изучению редкого распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ [131, 132]. (а) Распределение событий, отобранных на последнем этапе обработки по пробегу π^+ -мезонов, измеряемому в пробных счетчиках, и их энергии, определенной из измерения импульса в магнитном спектрометре. Прямоугольником выделена область чувствительности установки для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ (область I на рис. 11б). Показаны два зарегистрированных события $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, найденные при обработке экспозиции 1998 г. (кружок) и 1995–1997 гг. (треугольничек). Группа событий в области $E = 108$ МэВ обусловлена фоном от $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$. Точки изображают результаты симуляции Монте-Карло для распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. (б) Данные о λ_t , полученные из измерений $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и опытов с В-мезонами. Данные из асимметрии $B_d^0(B_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ ($\sin 2\beta$) и из вероятности $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ соответствуют 90% C.L., а из $\Delta M_d/\Delta M_s$ — 95% C.L. На графике использованы следующие экспериментальные значения: $\Delta M_s < 14,6 \text{ пс}^{-1}$; $0,56 \times 10^{-10} < BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) < 3,89 \times 10^{-10}$; $\sin 2\beta = 0,79 \pm 0,13$. (в) Данные для $\text{Re } \lambda_t$ и $\text{Im } \lambda_t$, полученные из измерений $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ в E787 и $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в E871, и предсказания СМ (СКМ-фит). (г) Ожидаемые результаты измерений $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (при точности в $|\lambda_t|$ и $\text{Im } \lambda_t$ около 10%) в предположении, что среднее значение $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ будет то же, что и в опытах E787. Результаты будущих опытов сравниваются с предсказаниями СМ (СКМ-фит). (д) Пределы по вероятности $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ X^0)$ (90% C.L.) в зависимости от массы M_X . Сплошная линия соответствует результату [132], пунктирная — прежнему результату [134]. Точками показана чувствительность измерений [132], соответствующих одному наблюдаемому событию.

BNL E949 [77] для дальнейшего исследования распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и ряда других редких каонных распадов. Новый опыт был начат в 2001 г., имел очень эффективный сеанс в 2002 г. и должен быть продолжен в 2003–2004 гг. За счет повышения эффективности установки и ее охранной системы, улучшения пучка и увеличения длительности измерений ожидается, что в результате эксперимента E949 удастся зарегистрировать около 10 распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и измерить его вероятность с погрешностью 30%.

5.4.3. Эксперимент СКМ Fermilab. Новый этап в изучении распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ может быть достигнут в эксперименте СКМ [76], принятом недавно в Fermilab, в котором ожидается регистрация около 100 распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Этот эксперимент принципиально отличается от E787 и E949, так как в нем будут проведены поиски распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ на лету, в высокоинтенсивном сепарирован-

ном пучке K^+ -мезонов с импульсом 22 ГэВ/с и интенсивностью 3×10^7 K^+ -мезонов за цикл (частота повторения составит 20 цикл/мин с длительностью цикла 1 с). Общая схема установки СКМ представлена на рис. 13а. Установка включает в себя следующие основные элементы:

систему идентификации первичных K^+ -мезонов в пучке и двойного измерения их кинематических параметров с помощью магнитного спектрометра UMS (с пропорциональными камерами и сцинтилляционным годоскопом KEAT) и черенковского спектрометра по измерению скорости первичной частицы KAON RICH;

распадный объем с высоким вакуумом длиной 30 м, окруженный очень эффективной охранной системой (фотонная охранная система VVS и система подавления фона от взаимодействия пучковых частиц BIVS);

систему для выделения распадных пионов с магнитным спектрометром DMS с пропорциональными трубками, работающими в вакуумном объеме, двумя сцин-

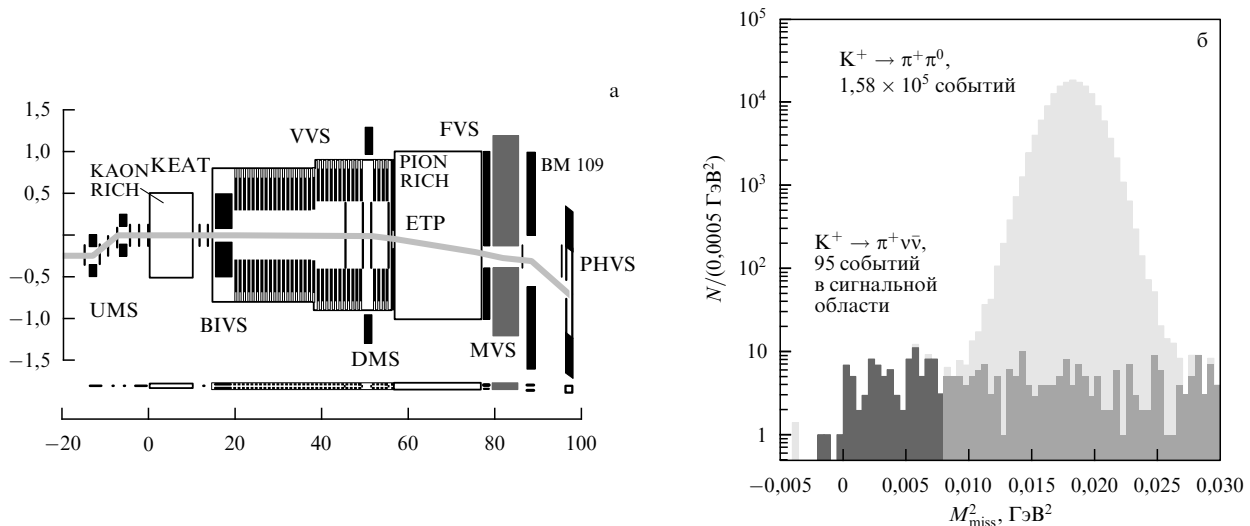


Рис. 13. (а) Схема установки СКМ [76]. Шкала на рисунке по вертикали и горизонтали указана в метрах (масштаб по вертикали и горизонтали различный). Нижняя часть рисунка соответствует единому масштабу. Основные элементы установки обозначены на рисунке (см. текст). (б) Ожидаемые результаты эксперимента СКМ. Приведен спектр недостающих масс M^2_{miss} в распадах $K^+ \rightarrow \pi^+ + X_{miss}$ при комбинировании результатов измерений спектра в магнитных спектрометрах UMS и DMS и черенковских спектрометрах KAON RICH и PION RICH (результаты расчетов по GENT–Monte-Carlo для установки СКМ). Для ($K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$)-распада $M^2_{miss} = M(\nu \bar{\nu})^2$. Область регистрируемых событий $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ затемнена.

тилляционными годоскопами ETP и черенковским спектрометром для измерения скорости вторичных частиц PION RICH (двойное измерение кинематики вторичного пиона);

высокоэффективный фотонный спектрометр FVS со сцинтилляционными кристаллами CsI, являющийся частью фотонной охранной системы установки (спектрометр FVS служит также для регистрации фотонов в других каонных распадах, которые будут исследованы на установке СКМ; см. [76]);

мюонную годоскопическую охранную систему MVS, используемую для дополнительного подавления мюонного фона (на уровне 10^{-5});

фотонную охранную систему PHVS, расположенную в конце установки (после дополнительного магнита BM109), перекрывающую область пучка и предназначенную для увеличения герметичности всей фотонной охранной системы установки (пучок отклоняется магнитом и не попадает в систему PHVS).

Таким образом, выделение распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ осуществляется путем двойного измерения кинематики каонного распада в вакууме (для подавления фона от распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$) и использования высокоэффективной охранной системы для подавленного фона от фотонов и мюонов в K-распадах. Исследования будут проводиться на новом сепарированном каонном пучке со сверхпроводящими высокочастотными резонаторами, создаваемом сейчас в Fermilab. Каонный пучок формируется от протонного пучка главного инжектора с энергией протонов $E_p = 120 \text{ GeV}$. Пучок характеризуется импульсом $22 \text{ GeV}/c$ и полной интенсивностью 50 МГц (30 МГц — каоны пучка, $7,5 \text{ МГц}$ — примесь пионов, $7,5 \text{ МГц}$ — примесь мюонов в пучке). Предполагается, что за два года измерений на установке СКМ будет зарегистрировано около 100 событий $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ (рис. 13б) при ожидаемом фоне меньше 10 событий (возможности установки СКМ для подавления различных фоновых процессов представлены в табл. 8). Изме-

рения на установке СКМ планируется начать в 2007–2008 гг.

Таблица 8. Ожидаемые фоновые условия в эксперименте СКМ [76]

Источник фона	Эффективное значение BR, в единицах 10^{-12}
Распады:	
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	< 0,04
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	< 3,7
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$	< 0,09
Случайные совпадения двух K^+ -распадов	< 0,51
Взаимодействия:	
$K^+ A \rightarrow K_L^0 X$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow \pi^+ e^- \nu_e$	< 0,14
$K^+ A \rightarrow \pi^+ X$ (в веществе трековой системы)	< 4,0
$K^+ A \rightarrow \pi^+ X$ (в остаточном газе 10^{-6} торр)	< 2,1
Полный фон	< 10,6

Примечание. Приведены эффективные значения BR для остаточных фоновых процессов. Для исследуемого распада $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) \sim 10^{-10}$.

5.4.4. Распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ для останавливающихся каонов на ускорителе J-PARK. Новое предложение о проведении исследования распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ для останавливающихся K-мезонов из сепарированного пучка сооружаемого сейчас ускорителя J-PARK (КЕК) появилось в конце 2002 г. в форме письма о намерении [137]. По идеологии этот эксперимент должен быть очень близким к экспериментам E787 и E949 BNL, которые обсуждались в разделах 5.4.1 и 5.4.2. Ожидается, что удастся

поднять в несколько раз чувствительность этого метода путем использования ряда усовершенствований (более сильный и компактный сверхпроводящий соленоидный магнит, более высокая сегментация реагирующей аппаратуры, лучшее качество каонного пучка, новая front-end-электроника системы сбора данных) и зарегистрировать около 50 событий $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Предполагается, что эксперимент начнется вскоре после запуска нового высокоинтенсивного ускорителя J-PARK.

5.4.5. Исследование распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. По сравнению с уже обсуждавшимся распадом $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ выделение очень редкого распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ является на порядок более сложной задачей из-за меньшей ожидаемой вероятности процесса в СМ (см. (124)) и более сложной идентификации распада, в котором нет заряженных частиц в конечном состоянии. Поэтому до сих пор получены только довольно слабые прямые ограничения для этого распада (KTeV [138]):

$$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 5,9 \times 10^{-7} \quad (90\% \text{C.L.}).$$

Однако из безмодельного предела (113) и данных по вероятности $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ (131) можно получить более сильное ограничение:

$$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 4,37 BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = 1,7 \times 10^{-9} \quad (90\% \text{C.L.}). \quad (134)$$

Все эти пределы лежат очень далеко от ожидаемого в рамках СМ значения (см. (130))

$$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{\text{СМ}} = (2,49 \pm 0,42) \times 10^{-11}.$$

Следует подчеркнуть, что совместное измерение $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ представляется очень важным, так как из каонных данных можно будет получить независимое определение параметров унитарного треугольника. Более детальное обсуждение значения этих опытов для проверки СМ и ее возможных расширений проводится в следующем разделе.

Однако экспериментальные перспективы этих исследований представляются менее ясными, чем для изучения распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Прежде всего следует отметить, что очень перспективный проект для исследования $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ КАМІ [139] не был принят в Fermilab из-за сложности и дороговизны. В этом проекте планировалось, что измерения будут проводиться на интенсивном K_L^0 -пучке со средним импульсом 10 ГэВ/с на главном инжекторе Fermilab. Предполагалось, что в состав установки КАМІ, которая должна была представлять собой дальнейшее развитие установки KTeV, будут входить прецизионный фотонный спектрометр для регистрации π^0 -мезонов и высокоэффективная охранная система для подавления фотонного фона. Оценки показали, что в установке КАМІ можно было рассчитывать на регистрацию около 100 событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ за год работы при фоне около 10–15 событий. В состав установки КАМІ должен был также входить магнитный спектрометр, открывавший возможность одновременного изучения других редких K_L^0 -распадов ($K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$, $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$, $\mu^+ \mu^- e^+ e^-$ и др.). К сожалению, этот проект сейчас не будет реализован.

В настоящее время в BNL принят проект КОРІО [140], который должен проводиться на низкоэнергетическом K_L^0 -пучке ускорителя AGS BNL (со средним импульсом

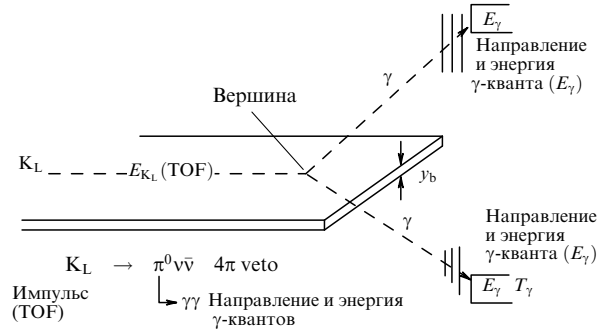
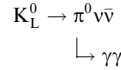


Рис. 14. Схема эксперимента КОРІО [140]. Выделение распада



происходит при измерении энергии K_L^0 -мезона по времени пролета (TOF), энергии и направлению вылета двух фотонов. Вертикальная координата вершины распада определяется малой вертикальной толщиной первичного нейтрального пучка (y_b). Масса m_{π^0} определяется из 3С-фита.

0,7 ГэВ) с измерением энергии K_L^0 -мезонов по времени пролета (с привязкой к высокочастотной системе ускорителя). Направление вылета фотонов от π^0 -распада и их энергия будут измеряться в γ -спектрометре с конверсионным предварительным ливневым детектором. Высокоэффективная охранная система и кинематические критерии отбора позволят подавить фон и выделить распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Общая схема эксперимента КОРІО представлена на рис. 14. Предполагается, что за два года измерений может быть зарегистрировано около 50 событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ при отношении сигнала к фону на уровне 2. Ожидается, что измерения в этом эксперименте начнутся примерно в 2007–2008 гг.

В эксперименте КЕК E391А [141] на пучке K_L^0 -мезонов со средним импульсом 2 ГэВ/с, который ведется в настоящее время, будет достигнута только ограниченная чувствительность

$$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \lesssim 10^{-10}.$$

Однако на следующем этапе эксперимента, который планируется провести на новом ускорителе J-PARK, находящемся сейчас в стадии сооружения, предполагается иметь очень интенсивный пучок K_L^0 -мезонов, который позволит зарегистрировать порядка 10^3 событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Удастся ли реально достичь столь высокой чувствительности, пока не ясно, так как проекта этого опыта еще не существует. Тем не менее можно надеяться, что в опытах по исследованию $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ в обозримом будущем будет получена чувствительность такого же порядка, что и в ($K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$)-экспериментах, т.е. обе вероятности будут измерены с погрешностью, не превышающей 10 %.

6. Редкие распады К- и В-мезонов, нарушение СР-инвариантности в Стандартной модели и вне ее

6.1. Совместный анализ данных из экспериментов с К- и В-мезонами и поиски эффектов Новой физики
Исследование редких распадов К- и В-мезонов вступает в новую стадию, позволяющую в ближайшее десятилетие

получить прецизионные данные о ряде FCNC-процессов, вероятности которых могут быть надежно предсказаны в СМ. Таким образом, открываются богатые возможности для проверки тонких предсказаний этой модели для процессов на малых расстояниях, механизмов прямого нарушения CP-инвариантности и поисков эффектов НФ. В самом деле, в рамках СМ теоретически чистые каонные и В-мезонные измерения (в первую очередь исследования распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, отношения параметров смешивания $\Delta M_d / \Delta M_s$ и CP-нарушающей асимметрии в некоторых В-распадах) позволят независимо определить положение вершины унитарного треугольника (см. рис. 4) и его параметры с лучшей точностью, чем это известно сейчас (см. рис. 5). Если данные независимых экспериментов разойдутся между собой, это неизбежно будет свидетельствовать о существовании эффектов НФ, которые не учитывались при анализе в рамках СМ. В этом разделе мы обсудим переопределение параметров и возможное проявление новых физических эффектов в редких FCNC-процессах. Как правило, влияние новых эффектов можно ожидать в области малых расстояний, в высшем порядке по слабому взаимодействию в петлевых диаграммах.

Так как НФ может по-разному проявляться в FCNC-процессах с изменениями ароматов $\Delta F = 2$ (процессы смешивания $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$, $B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0$, $D^0 \rightleftharpoons \bar{D}^0$) и $\Delta F = 1$ (редкие распады), необходимы независимые исследования этих двух типов FCNC-процессов. Здесь квантовое число F характеризует данный аромат: странность S , прелесть B , чарм C . Для переходов с $\Delta F = 1$ наилучшие перспективы открываются при прецизионных исследованиях теоретически чистых распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$, для которых в СМ могут быть получены достаточно точные и надежные предсказания. Отступления от этих предсказаний однозначно будут свидетельствовать о существовании НФ. Обнаружение $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ в эксперименте BNL E787 продемонстрировало реальную возможность изучения очень редких, трудно выделяемых распадов и открыло дверь для дальнейших прецизионных исследований событий этого класса.

6.1.1. Независимое определение угла β унитарного треугольника в опытах по изучению распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ и в исследованиях CP-асимметрии $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$. Из формулы (117) видно, что вероятность распада $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ представлена на плоскости $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ эллипсом с центром на оси $\bar{\rho}$. Действительно,

$$(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma\bar{\eta})^2 = c_0^2$$

есть уравнение эллипса

$$\frac{(\rho_0 - \bar{\rho})^2}{c_0^2} + \frac{\bar{\eta}^2}{(c_0/\sigma)^2}$$

с центром в точке $\rho_0 = 1,39$ на оси $\bar{\rho}$ и полуосями c_0 и c_0/σ . Здесь

$$c_0^2 = \frac{\sigma BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})}{K_+ |V_{cb}|^4 X^2(x_t)}$$

может быть найдено из измерений $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$. Так как $\sigma = 1,051$, этот эллипс близок к окружности. Вершина унитарного треугольника может быть определена из

данных по $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ как пересечение эллипса $(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma\bar{\eta})^2 = c_0^2$ (уравнение (117)) и горизонтальной прямой линии $\bar{\eta} = \text{const}$ (из (118)); см. рис. 4.

Результаты двух измерений позволят определить $\sin 2\beta$ из данных каонных опытов, причем соответствующая точность измерений не искажается погрешностью в определении $|V_{cb}|^4$; более подробно см. в приложении I. Обозначим этот результат как $(\sin 2\beta)_K$. Ожидаемая погрешность будущих К-мезонных опытов составит $\delta(\sin 2\beta)_K = \pm 0,07$, что сравнимо с погрешностью измерений $(\sin 2\beta)_B$ в опытах по асимметрии распадов $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ (см. (99)). Точность В-мезонных измерений к этому времени будет улучшена.

Таким образом, из данных каонных и В-мезонных экспериментов можно будет независимо получить информацию о прямых процессах нарушения CP-инвариантности. Механизмы, проявляющиеся в К- и В-мезонных процессах, которые здесь рассматриваются, имеют разную природу. Напомним, что FCNC-распады $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ происходят в высших порядках по слабому взаимодействию. Как сказано ранее, вершина $Zd\bar{s}$ для диаграмм этих распадов может быть особенно чувствительна к вкладам новых взаимодействий. В то же время распады $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$, из зарядовой асимметрии $a_{\psi K}$ которых в СМ непосредственно определяется $(\sin 2\beta)_B$ (см. (98)), происходят в первом порядке по слабым взаимодействиям (это распадные процессы $b \rightarrow c\bar{s}s$ и $\bar{b} \rightarrow \bar{c}s\bar{s}$).

Асимметрия $a_{\psi K}$ обусловлена относительной фазой между петлевой амплитудой ($B_d^0 \rightleftharpoons \bar{B}_d^0$)-смешивания и амплитудой распада $b \rightarrow c\bar{s}s$, идущего в древесном приближении (см., например, [32]). Вместе с тем, как отмечалось выше, CP-несохранение в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ обусловлено относительной фазой между амплитудой ($K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$)-смешивания и FCNC-процессом $s \rightarrow d\nu\bar{\nu}$, связанным с петлевыми диаграммами, представленными на рис. 8. В рамках СМ величина асимметрии $a_{\psi K}$ и соотношение между вероятностями $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ определяется одним и тем же параметром унитарного треугольника $\sin 2\beta$; см. приложение I. Поэтому в СМ, для которой прямое CP-несохранение определяется одной фазой в матрице СКМ, результаты независимых измерений с В- и К-мезонами приведут к одному и тому же значению угла β : $(\sin 2\beta)_B = (\sin 2\beta)_K$.

Следует отметить еще раз, что предсказания в СМ как для распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, так и для $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ теоретически очень надежны. Поэтому совпадение результатов этих двух экспериментальных циклов позволит очень жестко проверить предсказания СМ для механизма прямого нарушения CP-инвариантности. Вместе с тем другие механизмы CP-несохранения, связанные с суперсимметрией, дополнительными хиггсовскими дублетами и т.д., могут совершенно по-разному изменить результаты каонных и В-мезонных опытов. В распадах $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ эти механизмы, по-видимому, проявятся прежде всего в амплитудах ($B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0$)-смешивания, определяемых петлевыми диаграммами на малых расстояниях и чувствительных к вкладу новых тяжелых частиц. Процесс первого порядка $b \rightarrow c\bar{s}s$ может оставаться без существенных изменений. Асимметрия в В-распадах $a_{\psi K}$ будет теперь определяться не только СКМ-фазой (приводящей к углу β), но и новой

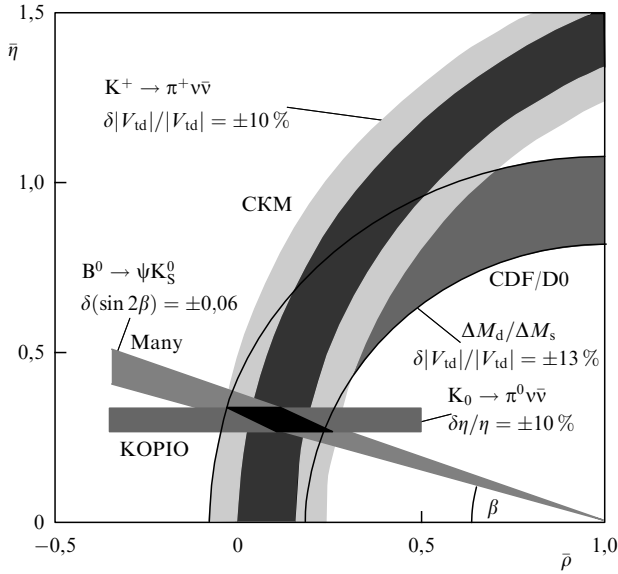


Рис. 15. Ожидаемые значения угла β и параметров $\bar{\rho}$, $\bar{\eta}$, которые могут быть получены из результатов будущих опытов с каонами и В-мезонами (см. [76]).

дополнительной фазой ϕ_d^{NP} (см. раздел 4.4). Поэтому асимметрия В-распадов изменится и будет иметь вид

$$a_{\psi K} = (\sin 2\beta)_B = \sin(2\beta + \phi_d^{\text{NP}}).$$

Мы знаем теперь из экспериментов, что фаза ϕ_d^{NP} , скорее всего, может быть только небольшой.

Для распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ новые механизмы, как уже говорилось, могут существенно сказаться на петлевых FCNC-процессах, чувствительных к эффектам на малых расстояниях. При этом отношение вероятностей $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, скорее всего, изменится, и тогда изменится величина $(\sin 2\beta)_K$, которая теперь будет составлять $\sin(2\beta + \phi_K^{\text{NP}})$, где ϕ_K^{NP} — новая фаза, проявляющаяся в каонных процессах. Таким образом, если существуют новые механизмы CP-несохранения, обусловленные НФ, значения $(\sin 2\beta)_B$ и $(\sin 2\beta)_K$ могут существенно разойтись между собой, и будущие эксперименты позволят однозначно это установить. Результаты будущих опытов иллюстрируются данными, приведенными на рис. 15 (см. [76]).

6.1.2. Корреляции между $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и данными по $|V_{ub}/V_{cb}|$, $\Delta M_d/\Delta M_s$ и $\sin 2\beta$ из В-распадов. В рамках СМ могут быть получены и другие корреляции между результатами опытов с В-мезонами и данными для вероятностей редких распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ (см., например, [58, 114, 119]). Так, положение вершины унитарного треугольника может быть определено из данных по $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и отношения $|V_{ub}/V_{cb}| = R_b/\sqrt{\sigma} \lambda$ (см. (28)) как пересечение эллипса $(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma \bar{\eta})^2 = c_0^2$ и окружности $\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2 = R_b^2$ (см. рис. 4). Тогда

$$(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma \bar{\eta})^2 = c_0^2, \quad \sigma^2 \bar{\eta}^2 = \sigma^2 R_b^2 - \sigma^2 \bar{\rho}^2,$$

$$\bar{\rho} = \frac{1}{1 - \sigma^2} \left[\rho_0 \pm \sqrt{\sigma^2 \rho_0^2 + (1 - \sigma^2)(c_0^2 - \sigma^2 R_b^2)} \right].$$

Свойствам унитарного треугольника удовлетворяет только решение со знаком "—" перед корнем в этом соотношении.

Итак, из условия пересечения эллипса ($K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$) и окружности (R_b) могут быть найдены соотношения для параметров унитарного треугольника:

$$\bar{\rho} = \frac{1}{1 - \sigma^2} \left[\rho_0 - \sqrt{\sigma^2 \rho_0^2 + (1 - \sigma^2)(c_0^2 - \sigma^2 R_b^2)} \right],$$

$$\bar{\eta} = \sqrt{R_b^2 - \bar{\rho}^2}, \quad (135)$$

$$c_0^2 = \frac{\sigma \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})}{K_+ |V_{cb}|^4 X^2(x_t)},$$

$$R_t^2 = (1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2 = 1 + R_b^2 - 2\bar{\rho}.$$

Одним из существенных тестов для СМ является независимое определение матричного элемента $|V_{td}|$ из измерения вероятности $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и данных по $\Delta M_d/\Delta M_s$ (см. приложение II и (90)). Ожидается, что погрешность определения $|V_{td}|$ в этих двух экспериментальных подходах будет соответствовать $\delta|V_{td}|/|V_{td}| \lesssim 0,1$.

Очень интересные результаты могут быть получены из данных по отношению разностей масс $\Delta M_d/\Delta M_s$, из измерений $\sin 2\beta$ по асимметрии распадов $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ и данных по вероятности $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ [119]. Так как из свойств унитарного треугольника следует, что $\bar{\rho} = 1 - R_t \cos \beta$, $\bar{\eta} = R_t \sin \beta$, то

$$\begin{aligned} \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) &= K_+ |V_{cb}|^4 X^2(x_t) \frac{1}{\sigma} [(\sigma \bar{\eta})^2 + (\rho_0 - \bar{\rho})^2] = \\ &= K_+ |V_{cb}|^4 X^2(x_t) \times \\ &\times \frac{1}{\sigma} [(\sigma R_t \sin \beta)^2 + (1 + \Delta - 1 + R_t \cos \beta)^2] = \\ &= K_+ |V_{cb}|^4 X^2(x_t) \left[(\sigma R_t^2 \sin^2 \beta + \frac{1}{\sigma} (\Delta + R_t \cos \beta)^2) \right] \simeq \\ &\simeq K_+ |V_{cb}|^4 X^2(x_t) [R_t^2 + \Delta^2 + 2\Delta R_t \cos \beta] \end{aligned} \quad (136)$$

(если пренебречь множителем $\sigma = 1,051$).

Вместе с тем сторона унитарного треугольника (90)

$$R_t \simeq \frac{\xi}{\lambda} \left(\frac{\Delta M_d}{\Delta M_s} \right)^{1/2} \left(\frac{M_s}{M_d} \right)^{1/2}$$

может быть определена в дальнейшем из измерений отношения параметров смешивания $\Delta M_d/\Delta M_s$. Уравнение (136) представляет собой уникальное соотношение, связывающее между собой результаты трех опытов: измерение $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$, измерение $\sin 2\beta$ из асимметрии распадов $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ и измерение отношения параметров смешивания для B_d^0 - и B_s^0 -мезонов, которые в рамках СМ имеют теоретически чистую интерпретацию⁷. Поэтому в следующем десятилетии, в течение которого будут получены новые экспериментальные данные о $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и $\Delta M_d/\Delta M_s$, соотношение (136) позволит провести один из наиболее важных тестов СМ для динамики кварковых ароматов.

6.1.3. Величина $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и поиски Новой физики. Поиски проявлений НФ в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ могут быть проведены путем оценки верхнего предела для бренчинга

⁷ Отметим, что предсказания для $\Delta M_d/\Delta M_s$ можно будет считать теоретически чистыми только после решения проблемы ξ , возникшей в связи с неопределенностью киральной экстраполяции к массе легкого кварка m_d (см. раздел 4.3 и табл. 5).

этого распада в СМ и сравнения этой верхней границы с существующими и будущими данными для $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{exp}}$.

Верхняя граница $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM,max}}$ определяется двумя в значительной степени независимыми методами. В одном из них (предложенном в [58]), используется соотношение (136), в котором верхняя граница для R_t находится из существующего сейчас нижнего предела для параметра $(B_s^0 \rightleftharpoons \bar{B}_s^0)$ -смешивания $\Delta M_s > 14,4 \text{ ps}^{-1}$ (95 % C.L.), соответствующего верхнего предела для $\Delta M_d/\Delta M_s < 0,035$ (95 % C.L.) и соотношения (90):

$$R_t = \frac{\xi}{\lambda} \left(\frac{\Delta M_d}{\Delta M_s} \right)^{1/2} \left(\frac{M_s}{M_d} \right)^{1/2} \left[1 - \frac{\lambda^2}{2} (1 - 2\bar{\rho}) \right] \simeq \frac{\xi}{\lambda} \left(\frac{\Delta M_d}{\Delta M_s} \right)^{1/2} \left(\frac{M_s}{M_d} \right)^{1/2}.$$

Представляя множитель $[(\sigma\bar{\eta})^2 + (\rho_0 - \bar{\rho})^2]$ в (136) в приближенном виде:

$$[(\sigma\bar{\eta})^2 + (\rho_0 - \bar{\rho})^2] \simeq [\bar{\eta}^2 + (1 - \bar{\rho})^2] + 2(1 - \bar{\rho})\Delta + \Delta^2 = R_t^2 + 2(1 - \bar{\rho})\Delta + \Delta^2,$$

можно показать, что при фиксированном значении стороны унитарного треугольника R_t относительная вероятность распада $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})$ растет с ростом $(1 - \bar{\rho})$, т.е. ее максимум соответствует $\bar{\eta} = 0$ в выражении для $R_t = [\bar{\eta}^2 + (1 - \bar{\rho})^2]^{1/2}$ (или $\sin \beta = 0$, $\cos \beta = 1$ в (136)). Тогда

$$\begin{aligned} \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{max}} &= \\ &= K_+ |V_{cb}|^4 X^2(x_t) \frac{1}{\sigma} [(1 - \bar{\rho})^2 + 2(\bar{\rho} - 1)\Delta + \Delta^2] = \\ &= K_+ |V_{cb}|^4 X^2(x_t) \frac{1}{\sigma} [(1 - \bar{\rho}) + \Delta]^2 = \\ &= K_+ |V_{cb}|^4 X^2(x_t) \frac{1}{\sigma} [R_t + \Delta]^2. \end{aligned} \quad (137)$$

Используя разные оценки для границ параметров, входящих в (136) и (137), можно получить верхний предел для вероятности распада [119]:

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM,max}; R_t} < 13,2 \times 10^{-11} \quad (138)$$

(это отвечает требованию, чтобы соотношение (137) насыщалось верхними пределами $(\Delta M_d/\Delta M_s)^{1/2} < 0,18$, $|V_{cb}| < 0,044$, $\xi < 1,3$, $\Delta < 0,48$, $X(x_t) < 1,57$). Верхний предел (138) не зависит от неопределенностей, связанных с ϵ_K -гиперболой (т.е. не зависит от \hat{B}_K), и от отношения $|V_{ub}/V_{cb}|$. Он соответствует трем стандартным отклонениям от значения

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM}} = (7,72 \pm 2,10) \times 10^{-11},$$

полученного в той же работе [119] из фитирования параметров СКМ для формулы (117). Однако этот предел зависит от ξ и $|V_{cb}|$. Он был получен для прежнего значения $\xi = 1,16 \pm 0,06$. Для $\xi = 1,32 \pm 0,10$ [101] предел (138) возрастает до 16×10^{-11} . Точность этого метода определения верхнего предела в будущем существенно увеличится (после измерения ΔM_s и решения проблемы ξ).

В другом методе, предложенном в [118] и обсуждавшемся в разделе 5, верхний предел для вероятности

$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM,max}}$ получен из распределения вероятности на рис. 9б и данных (123), определенных с использованием техники К-мезонного унитарного треугольника. В этом методе верхний предел составляет

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM,max}} < 10 \times 10^{-11} \quad (99\% \text{ C.L.}), \quad (139)$$

причем эта величина не зависит от $|V_{cb}|$, $|V_{ub}|$, $\Delta M_{d,s}$ и ξ . Использование дополнительной информации о $|V_{cb}|$, $|V_{ub}|$ и ΔM_d (см. (129)) позволяет немного снизить верхний предел (до $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM,max}} < 9,8 \times 10^{-11}$), но делает его более зависимым от существующих систематических неопределенностей. Точность этого метода возрастает при увеличении точности расчетов параметра \hat{B}_K в КХД на решетках и точности измерения a_{Ψ_K} .

Хотя верхний предел (139) не противоречит пока экспериментальному значению

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{exp}} = (15,7_{-8,2}^{+17,5}) \times 10^{-11}$$

($\text{BR} > \text{BR}_{\text{min}} = 5 \times 10^{-11}$) [131], возникает, конечно, вопрос о новой интерпретации физики распада $K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v}$, если предел (139) все-таки будет нарушен в последующих более точных экспериментах. Интерес к такой возможности подогревается еще и тем, что среднее значение этого брэнчинга сейчас более чем в два раза превышает предсказание СМ. Первая существенная проверка аномального увеличения брэнчинга ожидается в эксперименте BNL E949, в котором вероятность $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})$ может быть измерена с погрешностью 30–40 %. В последующем опыте СКМ FNAL погрешность этих измерений будет доведена до 10 %, что даст возможность критической проверки ограничения (139) и изучения корреляций между данными разных измерений, основанного на анализе соотношений (136) и (137).

Если будущие, более точные эксперименты BNL E949 и СКМ FNAL получат статистически достоверное значение $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})$, превышающее предел (139), то это будет однозначно свидетельствовать о существовании НФ. Тогда сравнение различных результатов, рассмотренных в данном разделе, позволит сделать некоторые выводы о природе этих эффектов. Так, в [119], где в оценке верхнего предела (138) использовались данные о $\Delta M_d/\Delta M_s$ и ξ , рассматривались два сценария. В первом из них большое значение $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})$ объясняется проявлением НФ в распаде $s \rightarrow d v\bar{v}$ из-за модификации Z_d -вершины и отмечаются определенные трудности, с которыми встречается такое объяснение. В другом сценарии проявление НФ связывается с процессом $(B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0)$ -смешивания. В этом случае большое значение $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})$ может быть получено, если $\bar{\rho} < 0$ (это видно из структуры формул (117) и (137)).

Положительное значение $\bar{\rho}$ в рамках СМ связано с общим глобальным фитом информации в плоскости $(\bar{\eta}, \bar{\rho})$. Если исключить из этого фита данные по $B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0$ (которые могут быть искажены эффектами НФ), значения $\bar{\rho} < 0$ становятся возможными и даже более вероятными (рис. 16). Подчеркивается необходимость получения независимой информации о знаке $\bar{\rho}$ из данных о распадах $B \rightarrow K\pi$, $b \rightarrow d l^+ l^-$ и $b \rightarrow s l^+ l^-$. К вопросу о возможности отрицательных значений $\bar{\rho}$ мы еще вернемся в разделе 6.2.2.

Верхнее ограничение (139), полученное в [118] и не зависящее от данных о $|\Delta M_{d,s}|$ и ξ , позволяет по-иному

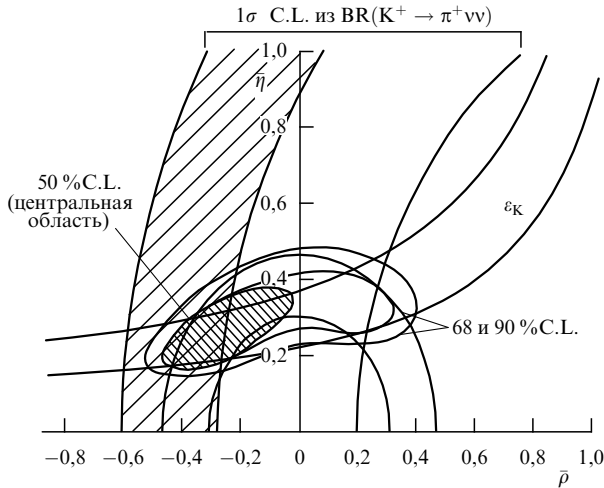


Рис. 16. Разрешенная область параметров вершины унитарного треугольника в плоскости $(\tilde{\rho}, \tilde{\eta})$ в предположении, что процессы B^0 -смешивания определяются механизмами НФ и их данные не могут быть использованы для исследования унитарного треугольника [119]. Показаны области ϵ_K -гиперболы, $|V_{ub}/V_{cb}|$ -окружности и заштрихованная область, определяемая данными по $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Показаны контуры разрешенной области $\tilde{\rho}, \tilde{\eta}$, соответствующие уровням 68 и 90 % C.L., а также ограничения, накладываемые областью центральных значений для $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ в E787 [131] (50 % C.L.) в предположении, что в будущих опытах E949 [77] точность будет увеличена в два раза.

подойти к интерпретации эффектов НФ. В этом случае большое значение $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ может быть связано либо с новыми эффектами в $s \rightarrow d \nu \bar{\nu}$, либо с ϵ_K , т.е. $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$, либо с распадами $B_d^0, (\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi) K_S^0$ (через новую фазу между амплитудами распада $b \rightarrow c \bar{c} s$ и амплитудой $B_d^0 \rightleftharpoons \bar{B}_d^0$). Однако, как уже отмечалось, по-видимому, эта фаза довольно мала. Тогда большое значение $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ требует для своего объяснения проявлений НФ в К-секторе. Альтернативная возможность, связанная с двузначностью угла β при $\sin 2\beta = 0,734 \pm 0,054$ (см. (99)), рассматривается в разделе 6.2.

Можно надеяться, что в дальнейшем более полная информация о распадах $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ и ряде В-распадов позволит прояснить эту картину и достигнуть значительных успехов в поисках эффектов НФ в редких FCNC-процессах.

Таблица 10. Данные о характеристиках некоторых распадов в вектороподобной модели [153] с синглетными экзотическими кварками "верхнего" (Т) или "нижнего" (В) типа

Величина	Модель 1 (смешивание с синглетным Т-кварком)		Модель 2 (смешивание с синглетным В-кварком)		СМ
	Минимальное значение	Максимальное значение	Минимальное значение	Максимальное значение	
$ V_{td} $	4×10^{-5}	44×10^{-3}	6×10^{-3}	13×10^{-3}	7×10^{-3}
$ V_{ts} $	$0,2 \times 10^{-2}$	$6,0 \times 10^{-2}$	5×10^{-2}	$4,4 \times 10^{-2}$	$3,9 \times 10^{-2}$
$\Delta M_s/\Delta M_d$	26,7	77	26,7	67	36
$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$	~ 0	$4,4 \times 10^{-10}$	~ 0	$1,6 \times 10^{-10}$	$(2,60 \pm 0,52) \times 10^{-11}$
$\frac{BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})}$	~ 0	4,35	~ 0	4,34	$0,37 \pm 0,09$
Асимметрия $a_{D_s^+ D_s^-}$ в распадах $B_s^0(\bar{B}_s^0) \rightarrow D_s^+ D_s^-$	-1	+1	-1	+1	$\simeq 0,03$

6.2. Модели с Новой физикой и их влияние на вероятности распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$

В этом разделе мы кратко рассмотрим некоторые модели с НФ и сравним их предсказания для вероятностей распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ с соответствующими оценками в СМ и экспериментальными данными. Эффекты НФ, которые обсуждаются ниже, иллюстрируют широкий спектр новых идей, имеющихся в литературе; см. [142–177]. Результаты этих обсуждений представлены в табл. 9–11 и особенно в результирующей табл. 12 (см. ниже), суммирующей предсказания различных моделей.

Таблица 9. Модифицированные петлевые функции $X(x_i)_{SM} \rightarrow X(x_i; 1/R)$ и $S_0(x_i)_{SM} \rightarrow F_{ii}(x_i; 1/R)$ в MFV-модели с универсальными дополнительными размерностями и радиусом компактификации R [144]

$1/R, \text{ ГэВ}$	$F_{ii}(x_i; 1/R)$	$X(x_i; 1/R)$
200	2,813	1,826
250	2,664	1,731
300	2,582	1,674
400	2,500	1,613
СМ	$S_0(x_i)_{SM} = 2,38$	$X(x_i)_{SM} = 1,52$

Как показано в [43], практически во всех моделях с НФ с левовинтовыми нейтрино эффективный гамильтониан, описывающий распады $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$, имеет вид

$$H_{\text{eff}} = \frac{2G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{\pi \sin^2 \vartheta_W} \lambda_t \bar{s} \gamma^\mu (X_L P_L + X_R P_R) d \bar{\nu}_l \gamma_\mu P_L \nu_l + \text{h.c.} \quad (140)$$

Здесь $P_L = (1 + \gamma_5)/2$ и $P_R = (1 - \gamma_5)/2$ в принятых в данном обзоре обозначениях соответствуют левым и правым токам (с амплитудами X_L и X_R).

Гамильтониан (140) приводит к следующим вероятностям распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$:

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = 4,42 \times 10^{-11} \left| \frac{\lambda_t (X_L + X_R)}{\lambda^5} \right|^2, \quad (141)$$

$$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = 1,93 \times 10^{-10} \left| \text{Im} \frac{\lambda_t (X_L + X_R)}{\lambda^5} \right|^2.$$

Как видно из сравнения (141) со (114) и (115), в СМ $X_R = 0$ и $X_L = X(x_t)(1 + \delta(x_c)\lambda_c/\lambda_t)$. В различных моделях с НФ

Таблица 11. Зависимость верхних пределов для вероятностей $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ |_{CP-dir} в суперсимметричной модели [72, 157] от параметров λ_t и A_t

A_t	Вероятность	λ_t (СМ)	λ_t из унитарности СКМ-матрицы
$A_t > 0$	$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$	$0,7 \times 10^{-10}$	$0,9 \times 10^{-10}$
	$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) _{CP-dir}$	$1,1 \times 10^{-11}$	$1,3 \times 10^{-11}$
	$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$	$1,7 \times 10^{-10}$	$2,0 \times 10^{-10}$
$A_t < 0$	$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$	$0,8 \times 10^{-10}$	$4,0 \times 10^{-10}$
	$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) _{CP-dir}$	$2,0 \times 10^{-11}$	$5,9 \times 10^{-11}$
	$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$	$1,7 \times 10^{-10}$	$2,7 \times 10^{-10}$

выражения для X_L и/или X_R модифицируются (это проиллюстрировано ниже на нескольких примерах).

При анализе предсказаний в моделях с НФ следует учесть ограничения параметров этих моделей, полученные из сравнения с существующими экспериментальными данными для редких К- и В-распадов, процессов $(K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0)$ - и $(B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0)$ -смешивания, параметров CP-несохранения ε_K , $\varepsilon'/\varepsilon_K$, $a_{\psi K}$, а также из верхних пределов дипольных моментов частиц и исследования электрослабых процессов в опытах на коллайдерах. Эти требования не всегда выполнялись, тем более что ряд предсказаний новых эффектов был получен до появления последних экспериментальных данных.

Как мы увидим ниже, важную роль играют имеющиеся экспериментальные данные для $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$. Они значительно ограничивают возможности проявлений новых физических эффектов, которые не должны вступать в противоречие с ограничениями [131] $5 \times 10^{-11} < BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{\text{exp}} < 39 \times 10^{-11}$ (90% C.L.).

Иная ситуация имеет место для распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Ожидаемые значения вероятности этого распада ограничены только безмодельным верхним пределом (113):

$$\frac{BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{SM}}{BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{SM}} = \frac{K_0}{K_+} \frac{(\text{Im } \lambda_t)^2}{[\sigma(x_c) \text{Re } \lambda_c + \text{Re } \lambda_t]^2 + (\text{Im } \lambda_t)^2} < \frac{r_0}{r_+} \frac{\tau(K_L^0)}{\tau(K^+)} = 4,37. \quad (142)$$

Отсюда и из (117), (118) следует, что проявление новых вкладов в распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, идущий с нарушением CP-инвариантности, может более чем на порядок увеличить вероятность этого процесса ($|\text{Im } \lambda_t|^2 \rightarrow (\text{Im } \lambda_t + S)^2 \gtrsim 10 |\text{Im } \lambda_t|^2$) и при этом изменить значение $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ не более чем в два раза, что не противоречит экспериментальным данным.

Как отмечалось в разделе 2.3, для проявления эффектов НФ следует рассмотреть два различных сценария.

1. Имеет место ограниченная модификация СМ (так называемые MFV-модели с минимальным нарушением ароматов [72–74]), при которой нет новых типов взаимодействий и новых CP-нарушающих слабых фаз, а все проявления НФ сводятся к модификации петлевых функций Инами–Лима: $F_{SM}^i \rightarrow F_{SM}^i + F_{NP}^i$ (см. (35)). Более конкретно, в выражениях (79), (84), (86) и (87), обусловленных процессами смешивания $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ и $B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0$, производится замена $S_0(x_t) \rightarrow F_{tt}$, а в соотношениях для вероятностей распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ (114), (115), (117), (118) и др. — замена $X(x_t) \rightarrow \tilde{X}$, где F_{tt} и \tilde{X} — соответствующие модифицированные петлевые функции.

2. Реализуются более сложные расширения СМ с учетом изменений кварковой динамики, возможными проявлениями новых типов взаимодействий, новых ароматов и новых CP-несохраняющих комплексных фаз. Такие проявления НФ приводят к модификации амплитуд рассматриваемых процессов в соответствии с соотношением (36).

Интересным свойством класса моделей с минимальным нарушением ароматов является возможность нахождения для них так называемого универсального унитарного треугольника, общего для всех MFV-моделей и СМ [48, 74]. Для определения универсального унитарного треугольника используются измерения величин, которые мало подвержены влиянию НФ и поэтому позволяют безмодельным образом найти параметры универсального треугольника. Наилучшими переменными для такого анализа оказываются данные о R_t , которые будут получены из измерений отношения разностей масс $\Delta M_d/\Delta M_s$ (после устранения неопределенности в ξ), данные о R_b из измерения отношения $|V_{ub}/V_{cb}|$ и данные для $\sin 2\beta$, найденные из CP-нечетной асимметрии распадов $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$. В то же время значения R_t , полученные только из измерения ΔM_d , и данные для ε_K не могут быть использованы для определения параметров универсального унитарного треугольника, так как они определяются модифицированной петлевой функцией F_{tt} и являются модельно-зависимыми. Наиболее подробный анализ методов определения параметров универсального унитарного треугольника и его сравнение с унитарным треугольником в СМ проведены в [48].

6.2.1. Модели с Новой физикой типа MFV. В MFV-модели с минимальным суперсимметричным расширением СМ (MFV MSSM) [142] основные поправки в новые обобщенные функции Инами–Лима обусловлены вкладом заряженных хиггсовских бозонов H^\pm и суперсимметричных чарджино χ_j^\pm ($j = 1, 2$), взаимодействующих с нижними кварками d, s, b и верхними суперкварками $\tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t}$ (рис. 8в). Вклад суперсимметричных частиц в этом случае, как правило, уменьшает вероятность распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Действительно, влияние виртуальных суперсимметричных частиц приводит к модификации петлевых функций Инами–Лима, входящих в выражения для вероятностей распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ и $|\varepsilon_K|$:

$$X(x_t) \rightarrow \tilde{X}(x_t; \text{SUSY}) = \tilde{X}, \quad (143)$$

$$S_0(x_t) \rightarrow F_{tt}(x_t; \text{SUSY}) = F_{tt}.$$

При этом меняются и соотношения (75), (114), (115) для $|\varepsilon_K|$ и $BR(K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu})$:

$$|\varepsilon_K| = L \hat{B}_K \text{Im } \lambda_t [N_c(\varepsilon_K) - \eta_{tt} S_0(x_t) \text{Re } \lambda_t] \rightarrow L \hat{B}_K \text{Im } \lambda_t [N_c(\varepsilon_K) - \eta_{tt} F_{tt} \text{Re } \lambda_t],$$

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = \frac{K_+ X^2(x_t)}{\lambda^2} \{ [f(x_c) + \text{Re } \lambda_t]^2 + (\text{Im } \lambda_t)^2 \} \rightarrow \frac{K_+ \tilde{X}^2}{\lambda^2} \{ [f(x_c) + \text{Re } \lambda_t]^2 + (\text{Im } \lambda_t)^2 \},$$

$$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \frac{K_0 X^2(x_t)}{\lambda^2} (\text{Im } \lambda_t)^2 \rightarrow \frac{K_0 \tilde{X}^2}{\lambda^2} (\text{Im } \lambda_t)^2. \quad (144)$$

Как показал анализ [142], процессы с $\Delta S = 2$ модифицируют $S_0(x_t)$ так, что $F_{tt} > S_0(x_t)$. Поскольку значение $|\varepsilon_K|$ фиксировано ($|\varepsilon_K| = 2,282 \times 10^{-3}$), увеличение F_{tt} приводит к уменьшению $\text{Re } \lambda_t$, $\text{Im } \lambda_t$, что в свою очередь уменьшает вероятность распада $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$. Влияние процессов с $\Delta S = 1$ на функцию $\tilde{\chi}$ может частично компенсировать или даже несколько перекомпенсировать такое уменьшение $\text{BR}(K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu})$. Согласно расчетам [142] ожидаемые значения вероятностей распадов лежат в диапазоне

$$\begin{aligned} 0,65 &\leq \frac{\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{\text{MSSM}}}{\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{\text{SM}}} \leq 1,03, \\ 0,41 &\leq \frac{\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{\text{MSSM}}}{\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{\text{SM}}} \leq 1,03, \\ 0,48 &< \frac{\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{\text{MSSM}}}{\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{\text{SM}}} \Big|_{\text{CP-dir}} < 1,1. \end{aligned} \quad (145)$$

Минимальное и максимальное значения вероятностей каонных распадов определяются параметрами MSSM-модели. Более детальные исследования модели проведены в [113].

В [142] предполагалось, что знаки обобщенных петлевых функций $\tilde{\chi}$ и F_{tt} являются такими же, как в СМ ($F_{tt}, \tilde{\chi} > 0$). Однако в MFV-моделях можно ожидать и более сложную модификацию петлевых функций, при которых меняются их знаки (т.е. становятся возможными $F_{tt}, \tilde{\chi} < 0$ [47, 143]). В приложении II приведены видоизмененные выражения для ряда рассмотренных выше величин, учитывающие возможные изменения знаков F_{tt} и $\tilde{\chi}$.

В MFV-теориях с петлевыми функциями разных знаков получены более широкие пределы для возможных предсказаний вероятностей распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$. Так, в феноменологической модели [47, 143] различные значения $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ для $\tilde{\chi} > 0$ и $\tilde{\chi} < 0$ получены в зависимости от $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и $a_{\psi K}$ -асимметрии в распадах $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$. Существующие сейчас экспериментальные данные позволяют получить для всех вариантов MFV-моделей абсолютный верхний предел:

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 70 \times 10^{-11} \quad (90\% \text{C.L.}).$$

Отметим также, что для каждой пары значений $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и $a_{\psi K}$ могут быть предсказаны два значения $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$, соответствующие $\tilde{\chi} > 0$ и $\tilde{\chi} < 0$ (рис. 17). Например, для $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = 10 \times 10^{-11}$ и $a_{\psi K} = 0,7$ предсказаны значения

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \begin{cases} 3,8 \times 10^{-11} & (\tilde{\chi} > 0), \\ 10,0 \times 10^{-11} & (\tilde{\chi} < 0). \end{cases}$$

Таким образом, знаковая неоднозначность для обобщенных петлевых функций $\tilde{\chi}$ в MFV-моделях может быть разрешена с помощью будущих данных для $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$.

Для верхней границы $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{\text{exp}} \leq 39 \times 10^{-11}$ (90% C.L.) [131] найдены абсолютные верхние границы $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ в MFV [143]:

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{\text{MFV, max}} \leq \begin{cases} 27 \times 10^{-11} & (\tilde{\chi} > 0), \\ 45 \times 10^{-11} & (\tilde{\chi} < 0). \end{cases} \quad (146)$$

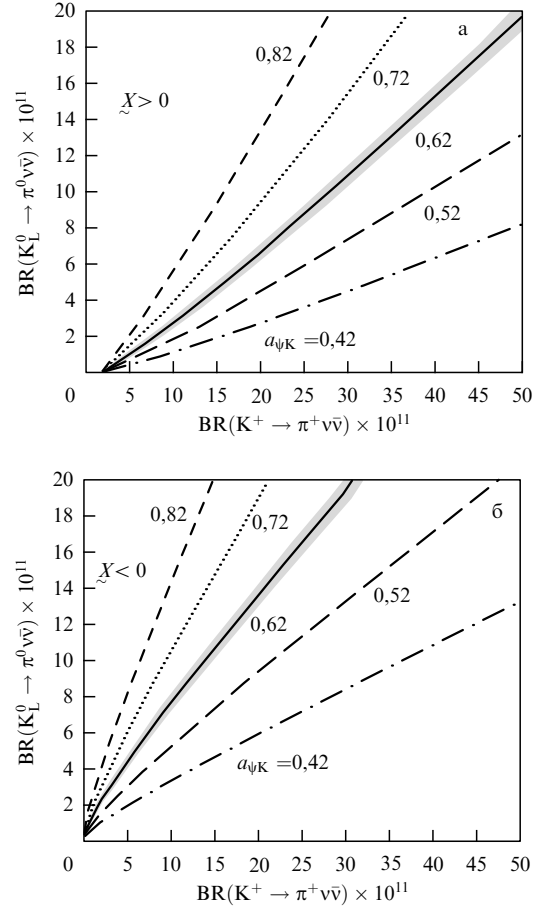


Рис. 17. Зависимость $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ от $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ в MFV-модели [143] для разных значений асимметрии $a_{\psi K}$ в распадах $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ при $\tilde{\chi} > 0$ (а) и $\tilde{\chi} < 0$ (б). Полосы для $a_{\psi K} = 0,62$ иллюстрируют влияние погрешностей: они соответствуют $P_c(\nu \bar{\nu}) = 0,40 \pm 0,06$.

В рассматриваемых MFV-моделях установлена связь между вероятностями распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ и $B \rightarrow X_s \nu \bar{\nu}$ [27, 47, 143]:

$$\begin{aligned} \text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &= 42,3 (\text{Im } \lambda_t)^2 \frac{0,104}{\text{BR}(B \rightarrow X_c e \bar{\nu}_e)} \times \\ &\times \left| \frac{V_{cb}}{V_{ts}} \right|^2 \left| \frac{f(z)}{0,54} \right| \text{BR}(B \rightarrow X_s \nu \bar{\nu}) \end{aligned}$$

($f(z) = 0,54 \pm 0,04$). Из этого соотношения, оценок $\text{Im } \lambda_t$ в MFV-моделях с $F_{tt} > 0$ и $F_{tt} < 0$ (по данным для $|\varepsilon_K|$ и $\Delta M_{d,s}$) и экспериментального верхнего предела

$$\text{BR}(B \rightarrow X_s \nu \bar{\nu}) < 6,4 \times 10^{-4} \quad (90\% \text{C.L.})$$

получено верхнее ограничение

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{\text{MFV}} < 92 \times 10^{-11} \quad (90\% \text{C.L.}).$$

Хотя это ограничение более слабое, чем (146), с дальнейшим развитием экспериментов с B-мезонами этот предел может быть значительно снижен.

В работе [144] рассмотрена еще одна модель с НФ, относящаяся к MFV-типу. В этой работе оценивается

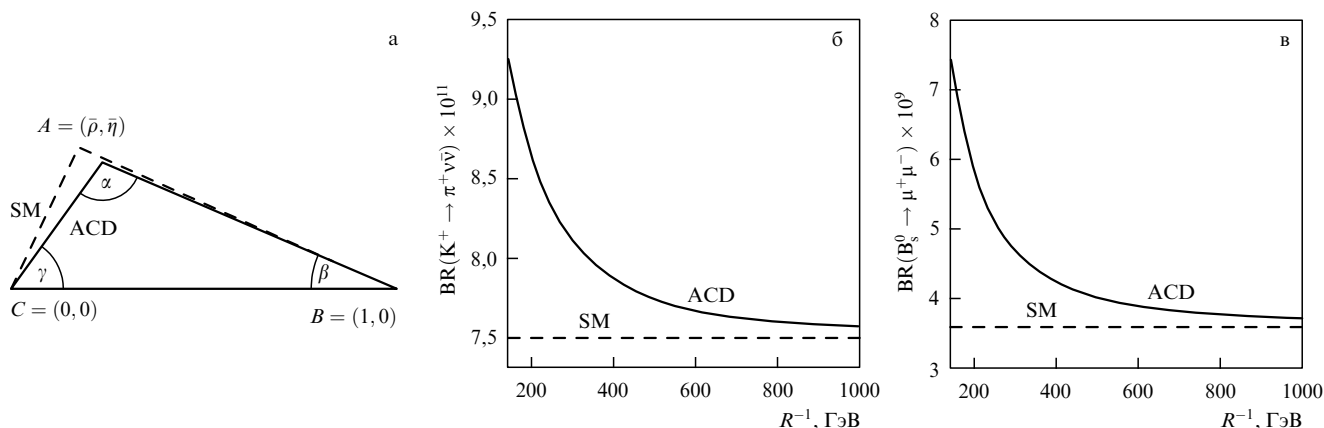


Рис. 18. Предсказания MFV-модели с дополнительной размерностью [144]: (а) унитарный треугольник в SM и в модели ACD; (б, в) зависимости предсказаний $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и $BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ от энергетической шкалы компактификации R^{-1} .

влияние теории с дополнительными размерностями (так называемой ACD-модели с одной универсальной дополнительной размерностью [145]) на параметры унитарного треугольника и вероятности некоторых редких распадов K- и B-мезонов. В ACD-теории дополнительная размерность имеет радиус компактификации R , соответствующий энергетической шкале $1/R \gtrsim 200-250$ ГэВ.

Рассматриваемая модель также относится к классу MFV-моделей, так как влияние структур Калуца–Клейна в ACD-теории модифицирует петлевые функции Инами–Лима для FCNC-процессов. Модифицированные петлевые функции зависят теперь от радиуса компактификации:

$$X(x_i) \rightarrow \tilde{X}\left(x_i; \frac{1}{R}\right), \quad S_0(x_i) \rightarrow F_{ii}\left(x_i; \frac{1}{R}\right). \quad (147)$$

Зависимость модифицированных функций (147) от $1/R$ представлена в табл. 9. Величина $F_{ii}(x_i; 1/R)$ растет по сравнению с $S_0(x_i)$, и этот рост приводит к уменьшению $\text{Re } \lambda_i$ и $\text{Im } \lambda_i$ (как и в [142]; см. выше). При этом форма унитарного треугольника SM несколько меняется (рис. 18а). Сторона унитарного треугольника $R_{i, \text{ACD}}$ уменьшается, что соответствует изменению углов γ и α ($\gamma_{\text{ACD}} < \gamma_{\text{SM}}$ и $\alpha_{\text{ACD}} > \alpha_{\text{SM}}$). Рост $\tilde{X}(x_i; 1/R)$ перекомпенсирует уменьшение $\text{Re } \lambda_i$ и $\text{Im } \lambda_i$ и приводит к некоторому росту вероятностей ряда редких распадов (рис. 18б). С уменьшением радиуса компактификации R значения вероятностей также уменьшаются и приближаются к предсказаниям SM.

В работах [146, 147] проводится общее рассмотрение расширения SM, удовлетворяющего критериям MFV. Такое расширение представляет собой низкоэнергетическую эффективную полевую теорию, в которой участвуют те же фундаментальные поля, что и в SM. Рассматривался и вариант MFV с двумя дублетами хиггсовских бозонов. Несохранение ароматов и нарушение CP-инвариантности описывается в этой теории $V_{\text{СКМ}}$ -матрицей, как и в SM. Отступления от SM носят универсальный характер в K- и B-мезонных секторах теории.

Предсказываемые нарушения SM определяются локальными FCNC-операторами с размерностью 6. Их амплитуды оказываются пропорциональными универсальным параметрам для FCNC-переходов между внеш-

ними кварками "нижнего" типа:

$$(\lambda_{\text{FC}})_{ij} = \begin{cases} \lambda_i^2 V_{ij}^* V_{ij}, & i \neq j; \quad i, j = d, s, b, \\ 0, & i = j. \end{cases} \quad (148)$$

При этом в эффективной низкоэнергетической теории отступления от SM характеризуются энергетической шкалой обрезания Λ . Их амплитуды оказываются пропорциональными $\pm 1/\Lambda^2$ и исчезают при $\Lambda \rightarrow \infty$ (знаки "±" определяются конструктивным или деструктивным характером интерференции этих дополнительных амплитуд с амплитудами SM). Величина Λ не должна превышать нескольких ТэВ (для устранения опасных расходимостей в массах хиггсовских бозонов).

Нарушения SM в MFV-теории, как правило, не превышают 10–30%. Поэтому для поисков таких сравнительно небольших эффектов особенно перспективными могут оказаться теоретически чистые (в рамках SM) редкие распады типа $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$. На рисунке 19 представлены границы параметра обрезания теории Λ , которые могут быть получены в будущих исследованиях этих и других редких распадов. Отмечается также, что некоторые теоретически чистые величины (CP-асимметрия $a_{\psi K}$ в распадах $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$ и отношение разностей масс $\Delta M_d/\Delta M_s$) определяются отношениями FCNC-амплитуд и поэтому малочувствительны к эффектам НФ.

6.2.2. Более сложные модели с Новой физикой. В предыдущем разделе показано, что MFV-модели приводят, как правило, к незначительным поправкам для вероятностей редких распадов по сравнению с предсказаниями SM. Между тем экспериментальные пределы этих вероятностей, хотя и не противоречат таким предсказаниям, оставляют еще значительный простор для поисков более существенных проявлений НФ в редких процессах.

Если экспериментальные данные для редких распадов каонов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ существенно разойдутся с предсказаниями SM и ее развития в классе MFV-моделей, это будет означать, что в природе реализуются более сложные механизмы нарушения CP-инвариантности, не описываемые одной СКМ-фазой, как это имеет место в MFV-моделях. Тогда здесь следует рассмотреть модели, в которых может иметь место широкий спектр новых взаимодействий и новых

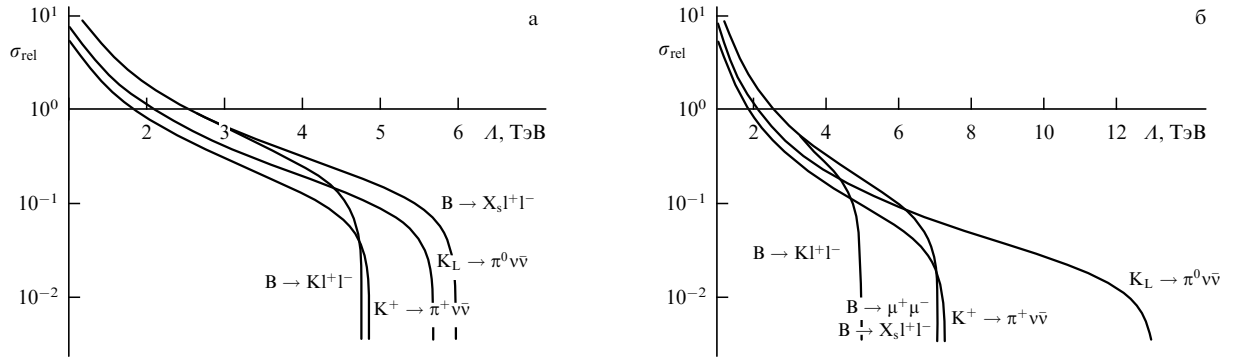


Рис. 19. Сравнение эффективности различных редких распадов К- и В-мезонов для определения параметра обрезания Λ в MFV-моделях в предположении, что точность (с которой известны соответствующие матричные элементы V_{CKM}) составляет 10 % (а) и 1 % (б) [146, 147]. Вертикальная шкала указывает относительную точность измерений брэнчингов распада для значений, ожидаемых в СМ.

аспектов кварковой флavorодинамики; см. начало раздела 6.2.

Как отмечалось в разделе 2.3, Новая физика включает в себя большое количество новых моделей и новых представлений. В нее входят новые тяжелые частицы и новые взаимодействия на малых расстояниях, новые механизмы нарушения СР-инвариантности, характеризующиеся дополнительными комплексными параметрами (новыми фазами). Большое распространение получили различные варианты моделей с суперсимметричными частицами, новыми семействами фундаментальных кварков, мультихиггсовскими структурами, лепто-кварками и другими экзотическими объектами.

Рассмотрим прежде всего довольно широкий класс моделей, связанных с возможным существованием новых семейств фундаментальных частиц. В этом случае дополнительные переходы в новые кварковые состояния нарушают условия унитарности матрицы кваркового смешивания для трех известных кварковых поколений V_{CKM} . (Такое нарушение унитарности кратко обсуждалось в разделе 2.1.) В моделях с дополнительными фундаментальными кварковыми мультиплетами вместо условия унитарности $V_{CKM}^+ V_{CKM} = 1$ будут иметь место соотношения

$$\begin{aligned}
 \sum_i |V_{id}|^2 &= 1 - D_d^2 = U_{dd}, \\
 \sum_i |V_{is}|^2 &= 1 - D_s^2 = U_{ss}, \\
 \sum_i |V_{ib}|^2 &= 1 - D_b^2 = U_{bb}, \\
 \sum_i V_{is}^* V_{id} &= U_{sd} \neq 0, \\
 \sum_i V_{ib}^* V_{id} &= U_{bd} \neq 0, \\
 \sum_i V_{ib}^* V_{is} &= U_{bs} \neq 0
 \end{aligned} \quad (149)$$

($i = u, c, t$). При этом унитарные треугольники СМ превращаются в четырехугольники.

Как следует из экспериментальных данных, имеют место следующие ограничения, характеризующие возможное нарушение унитарности V_{CKM} -матрицы:

$$D_k^2 \lesssim O(\lambda^3) \sim 10^{-2}, \quad U_{kj} \lesssim O(\lambda^4) \sim 2 \times 10^{-3} \quad (150)$$

($k, j = d, s, b$). Нарушение унитарности может привести к FCNC-переходам древесного типа и существенно отразиться на вероятностях соответствующих распадов. Влияние новых фундаментальных поколений будет проявляться при оценках матричных элементов V_{td} , V_{ts} , V_{tb} , которые не измерялись непосредственно, а определялись из свойств петлевых процессов и соотношения унитарности для V_{CKM} .

Различают два типа моделей с дополнительными кварками. Для так называемых моделей с последовательными фундаментальными мультиплетами вводятся дополнительные поколения верхних (t') и нижних (b') кварков, имеющие такую же структуру, как и уже известные три кварковых поколения (см. раздел 2.1). Модели этого типа рассматривались, например, в работах [148–150]. В этих моделях для унитарных четырехугольников (149) $U_{sd} = V_{t'd} V_{t'b}$ и т.д. (рис. 20а). При этом амплитуда X_L в (140) и (141) приобретает дополнительный член:

$$X_L = (X_L)_{SM} + \frac{\lambda_{t'}}{\lambda_t} F(x_{t'}).$$

В зависимости от массы $m_{t'}$ значение $F(x_{t'})$ лежит в пределах $1,5 \leq F(x_{t'}) \leq 5$, и при достаточно большом значении $\lambda_{t'}/\lambda_t$ вклад четвертого поколения кварков в вероятности (141) может быть весьма значительным и приводить к существенным отступлениям в оценках вероятностей распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ от предсказаний СМ. Так, в работе [149] в модели с четырьмя поколениями фундаментальных фермионов с учетом ограничений, возникающих из ΔM_K , ΔM_d , ΔM_s , ΔM_D и других данных, получены следующие пределы вероятностей FCNC-распадов К-мезонов (рис. 20б):

$$\begin{aligned}
 \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) &\simeq (0,7-4,4) \times 10^{-10}, \\
 \text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &\simeq (0,05-10) \times 10^{-10}.
 \end{aligned}$$

В ряде работ (см., например, [33, 151–153]) рассматривались модели с дополнительными экзотическими тяжелыми кварковыми синглетами — только "нижними" ($B, q = -1/3$) или только "верхними" ($T, q = 2/3$). Эти экзотические кварки участвуют в слабых взаимодействиях своими левыми и правыми компонентами. Они преобразуются как SU(2)-синглеты, и их введение в теорию не нарушает компенсацию треугольных анома-

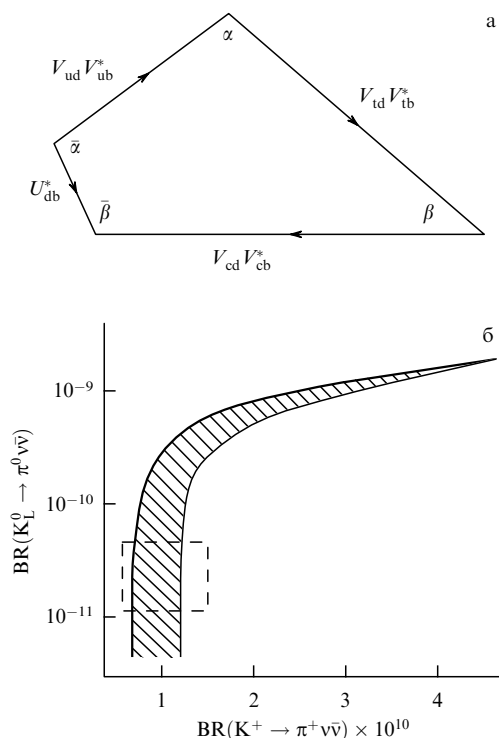


Рис. 20. Модель с четырьмя фундаментальными дублетами фермионов (дополнительный дублет с тяжелыми кварками

$$\begin{pmatrix} t' \\ b' \end{pmatrix}$$

[149]): (а) унитарный четырехугольник модели (см. текст); (б) возможная область вероятностей $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ в модели с четырьмя фундаментальными дублетами кварков (прямоугольник — область предсказаний СМ). Область масс кварков четвертого поколения $m_{t'} \approx 400$ ГэВ, $m_{b'} \approx 350$ ГэВ.

лий. Модели с экзотическими кварковыми синглетами называются вектороподобными. Мы остановимся на результатах одной из последних работ с экзотическими кварками [153], в которой детально анализируются особенности таких моделей с учетом ограничений на их параметры, определяемых большой совокупностью экспериментальных данных.

В работе [153] рассматривались редкие распадные процессы ($K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, ε_K , ε'_K , $b \rightarrow s l^+ l^-$, разности масс ΔM_d , ΔM_s , ΔM_D , обусловленные ($B_d^0 \rightleftharpoons \bar{B}_d^0$), ($B_s^0 \rightleftharpoons \bar{B}_s^0$), ($D^0 \rightleftharpoons \bar{D}^0$)-смешиванием, CP-асимметрия $a_{\psi K}$ в распадах $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi) K_S^0$ и прецизионные измерения электрослабых параметров в коллайдерных экспериментах ($R_b = \Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z \rightarrow \text{адроны})$), $A_{b,c}$ — асимметрия вперед-назад при образовании b - и c -кварков в e^+e^- -взаимодействиях и др.). Показано, что для моделей с экзотическим смешиванием, удовлетворяющих этим ограничениям, ожидаемые вероятности для многих распадов близки к соответствующим предсказаниям СМ. Однако для некоторых процессов могут возникать сильные отличия (см. табл. 10). Так, для распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ значения брэнчинга в моделях при смешивании с синглетными T -кварками могут лежать в интервале $0-4,4 \times 10^{-10}$, а при смешивании с B -синглетами — в интервале $0-1,6 \times 10^{-10}$.

Почти во всей допустимой области параметров моделей с экзотическим смешиванием может насы-

щаться модельно-независимое соотношение (134):

$$\frac{\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})} < 4,37.$$

Таким образом, из табл. 10 видно, что для моделей, хорошо согласующихся с прецизионными экспериментальными данными по CP-асимметрии $a_{\psi K}$ в распадах $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi) K_S^0$, тем не менее оказываются возможными сильные нарушения предсказаний СМ и проявления эффектов НФ для некоторых процессов с нарушением CP-инвариантности и прежде всего для распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Это еще раз подчеркивает важность дальнейших исследований CP-несохранения в каонном секторе.

Возможные расширения СМ с более сложной структурой лептонных и кварковых мультиплетов, основанной на калибровочной группе

$$SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N \quad (3-3-1),$$

исследовались в [154]. В этих моделях лептоны и кварки образуют триплеты и синглеты, причем одно из кварковых поколений рассматривалось отдельно от двух других (два поколения кварков образуют антитриплеты, а третье поколение представляет собой триплет). Такая модель является естественной для рассмотрения тяжелого t -кварка. Модель содержит сложную систему калибровочных бозонов, в том числе тяжелый дополнительный Z' -бозон. Неуниверсальная структура поколений в данной модели приводит к FCNC-процессам с обменом Z' , идущим в древесном приближении [155]. Эта 3-3-1-модель предсказывает проявление НФ при шкале энергий в несколько ТэВ.

В качестве примера FCNC-процесса, идущего на древесном уровне, при обмене Z' -бозоном, исследовался распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ [155]. Для вероятности распада в рассматриваемой модели получено соотношение

$$\begin{aligned} \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) &= A \left(\frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} \right)^2 \frac{m_d m_s}{m_b^2 |V_{us}|^2} \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) = \\ &= 4,0 \times 10^{-5} A \left(\frac{M_W^2}{M_{Z'}^2} \right)^2. \end{aligned} \quad (151)$$

В расчетах использовались параметры

$$\begin{aligned} \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) &= 4,42 \times 10^{-2}, \\ M_W &= 80,41 \text{ ГэВ}, \quad |V_{us}| = \lambda = 0,222, \end{aligned}$$

массы кварков $m_b = 4,3$ ГэВ, $m_s = 115$ МэВ, $m_d = 7$ МэВ. Константа A зависит от варианта 3-3-1-модели. Так, в модели с тяжелым правосторонним нейтрино, являющимся третьим членом лептонного триплета, константа $A = 6$. В минимальной 3-3-1-модели без новых лептонов $A = 2/3$. Значение

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (1,57_{-0,82}^{+1,75}) \times 10^{-10}$$

использовалось для оценки нижней границы массы Z' -бозона:

$$\begin{aligned} M_{Z'} &> 1,3-3,5 \text{ ТэВ} \quad (A = 6), \\ M_{Z'} &> 0,8-2 \text{ ТэВ} \quad (A = 2/3). \end{aligned}$$

Эти нижние границы лежат выше, чем оценки из данных по ΔM_K для ($K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$)-смешивания.

Перейдем теперь к рассмотрению следствия широкого класса моделей с суперсимметрией, не ограниченных условиями MFV-моделей и допускающих значительные проявления новых физических эффектов в процессах с CP-несохранением. В этих моделях с SUSY могут иметь место новые механизмы нарушения CP-инвариантности и изменения кварковых ароматов, отличные от SM. При этом влияние суперсимметричных частиц может значительно модифицировать вклад различных четырехкварковых и пингвинных операторов, что существенным образом отразится на вероятностях каонных FCNC-распадов [156]. В общем виде такие процессы описываются четырехфермионными операторами $(1/M^2)(\bar{f}f)(\bar{f}f)$ (где M — некоторая размерная шкала, характеризующая суперсимметричный вклад, f — кварковые или лептонные фермионные поля). Другой суперсимметричный эффект обусловлен так называемыми хромагнитными операторами типа $(1/M)\bar{q}\sigma^{\mu\nu}f_{\mu\nu}q$, связанными с излучением фотонов или глюонов (т.е. с полями $f_{\mu\nu}$). Он проявляется при оценке вероятности $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 1^+ 1^-)_{\text{CP-dir}}$ и отношения $\varepsilon'/\varepsilon_K$. Особой чувствительностью к суперсимметричным эффектам может обладать $Zd\bar{s}$ -вершина ("Z-пингвин"), где их вклад может не быть подавлен введением новой шкалы больших масс M ; см. [72, 157–159].

Суперсимметричные модели приводят к следующей модификации амплитуды X_L в (141):

$$X_L = X_{\text{LSM}} + \frac{\tilde{\lambda}_t}{\lambda_t} H(x_s), \quad (152)$$

где $\tilde{\lambda}_t$ и $H(x_s)$ определяются массами и коэффициентами смешивания суперсимметричных частиц, вносящих дополнительный вклад в амплитуды FCNC-процессов. Этот вклад зависит от трех эффективных констант: константа A_t учитывает модификацию $Zd\bar{s}$ -вершины, константы A_g^\pm учитывают вклад хромагнитных операторов. При этом $A_t = \tilde{\lambda}_t H(x_s)$. Аналогичные выражения для A_g^\pm определяются петлевыми функциями, описывающими хромагнитные пингвинные диаграммы.

Другими словами, суперсимметричный вклад в выражениях для вероятностей FCNC-распадов приводит к модификации

$$\lambda_t O(x_t) \rightarrow \lambda_t O(x_t) + A_t \text{ (или } A_g^\pm), \quad (153)$$

где параметр $\lambda_t = V_{td}V_{ts}^*$ связан с СКМ-матрицей, константа A_t характеризует вклад новых процессов в $Zd\bar{s}$ -вершине, а константы A_g^\pm — вклады хромагнитных операторов.

Были получены некоторые верхние оценки этих эффективных констант:

$$|A_t| \lesssim 3 \times 10^{-3} \frac{500 \text{ ГэВ}}{m_{\tilde{q}}}, \quad |A_g^\pm| < 10^{-4} \frac{500 \text{ ГэВ}}{m_{\tilde{q}}}. \quad (154)$$

Суперсимметричный вклад в X_L -амплитуды носит достаточно сложный характер и меняется в различных вариантах суперсимметричных моделей, характеризующихся разными массами и механизмами смешивания новых частиц и другими особенностями. Рассматривались различные сценарии, приводящие к существенно различающимся результатам. При этом учитывались дополнительные ограничения на параметры моделей, обусловленные экспериментальными данными для $\varepsilon'/\varepsilon_K$ и $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)_{\text{SD}}$.

Различные суперсимметричные вклады по-разному влияют на вероятности распадов $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu\bar{\nu})$, $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu\bar{\nu})$ и $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 1^+ 1^-)_{\text{CP-dir}}$. Так, хромагнитные пингвинные операторы вносят вклад только в вероятность $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 1^+ 1^-)_{\text{CP-dir}}$ и не меняют предсказаний для вероятностей распадов $K \rightarrow \pi \nu\bar{\nu}$. Вместе с тем распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu\bar{\nu}$ обладает особенной чувствительностью к вариантам суперсимметричных моделей, в которых прямое CP-несохранение определяется уже не СКМ-фазой (которая в некоторых моделях может быть малой), а новыми механизмами. Поэтому важно провести экспериментальные исследования всех трех редких K-мезонных процессов и сравнить полученные результаты с теоретическими предсказаниями в различных вариантах суперсимметричной модели.

Приведем результаты наиболее последовательного и консервативного анализа, выполненного в [72, 159]. В этом анализе рассматривались различные феноменологические сценарии CP-несохранения:

$$\text{Im } A_t = 0, \quad \text{Im } A_g^\pm \neq 0,$$

$$\text{Im } A_t \neq 0, \quad \text{Im } A_g^\pm = 0,$$

$$\text{Im } A_t \neq 0, \quad \text{Im } A_g^\pm \neq 0.$$

Делались различные предположения о λ_t , которые теперь могли отличаться от соответствующих значений SM, но удовлетворяли условию унитарности СКМ-матрицы (например, рассматривался случай, когда $\text{Im } \lambda_t = 0$, о котором говорилось выше). Количественное влияние параметров λ_t и A_t на вероятность редких каонных FCNC-распадов характеризуется оценками, представленными в табл. 11 [159].

В различных сценариях модели [72, 157] получены следующие ограничения для вероятностей распада:

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu\bar{\nu}) < 2,7 \times 10^{-10} (1,7 \times 10^{-10}),$$

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu\bar{\nu}) < 4 \times 10^{-10} (1,2 \times 10^{-10}), \quad (155)$$

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+e^-)_{\text{CP-dir}} < 6 \times 10^{-11} (2 \times 10^{-11}).$$

Здесь в скобках приведены наиболее вероятные ограничения, не требующие крайних предположений. Отметим, что в варианте модели с $\text{Im } \lambda_t = 0$ вероятность $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu\bar{\nu})$ очень мала: не выше 10^{-14} [160]. Менее жесткие ограничения, приведенные в [157, 158], хотя и не могут быть совершенно исключены из-за возможных компенсаций между различными суперсимметричными вкладками, представляются довольно искусственными и маловероятными.

Возможный рост вероятностей редких каонных FCNC-распадов в обобщенной суперсимметричной модели с эффективным взаимодействием $Z^\mu \bar{d}\gamma_\mu P_{L(R)} s$ в $Zd\bar{s}$ -вершине для пингвинных диаграмм с обменом глюино рассматривался в [161]. Соответствующие оценки вероятностей распадов в этой модели приведены в сводной табл. 12, где представлены все данные о возможных проявлениях НФ в каонных распадах, рассмотренные в этом разделе.

В суперсимметричной модели [162] нарушение CP-инвариантности в K-распадах связано с $(s-d)$ -переходом с обменом глюино, а СКМ-матрица не содержит комплексных элементов. Этот механизм не вносит вклад в CP-нарушающую амплитуду распада $s \rightarrow d \nu\bar{\nu}$. По-

этому в рассматриваемой модели вероятность распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ будет очень мала. В то же время для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, обусловленного как CP-сохраняющей, так и в CP-нарушающей амплитудами, ожидаемая вероятность

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (8,8 \pm 7,2) \times 10^{-11},$$

т.е. может быть сравнимой с предсказанием СМ.

В [163] показано, что при развитии рассматриваемой суперсимметричной модели [162] (с включением в нее неисчезающей комплексной СКМ-фазы), предсказания для вероятностей распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$, а также вклада области малых расстояний в распад $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (т.е. $|\text{Re } A_{\mu\mu}|_{\text{SD}}^2$; см. табл. 7) могут возрасти в два-три раза по сравнению с соответствующими ожиданиями в СМ. Однако при некоторых значениях параметров модели вероятности могут быть значительно меньшими по сравнению с СМ; это прежде всего относится к распаду $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Для распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ с прямым нарушением CP-инвариантности модель [163] предсказывает как значительное увеличение, так и уменьшение соответствующих вероятностей в зависимости от конструктивного или деструктивного характера интерференции между СМ-амплитудами и суперсимметричными амплитудами этих процессов.

Еще один механизм возможного усиления FCNC-процессов в $Zd\bar{s}$ -вершине исследовался в [165, 166]. В этих работах обсуждались связи между лептонными и кварковыми поколениями и рассматривались возможные проявления НФ, приводящие к генерации масс нейтрино и нейтринным осцилляциям, в кварковом секторе теории и распадах К-мезонов. Параметр модели, описывающий нейтринные массы и осцилляции, как оказалось, играет существенную роль для пингвинных диаграмм, ответственных за FCNC-процессы в $Zd\bar{s}$ -вершине. Верхняя граница параметра модели получалась из данных по верхней границе $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{SD}}$. Рассматриваемый механизм дает вклад в $\text{Re}(Zd\bar{s})$ и может приводить к увеличению $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ до 2×10^{-10} . Однако в данной работе использовалась завышенная более чем в два раза верхняя граница $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{SD}} < 2,8 \times 10^{-9}$ вместо $1,3 \times 10^{-9}$ (90% C.L.); см. табл. 7. Поэтому данные для $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ также могут быть несколько завышены.

Как говорилось в разделе 6.1.3, в работе [119] рассматривались два нестандартных направления развития теории, предложенных для объяснения возможного превышения вероятности $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ над пределом (138) (или (139)), полученным в СМ. В одном из этих направлений НФ проявляется в процессе $s \rightarrow d \nu \bar{\nu}$ (например, в суперсимметричных модернизациях СМ, рассмотренных выше). Однако отмечается еще одна возможность, связанная с проявлениями НФ в процессах $(B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0)$ -смешивания и приводящая к нестандартному решению унитарного треугольника с параметрами вершины $\bar{\rho} < 0$. Это дает увеличение брэнчинга $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$.

В работе [167] продолжено обсуждение возможного влияния эффектов, вносимых НФ, в процессах $(B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0)$ -смешивания. Рассмотрен довольно широкий спектр моделей, для которых существенное проявление НФ имеет место только в процессах с изменением ароматов $\Delta F = 2$, т.е. при смешивании мезонов $P^0 \rightleftharpoons \bar{P}^0$. Амплитуды распадов $\Delta F = 1$ (в том числе и петлевые процессы)

при этом практически не модифицируются по сравнению с предсказаниями СМ. В моделях этого типа данные о $(B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0)$ -смешивании не могут быть использованы для определения параметров унитарного треугольника СМ. Теперь уже невозможно ограничиться одним решением для угла ϕ_d , определяемым из измерения асимметрии $a_{\psi K}$ в распадах $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$.

Напомним, что в моделях с НФ

$$a_{\psi K} = \sin \phi_d = \sin(\phi_d^{\text{SM}} + \phi_d^{\text{NP}}) = \sin(2\beta + \phi_d),$$

а из $\sin \phi_d = 0,734 \pm 0,054$ (см. (99)) для верхней половины плоскости $(\bar{\eta}, \bar{\rho})$ следуют два возможных решения:

$$21,5^\circ < \frac{\phi_d^{(1)}}{2} < 26^\circ, \quad 64^\circ < \frac{\phi_d^{(2)}}{2} < 68,5^\circ.$$

В СМ только первое решение $\phi_d^{(1)}/2 = \beta_{\text{SM}}$ удовлетворяет всей совокупности данных для унитарного треугольника. Но в моделях с НФ типа [167] следует рассмотреть оба возможных решения: $\phi_d^{(1)}$ и $\phi_d^{(2)}$.

В [167] показано, что при исследовании данных для R_b , определяемых отношением $|V_{ub}|/|V_{cb}|$, и предварительных результатов исследований асимметрии распадов $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow \pi^+ \pi^-$ для двух значений ϕ_d можно найти два решения для унитарного треугольника:

$$\begin{aligned} \beta_1 &\simeq 19^\circ \pm 8^\circ, \quad \gamma_1 = 59^\circ \pm 26^\circ, \\ \bar{\rho}_1 &= +0,20 \pm 0,18, \quad \bar{\eta}_1 = 0,31 \pm 0,15 \quad (\phi_d^{(1)} = 47^\circ), \\ \beta_2 &\simeq 16^\circ \pm 8^\circ, \quad \gamma_2 = 121^\circ \pm 26^\circ, \\ \bar{\rho}_2 &= -0,20 \pm 0,18, \quad \bar{\eta}_2 = 0,31 \pm 0,15 \quad (\phi_d^{(2)} = 133^\circ). \end{aligned}$$

Таким образом, второе решение соответствует углу $\gamma > 90^\circ$ и отрицательным значениям параметра $\bar{\rho}$. НФ в модели [167] не влияет непосредственно на амплитуды процессов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$, но их вероятности зависят от параметров $\bar{\rho}$ и $\bar{\eta}$ в соответствии со (117) и (118). Для двух решений ϕ_d найдены возможные пределы вероятностей:

$$\begin{aligned} 3,3 \times 10^{-11} &\leq \text{BR}^{(1)}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) < 11,9 \times 10^{-11} \quad (\phi_d^{(1)}), \\ 6,5 \times 10^{-11} &\leq \text{BR}^{(2)}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) < 19,7 \times 10^{-11} \quad (\phi_d^{(2)}). \end{aligned} \quad (156)$$

Увеличение вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ для второго решения связано со значением $\bar{\rho} < 0$. Для распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ вероятность не зависит от выбора $\phi_d^{(1)}$ или $\phi_d^{(2)}$ и составляет

$$0,4 \times 10^{-11} < \text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 6,2 \times 10^{-11}. \quad (157)$$

Ожидается, что точность подобного анализа будет увеличена с повышением точности измерения угла γ в исследованиях В-распадов.

В моделях с техницветом из-за влияния новых взаимодействий на $Zd\bar{s}$ -вершину вероятности распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ могут существенно превышать предсказания СМ [168]. Вместе с тем существующие данные для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ позволяют получить ограничения на параметры моделей с техницветом. При этом верхние пределы для вероятностей распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ могут в несколько раз превышать предсказания СМ.

Таблица 12. Данные о вероятности распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ в СМ и в моделях с НФ

	$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$	$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$	$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{CP-dir}$	Примечание
Предсказания СМ	$(7,22 \pm 0,91) \times 10^{-11}$; см. (129), $< 10 \times 10^{-11}$	$(2,49 \pm 0,42) \times 10^{-11}$; см. (130)	$(4,6 \pm 1,6) \times 10^{-12}$; см. табл. 7	
Экспериментальные данные	$(1,57_{-0,82}^{+1,75}) \times 10^{-10}$, $> 0,5 \times 10^{-10}$ $< 3,9 \times 10^{-10}$ } (90 %C.L.); см. (131) [131]	$< 5,9 \times 10^{-7}$ (90 %C.L.) [138]	$< 2,8 \times 10^{-10}$ (90 %C.L.) [126]	Безмодельный верхний предел $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 4,4 BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) \leq \leq 1,7 \times 10^{-9}$ (90 %C.L.); см. (134)
Изменение вероятностей редких каонных распадов в моделях с НФ: $R_{(1)} = \frac{BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})}{BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{SM}}$, $R_{(2)} = \frac{BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{SM}}$, $R_{(3)} = \frac{BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{CP-dir}}{BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{CP-dir, SM}}$				
Модели с НФ	$R_{(1)}$	$R_{(2)}$	$R_{(3)}$	Примечание
MFV-модель с минимальным SUSY-расширением СМ (MSSM) [142]. Нет новых механизмов нарушения CP-инвариантности и изменения ароматов	0,65–1,03	0,41–1,03	0,48–1,1	Вероятности распадов меняются из-за суперсимметричных поправок в петлевых диаграммах (модифицированные функции Инами – Лима $S_0(x_i) \rightarrow F_{ii}$, $X(x_i) \rightarrow \tilde{X}$). Основные поправки в новые обобщения петлевых функций вносят заряженные хиггсовские бозоны и чарджино, взаимодействующие с нижними кварками d, s, b и верхними суперкварками \tilde{u} , \tilde{c} , \tilde{t}
Дальнейшее развитие MFV-моделей с обобщенными петлевыми функциями Инами – Лима как с положительными, так и с отрицательными знаками ($\tilde{X}, F_{ii} > 0$ и $\tilde{X}, F_{ii} < 0$) [143]		< 12 ($\tilde{X} > 0$), < 20 ($\tilde{X} < 0$) (абсолютные верхние границы)		Вероятность $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ представлена как функция параметра асимметрии $a_{\psi K}$ и $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$; см. рис. 17 (два предсказания: для $\tilde{X} > 0$ и $\tilde{X} < 0$)
MFV-модель с универсальными дополнительными размерностями [144]	1,16	1,17		Все вероятности приводятся для шкалы компактификации $R^{-1} \simeq 200$ ГэВ. При $R^{-1} = 250$ (300) ГэВ эффект дополнительных размерностей уменьшается в 1,5 (2,0) раза; см. рис. 18
Модель с четырьмя поколениями фундаментальных фермионов [149]; см. также [148, 150]	0,9–6	0,2–36		Четвертое поколение фундаментальных кварков t' , b' , имеющее такую же структуру, как и три предыдущих поколения. Унитарность матрицы V_{CKM} нарушается, вместо унитарного треугольника в этой модели есть унитарный четырехугольник; см. рис. 20
Модели с дополнительными экзотическими кварковыми синглетами: нижними (B с $q = -1/3$) или верхними (T с $q = +2/3$) [153] — вектороподобные модели. Эти модели обсуждались также в [151, 152] и в других работах (см. ссылки в [151–153])		$\lesssim 0-6$ (B-смешивание) $\lesssim 0-17$ (T-смешивание)		Унитарность матрицы V_{CKM} нарушается и появляются FCNC-процессы древесного типа. Ограничения для параметров моделей определяются из большой совокупности экспериментальных данных (в том числе $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$, $BR(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$, $\Delta M_{d,s}$, CP-нечетная асимметрия $a_{\psi K}$ в $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_s^0$). Для большинства FCNC-процессов вероятности близки к предсказаниям СМ. Однако для некоторых распадов ($K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$) вероятности могут сильно превышать предсказания СМ; см. табл. 10
Модель со сложной структурой лептонных и кварковых мультиплетов, основанных на калибровочной группе $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_N$ (3-3-1) [154, 155]				Лептоны и кварки образуют триплеты и синглеты. Модель содержит сложную систему калибровочных бозонов, в том числе тяжелый Z' -бозон, приводящий к FCNC-процессам на древесном уровне. Вероятность $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ использовалась для оценок нижней границы массы Z' -бозона, которая в разных вариантах модели лежит в области 1,3–3,5 и 0,8–2 ТэВ
Суперсимметричные модели с новыми механизмами CP-нарушения и изменения ароматов. В них может иметь место модификация $Zd\bar{s}$ -вершины [72, 159]	< 4	$< 14-18$ $< 4 \times 10^{-4}$	$< 22-29$	Наиболее вероятные ограничения $R_{(1)} < 2,2$, $R_{(2)} < 4,3$, $R_{(3)} < 10$. Большое значение $R_{(3)}$ обуславливается вкладом хромагнитных операторов; см. также табл. 11. Для варианта модели с $Im \lambda_t \simeq 0$.
[157]	< 12	< 130	< 120	В варианте модели с усиленной $Zd\bar{s}$ -вершиной.

Таблица 12 (продолжение)

Модели с НФ	$R_{(1)}$	$R_{(2)}$	$R_{(3)}$	Примечание
[158]	< 3 $< 6,5$	< 8 < 45	< 7 < 45	В варианте модели с дополнительными механизмами, усиливающими эффекты смешивания мезонов ($\Delta F = 2$). Предполагается унитарность V_{CKM} . Очень высокие верхние пределы в [157] и [158] либо не учитывают всех ограничений из других измерений (прежде всего данные для ϵ'/ϵ_K), либо требуют специальные механизмы компенсации и являются маловероятными
Модели SUSY с действительной матрицей V_{CKM} и новыми механизмами CP-несохранения (sd-переход с обменом глюино) [162]	0,2–2	$\ll 1$		Значение $R_{(2)}$ очень мало, так как CP-несохраняющая фаза в CKM-матрице близка к нулю, а механизм CP-нарушения с обменом глюино дает очень малый вклад в $K_L^0 \rightarrow \pi^0 v\bar{v}$
Дальнейшее развитие модели [162], при котором действуют два механизма CP-несохранения: SUSY-механизм с обменом глюино и отличная от нуля комплексная фаза в матрице CKM [163]	2–3 $\ll 1$	2–3 $\ll 1$	$\gg 1$ $\ll 1$	Вероятности распадов $K \rightarrow \pi v\bar{v}$ могут в два-три раза превышать предсказания SM, но могут также быть много меньше этих предсказаний. Для $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{CP\text{-dir}}$ возможно значительное увеличение (уменьшение) по сравнению с предсказанием SM при конструктивной (деструктивной) интерференции SUSY- и SM-амплитуд
Анализ причин возможного превышения вероятности $K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v}$ по отношению к предсказаниям SM [119]	$\gtrsim 1,5-2$			Обсуждаются возможности проявления НФ в распадах $s \rightarrow dv\bar{v}$ и в механизмах ($B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$)-смешивания, приводящие к увеличению вероятности $K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v}$, например, из-за $\bar{\rho} < 0$
Модель с существенным проявлением НФ в процессах смешивания мезонов ($\Delta F = 2$). При этом амплитуда распадов ($\Delta F = 1$) практически совпадает с предсказаниями SM (даже для петлевых процессов) [167]	0,5–1,7 0,9–2,8	} 0,15–2,4		Процессы мезонного смешивания не могут быть использованы для определения параметров унитарного треугольника. Он сильно меняется. Для $a_{\psi K} = \sin \phi_d = 0,734 \pm 0,54$ ($\phi_d = \phi_d^{SM} + \phi_d^{NP} = 2\beta + \phi_d^{NP}$) могут иметь место два значения ϕ_d , которым соответствуют два набора параметров унитарного треугольника: при $\phi_d^{(1)} \simeq 47^\circ$ $\beta^{(1)} = (19 \pm 8)^\circ$, $\gamma^{(1)} = (59 \pm 26)^\circ$, $\bar{\rho}^{(1)} = 0,20 \pm 0,18$, $\eta^{(1)} = 0,31 \pm 0,15$, т.е. $\gamma < 90^\circ$ и $\bar{\rho} > 0$; при $\phi_d^{(2)} \simeq 133^\circ$ $\beta^{(2)} = (16 \pm 8)^\circ$, $\gamma^{(2)} = (121 \pm 26)^\circ$, $\bar{\rho}^{(2)} = -0,20 \pm 0,18$, $\bar{\eta}^{(2)} = 0,31 \pm 0,15$, т.е. $\gamma > 90^\circ$ и $\bar{\rho} < 0$
Модель SUSY с эффективным $Zd\bar{s}$ - взаимодействием $Z^\mu \bar{d}_\mu P_{L(R)} s$ (пингвинные диаграммы с обменом глюино) [161]	$\lesssim 3$		$\lesssim 5$	$\lesssim 5$
Модель с несохранением лептонных ароматов в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^0 v_i \bar{v}_j$ [108]		В этом распаде доминирующую роль могут играть процессы с CP-сохранением (если $i \neq j$)		В SM распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 v\bar{v}$ с CP-сохранением имеет очень малую вероятность — порядка 10^{-14} [160]
Связь между проявлениями НФ при генерации масс нейтрино, в кварковом секторе и в K-распадах [165, 166]	$\lesssim 2,5$			Модель приводит к модификации $Re(Zd\bar{s})$ и проявляется в усилении $K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v}$
Модель с техницветом [168]	$< 1-10$	$< 1-10$		Данные для $K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v}$ могут быть использованы для ограничения параметров модели с техницветом
(L–R)-модель с промежуточными бозонами W_L и W_R и амплитудами X_L и X_R ; см. (127). В этой модели есть дополнительное скалярное взаимодействие [173]	1	1,3		Скалярный оператор приводит к дополнительному вкладу CP-сохраняющих процессов в распады $K_L^0 \rightarrow \pi^0 v\bar{v}$. Этот вклад модифицирует мягкую часть спектра π^0 -мезонов и увеличивает $R_{(2)}$ приблизительно на 30 %

Таблица 12 (окончание)

Модели с НФ	$R_{(1)}$	$R_{(2)}$	$R_{(3)}$	Примечание
Аномальное взаимодействие в трехбозонных вершинах WWZ [174]	0,1–2,8			При изменении аномальной константы WWZ-взаимодействия Δg_1^Z от $-0,2$ до $+0,2$ значение $R_{(1)}$ меняется от 0,1 до 2,8. Значение $R_{(1)}$ малочувствительно к константе Δg_5^Z
Суперсимметричная SU(5)-модель с тяжелым майорановским нейтрино с правой спиральностью и массой $m(\nu_R) \sim 10^{14}$ ГэВ [175]. Рассмотрены следствия этой модели в кварковом секторе, в частности в каонных распадах		0,25–2,5		Величина ϵ_K может содержать большой суперсимметричный вклад, и поэтому она должна быть исключена из анализа унитарного треугольника и определения параметров $\bar{\eta}, \bar{\rho}$. Область возможных значений $\bar{\eta}$ несколько расширяется по сравнению с предсказаниями СМ и составляет $0,17 \leq \bar{\eta} \leq 0,53$, что отражается на брэнчинге $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$
Модель с несколькими хиггсовскими дублетами [171]	$\lesssim 3$			В моделях с несколькими хиггсовскими дублетами существенную роль могут играть ящичковые диаграммы с t-кварками и τ -лептонами. Это приводит к значительному увеличению вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ за счет ящичковых диаграмм и пингвинных диаграмм с вкладом хиггсовских полей
Топ-колор-модель [172] с существенным нарушением механизма GIM из-за динамических свойств третьего поколения фундаментальных частиц	$R \gtrsim 4$			Этот механизм существенно увеличивает вклад амплитуд распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ с испусканием ν_τ
Модели [43, 62, 147, 164, 176, 177]	$\simeq 1$	$\simeq 1$	$\simeq 1$	В этих моделях и в ряде моделей типа MFV эффекты НФ очень слабо влияют на вероятности распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

Большие изменения вероятностей распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ могут иметь место в других экзотических теориях: в суперсимметричных моделях с несохранением R-четности [169, 170], в моделях с мультихиггсовскими мультиплетами [171], в топ-колор-модели с существенным нарушением механизма GIM из-за динамических свойств третьего поколения фундаментальных частиц [172], в моделях с лептокварками и в некоторых других теориях, в которых происходит значительная модификация FCNC-процессов [43, 62].

Несохранение лептонных ароматов в принципе может также влиять на вероятность распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. В рамках СМ этот распад обусловлен прямым несохранением CP-инвариантности, а вклады всех других механизмов оказываются пренебрежимо малыми. Иерархия процессов с прямым нарушением CP-инвариантности, с косвенным ее нарушением и без CP-нарушения в вероятности $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ соответствует соотношению $1 : 10^{-2} : (\lesssim 10^{-4})$ [160]. Однако, если имеют место новые физические явления, ситуация может существенно измениться. Так, в моделях с несохранением лептонного аромата, в которых распад $K_L^0 \rightarrow \pi \nu_i \bar{\nu}_j$ может идти с образованием разных типов нейтрино, распад происходит и без нарушения CP-инвариантности, причем вклад такого процесса может даже быть доминирующим [108].

В работе [173] исследовались распады $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ в так называемой лево-правой модели LR, в которой появляются скалярные и тензорные операторы, обусловленные "ящичковыми" LR-диаграммами с левыми и правыми промежуточными бозонами W_L и W_R . (В гамильтониан этой модели входят амплитуды X_L и X_R ; см. (140).) Показано, что существенную роль могут играть CP-сохраняющие процессы, связанные со скалярным оператором $(\bar{s}d)(\bar{\nu}_\tau \nu_\tau)$ и усиленные в матричном элементе $\langle \pi | \bar{s}d | K \rangle$ фактором M_K/m_s (m_s — масса s-кварка). При этом вероятность $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ меняется

очень мало, а для распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ возникает дополнительная CP-сохраняющая компонента, проявляющаяся в основном в области малых энергий π^0 -мезонов и увеличивающая вероятность $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ на 30 % по сравнению с оценками в СМ.

Влияние аномальных взаимодействий в трехчастичных вершинах для калибровочных бозонов на вероятность FCNC-распадов K- и B-мезонов исследовалось в [174]. Показано, например, что вероятность $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ может меняться в широких пределах в зависимости от аномальной константы Δg_1^Z в WWZ-вершине и слабо зависит от константы Δg_5^Z . Прецизионные измерения FCNC-распадов позволят дополнить и уточнить поиски аномальных трехбозонных взаимодействий, которые ведутся сейчас на e^+e^- - и $\bar{p}p$ -коллайдерах.

Следует отметить, что в ряде случаев эффекты НФ достаточно слабо отражаются на характеристиках распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$. Как правило, это имеет место в моделях, в которых нарушение CP-инвариантности и процессы кваркового смешивания по-прежнему определяются свойствами СКМ-матрицы, как и в СМ. Такая ситуация имеет место, например, в некоторых вариантах MSSM, в моделях с двумя хиггсовскими дублетами и в ряде других случаев; см. [43, 62, 147, 164, 176, 177].

Основные предсказания различных моделей с НФ, рассмотренных в данном разделе, представлены в сводной табл. 12.

7. Заключение

Открытие нарушения CP-инвариантности в знаменитом опыте Кристенсона, Кронина, Фитча и Турлея [178] произошло почти сорок лет назад. В течение многих лет, хотя и появлялись новые интересные результаты (см. табл. 4), ситуация мало изменялась в принципиальном плане, и интерпретация CP-несохранения в целом

оставалась очень туманной. Однако в последнее время произошли существенные изменения.

Во-первых, в 1999 г. стало ясно, что действительно существует прямое нарушение СР-инвариантности в распадах $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ с $\Delta S = 1$ и что оно происходит с достаточно большой вероятностью [80, 81]; см. табл. 4. Таким образом, с очень хорошей статистической точностью был подтвержден результат [78], к которому общественное мнение относилось с большим недоверием. Данные для $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon_K)_{\text{exp}} = (16,8 \pm 1,8) \times 10^{-4}$ качественно согласуются с предсказаниями СМ:

$$\text{Re}\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon_K}\right)_{\text{SM}} \simeq (5-30) \times 10^{-4},$$

хотя теоретические трудности не позволяют проверить количественное соответствие экспериментальных данных с этой моделью.

Во-вторых, в 1999 г. широким фронтом развернулись работы на электронных В-фабриках BaBar и Belle, а в 2001–2002 гг. был получен точный количественный результат по асимметрии $a_{\psi K} = \sin 2\beta = 0,734 \pm 0,054$ [104], который хорошо согласуется с предсказаниями СМ: $(\sin 2\beta)_{\text{SM}} = 0,59-0,88$. Это первая количественная проверка СКМ-механизма нарушения СР-инвариантности. Полученный результат показывает, что этот механизм СР-нарушения может оказаться основным и что роль других возможных механизмов может быть не столь велика, как казалось еще несколько лет назад.

И наконец, в-третьих, в 1997 г. многолетние усилия коллаборации BNL E787 привели к обнаружению одного из двух суперредких "золотых" каонных распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$, которая в ближайшее десятилетие позволит независимо исследовать механизмы СР-нарушения в К-распадах. Сравнение этих данных с уже существующими и новыми данными по СР-несохранению в В-распадах и по процессам смешивания $B_d^0 \rightleftharpoons \bar{B}_d^0$ и особенно $B_s^0 \rightleftharpoons \bar{B}_s^0$ позволит на новом уровне подойти к проверке предсказаний СМ в редких FCNC-процессах, проходящих на малых расстояниях и поэтому очень чувствительных к проявлениям НФ.

Один из наиболее интересных результатов, который, возможно, будет получен сравнительно скоро, — довольно точное измерение вероятности $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})$ и сравнение его с предсказаниями СМ. Если будет показано, что $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})$ превышает предел (139), то это будет однозначно интерпретировано как проявление НФ. В дальнейшем разные теоретические модели могут быть изучены при анализе корреляций между результатами теоретически чистых измерений: вероятности $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})$ и $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu})$, асимметрии $a_{\psi K}$ и отношения $\Delta M_d/\Delta M_s$ (см., например, соотношение (136)). Предсказания для многих новых моделей иллюстрируются данными табл. 12, которые еще раз демонстрируют, что будущие эксперименты по изучению распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ являются очень важным и чувствительным инструментом для проверки тонких предсказаний Стандартной модели и поисков эффектов Новой физики.

8. Приложения

I. Определение $\sin 2\beta$ в СМ из измерений брэнчингов

$K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$

Из (117) и (118) следует, что в рамках СМ

$$\begin{aligned} \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}) &= (K_+\lambda^8)A^4X^2(x_t) \left[\frac{1}{\sigma}(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + \sigma\bar{\eta}^2 \right], \\ \text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}) &= (K_0\lambda^8)A^4X^2(x_t)(\sigma\bar{\eta}^2). \end{aligned} \quad (I.1)$$

Обозначим приведенные ширины распадов $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ (для $\lambda = 0,222$) как

$$\begin{aligned} B_1 &= \frac{\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})}{K_+\lambda^8} = \frac{\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})}{4,425 \times 10^{-11}}, \\ B_2 &= \frac{\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu})}{K_0\lambda^8} = \frac{\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu})}{1,935 \times 10^{-10}}. \end{aligned} \quad (I.2)$$

С учетом (I.1) и (I.2) имеем

$$\begin{aligned} B_1 &= \frac{1}{\sigma}(\rho_0 - \bar{\rho})^2 A^4 X^2(x_t) + A^4 X^2(x_t)(\sigma\bar{\eta})^2 = \\ &= \frac{1}{\sigma}(\rho_0 - \bar{\rho})^2 A^4 X^2(x_t) + B_2 = \\ &= \frac{1}{\sigma} \left(1 - \bar{\rho} + \frac{P_c(\nu\bar{\nu})}{A^2 X(x_t)} \right)^2 A^4 X^2(x_t) + B_2, \end{aligned} \quad (I.3)$$

$$\begin{aligned} (\rho_0 - \bar{\rho}) &= 1 + \Delta - \bar{\rho} = \left(1 - \bar{\rho} + \frac{P_c(\nu\bar{\nu})}{A^2 X(x_t)} \right) = \\ &= \pm \frac{\sqrt{(B_1 - B_2)\sigma}}{A^2 X(x_t)}. \end{aligned} \quad (I.4)$$

Так как в СМ (см. рис. 2) $\bar{\rho} < 1$ и $1 + \Delta - \bar{\rho} > 0$, решение со знаком "-" не удовлетворяет этому условию и должно быть отброшено. Напомним, что

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{P_c(\nu\bar{\nu})}{A^2 X(x_t)} = \frac{fF(x_c)}{A^2 \lambda^4 X(x_t)} = \frac{\delta(x_c)}{A^2 \lambda^4}, \\ \sigma &= \frac{1}{(1 - \lambda^2/2)^2} = 1,051 \end{aligned}$$

(см. раздел 5.2).

Данные по брэнчингам распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ позволят в будущем определить параметры унитарного треугольника независимо от данных по В-распадам и ($K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$)- и ($B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0$)-смешиванию:

$$\bar{\rho} = 1 - \frac{\sqrt{(B_1 - B_2)\sigma} - P_c(\nu\bar{\nu})}{A^2 X(x_t)}, \quad (I.5)$$

$$\bar{\eta} = \frac{\sqrt{B_2}}{A^2 X(x_t)\sqrt{\sigma}}.$$

$$r_s = \cot \beta = \frac{1 - \bar{\rho}}{\bar{\eta}} = \frac{\sqrt{\sigma} [\sqrt{(B_1 - B_2)\sigma} - P_c(\nu\bar{\nu})]}{\sqrt{B_2}},$$

$$\cos \beta = \frac{\cot \beta}{\sqrt{1 + \cot^2 \beta}} = \frac{r_s}{\sqrt{1 + r_s^2}}, \quad (I.6)$$

$$\sin \beta = \frac{1}{\sqrt{1 + \cot^2 \beta}} = \frac{1}{\sqrt{1 + r_s^2}}.$$

Используя введенные ранее обозначения для результатов измерения $\sin 2\beta$, из данных по вероятности распадов $K \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ находим

$$(\sin 2\beta)_K = 2 \sin \beta_K \cos \beta_K = \frac{2r_s}{1+r_s^2}. \quad (I.7)$$

Как видно из (I.3) и (I.4), величина $(\sin 2\beta)_K$ не зависит от $X(x_t)$, т.е. точности измерения массы t-кварка, а также от A , V_{cb} и λ . Точность нахождения $(\sin 2\beta)_K$ будет определяться только точностью измерений $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ и расчетов поправки $fF(x_c)$, учитывающей влияние с-кварков. Зависимости B_1 , B_2 и $P_c(\nu \bar{\nu}) = fF(x_c)/\lambda^4$ от высоких степеней λ взаимно сокращаются и не входят в конечный результат (I.6) и (I.7) для r_s и $(\sin 2\beta)_B$.

Сравнение (I.7) и результата измерения CP-нечетной асимметрии в распадах $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$, который мы обозначали ранее как $a_{\psi K} = (\sin 2\beta)_B$, позволит проверить одно из самых важных предсказаний СМ:

$$(\sin 2\beta)_K = \frac{2r_s}{1+r_s^2} = a_{\psi K} = (\sin 2\beta)_B. \quad (I.8)$$

Обозначая для краткости асимметрию $a_{\psi K} = a$, из (I.8) получаем $r_s = (1 \pm \sqrt{1-a^2})/a$. Условием $\bar{\rho} < 1$ и $\cot \beta > 1,7$ (см. (83)) удовлетворяет только одно решение: со знаком "+" перед $\sqrt{1-a^2}$:

$$\begin{aligned} \cot \beta &= \frac{1 + \sqrt{1-a^2}}{a}, \\ \bar{\eta} &= R_t \sin \beta = \frac{R_t}{\sqrt{1 + (1 + \sqrt{1-a^2})^2/a^2}} = \\ &= \frac{R_t}{\sqrt{2}} \frac{a}{\sqrt{1 + \sqrt{1-a^2}}} = \frac{R_t}{\sqrt{2}} (1 - \sqrt{1-a^2})^{1/2}, \\ \bar{\rho} &= 1 - \bar{\eta} \cot \beta = 1 - \frac{1 + \sqrt{1-a^2}}{a} \bar{\eta}. \end{aligned} \quad (I.9)$$

II. Модифицированные формулы для процессов смешивания и FCNC-распадов в MFV-моделях

Как обсуждалось в разделе 6.2.1, в MFV-моделях предполагается отсутствие новых механизмов CP-несохранения ("слабых" фаз) и новых процессов с изменением кварковых ароматов по сравнению с СМ. Влияние НФ может проявляться в модификациях петлевых функций Инами–Лима из-за вклада новых тяжелых виртуальных частиц (глюино, чарджино, заряженных хиггсовских полей и т.д.). При этом происходит преобразование (см. (143))

$$S_0(x_t) \rightarrow F_{tt}, \quad X(x_t) \rightarrow \tilde{X}.$$

Петлевые функции, учитывающие вклады с-кварков, т.е. $P_0(\varepsilon_K)$, $P_c(\nu \bar{\nu})$, определяются областью сравнительно больших расстояний (порядка $1/m_c$) и практически не модифицируются из-за влияния тяжелых виртуальных объектов. В обобщенных MFV-моделях предполагается, что модифицированные петлевые функции F_{tt} и \tilde{X} могут быть как положительными, так и отрицательными. (В СМ знаки $S_0(x)$ и $X(x_t)$ положительные.)

Модификация формул для $\bar{\rho}$, $\bar{\eta}$, $\sin 2\beta$, R_t , ε_K -гиперболы и др. с функциями F_{tt} и \tilde{X} с произвольным знаком

представлена в табл. I.1. Основные изменения при этом связаны с изменением знаков параметров $\bar{\eta}$, $\sin 2\beta$ и интерференционных членов между амплитудами, учитывающими вклады t- и с-кварков в петлевых процессах.

В заключение этого раздела приведем соотношения для брэнчингов $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ в MFV-моделях с произвольными знаками модифицированных функций Инами–Лима \tilde{X} и F_{tt} . Используя соответствующие модификации $\bar{\eta}$ и $\cot \beta$, представленные в табл. I.1, и вводя замену в (I.3)

$$X(x_t) \rightarrow |\tilde{X}|, \quad P_c(\nu \bar{\nu}) = \text{sgn } \tilde{X} \cdot P_c(\nu \bar{\nu}),$$

где $\text{sgn } \tilde{X}$ — знак соответствующей функции, можно получить выражение для B_1 в такой модели. В результате соотношения (I.3), (I.5) и (I.6) приобретают вид

$$B_1 = \frac{1}{\sigma} [1 - \bar{\rho} + \text{sgn } \tilde{X} \cdot P_c(\nu \bar{\nu})]^2 A^4 |\tilde{X}|^2 + B_2, \quad (II.1)$$

$$\bar{\rho} = 1 - [\pm \sqrt{\sigma(B_1 - B_2)} - \text{sgn } \tilde{X} \cdot P_c(\nu \bar{\nu})], \quad (II.2)$$

$$\bar{\eta} = \frac{\sqrt{B_2} \text{sgn } F_{tt}}{\sqrt{\sigma} A^2 |\tilde{X}|}, \quad (II.3)$$

$$\begin{aligned} \text{sgn } F_{tt} \cdot r_s = \text{sgn } F_{tt} \cdot \cot \beta &= |\cot \beta| = f(\beta) = \\ &= \frac{1 - \bar{\rho}}{|\bar{\eta}|} = \frac{\sqrt{\sigma}}{\sqrt{B_2}} [\pm \sqrt{\sigma(B_1 - B_2)} - \text{sgn } \tilde{X} \cdot P_c(\nu \bar{\nu})]. \end{aligned} \quad (II.4)$$

Здесь

$$\text{sgn } F_{tt} \cdot \cot \beta = |\cot \beta| = f(\beta) = \frac{1 + \sqrt{1-a^2}}{a} > 0. \quad (II.5)$$

При этом в случае $\tilde{X} > 0$ решение со знаком "-" перед $\sqrt{\sigma(B_1 - B_2)}$ в формулах (II.2) и (II.4) не удовлетворяет условию $1 - \bar{\rho} \geq 0$ и должно быть отброшено. Если $\tilde{X} < 0$ и $B_1 - B_2 < P_c(\nu \bar{\nu})^2/\sigma \simeq 0,17$, в формулах (II.2) и (II.4) могут быть два решения, соответствующие обоим знакам перед $\sqrt{\sigma(B_1 - B_2)}$.

Однако эта область отвечает очень малым брэнчингам $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ (меньше 10^{-11} [143]), которые являются маловероятными и даже противоречат данным E781 для $(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ -распада: $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) > 5 \times 10^{-11}$. Поэтому при $\tilde{X} < 0$ в формулах для $\bar{\rho}$ и $\text{sgn } F_{tt} \cdot r_s$ должен быть знак "+" перед $\sqrt{\sigma(B_1 - B_2)}$. Если B_1 и $a_{\psi K}$, т.е. $f(\beta)$, известны, то из (II.2) и (II.4) следует

$$\begin{aligned} \text{sgn } F_{tt} \cdot r_s = f(\beta) &= \\ &= \frac{1}{\sqrt{B_2}} [\pm \sqrt{\sigma(B_1 - B_2)} - \text{sgn } \tilde{X} \cdot P_c(\nu \bar{\nu}) \sqrt{\sigma}], \end{aligned}$$

или

$$B_1 - B_2 = \frac{1}{\sigma} [f(\beta) \sqrt{B_2} + \text{sgn } \tilde{X} \cdot P_c(\nu \bar{\nu}) \sqrt{\sigma}]^2. \quad (II.6)$$

Результаты соответствующих расчетов $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ в MFV-моделях с $\tilde{X} > 0$ и $\tilde{X} < 0$ представлены выше (см. рис. 17).

Отметим, что минимальное значение $a_{\psi K}$ в моделях с $F_{tt} > 0$ соответствует $\sin 2\beta_{\min} = a_{\psi K, \min} = 0,42$, а в моделях с $F_{tt} < 0$ оно отвечает $|\sin 2\beta_{\min}| = a_{\psi K, \min} = 0,69$ (см. табл. I.1). Для всех MFV-моделей и СМ максимальное значение $|\sin 2\beta_{\max}| = a_{\psi K, \max} = 0,87$ (см. (83)). Все эти

Таблица 1.1. Основные соотношения для параметров унитарного треугольника $\bar{\rho}$ и $\bar{\eta}$, асимметрии $a_{\psi K}$, разности масс ΔM_d , $\Delta M_d/\Delta M_s$ и ε_K , полученные в SM и MFV-моделях с модифицированными петлевыми функциями Инами – Лима $S_0(x_i) \rightarrow F_{tt}, X(x_i) \rightarrow \tilde{X} \text{ с } \tilde{X}, F_{tt} > 0$ и $\tilde{X}, F_{tt} < 0$

Параметр	Стандартная модель	MFV-модели с $\tilde{X}, F_{tt} > 0$ и $\tilde{X}, F_{tt} < 0$
R_t из измерений ΔM_d	$R_t = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{1,10}{A\sqrt{S_0(x_t)}}; \text{ см. (86)}$	$R_t = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{1,10}{A\sqrt{ F_{tt} }}$
ε_K -гипербола на плоскости $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$	$\bar{\eta}[(1 - \bar{\rho})A^2\eta_{tt}S_0(x_t) + P_c(\varepsilon_K)]A^2\hat{B}_K = 0,205; \text{ см. (79)}$	$\bar{\eta}[(1 - \bar{\rho})A^2\eta_{tt}F_{tt} + P_c(\varepsilon_K)]A^2\hat{B}_K = 0,205$
$\sin 2\beta$ из данных по ε_K и R_t (т.е. ΔM_d)	$\sin 2\beta = \frac{1,66}{\eta_{tt}} \left[\frac{0,205}{A^2\hat{B}_K} - \bar{\eta}P_c(\varepsilon_K) \right]; \text{ см. (88)},$ $\bar{\eta} = R_t \sin \beta$	$\sin 2\beta = \frac{1,66}{\eta_{tt}} \left[\frac{0,205}{A^2\hat{B}_K} - \bar{\eta}P_c(\varepsilon_K) \right] \frac{F_{tt}}{ F_{tt} } =$ $= \text{sgn } F_{tt} \cdot \frac{1,66}{\eta_{tt}} \left[\frac{0,205}{A^2\hat{B}_K} - \bar{\eta}P_c(\varepsilon_K) \right] = \text{sgn } F_{tt} \cdot \sin 2\beta ,$ $\bar{\eta} = \text{sgn } F_{tt} \cdot R_t \sin \beta = \text{sgn } F_{tt} \cdot \bar{\eta} $
Знаки $\sin 2\beta$ и $\bar{\eta}$	Знаки $\sin 2\beta$ и $\bar{\eta}$ положительные	Знаки $\sin 2\beta$ и $\bar{\eta}$ отрицательные в моделях с $F_{tt} < 0$
$\sin 2\beta_{\min}$	$\sin 2\beta_{\min} = \begin{cases} 0,42 [27, 143], \\ 0,52 [114]. \end{cases}$ Существует абсолютный нижний предел для $\sin 2\beta$, определяемый соотношениями между ε_K и ΔM_d (R_t) и зависящий от параметров $V_{cb}, V_{ub}/V_{cb} , \hat{B}_K, F_{B_d}, (\hat{B}_{B_d})^{1/2}$ и ξ (он находится при сканировании этих параметров)	$-\sin 2\beta_{\min} = 0,69 [143]$ в моделях с $F_{tt} < 0$. Деструктивная интерференция между вкладками t- и c-кварков в выражении для ε_K -гиперболы в моделях с $F_{tt} < 0$ приводит к увеличению абсолютной величины минимального угла β , необходимого для описания данных по ε_K
$\sin 2\beta_{\max}$	$\sin 2\beta_{\max} = R_{b,\max} \sqrt{1 - R_{b,\max}^2} = 0,87; \text{ см. (83)},$ $\beta < 30^\circ$ или $\cot \beta \gtrsim 1,7$	$ \sin 2\beta_{\max} = 0,87, \beta < 30^\circ$ или $ \cot \beta \gtrsim 1,7$
Асимметрия $a_{\psi K} = a$ и $\sin 2\beta$	Фаза $\phi_d = 2\beta + \arg S_0(x_t)$, $a_{\psi K} = \sin \phi_d = \sin 2\beta$ (в SM)	$\phi_d = 2\beta + \arg F_{tt}$, $a_{\psi K} = \sin \phi_d = \text{sgn } F_{tt} \cdot \sin 2\beta$, $\sin 2\beta = \text{sgn } F_{tt} \cdot \sin 2\beta $, $a_{\psi K} = \sin 2\beta $ и не зависит от знака F_{tt} . Это согласуется с положительным значением $a_{\psi K}$, найденным в экспериментах [104]
$\bar{\rho}$ и $\bar{\eta}$ из данных по $a_{\psi K} = a$ и R_t (т.е. $\Delta M_d, \Delta M_d/\Delta M_s$)	$r_s = \frac{1 - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} = \cot \beta,$ $(\sin 2\beta)_K = \frac{2r_s}{1 + r_s^2} = a = (\sin 2\beta)_B; \text{ см. (I.8)},$ $\cot \beta = \frac{1 + \sqrt{1 - a^2}}{a},$ $\bar{\eta} = R_t \sin \beta = R_t \left(\frac{1 - \sqrt{1 - a^2}}{2} \right)^{1/2},$ $\bar{\rho} = 1 - R_t \cos \beta = 1 - \bar{\eta} \cot \beta =$ $= 1 - \frac{1 + \sqrt{1 - a^2}}{a} \bar{\eta}; \text{ см. (I.9)}$	$\text{sgn } F_{tt} \cdot \cot \beta = f(\beta) > 0,$ т.е. $\text{sgn } F_{tt} = -1$ соответствует $\cot \beta < 0$, $\text{sgn } F_{tt} \cdot \cot \beta = \frac{1 - \bar{\rho}}{ \bar{\eta} } = f(\beta) = \frac{1 + \sqrt{1 - a^2}}{a} > 1,7,$ $R_t^2 = (1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2 = [1 + f(\beta)^2] \bar{\eta}^2,$ $\bar{\eta} = \text{sgn } F_{tt} \cdot \frac{R_t}{\sqrt{1 + f(\beta)^2}} = \text{sgn } F_{tt} \cdot R_t \left(\frac{1 - \sqrt{1 - a^2}}{2} \right)^{1/2},$ $\bar{\rho} = 1 - f(\beta) \bar{\eta} = 1 - \frac{1 + \sqrt{1 - a^2}}{a} \bar{\eta} $

пределы не противоречат экспериментальному значению $a_{\psi K} = 0,734 \pm 0,054$ [104]. Используя соотношение (II.6), из максимального значения $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{\max} = 3,9 \times 10^{-10}$, полученного в экспериментах E787 [131], можно определить абсолютные верхние пределы:

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{\text{MFV}, \max} = \begin{cases} 27 \times 10^{-11} & (\tilde{X} > 0), \\ 45 \times 10^{-11} & (\tilde{X} < 0), \end{cases}$$

приведенные в разделе 6.2.1 (см. (146)).

III. Уточненное соотношение для $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = K_+ B(\lambda_c; \lambda_t)$

Получим теперь уточненное выражение для функции

$$B(\lambda_c; \lambda_t) = \frac{X(x_t)}{\lambda^2} [(\delta(x_c) \text{Re } \lambda_c + \text{Re } \lambda_t)^2 + (\text{Im } \lambda_t)^2], \quad (\text{III.1})$$

в котором, в отличие от (116), используется разложение $\text{Re } \lambda_t$, учитывающее все члены вплоть до $O(\lambda^9)$ (см.

табл. 1):

$$\text{Re } \lambda_t = -A^2 \lambda^5 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) (1 - \bar{\rho}) - A^2 \lambda^7 [\bar{\rho} - (\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2)] + O(\lambda^9). \quad (\text{III.2})$$

Ранее использовалось менее точное соотношение

$$\text{Re } \lambda_t = -A^2 \lambda^5 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) (1 - \bar{\rho}) + O(\lambda^7).$$

При этом соотношения для $\text{Re } \lambda_c$ и $\text{Im } \lambda_t$ останутся теми же, что и раньше (см. табл. 1):

$$\text{Re } \lambda_c = -\lambda \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) + O(\lambda^5), \quad (\text{III.3})$$

$$\text{Im } \lambda_t = A^2 \lambda^5 \left(1 + \frac{\lambda^2}{2} \right) \bar{\eta} + O(\lambda^9). \quad (\text{III.4})$$

Разложение $\text{Re } \lambda_c$ только до членов $O(\lambda^5)$ оправдано, поскольку в (114) входит произведение

$$\delta(x_c) \text{Re } \lambda_c = -\delta(x_c) \lambda \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) + \delta(x_c) O(\lambda^5),$$

имеющее точность

$$\delta(x_c) O(\lambda^5) = 6,7 \times 10^{-4} O(\lambda^5) \lesssim O(\lambda^9).$$

Таким образом, модифицированное выражение для $B(\lambda_c; \lambda_t)$ приобретает вид

$$\begin{aligned} B(\lambda_c; \lambda_t) &= \frac{X^2(x_t)}{\lambda^2} [(\delta(x_c) \text{Re } \lambda_c + \text{Re } \lambda_t)^2 + (\text{Im } \lambda_t)^2] = \\ &= \frac{X^2(x_t)}{\lambda^2} \lambda^2 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)^2 \left\{ \left[-\delta(x_c) - A^2 \lambda^4 (1 - \bar{\rho}) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{A^2 \lambda^6 [\bar{\rho} - (\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2)]}{1 - \lambda^2/2} \right]^2 + \frac{A^4 \lambda^8 \bar{\eta}^2}{(1 - \lambda^2/2)^4} \right\} = \\ &= X^2(x_t) A^4 \lambda^8 \frac{1}{\sigma} \left\{ \left[\frac{\delta(x_c)}{A^2 \lambda^4} + 1 - \bar{\rho} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \lambda^2 [\bar{\rho} - (\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2)] \left(1 + \frac{\lambda^2}{2}\right) \right]^2 + (\sigma \bar{\eta})^2 \right\} = \\ &= \lambda^8 A^4 X^2(x_t) \frac{1}{\sigma} \{ (\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma \bar{\eta})^2 + \\ &\quad + 2\lambda^2 (\rho_0 - \bar{\rho}) [\bar{\rho} - (\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2)] + O(\lambda^4) \}. \end{aligned} \quad (\text{III.5})$$

Оно отличается от (116) третьим членом в фигурных скобках, имеющим порядок $O(\lambda^2)$.

Окончательно отсюда получается уточненное выражение для $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ (см. также [114]):

$$\begin{aligned} \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{\text{SM}} &= K_+ \lambda^8 A^4 X^2(x_t) \frac{1}{\sigma} [(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma \bar{\eta})^2] \times \\ &\times \left(1 + \frac{2\lambda^2 (\rho_0 - \bar{\rho}) [\bar{\rho} - (\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2)]}{(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma \bar{\eta})^2} \right). \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

Оценка поправочного множителя в (III.6) по отношению к используемому обычно стандартному соотношению (117) для $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{\text{SM}}$ показывает, что он отличается от единицы менее чем на 0,5 % и, как правило, его можно не учитывать:

$$\begin{aligned} 1 + \frac{2\lambda^2 (\rho_0 - \bar{\rho}) [\bar{\rho} - (\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2)]}{(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma \bar{\eta})^2} &= \\ &= 1 + 4,0 \times 10^{-3} = 1,004 \simeq 1. \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

Примечание при корректуре

1. Получены новые данные об элементе матрицы кваркового смешивания $|V_{us}| = \lambda$.

1.1. Исследование распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ в эксперименте BNL E865 (Sher A et al., hep-ex/0305042) позволило получить значение $|V_{us}| = 0,2272 \pm 0,0023 \pm 0,0007 \pm 0,0018 = 0,2272 \pm 0,0027$.

1.2. Новый анализ совокупности данных о полупертоновых распадах гиперонов (Cabibbo N et al., hep-ph/0307214; hep-ph/0307298) привел к значению $|V_{us}| = 0,2250 \pm 0,0027$.

Некоторое увеличение величины $|V_{us}|$ по сравнению со старым значением (см. табл. 5), по-видимому, снимает известную проблему возможного нарушения одного из условий унитарности матрицы кваркового смешивания $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1$.

2. Получены уточненные предсказания для вероятностей распадов $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ в СМ (Isidori G, hep-ph/0307014). При этом использовались соотношения для вероятностей типа (117), (118), а значения параметров в этих выражениях определялись из фитирования данных для унитарного треугольника на $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ -плоскости, приведенных в [8] (они близки к набору Б в табл. 5). Определены вероятности распадов:

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{\text{SM}} = (0,82 \pm 0,12) \times 10^{-10},$$

$$\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{\text{SM}} = (0,27 \pm 0,05) \times 10^{-10}.$$

Точность этих предсказаний приближается к результатам (123), (124) и (129), (130), полученным с использованием переменных каонного унитарного треугольника (см. раздел 5.2).

3. Установлено несколько уточненное значение CP-нечетной асимметрии в распадах $B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow (J/\psi) K_S^0$ (Golob B, hep-ph/0308060). Результаты измерений на установках Belle и BaBar еще сильнее сблизились между собой. Усредненное значение асимметрии составляет $\langle a_{\psi K} \rangle = 0,736 \pm 0,049$. В СМ $a_{\psi K} = \sin 2\beta$ и $\beta = (23,7_{-2,0}^{+2,2})^\circ$.

4. В эксперименте NA48 (Batley J et al., hep-ex/0309075) обнаружен распад $K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и определена его вероятность $\text{BR}(K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (5,8_{-2,4}^{+2,9}) \times 10^{-9}$. Отсюда можно предсказать (см. табл. 7)

$$\begin{aligned} \text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{\text{CP-indir}} &= \\ &= 3,0 \times 10^{-3} \text{BR}(K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) \simeq (1,7_{-0,7}^{+0,9}) \times 10^{11}. \end{aligned}$$

Список литературы

1. Окунь Л Б *Лептоны и кварки* 2-е изд. (М.: Наука, 1990); *Физика элементарных частиц* 2-е изд. (М.: Наука, 1988)
2. Комминс Ю, Буксбаум Ф *Слабые взаимодействия лептонов и кварков* (М.: Энергоатомиздат, 1987)
3. Branco G C, Lavoura L, Silva J P *CP Violation* (Oxford: Clarendon Press, 1999)
4. Кейн Г *Современная физика элементарных частиц* (М.: Мир, 1990)
5. Bigi I I, Sanda A I *CP Violation* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000)
6. Buras A J, Linder M (Eds) *Heavy Flavours II* (Adv. Ser. Directions in High Energy Physics, Vol. 15) (Singapore: World Scientific, 1997)
7. Harrison P F, Quinn H R (Eds) *The BaBar Physics Book*, SLAC Report, SLAC-R-504 (1998)
8. Battaglia M et al. (Eds) *The CKM Matrix and the Unitarity Triangle: Proc. of the Workshop on CKM Unitarity Triangle Parameter Determination, Geneva, Switzerland, Feb. 13–16, 2002* (in press); hep-ph/0304132
9. Rosner J L, Winstein B D (Eds) *Kaon Physics: Proc. of the Workshop on K Physics (KAON-99), Chicago, USA, Jun. 21–26, 1999* (Chicago: Univ. of Chicago Press, 2000)
10. Costantini F, Isidori G, Sozzi M (Eds) *Proc. of the KAON2001 Intern. Conf. on CP Violation, Pisa, Italy, June 12–17, 2001* (Frascati Phys. Ser., Vol. 26) (Frascati: INFN, 2001)
11. Jaros J, Peskin M (Eds) *Lepton Photon-99: XIX Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford, CA, USA, 9–14 Aug. 1999* (Singapore: World Scientific, 2000; *Int. J. Mod. Phys. A* 15 (Suppl. 1) (2000))

12. Sugimoto S, Yamanaka T (Eds) *Proc. of the Intern. Workshop on CP Violation in K, KEK, Dec. 18–19, 1998*, KEK Proc. 99-3 (1999)
13. Bianco S et al. (Eds) *Physics and Detectors for DAΦNE: Proc. of the 3rd DAΦNE Workshop on Physics and Detectors, Frascati, Nov. 16–19, 1999* (Frascati Phys. Ser., Vol. XVI) (Rome: INFN, 2000)
14. Cheng H-Y, Hou W-S (Eds) *Proc. of the 3rd Intern. Conf. on B Physics and CP Violation, Taipei, Taiwan, Dec. 3–7, 1999* (Singapore: World Scientific, 2000)
15. Huitu K et al. (Eds) *Proc. of the Intern. Europhysics Conf. on High-Energy Physics (EPS-HEP-99), Tampere, Finland, July 15–21, 1999* (Bristol: IOP Publ., 2000)
16. Kuno Y, Shinkawa T (Eds) *Proc. of the Intern. KEK Workshop "Kaons, Muons, Neutrino Physics and Future", Oct. 31–Nov. 1, 1997*, KEK Proc. 97–24 (1998)
17. Lim C S, Yamanaka T (Eds) *Proc. of the XXX Intern. Conf. on High Energy Physics (ICHEP-2000), Osaka, Japan, July 27–Aug. 2, 2000* Vol. 1, 2 (Singapore: World Scientific, 2001)
18. *Proc. of the Intern. Conf. on CP Violation Physics, Ferrara, Italy, Sept. 18–22, 2000*; *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **99B** (2001)
19. Bentvelsen S et al. (Eds) *Proc. of the XXXI Intern. Conf. on High Energy Physics (ICHEP-2002), Amsterdam, Holland, July 25–31, 2002* (Amsterdam: North-Holland, 2003); *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **117** (2003)
20. Lee-Franzini J, Franzini P, Bossi F (Eds) *Proc. of the XX Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies (Lepton–Photon-01), Rome, Italy, July 23–28, 2001* (New Jersey: World Scientific, 2002)
21. Davies C T H, Playfer S M (Eds) *Heavy Flavour Physics: Theory and Experimental Results in Heavy Quark Physics* (Scottish Universities Summer School in Physics, 55 (Bristol: IOP, 2002)
22. *Proc. of the 5th Intern. Conf. on Hyperons, Charm, and Beauty Hadrons, Vancouver, BC, Canada, July 25–29, 2002*; *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **115** (2003)
23. Hashimoto S, Komatsubara T K (Eds) *Frontiers in Flavor Physics: Proc. of the 5th KEK Topical Conf. on Frontiers in Flavor Physics, Tsukuba, Japan, Nov. 20–22, 2001*; *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **111** (2002)
24. Belyaev A et al., hep-ph/0107046
25. Hagiwara K et al. (PDG 2002 Collab.) *Phys. Rev. D* **66** 010001 (2002)
26. Buchalla G, Buras A J, Lautenbacher M E *Rev. Mod. Phys.* **68** 1125 (1996)
27. Buras A J, Fleischer R, hep-ph/9704376; see also [6] p. 65; Buras A J, hep-ph/9806471; hep-ph/9905437; hep-ph/0101336
28. Buras A J, hep-ph/0109197; see also [10]
29. Buras A J, hep-ph/0210291
30. Nir Y *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **117** 111 (2003); hep-ph/0208080
31. Nir Y, hep-ph/0109090; see also [21] p. 147
32. Nir Y, in *Particle Physics: Proc. of the 1999 Summer School, Trieste, Italy, 21 June–9 July, 1999* (Eds G Senjanovic, A Yu Smirnov) (Singapore: World Scientific, 2000) p. 165; hep-ph/9911321; hep-ph/9810520; in *1998 European School of High-Energy Physics, St. Andrews, Scotland, Aug. 23–Sept. 3, 1998: Proc.* (CERN, 99-04, Eds N Ellis, J March-Russel) (Geneva: European Organization for Nuclear Research, 1999)
33. Grossman Y, Nir Y, Rattazzi R, hep-ph/9701231; see also [6] p. 755
34. Neubert M, in *1995 European School of High-Energy Physics, Dubna, Aug. 27–Sept. 9, 1995* (CERN, 96-04, Eds N Ellis, M Neubert) (Geneva: CERN, 1996) p. 121; hep-ph/0207327; see [20] p. 14
35. D'Ambrosio G, Isidori G *Int. J. Mod. Phys. A* **13** 1 (1998)
36. Isidori G, hep-ph/9902235; hep-ph/9908399; see also [9] p. 355
37. Isidori G *Int. J. Mod. Phys. A* **17** 3078 (2002); hep-ph/0110255; see also [20] p. 160
38. Buchalla G, hep-ph/9912369; see also [15] p. 1; hep-ph/0002207; see also [13] p. 121; hep-ph/0103166
39. Littenberg L, hep-ex/0010048; *Frascati Phys. Ser.* **XI** 317 (1998); Littenberg L, Valencia G *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** 729 (1993)
40. Littenberg L, hep-ex/0212005
41. Barker A R, Kettell S H *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **50** 249 (2000); hep-ex/0009024
42. Ландсберг Л Г *ЯФ* **64** 1811 (2001)
43. Rizzo T G, hep-ph/9809526
44. Stone S, see [21] p. 237; Nakada T, see [21] p. 373
45. Stocchi A *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **117** 145 (2003); hep-ph/0211245; *eConf C020805* ТТН04 (2002); hep-ph/0304237
46. Шабалин Е П *УФН* **171** 951 (2001)
47. Fleischer R *Phys. Rep.* **370** 537 (2002); hep-ph/0207108; hep-ph/0210323
48. Buras A J et al. *JHEP* **0301** 029 (2003); hep-ph/0207101
49. Cabibbo N *Phys. Rev. Lett.* **10** 531 (1963); Kobayashi M, Maskawa T *Prog. Theor. Phys.* **49** 652 (1973)
50. Glashow S L, Iliopoulos J, Maiani L *Phys. Rev. D* **2** 1285 (1970)
51. Wolfenstein L *Phys. Rev. Lett.* **51** 1945 (1983)
52. Randhawa M et al. *Mod. Phys. Lett. A* **15** 2363 (2000); hep-ph/0002217
53. Вайнштейн А И, Захаров В И, Шифман М А *ЖЭТФ* **72** 1275 (1977)
54. Vainshtein A *Int. J. Mod. Phys. A* **14** 4705 (1999)
55. Inami T, Lim G S *Prog. Theor. Phys.* **65** 297 (1981)
56. Buras A J, Jamin M, Weisz P H *Nucl. Phys. B* **347** 491 (1990)
57. Herrlich S, Nierste U *Nucl. Phys. B* **419** 292 (1994); *Phys. Rev. D* **52** 6505 (1995); *Nucl. Phys. B* **476** 27 (1996)
58. Buchalla G, Buras A J *Nucl. Phys. B* **412** 106 (1994); *Phys. Rev. D* **54** 6782 (1996); *Nucl. Phys. B* **548** 309 (1999); hep-ph/9901288
59. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967)
60. Brown H N et al. (Muon (g-2) Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **86** 2227 (2001)
61. Peskin M E, hep-ph/0212204; SLAC-PUB-9613 (2002)
62. Hewett J L, Takeuchi T, Thomas S, hep-ph/9603391; SLAC-PUB-7088 (1996); CERN-TH/96-56
63. Abe F et al. (CDF Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **79** 2198 (1997)
64. Abbott B et al. (D0 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **80** 666 (1998); **82** 2457 (1999); Landsberg G, hep-ex/9910034; see also [15] p. 793
65. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998); *Phys. Rev. D* **59** 086004 (1999); hep-ph/9807344
66. Cheung K, Landsberg G *Phys. Rev. D* **62** 076003 (2000); hep-ph/9909218; Cheung K, hep-ph/0003306; Landsberg G, hep-ex/0009038; see also [17] Vol. 2, p. 1150
67. Abbott B et al. (D0 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **86** 1156 (2001); hep-ex/0008065
68. Hawking S W *Nature* **248** 30 (1974)
69. Dimopoulos S, Landsberg G *Phys. Rev. Lett.* **87** 161602 (2001); Giddings S B, Thomas S *Phys. Rev. D* **65** 056010 (2002)
70. Landsberg G *Phys. Rev. Lett.* **88** 181801 (2002); hep-ph/0112061; hep-ph/0211043
71. Anchordoqui L, Goldberg H *Phys. Rev. D* **67** 064010 (2003); hep-ph/0209337
72. Silvestrini L *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **93** 247 (2001); hep-ph/0009284; *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **99B** 181 (2001)
73. Ciuchini M et al. *Nucl. Phys. B* **534** 3 (1998)
74. Buras A J et al. *Phys. Lett. B* **500** 161 (2001); hep-ph/0007085
75. Landsberg L G, Obraztsov V F, see [9] p. 619; Obraztsov V F, Landsberg L G *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **99B** 257 (2001); hep-ex/0011033
76. Coleman R et al. (CKM Collab.) "A proposal for a precision measurement of the decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ and other rare K^+ processes at Fermilab using the main injector", Fermilab, P-905 (1998); Frank G et al. (CKM Collab.) "A proposal for a precision measurement of the decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ and other rare K^+ processes at Fermilab using the main injector", Fermilab, P-921 (2001); Tschirhard R S, see [12] pp. 85, 141, 151; Milsteiñe C et al. (CKM Collab.) *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **93** 348 (2001); hep-ex/0009046; Cooper P S *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **99B** 121 (2001); Landsberg L G *ЯФ* **65** 1795 (2002)
77. Bassalleck B et al. "E949: An experiment to measure $B(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ at BNL", BNL-67247 (1999); Kettell S, see [12] p. 75; Komatsubara T K, *ibid.*, p. 133; Shinkawa T, *ibid.*, p. 137
78. Burkhardt H et al. (NA-31 Collab.) *Phys. Lett. B* **206** 169 (1988); Barr G D et al. (NA-31 Collab.) *Phys. Lett. B* **317** 233 (1993)
79. Gibbons L K et al. (E731 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **70** 1203 (1993)

80. Alavi-Harati A et al. (KTeV Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **83** 22 (1999); Glazov A, see [10] p. 113; Alavi-Harati A et al. (KTeV Collab.) *Phys. Rev. D* **67** 012005 (2003); *Phys. Rev. D* **67** 012005 (2003); hep-ex/0208007
81. Fanti V et al. (NA48 Collab.) *Phys. Lett. B* **465** 335 (1999); Mikulee L, see [10] p. 121; Batley J R et al. (NA48 Collab.) *Phys. Lett. B* **544** 97 (2002); hep-ex/0208009
82. Buras A J, Gérard J-M *Phys. Lett. B* **517** 129 (2001); hep-ph/0106104
83. Pich A, in *Astronomy, Cosmology, and Fundamental Physics: Proc. of the ESO/CERN/ESA Symp., Garching, Germany, 4–7 March 2002* (ESO Astrophys. Symp., Eds P A Shaver, L Dilella, A Giménez) (New York: Springer, 2003) p. 105; hep-ph/0206011
84. Alavi-Harati A et al. (KTeV Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **88** 181601 (2002)
85. Alavi-Harati A et al. (KTeV Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **84** 408 (2000)
86. Mazzucato E (NA48 Collab.) *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **99B** 81 (2001)
87. Heiliger P, Sehgal L M *Phys. Rev. D* **48** 4146 (1993); Sehgal L M, see [9] p. 181
88. Kabir P K *Phys. Rev. D* **2** 540 (1970); Aharony A *Lett. Nuovo Cimento* **3** 791 (1970)
89. Bloch P (CLEAR Collab.), see [9] p. 223
90. Bertin A et al. *Riv. Nuovo Cimento* **23** (3) 1 (2000); Faccioli P *Nucl. Instrum. Meth. A* **462** 313 (2001); hep-ph/0011269
91. Ciuchini M et al. *JHEP* **0107** 013 (2001); hep-ph/0012308; Stocchi A *Nucl. Instrum. Meth. A* **462** 318 (2001); hep-ph/0012215; Ciuchini M *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **109** (2–3) 307 (2002); hep-ph/0112133
92. Höcker A et al. *Eur. Phys. J. C* **21** 225 (2001); hep-ph/0104062; *AIP Conf. Proc.* **618** 27 (2002); hep-ph/0112295
93. Anikeev K et al., hep-ph/0201071; Fermilab-Pub-01/197
94. (ALEPH, CDF, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collab.), hep-ex/0112028
95. Rosner J L *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **115** 385 (2003); hep-ph/0208243
96. Gaillard M K, Lee B W *Phys. Rev. D* **10** 897 (1974)
97. Falk A F *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **111** 3 (2002); hep-ph/0201094
98. Uraltsev N, hep-ph/0010328; Lellouch L *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **117** 127 (2003); hep-ph/0211359
99. Ryan S *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **106–107** 86 (2002); hep-lat/0111010
100. Yamada N et al. (JLQCD Collab.) *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **106–107** 397 (2002); hep-lat/0110087
101. Kronfeld A S, Ryan S M *Phys. Lett. B* **543** 59 (2002); hep-ph/0206058; Kronfeld A S *eConf C020620* FRBT05 (2002); hep-ph/0209231
102. Bećirević D et al., hep-lat/0209131; *Phys. Lett. B* **563** 150 (2003); hep-ph/0211271
103. Lellouch L *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **117** 127 (2003); hep-ph/0211359
104. Affolder T et al. (CDF Collab.) *Phys. Rev. D* **61** 072005 (2000); hep-ex/9909003; see also [17]; Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 201802 (2002); hep-ex/0207042; Karyotakis Y *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **117** 98 (2003); Abe K et al. (Belle Collab.), hep-ex/0207098; Yamauchi M *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **117** 83 (2003)
105. Mackenzie P "The tevatron, the lattice, and the unitarity triangle: 21st Century lattice QCD", Fermilab Joint Experimental-Theoretical Seminar, 27 September (2002); Cassel D G, hep-ex/0307038
106. Briere R A et al., CLNS-01-1742 (2001)
107. Littenberg L G *Phys. Rev. D* **39** 3322 (1989)
108. Grossman Y, Nir Y *Phys. Lett. B* **398** 163 (1997); hep-ph/9701313
109. Hagelin J S, Littenberg L S *Prog. Part. Nucl. Phys.* **23** 1 (1989); Rein D, Sehgal L M *Phys. Rev. D* **39** 3325 (1989); Lu M, Wise M B *Phys. Lett. B* **324** 461 (1994); Geng C Q, Hsu I J, Lin Y C *Phys. Lett. B* **355** 569 (1995); Fajfer S *Nuovo Cimento A* **100** 397 (1997)
110. Ellis J, Hagelin J S, Rudaz S *Phys. Lett. B* **192** 201 (1987); Ellis J, Hagelin J S *Nucl. Phys. B* **217** 189 (1983)
111. Dib C O et al. *Mod. Phys. Lett. A* **6** 3573 (1991)
112. Marciano W J, Parsa Z *Phys. Rev. D* **53** R1 (1996)
113. Bobeth C et al. *Nucl. Phys. B* **630** 87 (2002); hep-ph/0112305
114. Bergmann S, Perez G *JHEP* **0008** 034 (2000); hep-ph/0007170
115. Falk A F, Lewandowski A, Petrov A A *Phys. Lett. B* **505** 107 (2001); hep-ph/0012099
116. Falk A, see [11] p. 174
117. Bigi I I, Gabbiani F *Nucl. Phys. B* **367** 3 (1991)
118. Kettell S H, Landsberg L G, Nguyen H, hep-ph/0212321
119. D'Ambrosio G, Isidori G *Phys. Lett. B* **530** 108 (2002); hep-ph/0112135
120. Briere R A et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 081803 (2002)
121. Atwood D, Soni A, hep-ph/0212071
122. Atwood D, Soni A *Phys. Lett. B* **508** 17 (2001); hep-ph/0103197
123. Laplace S, hep-ph/0209188
124. Marciano W, see [9] p. 603
125. Lai A et al. (NA48 Collab.) *Phys. Lett. B* **514** 253 (2001); *Phys. Lett. B* **536** 229 (2002); hep-ex/0205010
126. Alavi-Harati A et al. (KTeV Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **86** 397 (2001); hep-ex/0009030; *Phys. Rev. Lett.* **84** 5279 (2000); hep-ex/0309072
127. Ambrose D et al. (BNL E871 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **84** 1389 (2000)
128. Wah Y W (KTeV Collab.), see [17] p. 767
129. Ambrose D et al. (BNL E871 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 4309 (1998)
130. Adler S et al. (E787 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **79** 2204 (1997); **84** 3768 (2000)
131. Adler S et al. (E787 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **88** 041803 (2002); hep-ex/0111091
132. Adler S et al. (E787 Collab.) *Phys. Lett. B* **537** 211 (2002); hep-ex/0201037
133. Kettell S H, hep-ex/0207044; *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **111** 232 (2002); hep-ex/0205029; Littenberg L, hep-ex/0010048; *AIP Conf. Proc.* **618** 89 (2002); hep-ex/0201026; Bryman D, hep-ex/0206072; Diwan M V, hep-ex/0205089
134. Atiya M S et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 2521 (1993)
135. Wilczek F *Phys. Rev. Lett.* **49** 1549 (1982)
136. Gorbunov D S, Rubakov V A *Phys. Rev. D* **64** 054008 (2001)
137. Komatsubara T K, Nakano T, Nomura T "Study of the rare decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ with stopped kaon beam at J-PARC", Lett. of Intent, KEK, December 27, 2002; <http://kaon.kek.jp/~kpwg/>
138. Alavi-Harati A et al. *Phys. Rev. D* **61** 072006 (2000)
139. Alexopoulos T et al., KAMI Proposal, Fermilab (2001); Yamana-ka T *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **99B** 104 (2001)
140. Chiang L H et al., KOPIO — a Search for $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ BNL Proposal (1999); Bryman D A, Littenberg L *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **99B** 61 (2001)
141. Inagaki T et al. (KEK E391A Collab.) Proposal, KEK Internal 96-13 (1996); Inagaki T, in *Proc. of KEK Workshop 1997*, KEK Proc. 97-24, p. 205
142. Buras A J et al. *Nucl. Phys. B* **592** 55 (2001); hep-ph/0007313
143. Buras A J, Fleischer R *Phys. Rev. D* **64** 115010 (2001); hep-ph/0104238
144. Buras A J, Spranger M, Weiler A *Nucl. Phys. B* **660** 225 (2003); hep-ph/0212143
145. Appelquist T, Cheng H-C, Dobrescu B A *Phys. Rev. D* **64** 035002 (2001); hep-ph/0012100
146. D'Ambrosio G et al. *Nucl. Phys. B* **645** 155 (2002); hep-ph/0207036
147. Isidori G, hep-ph/0301159
148. Türke U *Phys. Lett. B* **168** 296 (1986); Eilam G, Hewett J L, Rizzo T G *Phys. Lett. B* **193** 533 (1987)
149. Hattori T, Hasuiki T, Wakaizumi S *Phys. Rev. D* **60** 113008 (1999); hep-ph/9804412
150. Huang C-S, Huo W-J, Wu Y-L *Phys. Rev. D* **64** 016009 (2001); hep-ph/0005227
151. Barenboim G, Botella F J, Vives O *Nucl. Phys. B* **613** 285 (2001); hep-ph/0105306
152. Hawkins D, Silverman D *Phys. Rev. D* **66** 016008 (2002); hep-ph/0205011
153. Aguilar-Saavedra J A *Phys. Rev. D* **67** 035003 (2003); hep-ph/0210112
154. Dumm D G, Pisano F, Pleitez V *Mod. Phys. Lett. A* **9** 1609 (1994); Liu J T, Ng D *Phys. Rev. D* **50** 548 (1994); Long H N, Van V T J. *Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **25** 2319 (1999)

155. Long H N, Trung L P, Van V T *ЖЭТФ* **119** 633 (2001); hep-ph/0104007
156. Ellis J *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **99B** 331 (2001); hep-ph/0011396
157. Colangelo G, Isidori G *JHEP* **9809** 009 (1998); hep-ph/9808487
158. Buras A J, Silvestrini L *Nucl. Phys. B* **546** 299 (1999); Silvestrini L, hep-ph/9906202
159. Buras A J et al. *Nucl. Phys. B* **546** 3 (2000); hep-ph/9908371
160. Buchalla G, Isidori G *Phys. Lett. B* **440** 170 (1998); hep-ph/9806501
161. Chen C-H J. *Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **28** L33 (2002); hep-ph/0202188
162. Baek S et al. *Phys. Rev. D* **62** 117701 (2000); hep-ph/9907572; hep-ph/0009105
163. Baek S et al. *Nucl. Phys. B* **609** 442 (2001); hep-ph/0105028
164. Goto T, Okada Y, Shimizu Y *Phys. Rev. D* **58** 094006 (1998); hep-ph/9804294
165. Hung P Q *Phys. Rev. D* **62** 053015 (2000)
166. Hung P Q, Soddu A *Phys. Rev. D* **65** 054035 (2002); hep-ph/0108119
167. Fleischer R, Isidori G, Matias J *JHEP* **0305** 053 (2003); hep-ph/0302229
168. Xiao Z J et al. *Eur. Phys. J. C* **7** 487 (1998); Xiao Z, Li C, Chao K *Eur. Phys. J. C* **10** 51 (1999)
169. Agashe K, Graesser M *Phys. Rev. D* **54** 4445 (1996)
170. Bhattacharyya G, Raychaudhuri A *Phys. Rev. D* **57** R3837 (1998)
171. Grossman Y *Nucl. Phys. B* **426** 355 (1994)
172. Buchalla G et al. *Phys. Rev. D* **53** 5185 (1996)
173. Kiyo Y, Morozumi T, Tanimoto M, hep-ph/9805307
174. Burdman G *Phys. Rev. D* **59** 035001 (1999); hep-ph/9806360; hep-ph/9811457
175. Akama N et al. *Phys. Rev. D* **64** 095012 (2001); hep-ph/0104263
176. Perez G *JHEP* **0002** 043 (2000); hep-ph/0001037
177. Cho G-C *Eur. Phys. J. C* **5** 525 (1998); hep-ph/9804327
178. Christenson J H et al. *Phys. Rev. Lett.* **13** 138 (1964)

Quark flavor changing neutral currents and rare kaon decays

L.G. Landsberg

State Scientific Center of Russian Federation "Institute for High Energy Physics",

142284 Protvino, Moscow Region, Russian Federation

Tel. (7-096) 771-31 05. Fax (7-096) 774-49 37

E-mail: lgl@mx.ihep.su

Theoretically clear 'gold-plated' decays $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ and $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ and some other rare kaon CP-violating processes induced by quark flavor changing weak neutral currents (FCNC) are considered, and prospects for future research discussed. The existing data for kaon decays are compared with some B meson results (CP violating asymmetry in $B_d^0(B_s^0) \rightarrow (J/\psi)K_S^0$, $B^0 \rightleftharpoons \bar{B}^0$ mixing). Possible interpretation of data on $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ and $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decays in terms of the Standard Model and New Physics theories is discussed.

PACS numbers: 11.30.Er, 12.10.Dm, **12.60.-i**, 13.20.Eb

Bibliography — 178 references

Received 9 October 2002, revised 2 July 2003