



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2000–27
ОЭФ

Л.Г. Ландсберг

**РЕДКИЕ РАСПАДЫ К-МЕЗОНОВ,
СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ И НОВАЯ ФИЗИКА**

Направлено в ЯФ

Протвино 2000

Аннотация

Ландсберг Л.Г. Редкие распады К-мезонов, Стандартная Модель и Новая Физика: Препринт ИФВЭ 2000–27. – Протвино, 2000. – 88 с., 25 рис., 14 табл., библиогр.: 146.

Настоящая статья посвящается анализу широкой программы новых исследований редких распадов К-мезонов на ускорителях ИФВЭ, Фермилаб и Брукхейвенской Национальной Лаборатории. Основными компонентами этой программы являются опыты по изучению низкоэнергетических адронных процессов в каонных распадах, поиски новых типов взаимодействий, исследования процессов нарушения CP-инвариантности и сверхредких FCNC-распадов $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$. Обсуждается связь исследуемых процессов со Стандартной Моделью и с Новой Физикой.

Abstract

Landsberg L.G. Rare Kaon Decays, Standard Model and New Physics: IHEP Preprint 2000–27. – Protvino, 2000. – p. 88, figs. 25, tables 14, refs.: 146.

A wide research program in the study of rare kaon decays in the experiments at IHEP, Fermilab and BNL accelerators is described in this paper. The main trends in these experiments are the investigation of low-energy hadronic process, the search for new types of weak interactions and CP-violation processes, the study of very rare $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ FCNC decays. The connection of this research program with the Standard Model and the New Physics is discussed.

Содержание

	Стр.
1. Введение	2
2. Стандартная Модель и Новая Физика	3
2.1. Основные представления Стандартной Модели	3
2.2. Слабые нелептонные распады и проблема больших расстояний	8
2.3. Нарушение CP-инвариантности	12
2.4. Физика вне Стандартной Модели	22
3. Эксперименты на сепарированном пучке каонов ускорителя ИФВЭ	26
3.1. Сепарированный каонный канал и установка для К-мезонных исследований	26
3.2. Адронные процессы при низких энергиях в распадах каонов	31
3.2.1. Распады K_{l_4} и изучение $\pi\pi$ -взаимодействий	31
3.2.2. Радиационные распады $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma$, $K^+ \rightarrow \pi^+\gamma\gamma$, $K^+ \rightarrow l\nu_l\gamma$	32
3.2.3. Распады $K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-$ и $K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-$	35
3.2.4. Исследование распадов $K_{l_3}^+$ и более точное измерение элемента матрицы кваркового смешивания V_{us}	36
3.3. Поиски новых типов взаимодействий в К-распадах	37
3.3.1. Общие замечания	37
3.3.2. Распад $K^+ \rightarrow l^+\nu_l$	38
3.3.3. Поиски слабых скалярных и тензорных взаимодействий в исследованиях $K^+ \rightarrow \pi^0l^+\nu_l^-$ и $K^+ \rightarrow l^+\nu_l\gamma$ -распадов	42
3.4. Прямое несохранение CP-инвариантности в распадах заряженных каонов и гиперонов	44
3.4.1. Поиски эффектов нарушения CP-инвариантности в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^+\pi^-$; $\pi^\pm\pi^0\pi^0$; $\pi^\pm\pi^0\gamma$	44
3.4.2. Поиски нарушения CP-инвариантности в гиперонных распадах	48
3.4.3. Поиски T-нечетных корреляций в К-распадах	54
4. Процессы, обусловленные нейтральными токами с несохранением ароматов (FCNC)	55
4.1. Общие соображения	55
4.2. Матрица V_{CKM} и унитарный треугольник	57
4.2.1. Представление Вольфенштейна для V_{CKM}	57
4.2.2. CP-несохранение при смешивании $K_1^0 \rightleftharpoons K_2^0$	62
4.2.3. Смешивание нейтральных B^0 -мезонов	63
4.2.4. Редкие каонные распады	66
4.2.5. Нарушение CP-инвариантности в распадах $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ и $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$	66
4.2.6. Переопределение параметров унитарного треугольника и элементов матрицы V_{CKM} из данных различных измерений	66
4.3. Распады $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$	68
4.4. Редкие распады К-мезонов и В-мезонов и нарушение CP-инвариантности в Стандартной Модели и вне её	76
5. Заключение	81
Список литературы	82

1. Введение

Поиски и исследования редких распадов мезонов и, в первую очередь, распадов заряженных и нейтральных каонов представляют очень большой интерес и привлекают внимание многих исследователей уже несколько десятков лет. Этот интерес не ослабевает и сегодня и, несомненно, останется столь же сильным и в ближайшее десятилетие. При этом экспериментальные исследования смещаются в сторону все более и более редких процессов — вплоть до уровня чувствительности $10^{-9} \div 10^{-10}$ сейчас и до $10^{-12} \div 10^{-13}$ в обозримом будущем. Исследование редких распадов открывает возможность тщательной проверки ряда предсказаний Стандартной Модели, уточнения матрицы кваркового смешивания, поисков новых типов взаимодействий и новых очень тяжелых калибровочных бозонов, которые могут приводить к нарушениям Стандартной Модели (несохранению лептонных зарядов, появлению правых токов и другим отступлениям от $V - A$ -теории и т.д.). Массы этих новых бозонов могут быть столь велики, что они не будут рождаться даже в опытах на суперколлайдерах следующих поколений. В этом случае они могут быть обнаружены только косвенным образом при наблюдении редких аномальных распадов ($K \rightarrow \pi \mu \bar{e}$, $K_L^0 \rightarrow \mu \bar{e}$, $\mu \rightarrow e \gamma$, $\mu \rightarrow 3e$, $\tau \rightarrow 3\mu$ и др.) и новых типов слабых взаимодействий. Поэтому поиски таких явлений являются одной из самых фундаментальных проблем физики элементарных частиц.

Другая не менее фундаментальная проблема связана с экспериментами, направленными на исследования нарушений CP-инвариантности, которые до сих пор наблюдались только в K^0 -распадах. Поиски эффектов CP-несохранения в распадах других частиц (B-мезонов, K^\pm -мезонов, Ξ^- - и Λ -гиперонов), а также в очень редких процессах, обусловленных слабыми взаимодействиями в высших порядках, имеют первостепенное значение для выяснения природы нарушения CP-симметрии.

Наконец, распады мезонов представляют собой прекрасную лабораторию для исследования сильных взаимодействий в наиболее чистых условиях и открывают широкие перспективы для изучения КХД-эффектов, киральных пертурбативных моделей и других теорий, связанных с сильными взаимодействиями. Роль этих исследований будет возрастать с развитием КХД на решетках, которая, как можно надеяться, откроет новые возможности для ряда количественных предсказаний в распадных процессах. Значение этого направления трудно переоценить из-за его связи с фундаментальной концепцией конфайнмента.

Хотя исследования слабых распадов K -мезонов в 60-х и 70-х годах играли ведущую роль в физике элементарных частиц, затем в этой области наступило определённое затишье. Однако важнейшие проблемы слабых распадов странных частиц, о которых говорилось выше, всё ещё остаются далеки от своего решения. Поэтому возникший в 80-х годах определённый кризис в исследованиях K -распадов был обусловлен не столько внутренними причинами, сколько внешними: произошёл резкий сдвиг интересов многих исследователей, связанный с открытием очарованных и прелестных частиц и с началом эры коллайдерных экспериментов. Мы в какой-то степени “проскочили” мимо многих важных проблем физики K -мезонов, и поэтому “возвратная волна” не заставила себя слишком долго ждать. Уже сейчас проводится целая серия новых прецизионных опытов в этой области в основных мировых научных центрах — в Лаборатории им.Ферми (FNAL) и в Брукхейвенской Национальной лаборатории (BNL) в США, в Европейском центре ядерных исследований (CERN), в лаборатории КЕК (Япония) и в ИФВЭ (Россия).

В то же самое время готовятся новые обширные программы исследований на 120 ГэВ протонном ускорителе FNAL (который будет также служить инжектором для коллайдерных экспериментов), на ϕ -фабрике во Фраскати (Италия), на новых пучках каонов в ИФВЭ и в других местах.

Настоящая статья посвящается анализу программы новых исследований K -мезонных распадов, которая подготавливается в рамках широкого международного сотрудничества. Часть предполагаемых исследований будет проводиться на новом пучке сепарированных K -мезонов, который сейчас создается в ИФВЭ (Протвино) [1]. Другая часть этих опытов, связанная прежде всего с изучением суперредких каонных распадов, будет выполняться в совместных опытах на ускорителях Лаборатории им.Ферми (Батавия, США) и в Брукхейвенской Национальной лаборатории (Эптон, США) [2,3,4].

В этой статье, и особенно в её вводной части (Гл.2), использовались материалы известных монографий [5–9], ряда последних международных конференций [10–17], обзоров и обзорных докладов [18–35], в которых содержатся и ссылки на оригинальные работы.

2. Стандартная Модель и Новая Физика

2.1. Основные представления Стандартной Модели

Основные представления современной физики элементарных частиц согласуются с так называемой Стандартной Моделью (СМ), которая, по-видимому, хорошо описывает физические явления в области массовой шкалы до ~ 100 ГэВ или даже до нескольких сотен ГэВ. Стандартная Модель включает в себя 3 поколения фундаментальных частиц — кварков и лептонов. Сильные взаимодействия между кварками, характеризующимися особыми квантовыми числами — ароматами и цветами — осуществляются путем обмена 8 типами безмассовых цветных глюонов. Эти взаимодействия описываются в рамках современной теории сильных процессов — квантовой хромодинамики (КХД), которая при достаточно малых расстояниях ($< 1 \div 2$ ГэВ $^{-1}$) позволяет довольно хорошо проводить пертурбативные расчеты с учетом главного логарифмического приближения 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 четырьмя векторными калибровочными бозонами — тремя массивными заряженными и нейтральным промежуточными бозонами W^\pm , Z и безмассовым фотоном γ . В слабых взаимодействиях важную роль, по-видимому, должны играть и скалярные хиггсовские бозоны, которые, однако, пока не обнаружены. В Стандартной Модели должен существовать наблюдаемый хиггсовский бозон H^0 . Слабые взаимодействия могут менять кварковые ароматы.

Общее выражение для плотности лагранжиана в Стандартной Модели имеет вид

$$L = L(QCD) + L(SU(2)_L \times U(1)) + L(Higgs). \quad (1)$$

Рассмотрим теперь 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 . Напомним, что левовинтовые и правовинтовые кварки и лептоны представляются в виде¹

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

Электрослабые взаимодействия кварков и лептонов осуществляются путем обмена тяжелыми калибровочными 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} обусловлена заряженным слабым током

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

где

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

Плотность лагранжиана нейтрального тока L_{NC} имеет вид

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

где $J_\mu^{e.m.}$ — векторный электромагнитный ток

$$J_\mu^{e.m.} = \sum_f Q_f \bar{f} \gamma_\mu f, \quad (9)$$

а J_μ^0 — слабый нейтральный ток с $V - A$ - и $V + A$ -компонентами

$$J_\mu^0 = \sum_f \bar{f} \gamma_\mu (v_f + a_f \gamma_5) f. \quad (10)$$

Здесь $v_f = T_3^f - 2Q_f \sin^2 \vartheta_W$ и $a_f = T_3^f$ — это векторная и аксиальная компоненты нейтрального слабого тока; $\sin \vartheta_W$ — синус угла Вайнберга; $g_2^2/8M_W^2 = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$ — фермиевская константа слабого взаимодействия; Q_f и T_3^f — электрический заряд и третья компонента слабого изоспина для фермиона f . Слабый гиперзаряд Y — это средний электрический заряд слабого изомультиплета. Значения Q_f , T_3^f и Y^f для первого поколения фундаментальных частиц представлены в табл. 1. Для остальных двух поколений эти квантовые числа такие же.

¹Здесь γ_5 определена как в [5] $\gamma_5 = \gamma^5 = - \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}$.

Таблица 1. Квантовые числа фундаментальных фермионов Стандартной Модели (кварков и лептонов)

	ν_L^e	e_L^-	e_R^-	u_L	d_L	u_R	d_R
Q	0	-1	-1	2/3	-1/3	2/3	-1/3
T_3	1/2	-1/2	0	1/2	-1/2	0	0
Y	-1	-1	-2	1/3	1/3	4/3	-2/3

Q — электрический заряд; T_3 — проекция слабого изоспина фермионов (f_L — левый изодублет, f_R — правый изосинглет); Y — гиперзаряд (удвоенный средний электрический заряд слабого изомультиплета).

В фундаментальные мультиплеты и в выражения для кварковых токов входят преобразованные компоненты “нижних” кварков d' , s' и b' , определяемых с помощью унитарной матрицы кваркового смешивания Кабиббо-Кобаяши-Маскава V_{CKM} [36]

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (11)$$

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

$$V_{CKM}^+ \cdot V_{CKM} = V_{CKM} \cdot V_{CKM}^+ = 1, \quad (12)$$

что приводит к ряду соотношений для элементов матрицы кваркового смешивания

$$VV^+ = \sum_{\gamma} V_{\alpha\gamma} V_{\beta\gamma}^* = \delta_{\alpha\beta} \quad (13)$$

или к эквивалентным условиям

$$V^+V = \sum_{\alpha} V_{\alpha\gamma}^* V_{\alpha\delta} = \delta_{\gamma\delta}, \quad (14)$$

$$\text{где } \begin{cases} \alpha; \beta = u; c; t; \\ \gamma; \delta = d; s; b. \end{cases}$$

Условия унитарности (13) могут быть более подробно записаны как

$$V_{ud}V_{ud}^* + V_{us}V_{us}^* + V_{ub}V_{ub}^* = 1, \quad (15)$$

$$V_{cd}V_{cd}^* + V_{cs}V_{cs}^* + V_{cb}V_{cb}^* = 1, \quad (16)$$

$$V_{td}V_{td}^* + V_{ts}V_{ts}^* + V_{tb}V_{tb}^* = 1, \quad (17)$$

$$V_{ud}V_{cd}^* + V_{us}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* = 0, \quad (18)$$

$$V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* = 0, \quad (19)$$

$$V_{cd}V_{td}^* + V_{cs}V_{ts}^* + V_{cb}V_{tb}^* = 0, \quad (20)$$

а условия унитарности (14) как

$$V_{ud}V_{ud}^* + V_{cd}V_{cd}^* + V_{td}V_{td}^* = 1, \quad (21)$$

$$V_{us}V_{us}^* + V_{cs}V_{cs}^* + V_{ts}V_{ts}^* = 1, \quad (22)$$

$$V_{ub}V_{ub}^* + V_{cb}V_{cb}^* + V_{tb}V_{tb}^* = 1, \quad (23)$$

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

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

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

Легко видеть, что, несмотря на кажущуюся асимметрию между “верхними” кварками $u; c; t$ и “нижними” кварками $d; s; b$ в выражениях (3) и (11), на самом деле никакой асимметрии здесь нет. Выражение для слабого заряженного тока может быть записано симметричным образом как

$$(\bar{u} \bar{c} \bar{t})_L \cdot V_{CKM} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L. \quad (27)$$

Другими словами, используя выражение (11) можно записать (27) как

$$(\bar{u} \bar{c} \bar{t})_L \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_L. \quad (28)$$

Но можно ввести в (27)

$$(\bar{u}' \bar{c}' \bar{t}')_L = (\bar{u} \bar{c} \bar{t})_L V_{CKM}, \quad (29)$$

и тогда из (27) следует

$$(\bar{u}' \bar{c}' \bar{t}')_L \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L. \quad (30)$$

Таким образом, действительно, “верхние” и “нижние” кварки участвуют в кварковом смешивании совершенно симметрично. Поэтому в мультиплетях (3) вместо $d'; s'; b'$ можно было бы использовать смешанные состояния $u'; c'; t'$. Отметим, что унитарность V_{CKM} -матрицы является математической основой так называемого “механизма Глэшоу–Иллиопулоса–Майани” [37] (“механизм GIM”), согласно которому в Стандартной Модели отсутствуют “в древесном приближении” (т.е. в первом порядке по слабому взаимодействию) нейтральные токи с изменением кваркового аромата (Flavour Changing Neutral Currents — FCNC). 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

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

Условие унитарности $V_{CKM}^+ V_{CKM} = 1$ приводит к тому, что нейтральный кварковый ток содержит только диагональные члены типа $(\bar{d} d)_{V-A;V+A}$ и т.д. Недиagonальные элементы $(\bar{u} c)_{V-A;V+A}$, $(d s)_{V-A;V+A}$ и т.д., приводящие к изменению кварковых ароматов, благодаря условию унитарности отсутствуют.

Процессы FCNC, запрещенные в Стандартной Модели в древесном приближении, могут происходить во втором порядке по слабому взаимодействию, с учетом петлевых диаграмм. Они играют очень важную роль в исследованиях редких распадов каонов. В этих петлевых диаграммах, в которых участвуют виртуальные u -, c - и t -кварки, различие в массах этих кварков разрушает компенсацию FCNC-процессов из-за механизма ГИМ. Соответствующие распады будут происходить. Однако их вероятности оказываются очень малыми. Мы подробно рассмотрим эти процессы ниже (см. Гл.4).

Отметим еще одно важное свойство (3×3) -матрицы кваркового смешивания V_{CKM} : в этой матрице присутствуют комплексные матричные элементы, возникающие из-за одной нетривиальной фазы, которой характеризуется V_{CKM} . 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 $2n^2 - n - (n^2 - 1) = n^2$ (здесь второй член учитывает соотношения унитарности для диагональных матричных элементов, а третий член — эти же соотношения для недиагональных элементов). Далее для 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 $2n - 1$ фаз). Тогда полное число независимых параметров для унитарной матрицы смешивания $n \times n$ равно $n^2 - 2n + 1 = (n - 1)^2$. При этом $n_\vartheta = \frac{1}{2}n(n - 1)$ параметров могут рассматриваться как независимые углы смешивания между различными “поколениями” кварков, а оставшееся число $n_\psi = (n - 1)^2 - \frac{1}{2}(n - 1)n = \frac{1}{2}(n - 1)(n - 2)$ как исчезающие фазы матричных элементов. Для $n = 3$ (матрица смешивания V_{CKM}) число свободных параметров равно 4, причем число углов смешивания $n_\vartheta = 3$, а число фаз $n_\psi = 1$. Стандартная параметризация V_{CKM} , рекомендованная в [32], имеет вид

$$\begin{aligned}
V_{CKM} &= \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \\
&= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -s_{23}c_{12} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (31)
\end{aligned}$$

4 независимых параметра, характеризующих V_{CKM} — это углы смешивания ϑ_{12} , ϑ_{13} , ϑ_{23} и фаза δ . Вводятся обозначения $s_{ij} = \sin \vartheta_{ij}$; $c_{ij} = \cos \vartheta_{ij}$.

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

$$\left. \begin{aligned} A(K^0 \rightarrow 2\pi) &= A \cdot e^{i\delta_{\pi\pi}} \\ A(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi) &= A^* e^{i\delta_{\pi\pi}} \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

(здесь $\delta_{\pi\pi}$ — 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. Отметим, что если бы существовали только 2 поколения кварков и матрица кваркового смешивания имела бы 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 такой модели с двумя кварковыми поколениями.

Экспериментальные данные об элементах матрицы кваркового смешивания приведены в табл. 2. Существующие экспериментальные результаты, критический анализ которых содержится в [33], относятся только к элементам первых двух строк матрицы V_{CKM} . (Нет экспериментальных данных, позволяющих определить элементы, связанные с t -кварками.) Более подробное обсуждение свойств матрицы Каббиво–Кобаяши–Маскава с использованием соотношений унитарности будет проведено позже, в Гл.4.

2.2. Слабые нелептонные распады и проблема больших расстояний

Определение параметров матрицы СКМ 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 квантовой хромодинамике, но и область больших расстояний, для которой пока нет адекватных методов проведения достаточно точных вычислений. Влияние области малых и больших расстояний иллюстрируется на рис.1 для одного из распадных процессов.

Таблица 2. Экспериментальные данные об элементах матрицы V_{CKM}

$ V_{ij} $	Усредненные экспериментальные данные	Эксперименты, из которых определялись элементы матрицы кваркового смешивания
$ V_{ud} $	0.9743 ± 0.0008	Сверхразрешенные векторные β -распады $0^+ \rightarrow 0^-$ типа $X_{0^+} \rightarrow Y_{0^+} + e^+ \nu_e$ для 9 ядер. Данные о β -распаде нейтрона ($\tau_n; g_A/g_V$). β -распад пиона $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$.
$ V_{us} $	0.2200 ± 0.0025	$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e; K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ (с учетом поправок на нарушения $SU(3)$ - и $SU(2)$ -симметрий, определяющих теоретическую неопределенность).
$ V_{cd} $	$0.225 \pm \begin{matrix} 0.013 \\ 0.011 \end{matrix}$	Данные по нейтринным реакциям $\nu_\mu + d(s) \rightarrow c + \mu(c \rightarrow s \mu^+ \nu_\mu)$ и $\bar{\nu}_\mu + \bar{d}(\bar{s}) \rightarrow \bar{c} + \mu^+(\bar{c} \rightarrow \bar{s} \mu^- \bar{\nu}_\mu)$. Данные о вероятности полулептонных распадов очарованных частиц $B_c = 0.0919 \pm 0.0094$.
$ V_{cs} $	0.996 ± 0.024	Данные по образованию очарованных частиц в нейтринных и антинейтринных реакциях. Полулептонные распады очарованных мезонов. Адронные распады W^\pm -бозонов и W^\pm -распады с испусканием очарованных частиц.
$ V_{cb} $	$(39.5 \pm 1.7) \cdot 10^{-3}$	Эксклюзивные распады $B \rightarrow D^*(D) l \bar{\nu}_l$ с учетом функции Isgur-Wise при малых импульсах отдачи. Инклюзивные распады $B \rightarrow X_c l \bar{\nu}_l$.
$ V_{ub} $	$(3.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$	Эксклюзивные распады $B^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l, B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu_l$. Инклюзивные распады $b \rightarrow X_u l \bar{\nu}_l$ с исследованием формы спектра инвариантных масс для X_u .
$ V_{ub}/V_{cb} $	0.090 ± 0.008	Прямое изменение этого отношения при анализе лептонного спектра в распадах $b \rightarrow ul \bar{\nu}_l$ в области конца спектра для распадов $b \rightarrow cl \bar{\nu}_l$, а также при анализе спектра инвариантных масс адронной системы в распадах $b \rightarrow X l \bar{\nu}_l$.

Примечание: Данные табл. 2 могут быть использованы, например, для экспериментальной проверки соотношения унитарности (15): $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1$. Действительно, из этих данных можно получить

$$\begin{aligned} \Delta &= [|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2] - 1 = \\ &= |0.9743 \pm 0.0008|^2 + |0.2200 \pm 0.0025|^2 + |(3.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}|^2 - 1 = \\ &= (0.9493 \pm 0.0016) + (0.0484 \pm 0.0011) + 1.3 \cdot 10^{-5} - 1 = -0.0023 \pm 0.0019. \end{aligned}$$

Другое соотношение унитарности $|V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2 = 1$ (16).

Из данных табл. 2

$$\Delta' = [|V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2] - 1 = 0.044 \pm 0.048.$$

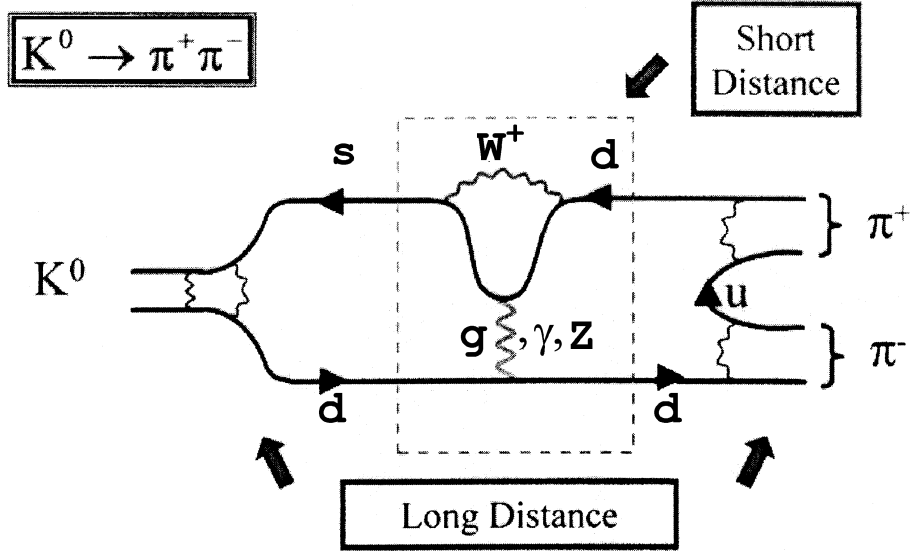


Рис. 1. Эффекты больших и малых расстояний в слабых распадах К-мезонов. Область малых расстояний (SD) — это область расчетов в пертурбативной КХД (главное логарифмическое и следующее приближение). Эффекты больших расстояний (LD) вносят основную неопределенность в теоретические расчеты, т.к. в этой области пока нет строгих методов оценки адронных матричных элементов.

Проблема расчетов амплитуд слабых нелептонных процессов в Стандартной Модели с помощью метода операторного разложения подробно обсуждается в [18,19]. В соответствии с этим методом амплитуда слабого распада $M \rightarrow F$ может быть представлена в виде

$$A(M \rightarrow F) = \langle F | H_w | M \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{CKM}^{(i)} \cdot C_i(\mu) \langle F | Q_i(\mu) | M \rangle. \quad (33)$$

Здесь: $Q_i(\mu)$ — локальные 4-кварковые токовые операторы, описывающие вклад различных фейнмановских диаграмм, существенных для данного процесса (они детально рассмотрены в [18,19]); $C_i(\mu)$ — так называемые вильсоновские коэффициенты, представляющие собой эффективные константы связи и определяемые областью малых расстояний $r < 1/\mu$; $\langle F | Q_i(\mu) | M \rangle$ — адронные матричные элементы операторов, определяемые областью больших расстояний $r > 1/\mu$.

Локальные токовые 4-кварковые операторы $Q_i(\mu)$ имеют следующий вид

$$\left. \begin{aligned} Q_1 &= (\bar{s}_\alpha u_\beta)_{V-A} \cdot (\bar{u}_\beta d_\alpha)_{V-A}, \\ Q_2 &= (\bar{s}u)_{V-A} \cdot (\bar{u}d)_{V-A}, \\ Q_{3,5} &= (\bar{s}d)_{V-A} \cdot \sum_q (\bar{q}q)_{V\mp A}, \\ Q_{4,6} &= (\bar{s}_\alpha d_\beta)_{V-A} \cdot \sum_q (\bar{q}_\beta q_\alpha)_{V\mp A}, \\ Q_{7,9} &= \frac{3}{2} (\bar{s}d)_{V-A} \cdot \sum_q e_q (\bar{q}q)_{V\pm A}, \\ Q_{8,10} &= \frac{3}{2} (\bar{s}_\alpha d_\beta)_{V-A} \cdot \sum_q e_q (\bar{q}_\beta q_\alpha)_{V\pm A}. \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

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 скаляров опускается.

кается. Суммирование по кварковым индексам q ведется для кварков, существенных для данного процесса (для К-распадов $q = u; d; s$; для В-распадов $q = u; d; s; c; b$). Оператор Q_2 соответствует ток-токовой фейнмановской диаграмме с обменом W -бозоном (рис. 2а). Оператор Q_1 описывает глюонную поправку к древесной диаграмме с обменом W -бозоном (рис. 2б). Операторы $Q_3 - Q_6$ соответствуют так называемым глюонным пингвинным диаграммам (рис. 2в). Операторы $Q_7 - Q_8$ соответствуют электрослабым пингвинным диаграммам (рис. 2г).

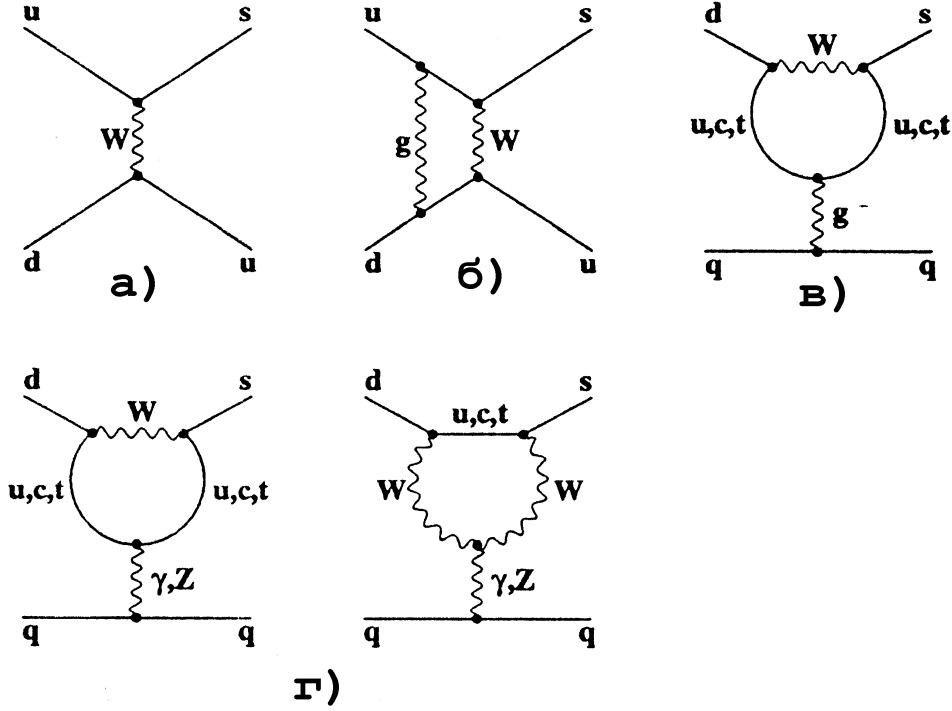


Рис. 2. Диаграммы процессов, связанных с локальными токовыми 4-кварковыми операторами $Q_i(\mu)$ (34) — см. текст.

Таким образом, расчет матричного элемента $A(M \rightarrow F)$ делится на два этапа:

1. Учет области малых расстояний $r < 1/\mu$, где может быть использована пертурбационная КХД. Расчет коэффициентов $C_i(\mu)$ проводится достаточно точно, с учетом как главного логарифмического приближения (суммирование членов типа $\alpha_s^n (\ln M_W/\mu)^n$), так и следующего приближения (суммирование членов типа $\alpha_s^n (\ln M_W/\mu)^{n-1}$ и т.д.). В $C_i(\mu)$ вносят вклад виртуальные тяжелые частицы (t -кварки, W^\pm , Z^0 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 — модели решеток, $1/N$ -разложение, правила КХД-сумм, киральная пертурбативная модель (ChPM) и т.д.

Выбор параметра μ в (33) является довольно произвольным — он должен быть сделан так, чтобы при $r < 1/\mu$ можно было применять пертурбативную КХД. Для К-распадов

$\mu \sim 1 \div 2$ 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.

Отсюда могут быть сделаны следующие выводы:

- А. В настоящее время достаточно трудно получить точные данные для большинства К-мезонных распадов, так как методы анализа области больших расстояний не обладают сейчас необходимой точностью. Есть только отдельные редкие FCNC-процессы, где эти теоретические трудности могут быть преодолены.
- Б. Очень важно развивать экспериментальные исследования каонных распадов, в которых изучаются адронные процессы в области больших расстояний и проводится их сравнение с теоретическими моделями типа киральной пертурбационной теории, теории решеток и т.д. Это будет содействовать дальнейшему развитию таких теоретических моделей, которые могут быть использованы для определения матричных элементов $\langle F|Q_i(\mu)|M\rangle$. В частности, можно надеяться на прогресс в теоретических расчетах на больших расстояниях при развитии методов КХД на решетках.
- В. Необходимо провести детальные исследования некоторых “золотых распадов” типа FCNC — таких, как $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$, $K^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$, где уже сейчас могут быть получены надежные теоретические предсказания в рамках Стандартной Модели. Это очень сложные эксперименты, т.к. соответствующие относительные вероятности лежат в области $10^{-10} \div 10^{-11}$, но их значение трудно переоценить. Мы их рассмотрим ниже (Гл.4).

2.3. Нарушение CP-инвариантности

Кратко напомним ситуацию с нарушением CP-инвариантности, сложившуюся к настоящему времени (см. например [5–21,23,38,39]). Как уже отмечалось выше, введение CP-несохранения в Стандартную Модель слабых взаимодействий оказалось возможным из-за (3×3) -размерности матрицы кваркового смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскава, включающей в себя одну нетривиальную фазу и носящую поэтому комплексный характер. Эта комплексность элементов матрицы V_{CKM} и может приводить к нарушению CP-инвариантности.

До сих пор все проявления нарушения CP-инвариантности наблюдались только в K^0 -распадах ($K^0 \rightarrow \pi\pi$; $\pi^+\pi^-\gamma$; $\pi^+\pi^-e^+e^-$; $l^\pm\pi^\mp\nu(\bar{\nu})$). Воспользуемся теперь стандартными обозначениями для описания $|K^0\rangle \rightleftharpoons |\bar{K}^0\rangle$ системы. Вводится волновая функция

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle &= a(t)|K^0\rangle + \bar{a}(t) \cdot |\bar{K}^0\rangle = a(t)|1\rangle + \bar{a}(t)|2\rangle = \\ &= a(t) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \bar{a}(t) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (35)$$

и матричный (2×2) -гамильтониан

$$\hat{H} = \hat{\Lambda} = \hat{M} - \frac{i}{2}\hat{\Gamma}. \quad (36)$$

Здесь $\hat{M} = \hat{M}^+$, $\hat{\Gamma} = \hat{\Gamma}^+$ — эрмитовые матрицы; матричные элементы обозначаются как

$$\langle K^0 | \Lambda | K^0 \rangle = (1 \ 0) \begin{pmatrix} \Lambda_{11} & \Lambda_{12} \\ \Lambda_{21} & \Lambda_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = (1 \ 0) \begin{pmatrix} \Lambda_{11} \\ \Lambda_{21} \end{pmatrix} = \Lambda_{11}; \quad \langle K^0 | \Lambda | \bar{K}^0 \rangle = \Lambda_{12} \text{ и т.д.}$$

Волновая функция $|\psi(t)\rangle$ (35) определяется уравнением Шредингера

$$i \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = \hat{H} |\psi(t)\rangle. \quad (37)$$

Если бы CP-инвариантность имела место, существовали бы собственные состояния оператора CP

$$\left. \begin{aligned} |K_1^0\rangle &= \frac{|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}} \quad (CP|K_1^0\rangle = +|K_1^0\rangle), \\ |K_2^0\rangle &= \frac{|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}} \quad (CP|K_2^0\rangle = -|K_2^0\rangle). \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

Одновременно эти собственные CP-состояния являлись бы собственными состояниями гамильтониана и характеризовались бы определенными массами и временами жизни. При этом имели бы место распады долгоживущих $|K_2^0\rangle$ -мезонов по каналам $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0; \pi^+\pi^-\gamma; \dots$, а короткоживущих $|K_1^0\rangle$ -мезонов по каналам $|K_1^0\rangle \rightarrow \pi^+\pi^-; \pi^0\pi^0$.

Однако, как было установлено в 1964 г. в опытах Кронина, Фитча и др. [40], долгоживущие K^0 -мезоны распадаются в небольшой доле случаев по каналам с испусканием 2π -мезонов. Таким образом, CP-инвариантность оказалась нарушенной. Долгоживущие K_L^0 -мезоны и короткоживущие K_S^0 -мезоны представляют собой смеси $|K_1^0\rangle$ - и $|K_2^0\rangle$ -состояний

$$\left. \begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon_S|^2}} [|K_1^0\rangle + \varepsilon_S |K_2^0\rangle] = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_S|^2)}} [(1+\varepsilon_S)|K^0\rangle + \\ &+ (1-\varepsilon_S)|\bar{K}^0\rangle] = p_S \cdot |K^0\rangle + q_S \cdot |\bar{K}^0\rangle, \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon_L|^2}} [|K_2^0\rangle + \varepsilon_L |K_1^0\rangle] = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_L|^2)}} [(1+\varepsilon_L)|K^0\rangle - \\ &- (1-\varepsilon_L)|\bar{K}^0\rangle] = p_L \cdot |K^0\rangle - q_L \cdot |\bar{K}^0\rangle. \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

При этом могут иметь место 2 механизма нарушения CP-инвариантности.

1. Косвенное нарушение, проявляющееся в смешивании $|K_1^0\rangle$ - и $|K_2^0\rangle$ -состояний. Оно характеризуется параметром ε и определяется $|K^0\rangle \rightleftharpoons |\bar{K}^0\rangle$ переходами с $|\Delta S| = 2$. Если бы имело место только косвенное нарушение CP, то для $|K_L^0\rangle$ -пучка доля $|K_1^0\rangle$ в его волновой функции (ε) определяется CP-несохранением, а распад $|K_L^0\rangle \rightarrow 2\pi$ определяется распадом этой малой примеси $|K_1^0\rangle$ в пучке по каналу $|K_1^0\rangle \rightarrow 2\pi$, в котором CP сохраняется.
2. Возможно, однако, и прямое нарушение CP-инвариантности в распадах $|K_2^0\rangle \rightarrow 2\pi$, обусловленное CP-несохраняющим взаимодействием с $|\Delta S| = 1$ и характеризующееся параметром ε' (причем $\varepsilon' \ll \varepsilon$).

Оба эти механизма CP-несохранения иллюстрируются с помощью рис. 3.

$$|K_L^0\rangle \propto |K_2^0\rangle + \varepsilon \cdot |K_1^0\rangle$$

$$\quad \quad \quad \mapsto 2\pi \quad \quad \mapsto 2\pi$$

Прямое нарушение CP в распадной амплитуде	Косвенное нарушение CP при $ K_1^0\rangle \rightleftharpoons K_2^0\rangle$ смешивании
----------------------------------------------------	-------------------------------------------------------------------------------------------------

Рис. 3. Процессы прямого и косвенного нарушения CP-инвариантности в распадах $K^0 \rightarrow \pi\pi$.

Рассмотрим теперь процесс смешивания $|K_1^0\rangle$ и $|K_2^0\rangle$ более подробно, воспользовавшись обычной квантово-механической теорией возмущения (см., например, [41] и принятые там обозначения).

При выключенном слабом взаимодействии, не сохраняющем CP-инвариантность, имеются невозмущенные квантово-механические состояния $\psi_1^{(0)} = |K_1^0\rangle$ и $\psi_2^{(0)} = |K_2^0\rangle$. После включения слабого взаимодействия с CP-нарушением возникают возмущенные волновые функции (39):

$$\left. \begin{aligned} |\psi_2\rangle = |K_L^0\rangle &= [|\psi_2^{(0)}\rangle + c_L|\psi_1^{(0)}\rangle] \frac{1}{\sqrt{1+|c_L|^2}} = [|K_2^0\rangle + \varepsilon_L|K_1^0\rangle] \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon_L|^2}}, \\ |\psi_1\rangle = |K_S^0\rangle &= [|\psi_1^{(0)}\rangle + c_S|\psi_2^{(0)}\rangle] \frac{1}{\sqrt{1+|c_S|^2}} = [|K_1^0\rangle + \varepsilon_S|K_2^0\rangle] \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon_S|^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Здесь

$$\begin{aligned} c_L &= \varepsilon_L = \frac{\langle K_1^0|H|K_2^0\rangle}{(m_2 - m_1) + \frac{i}{2}(\gamma_1 - \gamma_2)} = \frac{V_{12}}{(m_2 - m_1) + \frac{i}{2}(\gamma_1 - \gamma_2)} \simeq \\ &\simeq \frac{V_{12}}{(m_L - m_S) + \frac{i}{2}(\gamma_S - \gamma_L)} = \frac{V_{12}}{\Delta m + \frac{i}{2}\Delta\gamma} \end{aligned} \quad (41)$$

(где $\Delta m = m_L - m_S$; $\Delta\gamma = \gamma_S - \gamma_L$),

$$\begin{aligned} c_S &= \varepsilon_S = \frac{\langle K_2^0|H|K_1^0\rangle}{(m_1 - m_2) - \frac{i}{2}(\gamma_1 - \gamma_2)} = \frac{-V_{21}}{(m_2 - m_1) + \frac{i}{2}(\gamma_1 - \gamma_2)} \simeq \\ &\simeq \frac{-V_{21}}{(m_L - m_S) + \frac{i}{2}(\gamma_S - \gamma_L)} = \frac{-V_{21}}{\Delta m + \frac{i}{2}\Delta\gamma}. \end{aligned} \quad (42)$$

Вводим теперь два новых параметра

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon &= (\varepsilon_S + \varepsilon_L)/2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{(V_{12} - V_{21})}{(\Delta m + i\frac{\Delta\gamma}{2})}, \\ \delta &= (\varepsilon_S - \varepsilon_L)/2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{(-V_{21} - V_{12})}{(\Delta m + i\frac{\Delta\gamma}{2})}. \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

Здесь

$$\begin{aligned}
V_{12} &= \langle K_1^0 | H | K_2^0 \rangle = \frac{1}{2} \langle \langle K^0 | + \langle \bar{K}^0 | | H | | K^0 \rangle - | \bar{K}^0 \rangle \rangle = \\
&= \frac{1}{2} \left[\underbrace{\langle K^0 | H | K^0 \rangle}_{\Lambda_{11}} - \underbrace{\langle \bar{K}^0 | H | \bar{K}^0 \rangle}_{\Lambda_{22}} - \underbrace{\langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle}_{\Lambda_{12}} + \underbrace{\langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle}_{\Lambda_{21}} \right],
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_{21} &= \langle K_2^0 | H | K_1^0 \rangle = \frac{1}{2} \langle \langle K^0 | - \langle \bar{K}^0 | | H | | K^0 \rangle + | \bar{K}^0 \rangle \rangle = \\
&= \frac{1}{2} \left[\underbrace{\langle K^0 | H | K^0 \rangle}_{\Lambda_{11}} - \underbrace{\langle \bar{K}^0 | H | \bar{K}^0 \rangle}_{\Lambda_{22}} + \underbrace{\langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle}_{\Lambda_{12}} - \underbrace{\langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle}_{\Lambda_{21}} \right],
\end{aligned}$$

$$V_{12} - V_{21} = \frac{1}{2} [\Lambda_{11} - \Lambda_{22} - \Lambda_{12} + \Lambda_{21} - \Lambda_{11} + \Lambda_{22} - \Lambda_{12} + \Lambda_{21}] = -\Lambda_{12} + \Lambda_{21},$$

$$-V_{12} - V_{21} = \frac{1}{2} [-\Lambda_{11} + \Lambda_{22} + \Lambda_{12} - \Lambda_{21} - \Lambda_{11} + \Lambda_{22} - \Lambda_{12} + \Lambda_{21}] = -\Lambda_{11} + \Lambda_{22}.$$

Итак, получим для параметров ε и δ следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned}
\varepsilon &= \frac{1}{2} \frac{[-\Lambda_{12} + \Lambda_{21}]}{\Delta m + \frac{i}{2} \Delta \gamma} = \frac{1}{2} \frac{(-M_{12} + M_{21}) - \frac{i}{2}(-\Gamma_{12} + \Gamma_{21})}{\Delta m + \frac{i}{2} \Delta \gamma} = \frac{i I_m M_{21} + \frac{1}{2} I_m \Gamma_{21}}{\Delta m + \frac{i}{2} \Delta \gamma}, \\
\delta &= \frac{1}{2} \frac{[-\Lambda_{11} + \Lambda_{22}]}{\Delta m + \frac{i}{2} \Delta \gamma} = -\frac{1}{2} \frac{(M_{11} - M_{22}) - \frac{i}{2}(\Gamma_{11} - \Gamma_{22})}{\Delta m + \frac{i}{2} \Delta \gamma}.
\end{aligned} \right\} \quad (44)$$

Если все переходы обусловлены виртуальными промежуточными состояниями вне массовой поверхности, то $\hat{H} = \hat{M}$, $\Gamma = 0$ и $H^+ = M^+ = M = H$ — эрмитова матрица. Тогда

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \frac{\langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle - \langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle}{\Delta m + (i/2) \Delta \gamma} = \frac{i I_m M_{21}}{\Delta m + \frac{i}{2} \Delta \gamma}, \quad (45)$$

т.е. $\langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle - \langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle$ оказывается чисто мнимой величиной. Подобная ситуация имеет место в модели сверхслабого взаимодействия Вольфенштейна, в которой переходы $|K^0\rangle \rightleftharpoons |\bar{K}^0\rangle$ обусловлены в первом порядке новым взаимодействием с $|\Delta S| = 2$ со сверхмалой константой $G' \sim 10^{-9} G_F$. Тогда

$$\begin{aligned}
\varepsilon &= \frac{i I_m M_{21}}{\Delta m + i \frac{\Delta \gamma}{2}} = \frac{i I_m M_{21}}{\sqrt{(\Delta m)^2 + (\frac{\Delta \gamma}{2})^2}} \frac{\Delta m - i \frac{\Delta \gamma}{2}}{\sqrt{(\Delta m)^2 + (\frac{\Delta \gamma}{2})^2}} = \\
&= \frac{-I_m M_{12}}{\sqrt{(\Delta m)^2 + (\frac{\Delta \gamma}{2})^2}} \underbrace{\frac{(\frac{\Delta \gamma}{2} + i \Delta m)}{\sqrt{(\Delta m)^2 + (\frac{\Delta \gamma}{2})^2}}}_{e^{i\phi_{SW}}},
\end{aligned} \quad (46)$$

$$\phi_{SW} = \arctan \frac{2(m_L - m_S)}{\Gamma_S - \Gamma_L} = 43.72^\circ \pm 0.14^\circ. \quad (47)$$

Итак, в этом случае фаза ε

$$\varphi_\varepsilon = \varphi_{SW}. \quad (48)$$

Однако учет переходов на массовой поверхности через общие каналы распада $2\pi; 3\pi; \pi l\nu; \pi\pi\gamma; etc$ меняет такую картину: Γ_{12} уже отлична от нуля и $\langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle - \langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle$ приобретает отличную от нуля действительную (абсорбтивную) часть. Поэтому $\varphi_\varepsilon \neq \varphi_{SW}$. Для учета этой разности $\varphi_\varepsilon - \varphi_{SW}$ необходимо рассмотреть соотношение унитарности Белла–Штейнбергера. Однако это выходит за рамки настоящей статьи.

Следует иметь в виду, что в модели косвенного CP-нарушения в слабых взаимодействиях с $\Delta S = 1$ параметр ε определяется мнимой частью амплитуды $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ -перехода, представленной на рис. 4. Действительная часть этой амплитуды определяет $\Delta m = m(K_L^0) - m(K_S^0)$.

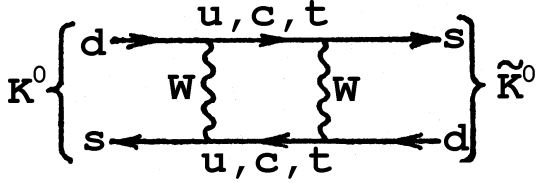


Рис. 4. Диаграмма для процесса $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ смешивания. Мнимая часть соответствующей амплитуды обуславливает косвенное нарушение CP-инвариантности в $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ -распадах (т.е. величину ε). Действительная часть этой амплитуды определяет разность масс $\Delta m = m(K_L^0) - m(K_S^0)$.

Если теория характеризуется CPT-симметрией, то амплитуды $\langle f | H | i \rangle = \langle i_L | H | f_L \rangle$, где $|f_L\rangle = CPT|f\rangle; |i_L\rangle = CPT|i\rangle$.

Так как $CPT|K^0\rangle = e^{i\gamma}|\bar{K}^0\rangle; CPT|\bar{K}^0\rangle = e^{i\gamma}|K^0\rangle$, то в случае CPT-инвариантности $\Lambda_{11} = \langle K^0 | H | K^0 \rangle = \langle \bar{K}^0 | H | \bar{K}^0 \rangle = \Lambda_{22}$, т.е. при CPT-инвариантности для (39) должны иметь место соотношения

$$\delta = 0; \varepsilon_L = \varepsilon_S = \varepsilon; q_S = q_L = q; p_S = p_L = p. \quad (49)$$

Для описания нарушения CP-инвариантности в распадах $K^0 \rightarrow 2\pi$ вводятся параметры

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+\pi^- | H | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | H | K_S^0 \rangle}, \quad (50)$$

$$\eta_{00} = \frac{\langle \pi^0\pi^0 | H | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | H | K_S^0 \rangle}.$$

В модели, в которой все нарушение CP-инвариантности определяется смешиванием $|K_1^0\rangle \rightleftharpoons |K_2^0\rangle$ (косвенное нарушение CP)

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

$$\langle \pi\pi | H | K_S^0 \rangle = \langle \pi\pi | H | K_1^0 \rangle \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}},$$

т.к. в этой модели $\langle \pi\pi | H | K_2^0 \rangle = 0$.

Таким образом, если имеет место только косвенное CP-нарушение, то параметры η_{+-} и η_{00} должны быть равны:

$$\left. \begin{aligned} \eta_{+-} &= \varepsilon, \\ \eta_{00} &= \varepsilon. \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

Рассмотрим теперь возможное проявление прямого нарушения CP-инвариантности, т.е. распадов $|K_2^0\rangle \rightarrow 2\pi$. Тогда из (39) получим, учитывая, что CP-нарушение проявляется как небольшой эффект ($\langle \pi\pi|H|K_2^0\rangle \ll \langle \pi\pi|H|K_1^0\rangle$),

$$\begin{aligned}\langle \pi\pi|H|K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}\varepsilon\langle \pi\pi|H|K_1^0\rangle + \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}\langle \pi\pi|H|K_2^0\rangle, \\ \langle \pi\pi|H|K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}\langle \pi\pi|H|K_1^0\rangle + \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}\varepsilon\langle \pi\pi|H|K_2^0\rangle \simeq \\ &\simeq \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}\langle \pi\pi|H|K_1^0\rangle.\end{aligned}$$

Отсюда можно найти значения параметров нарушения CP-инвариантности

$$\left. \begin{aligned}\eta_{+-} &\simeq \varepsilon + \frac{\langle \pi^+\pi^-|H|K_2^0\rangle}{\langle \pi^+\pi^-|H|K_1^0\rangle}, \\ \eta_{00} &= \varepsilon + \frac{\langle \pi^0\pi^0|H|K_2^0\rangle}{\langle \pi^0\pi^0|H|K_1^0\rangle}.\end{aligned}\right\} \quad (52)$$

В предположении СРТ-инвариантности амплитуды распада K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов в $\pi\pi$ -состоянии с определенным изоспином I могут быть записаны наиболее общим образом как

$$\left. \begin{aligned}\langle 2\pi; I|H|K^0\rangle &= A_I \cdot e^{i\delta_I}, \\ \langle 2\pi; I|H|\bar{K}^0\rangle &= A_I^* \cdot e^{i\delta_I}\end{aligned}\right\} \quad (53)$$

(см., например, [5]). Здесь δ_I — фазы $\pi\pi$ -рассеяния в конечном состоянии с изоспином I при $\sqrt{s} = m_K$.

$$\left. \begin{aligned}\langle 2\pi; I|H|K_1^0\rangle &= \frac{A_I + A_I^*}{\sqrt{2}}e^{i\delta_I} = \sqrt{2}\text{Re}A_I \cdot e^{i\delta_I}, \\ \langle 2\pi; I|H|K_2^0\rangle &= \frac{A_I - A_I^*}{\sqrt{2}}e^{i\delta_I} = \sqrt{2}i\text{Im}A_I \cdot e^{i\delta_I}\end{aligned}\right\} \quad (54)$$

(мнимая амплитуда соответствует распаду с прямым CP-несохранением).

Далее, приведем изотопические соотношения для $\pi^+\pi^-$ - и $\pi^0\pi^0$ -систем, образующихся в $K^0 \rightarrow 2\pi$ -распадах. Используя известную технику разложения с коэффициентами Клебша-Жордана, можно получить:

$$\left. \begin{aligned}|\pi^+\pi^-\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}}|2\pi; I=0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|2\pi; I=2\rangle, \\ |\pi^0\pi^0\rangle &= -\sqrt{\frac{1}{3}}|2\pi; I=0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|2\pi; I=2\rangle.\end{aligned}\right\} \quad (55)$$

Тогда для амплитуд распада $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ и $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ легко найти:

$$\left. \begin{aligned}\langle \pi^0\pi^0|H|K_2^0\rangle &= -\sqrt{\frac{1}{3}}\langle 2\pi; I=0|H|K_2^0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}\langle 2\pi; I=2|H|K_2^0\rangle = \\ &= -\sqrt{\frac{2}{3}}i\text{Im}A_0 \cdot e^{i\delta_0} + \frac{2}{\sqrt{3}}i\text{Im}A_2 \cdot e^{i\delta_2}, \\ \langle \pi^+\pi^-|H|K_2^0\rangle &= \frac{2}{\sqrt{3}}i\text{Im}A_0 \cdot e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{2}{3}}i\text{Im}A_2 \cdot e^{i\delta_2}, \\ \langle \pi^0\pi^0|H|K_1^0\rangle &= -\sqrt{\frac{2}{3}}\text{Re}A_0e^{i\delta_0} + \frac{2}{\sqrt{3}}\text{Re}A_2e^{i\delta_2}, \\ \langle \pi^+\pi^-|H|K_1^0\rangle &= \frac{2}{\sqrt{3}}\text{Re}A_0e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{2}{3}}\text{Re}A_2e^{i\delta_2}.\end{aligned}\right\} \quad (56)$$

Следует заметить, что есть определенный произвол в выборе фаз для $|K^0\rangle$ и $|\bar{K}^0\rangle$, т.к. они физически не наблюдаемы (однако для частицы и античастицы фазы должны характеризоваться противоположными знаками). Часто произвольные фазы выбираются так, чтобы выполнялось условие²

$$ImA_0 = 0 \quad (\text{так называемые калибровки Ву – Янга}). \quad (57)$$

Кроме того, следует иметь в виду, что $ReA_2 \ll ReA_0$ (это соответствует приближенному правилу отбора $\Delta I = 1/2$ в нелептонных распадах странных частиц).

Тогда формулы (56) упрощаются:

$$\left. \begin{aligned} \langle \pi^0 \pi^0 | H | K_2^0 \rangle &= i \frac{2}{\sqrt{3}} ImA_2 \cdot e^{i\delta_2}, \\ \langle \pi^0 \pi^0 | H | K_1^0 \rangle &\simeq -\sqrt{\frac{2}{3}} ReA_0 e^{i\delta_0} = -\sqrt{\frac{2}{3}} A_0 e^{i\delta_0}, \\ \langle \pi^+ \pi^- | H | K_2^0 \rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} i ImA_2 \cdot e^{i\delta_2}, \\ \langle \pi^+ \pi^- | H | K_1^0 \rangle &\simeq \frac{2}{\sqrt{3}} ReA_0 e^{i\delta_0} = \frac{2}{\sqrt{3}} A_0 e^{i\delta_0}. \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

Вернемся теперь к (52) и определим параметр прямого нарушения CP в распаде $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ как

$$\varepsilon' = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | H | K_2^0 \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | H | K_1^0 \rangle}. \quad (59)$$

Тогда из (58)

$$\varepsilon' = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | H | K_2^0 \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | H | K_1^0 \rangle} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{i ImA_2}{ReA_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}, \quad (60)$$

$$\frac{\langle \pi^0 \pi^0 | H | K_2^0 \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | H | K_1^0 \rangle} = -\sqrt{2} \frac{i ImA_2}{ReA_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} = -2\varepsilon'. \quad (61)$$

Окончательно получим в модели с прямым и с косвенным нарушением CP-инвариантности

$$\left. \begin{aligned} \eta_{+-} &= \varepsilon + \varepsilon', \\ \eta_{00} &= \varepsilon - 2\varepsilon'. \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

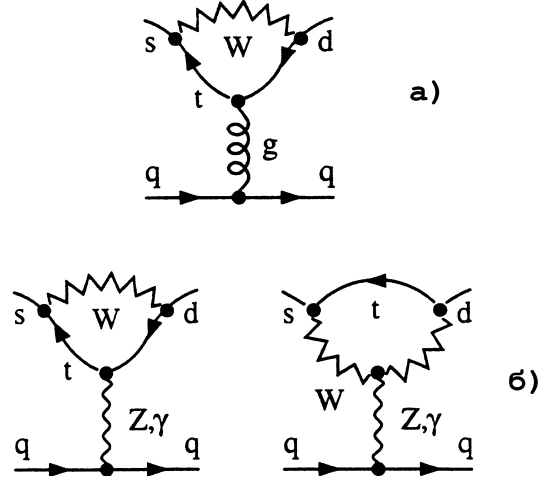
Амплитуды, соответствующие прямому нарушению CP-инвариантности в распадах с $\Delta S = 1$, определяются мнимой частью так называемых “пингвинных” амплитуд, т.е. диаграмм, показанных на рис. 5³. Существенным обстоятельством является вклад двух типов пингвинных диаграмм — “глюонного пингвина” и “электрослабого пингвина” — которые частично компенсируют друг друга. Отметим, что как процессы косвенного нарушения CP-инвариантности (определяемые диаграммой рис. 4), так и процессы прямого нарушения CP-инвариантности (см. диаграммы на рис. 5) предсказываются в Стандартной Модели благодаря комплексному характеру матрицы кваркового смешивания V_{CKM} . Комплексный характер соответствующих матричных элементов приводит к появлению мнимых частей амплитуд, представленных на диаграммах рис. 4 и 5, через взаимодействие W-бозонов и кварковых полей. Таким образом, Стандартная Модель предлагает

²Сейчас калибровка Ву и Янга представляется не очень удачной, т.к. она неудобна для описания свойств глюонных пингвинных диаграмм.

³Следует отметить, что впервые “пингвинные” диаграммы были рассмотрены в работах А.И.Вайнштейна, В.И.Захарова и М.А.Шифмана [42]. История появления этих диаграмм и их названия описана в [43].

принципиально возможное, по крайней мере качественное объяснение эффектов косвенного и прямого нарушения CP-инвариантности на основании свойств V_{CKM} -матрицы. Однако вопрос о том, возможно ли количественное объяснение CP-несохранения в рамках Стандартной Модели или в этих явлениях проявляются какие-то новые физические механизмы, остается, как мы увидим далее, пока открытым.

Рис. 5. Пингвинные диаграммы, соответствующие распадам с $\Delta S = 1$ и определяющие процессы прямого CP-нарушения в распадах $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ в Стандартной Модели. Величина ε' обусловлена разностью членов, связанных с “глюонным пингвином” (а) и “электрослабым” пингвином (б) (см. (65)).



Для обнаружения прямого нарушения CP-инвариантности, т.е. для определения параметра ε' , необходимо было измерить отклонение величины отношения распадных ширин $\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)}$ от единицы. Действительно, как это следует из (62),

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} &= \frac{|\eta_{+-}|^2}{|\eta_{00}|^2} = \frac{|\varepsilon|^2 [(1 + Re\frac{\varepsilon'}{\varepsilon})^2 + (Im\frac{\varepsilon'}{\varepsilon})^2]}{|\varepsilon|^2 [(1 - 2Re\frac{\varepsilon'}{\varepsilon})^2 + 4(Im\frac{\varepsilon'}{\varepsilon})^2]} \simeq \\ &\simeq \frac{1 + 2Re\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}}{1 - 4Re\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}} \simeq 1 + 6Re\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}. \end{aligned} \quad (63)$$

Так как ожидаемая величина $Re\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$ должна составлять $\sim 10^{-3}$, такие прецизионные измерения оказались необычайно трудными. Они начались около 2-х десятилетий тому назад. Только в 1999 г. после получения ряда новых результатов стало окончательно ясно, что величина $\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$ действительно отлична от нуля, как это впервые было показано еще сотрудничеством NA 31 [44]. В настоящее время получены результаты измерений $Re\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$, представленные в табл. 3.

Таблица 3. Результаты измерений $Re\ \varepsilon'/\varepsilon$ в распадах $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-; \pi^0\pi^0$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-; \pi^0\pi^0$

Год	Эксперимент	$Re\ \varepsilon'/\varepsilon$	
1993	NA31	$(23 \pm 6.5) \cdot 10^{-4}$	[44]
1997	E731	$(7.4 \pm 5.9) \cdot 10^{-4}$	[45]
1999 (24/II)	К TeV	$(28.0 \pm 4.1) \cdot 10^{-4}$	[46]
1999	NA48	$(18.5 \pm 7.3) \cdot 10^{-4}$	[47]
2000	NA48	$(12.2 \pm 4.9) \cdot 10^{-4}$	[48]
Средне- взвешенное	NA48	$(14.0 \pm 4.3) \cdot 10^{-4}$	[48]
Среднемировое значение		$(19.3 \pm 2.4) \cdot 10^{-4}$	[48]

Как следует из этой таблицы, среднемировое значение $Re \epsilon'/\epsilon$ сейчас составляет

$$Re \frac{\epsilon'}{\epsilon} = (19.3 \pm 2.4) \cdot 10^{-4}. \quad (64)$$

К сожалению, проблема теоретической оценки $Re \epsilon'/\epsilon$ в рамках Стандартной Модели оказалась очень сложной. Предсказание в Стандартной Модели для этой величины может быть представлено в следующем приближенном виде [49]:

$$Re \frac{\epsilon'}{\epsilon} = 21 \cdot 10^{-4} \frac{Im \lambda_t}{1.7 \cdot 10^{-4}} \left[\frac{100 MeV}{m_s(2 GeV)} \right]^2 \cdot \left[B_6^{(1/2)} \frac{(1-\Omega)}{0.8} - 0.5 B_8^{(3/2)} \right] \frac{\Lambda_{\overline{MS}}}{340 MeV}. \quad (65)$$

Здесь:

- а) $\Lambda_{\overline{MS}}$ — масштабный параметр КХД ($\Lambda_{\overline{MS}} = 340$ МэВ соответствует величине константы взаимодействия $\alpha_S(M_Z) = 0.119$);
- б) $\lambda_t = V_{td}V_{ts}^*$. Эта величина, как будет показано ниже, может быть определена из анализа унитарного треугольника; её ожидаемое значение составляет $1.0 \cdot 10^{-4} \lesssim Im \lambda_t \lesssim 1.7 \cdot 10^{-4}$;
- в) вклады членов $B_6^{(1/2)} \frac{(1-\Omega)}{0.8}$ и $0.5 B_8^{(3/2)}$ отвечают “глюонному пингвину” и “электро-слабому пингвину” на диаграммах рис. 5;
- г) масса s-кварка m_s (2 ГэВ) в разных оценках лежит в пределах 90 – 150 МэВ.

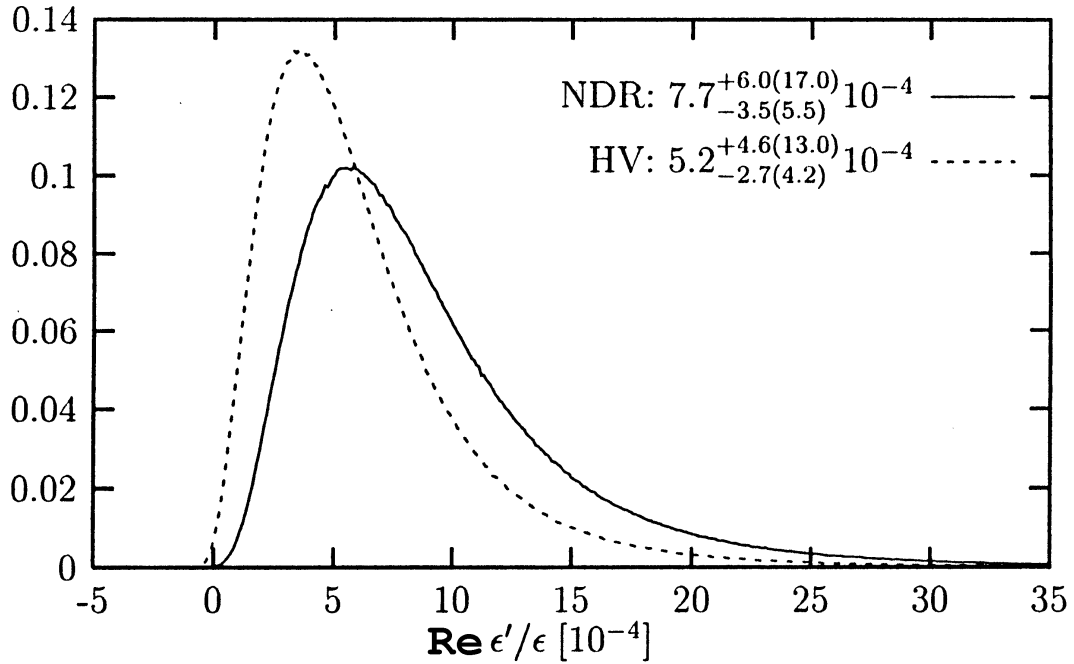


Рис. 6. Результаты расчетов $Re \epsilon'/\epsilon$ [50]–[52] при сканировании параметров Стандартной Модели. Проводятся распределения плотности вероятности для расчетных значений $Re \epsilon'/\epsilon$ и средние значения этой величины в двух разных расчетных моделях, обозначенных как NDR и HV.

Оценка (65), проведенная в [50–52], привела к значению

$$Re(\varepsilon'/\varepsilon)_{теор} = (7.7_{-3.5}^{+6.0}) \cdot 10^{-4}, \quad (66)$$

заметно отличающемся от экспериментальной величины (64). Однако результаты различных теоретических расчетов приводят к очень широкому спектру значений $Re(\varepsilon'/\varepsilon)_{теор.}$, не позволяющему говорить о хорошем согласии или о явном разногласии между наблюдаемым эффектом прямого нарушения CP-инвариантности и предсказаниями Стандартной Модели. Даже средний результат (66), лежащий существенно ниже экспериментальной величины, может измениться при сканировании допустимых значений B_6, B_8, m_s и других параметров, как это показано на рис.6. Результаты же других работ (см. [50,52–56] и ссылки там), в которых используются различные методы оценки основных параметров пингвинных диаграмм и некоторые поправки, приводят к значениям $Re(\varepsilon'/\varepsilon)_{теор.}$, лежащим в очень широких пределах:

$$1 \cdot 10^{-4} < Re(\varepsilon'/\varepsilon)_{теор} < 4 \cdot 10^{-3}. \quad (67)$$

Здесь сказываются прежде всего общие неопределенности в оценках адронных матричных элементов $\langle F|Q_i(\mu)|M\rangle$, о которых говорилось в предыдущем параграфе (проблема больших расстояний). Кроме того, величина $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ определяется разностью вкладов глюонных и электрослабых пингвинных диаграмм (рис. 5), частичная взаимная компенсация которых увеличивает неопределенность в расчетах.

Тем не менее, анализ теоретической ситуации, проведенный А.Бурасом в его докладе на конференции КАОН–99 в июне 1999 г., привел его к заключению, “что прямое CP-нарушение в природе представляется большим, чем оно ожидалось” [50]. Поэтому является очень важным иметь в виду возможное проявление новых механизмов нарушения CP-инвариантности, выходящих за рамки Стандартной Модели. Первыми кандидатами на роль такого нового механизма являются различные варианты суперсимметричного расширения Стандартной Модели. Ожидается, что эти механизмы могут особенно ярко проявиться в модификации вклада Zds -вершины в электрослабой пингвинной диаграмме (см. Гл.4).

Существующая ситуация с обнаружением и интерпретацией прямых процессов нарушения CP-инвариантности позволяет, как нам кажется, сделать следующие выводы:

- А. Открытие прямого несохранения CP-инвариантности в каонных распадах является очень важным событием в физике слабых взаимодействий, позволившим ряду физиков назвать 1999 г., завершивший цикл исследований, приведших к этому открытию, “годом К-мезонов”. Стандартная Модель качественно и по порядку величины правильно предсказывает величину этого эффекта. Однако неопределенности теоретических расчетов не позволяют количественно проверить предсказания Стандартной Модели и оставляют много места для других возможных механизмов нарушения CP-инвариантности, лежащих вне Стандартной Модели и связанных с Новой Физикой. Большой интерес представляют сейчас поиски различных процессов CP-нарушения в распадах нейтральных и заряженных каонов, в гиперонных распадах и в других процессах, для которых Стандартная Модель предсказывала только очень малые эффекты, лежащие за рамками существующих сейчас экспериментальных возможностей. Перспективы наблюдений Новой Физики требуют теперь проявить больший оптимизм при планировании и проведении таких исследований.

Б. Особый интерес представляют исследования эффектов нарушения CP-инвариантности в некоторых распадах, обусловленных FCNC-процессами ($K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$), и в исследованиях с В-мезонами ($B^0(\bar{B}^0) \rightarrow J/\psi K_s, B_{d;s} \rightleftharpoons \bar{B}_{d;s}$ смешивание), для которых теоретические предсказания в рамках Стандартной Модели могут быть сделаны с большой надежностью. Сопоставление результатов измерений с этими предсказаниями, как будет показано ниже (Гл. 4), позволит провести детальную проверку механизмов нарушения CP-инвариантности как в рамках Стандартной Модели, так и в области новых физических явлений.

2.4. 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 Стандартной Модели. В настоящее время только данные о возможном существовании нейтринных осцилляций, полученные в основном в неускорительных экспериментах (опыты с солнечными и атмосферными нейтрино), выходят за рамки Стандартной Модели и говорят о несохранении лептонных ароматов (смешивание нейтрино разных поколений) и о различиях в массах ν_e , ν_μ - и ν_τ -нейтрино. Однако для объяснения нейтринных опытов достаточно произвести только незначительную модификацию Стандартной Модели, введя у нейтрино майорановские массы. Таким образом, нейтринные осцилляции не противоречат такой несколько модифицированной Стандартной Модели. Возможно также, что данные о существовании прямого нарушения CP-инвариантности в $K^0 \rightarrow \pi\pi$ -распадах не удастся количественно объяснить в рамках Стандартной Модели, хотя имеет место, по крайней мере, качественное объяснение этих результатов благодаря комплексному характеру матрицы V_{CKM} . Как уже отмечалось в предыдущем разделе, говорить здесь о количественных расхождениях между экспериментами и теоретическими предсказаниями пока преждевременно из-за недостаточной точности таких предсказаний.

Итак, можно отметить, что исследования, проведенные в последние десятилетия, явились триумфом Стандартной Модели. Но, несмотря на все эти успехи, физики не сомневаются в ограниченном характере Стандартной Модели и в существовании очень богатой Новой Физики, лежащей вне её рамок. Как сказал Б.Рихтер в своем заключительном докладе на конференции “Lepton-Photon-99” (Станфорд, август 1999): “Стандартная Модель находится в согласии с опытами, и в то же время мы определенно знаем, что она неправильна [29]”.

Прежде всего, очень серьезным недостатком Стандартной Модели 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. Этого одного уже достаточно для того, чтобы усомниться в фундаментальном характере такой теории. Стоит вспомнить, что Э.Ферми еще в 1950 г. считал, что число известных в то время элементарных частиц (от 9 до 15) уже слишком велико, чтобы их можно было считать фундаментальными составляющими материи [57].

Помимо большого числа свободных параметров, Стандартная Модель, несмотря на свои впечатляющие успехи, обладает существенными концептуальными недостатками. Прежде всего представляется, что хиггсовский сектор этой модели носит слишком упрощенный характер. В действительности он может оказаться более сложным, включаю-

щим 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 взаимное сокращение этих диаграмм, массы хиггсовских частиц окажутся очень большими, что неприемлемо. Такая 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 конфинмента $\sim 10^{-17}$ см, также позволяют устранить расходимости в массах хиггсовских бозонов.

Другие недостатки Стандартной Модели связаны с “разрывом” между кварками и лептонами и между разными типами взаимодействий. В связи с этим рассматриваются модели великих объединений с едиными мультиплетами 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, лептокварки, несущие лептонный и барионный заряды, новые промежуточные бозоны скалярного, псевдоскалярного и тензорного типа, различные схемы несохранения лептонных ароматов и т.д.

Таким образом, можно думать, что Стандартная Модель представляет собой низкоэнергетическое приближение к более общей теории, хорошо выполняющееся вплоть до энергий в несколько сот ГэВ. Краткое перечисление основных направлений развития теории вне рамок Стандартной Модели в области очень больших энергий и малых расстояний представлено в табл. 4, составленной на основе [5,6,19–22, 29–31], где содержится и соответствующая литература.

Таблица 4. Физика вне рамок Стандартной Модели

Модели с дополнительными фермионами	Модели с дополнительными поколениями фундаментальных частиц (с тяжелым нейтрино $m_{\nu'} > M_Z/2$, чтобы избежать противоречий с данными по распадам $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$). У этих новых поколений может быть обычная $SU(2)_L \times U(1)$ -структура или аномальная структура (например, с левыми и правыми дублетами и т.д.). Существование четвертого поколения фундаментальных частиц может проявиться в нарушении унитарности V_{CKM} -матрицы кваркового смешивания.
Расширенный хиггсовский сектор	В ряде моделей рассматривается расширенный хиггсовский сектор (по сравнению с одним хиггсовским дублетом Стандартной Модели). Так, в моделях с двумя хиггсовскими дублетами (2HDM) имеются 5 физически наблюдаемых хиггсовских бозонов: 2 скаляра (h^0, H^0), псевдоскаляр (A^0) и 2 заряженных скаляра (H^\pm). Различные типы этих моделей отличаются механизмами генерации масс фермионов. Обсуждаются также более сложные модели с тремя и больше хиггсовскими дублетами (3HDM).

Таблица 4. Физика вне рамок Стандартной Модели (продолжение)

Суперсимметрия	<p>В этих моделях каждой частице соответствует своя суперчастица: суперпартнером фермионов являются бозоны и наоборот (т.е. спины частицы и её суперпартнера отличаются на $\Delta S = 1/2$). Частицам Стандартной Модели отвечают суперчастицы — с-кварки, с-лептоны, глюино, хиггсино и т. д. Минимальная суперсимметричная Стандартная Модель (MSSM), представляющая собой простейшее суперсимметричное расширение Стандартной Модели, включает в себя все фундаментальные частицы этой модели, их суперсимметричные партнеры и два дублета хиггсовских бозонов. Эта модель характеризуется, в частности, новым сохраняющимся мультипликативным квантовым числом — R-четностью. Обычные частицы характеризуются значением $R = +1$, суперчастицы — значением $R = -1$. Таким образом, суперсимметричные частицы должны рождаться парами, а самая легкая суперсимметричная частица будет стабильной. Существуют и более сложные, расширенные варианты суперсимметричной модели — например модель с супергравитацией, куда входят гравитоны и гравитино. В некоторых вариантах суперсимметричной модели R-четность может не сохраняться (обычно это связано с несохранением лептонного заряда).</p>
Модели великих объединений	<p>Существует большое число моделей с расширенным калибровочным сектором. Модели великих объединений, в которые входят фермионные мультиплеты, включающие в себя как кварки, так и лептоны, основаны на предположении, что на очень малых расстояниях ($\sim 10^{-36}$ см, т.е. при переданных импульсах $\sim 10^{14}$ ГэВ) эффективные константы сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий сравниваются между собой. Действительно, уже на расстояниях $\sim 10^{-17}$ см эти константы не слишком сильно различаются ($\alpha_s \simeq 1/10$; $\alpha_{em} \simeq 1/129$; $\alpha_w \simeq 1/27$) и обнаруживают тенденцию к дальнейшему сближению. Модели великих объединений характеризуются сложной структурой калибровочных и хиггсовских бозонов. В этих моделях имеет место несохранение барионных и лептонных зарядов (хотя в некоторых из них сохраняется их разность $B - L$). Широкий класс моделей великих объединений характеризуется восстановлением право-левой симметрии при очень больших энергиях (LR-модели), т.е. они описываются расширенной калибровочной группой $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$, связанной с существованием дополнительных тяжелых промежуточных правых бозонов W_R. Модели с калибровочными горизонтальными бозонами соответствуют несохранению лептонных ароматов.</p>
Техницвет	<p>Модели с техницветом представляют собой альтернативу суперсимметричным моделям. Хиггсовские частицы являются очень тяжелыми ($m_h \sim 1$ ТэВ) и представляют собой составные системы из новых тяжелых технифермионов, связанных между собой очень сильными взаимодействиями, осуществляемыми посредством обмена техниглюонами. Радиус конфайнмента для техницвета соответствует энергетической шкале $\Lambda \sim 1$ ТэВ. При этих энергиях должны иметь место сильные взаимодействия между H-, W- и Z-бозонами. Возникает новый класс связанных состояний, называемых техниадронами.</p>
Лептокварки	<p>Лептокварки — цветовые триплеты, несущие как барионный, так и лептонный заряды. Их остальные квантовые числа (заряды, спины, слабые изоспины и т.д.) могут принимать разные значения в различных моделях. Лептокварки могут проявляться в моделях великих объединений, в моделях с техницветом, в моделях с горизонтальными калибровочными бозонами с несохранением лептонных ароматов.</p>

Таблица 4. Физика вне рамок Стандартной Модели (продолжение)

Аномальные связи	В этих моделях имеют место аномальные взаимодействия в трехчастичных вершинах для калибровочных бозонов $WW\gamma$, WWZ , ZZZ , $ZZ\gamma$, $Z\gamma\gamma$ и т.д., которые отсутствуют в древесном приближении в Стандартной Модели. Аномальные взаимодействия этого типа могут проявляться в петлевых диаграммах и приводить к отступлениям от Стандартной Модели (например, в $(g - 2)$ для мюона). В ряде моделей рассматриваются также аномальные взаимодействия между фермионами и калибровочными бозонами, приводящие, например, к аномальным дипольным моментам.
Составной характер кварков и лептонов (составленность)	В моделях с составленностью предполагается, что фундаментальные фермионы — кварки и лептоны — имеют внутреннюю структуру, которая проявляется при больших поперечных импульсах в различных распределениях (например, в спектре эффективных масс лептонных пар образующихся в $p\bar{p}$ - или pp -соударениях на коллайдерах). Эффекты составленности параметризуются в виде дополнительных локальных 4-фермионных взаимодействий с константами $\xi_{ij} = \pm g_0^2 / (\Lambda_{ij}^\pm)^2$. Здесь $g_0^2/4\pi = 1$; Λ_{ij}^\pm — массовая шкала для проявления структуры кварков и лептонов; $i, j = L, R$ — спиральность фермионов. Экспериментальные данные, полученные на коллайдере Фермилаб, дают ограничения $\Lambda_{ij} > 2 \div 6$ ТэВ для различных фермионов [58]. Это соответствует ограничениям для размеров фундаментальных фермионов $\langle r^2 \rangle^{1/2} \lesssim (\text{неск.}) \cdot 10^{-17}$ см.
Модели с дополнительными размерностями	Успехи теории суперструн привели к новому развитию моделей с дополнительными размерностями (пространство с увеличенным числом измерений). Согласно этим представлениям, гравитационное взаимодействие, которое, как считалось, становится сравнимым с другими силами только для энергетической шкалы порядка массы Планка $M_p \sim 10^{19}$ ТэВ, на самом деле кажется нам слабым, потому что оно действует в многомерном пространстве и не проявляется в полной мере в нашем 4-мерном пространстве. Однако при энергиях $M_c \sim \text{ТэВ}$ (M_c — новая эффективная шкала Планка) гравитационные силы могут быть сравнимыми с электрослабыми. Они проявляются в излучении гравитонов, которые остаются невидимыми, т.к. они действуют в пространстве с дополнительными размерностями. Но они уносят энергию, и это может приводить к наблюдаемым эффектам в коллайдерных опытах нового поколения [59]. Другие наблюдаемые эффекты могут быть обусловлены виртуальными гравитонами, меняющими характеристики известных процессов (например, процессов образования лептонных или фотонных пар). Поиски соответствующих процессов в коллайдерных экспериментах показывают, что величина M_c превышает несколько ТэВ [60]. Обсуждаются и другие возможные следствия моделей с дополнительными размерностями (нарушение Лоренц-инвариантности, нарушение СРТ-инвариантности и т.д.).

Мы, по-видимому, почти вплотную приблизились к той области, где может появиться эта Новая Физика. Ожидается, что в коллайдерных опытах нового поколения может наблюдаться много новых тяжелых частиц:

- 1) новые поколения кварков и лептонов;
- 2) суперсимметричные партнеры известных частиц — скварки, слептоны, фотино, нейтралино, вино и т.д.;

- 3) дополнительные промежуточные бозоны ($S; P; W'; Z'; W_R$ и т.д.), осуществляющие новые типы слабых взаимодействий;
- 4) “горизонтальные бозоны”, осуществляющие переходы между лептонами разных поколений и приводящие к процессам с несохранениями лептонных ароматов;
- 5) дополнительные хиггсовские бозоны (например H^\pm и др.);
- 6) лептокварки разных типов, обладающие одновременно барионными и лептонными зарядами.

Этот список, конечно, может быть расширен. Прямые поиски новых тяжелых частиц являются первоочередной задачей измерений на суперколлайдерах, если их энергии окажутся достаточными для рождения таких частиц. Эти поиски уже ведутся широким фронтом и будут продолжены в опытах на установках CDF и D0 в Фермилаб и в опытах на LEP и HERA.

Особенно большие надежды связываются с созданием нового суперколлайдера LHC в ЦЕРН’е, а также с проектами линейных электронных коллайдеров нового поколения.

Однако существуют и альтернативные возможности — “подпороговые” поиски проявления этих новых частиц в редких распадах каонов, пионов, В-мезонов, мюонов. Постараемся наметить ряд направлений, в которых могут вестись поиски таких новых эффектов (“Новая Физика”) в редких распадах — и прежде всего в редких распадах каонов:

- а) проверка унитарности матрицы кваркового смешивания Каббиво–Кобаяши–Маскава;
- б) поиски новых кварковых слабых токов, участвующих в слабых взаимодействиях (псевдоскалярных, скалярных, тензорных взаимодействиях в лептонных и полулептонных распадах К-мезонов);
- в) поиски прямых процессов CP-несохранения, несовместимых с предсказаниями Стандартной Модели;
- г) поиски несохранения лептонных ароматов в распадах $K_L^0 \rightarrow \mu e; K \rightarrow \pi \mu e; \mu \rightarrow e \gamma; \mu^- + (ZA) \rightarrow e^- + (ZA)$ и т.д.;
- д) поиски нарушений СРТ-инвариантности в $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ системе.

В качестве возможной иллюстрации проявления новых теоретических моделей в распадах каонов приведем табл. 5, заимствованную нами из [31]. Ряд ограничений на параметры разных теоретических моделей, полученных из анализов редких процессов, содержится в [61–63].

Более подробное обсуждение некоторых из этих процессов в рамках программы К-мезонных исследований [1–4] и в близких направлениях будет приведено в последующих разделах настоящей статьи.

3. Эксперименты на сепарированном пучке каонов ускорителя ИФВЭ

В этой главе мы рассмотрим программу экспериментов на пучке сепарированных K^\pm -мезонов, который в настоящее время создается на 70 ГэВ ускорителе ИФВЭ [1].

3.1. Сепарированный каонный канал и установка для К-мезонных исследований

Канал сепарированных каонов ИФВЭ будет работать по схеме Пановского с двумя высокочастотными сепараторами (рис. 7). Для осуществления сепарации режим работы

канала выбирается так, чтобы фоновые частицы (в данном случае это пионы и протоны) проходили через оба сепаратора в одинаковой фазе, т.е. отклонялись высокочастотным электрическим полем в одном и том же направлении. При этом, с учетом действия объектива квадрупольных линз, расположенного между двумя сепараторами, происходит взаимная компенсация отклонений и фоновые частицы попадают в поглотитель, расположенный на оси канала. В то же время основные частицы, на выделение которых настраивается канал (каоны), проходят через сепараторы в противофазе и отклоняются в разные стороны. Суммарное отклонение каонов в сепараторах (с учетом действия объектива линз) приводит к тому, что значительная их часть минует поглотитель и проходит через весь канал в зону установки.

Для сепарации частиц в каонном канале ИФВЭ будут использованы высокочастотные сверхпроводящие сепараторы Карлсруе-ЦЕРН [64], которые в 1978–80 г.г. применялись в ЦЕРН'е в сепарированных пучках на Ω -спектрометре [65]. В соответствии со специальным соглашением, эти сепараторы были переданы в 1998 г. в ИФВЭ. В настоящее время они проходят полномасштабные испытания с криогенной системой, созданной в ИФВЭ.

Таблица 5. Проявление Новой Физики в каонных распадах [31]

Физические эффекты	Теоретические модели					Замечания
	3HDM	MSSM	LR	LQ	Ног	
Прямое нарушение CP-инвариантности ε'/ε	**	**	*	Значительный вклад в неминимальных моделях SUSY
Несохранение лептонных ароматов $K_L^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$	**	**	
FCNC-процесс $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$	*	**	**	Большие эффекты в SUSY с несохранением R-четности
Поперечная поляризация мюонов P_T ($K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$)	**	**	**	
Продольная поляризация мюонов P_L ($K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)	**	**	

Примечания: 3HDM — модель с несколькими дублетами хиггсовских частиц;
 SUSY — суперсимметричные модели;
 MSSM — минимальная суперсимметричная стандартная модель;
 LR — лево-правая модель с восстановлением соответствующей симметрии при высоких энергиях;
 LQ — модели с лептокварками;
 Ног — модели с калибровочными горизонтальными бозонами;
 ** — сильные наблюдаемые эффекты,
 * — умеренные эффекты,
 — нет измеряемых эффектов

} (по сравнению с предсказаниями Стандартной Модели).

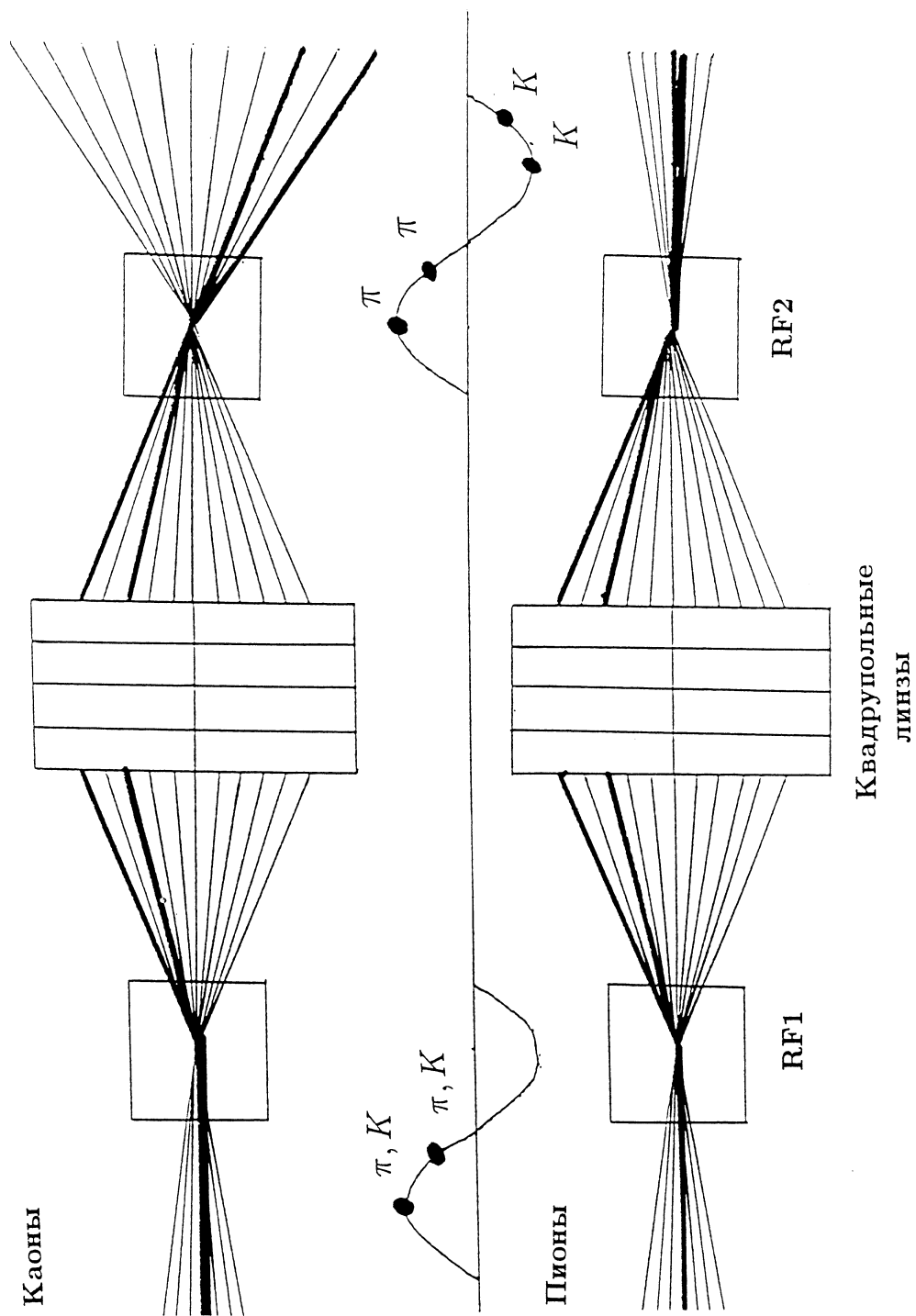


Рис. 7. Схема сепарации K -мезонов в двухдиффлекторном канале с высокочастотными сверхпроводящими сепараторами $RF1$ и $RF2$. На верхнем рисунке показано поведение каонов в пучке, а на нижнем — поведение пионов. Пионы проходят через сепараторы в одинаковой фазе, их отклонения (с учетом действия объектива линз) компенсируют друг друга, и они попадают в поглотитель, расположенный по оси канала (на рисунке он не показан). Каоны проходят через два сепаратора в противофазе, сильно отклоняются, и их основная часть минует поглотитель и проходит в зону установки (подробнее см. текст).

Таблица 6. Пучок сепарированных каонов ИФВЭ и чувствительность эксперимента

Параметры пучка	Параметры сверхпроводящих	в. ч. сепараторов
Энергия первичных протонов	- 70 ГэВ	- 2865 МГц
Интенсивность протонного пучка	- 10^{13} р/цикл	- 10.46 см
Число циклов/час	- $4 \cdot 10^2$	Эффективная длина
Импульс K^+ -пучка	- 12.5 ГэВ/с	дефлектора
$\Delta p/p$	- $\pm 4\%$	Число секций
Горизонтальный аксептанс канала	- ± 10 мрад	в дефлекторе
Вертикальный аксептанс канала	- ± 1.9 мрад	Среднее поле
Длина канала	- ~ 200 м	Рабочая температура
Интенсивность K^+ -пучка	- $(3 \div 5) \cdot 10^6 K^+/\text{цикл}$	Расстояние l
Длительность сброса	- 1.8 сек	между сепараторами
Примесь π^+, p в пучке	- $\lesssim 50\%$	
Мюонное "газо"	- $\lesssim 100\%$	

Возможности
 эксперимента
 $\left\{ \begin{array}{l} \text{Распадная длина } 10 \div 12 \text{ м (вероятность каонного распада } \simeq 11 \div 13\%) \\ \text{Время измерения } 3 \cdot 10^3 \div 3.5 \cdot 10^3 \text{ часов (число циклов } (1.2 \div 1.4) \cdot 10^6) \\ \text{Число каонных распад } \sim (5 \div 6) \cdot 10^{11} \\ \text{Чувствительность эксперимента } 3 \cdot 10^{-11} \div 5 \cdot 10^{-12} \text{ (для эффективности } \varepsilon = 0.05 \div 0.30) \end{array} \right.$

Таблица 7. Ожидаемая статистика в исследовании каонных распадов на сепарированном каонном пучке ИФВЭ

Относительная вероятность исследуемого процесса	Акцептанс устан.	Существующая статистика	Статистика, ожидаемая в эксперимен. ИФВЭ
$BR(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \pi^0) = (3.18 \pm 0.08)10^{-2}$	0.27	$\sim 10^4$	$2.5 \cdot 10^9$
$BR(K^+ \rightarrow e^+ \nu \pi^0) = (4.82 \pm 0.06)10^{-2}$	0.18	$\sim 2 \cdot 10^4$	$2.5 \cdot 10^9$
$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-) = (5.59 \pm 0.05)10^{-2}$	0.62	$\sim 3 \cdot 10^6$	$1.0 \cdot 10^{10}$
$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0) = (1.73 \pm 0.04)10^{-2}$	0.17	$\sim 10^5$	$9 \cdot 10^8$
$BR(K^+ \rightarrow e^+ \nu_e) = (1.55 \pm 0.07)10^{-5}$	0.45	$\sim 10^3$	$2 \cdot 10^6$
$BR(K^+ \rightarrow e^+ \nu_e \pi^+ \pi^-) = (3.91 \pm 0.17)10^{-5}$	0.26	$\sim 4 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^6$
$BR(K^+ \rightarrow e^+ \nu_e \pi^0 \pi^0) = (2.1 \pm 0.4)10^{-5}$	0.074	~ 35	$5 \cdot 10^5$
$BR(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \pi^+ \pi^-) = (1.4 \pm 0.9)10^{-5}$	0.62	7	$3 \cdot 10^6$
$BR(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \pi^0 \pi^0) \sim 0.7 \cdot 10^{-5}$	0.16		$3 \cdot 10^5$
$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma \gamma) = (1.10 \pm 0.22)10^{-6}$	0.30		$1 \cdot 10^6$
$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma) = (2.75 \pm 0.15)10^{-4}$	0.21	$\sim 2 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^7$
$BR(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma) = (5.50 \pm 0.28)10^{-3}$	0.40	$2.5 \cdot 10^3$	$6.5 \cdot 10^8$
$BR(K^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma) = (3.8 \pm 0.6)10^{-5}$	0.30		$3.5 \cdot 10^6$
$BR(K^+ \rightarrow e^+ \pi^0 \nu \gamma) = (2.62 \pm 0.20)10^{-4}$	0.12	~ 250	$9 \cdot 10^6$
$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) = (2.74 \pm 0.23)10^{-7}$	0.10	$\sim 10^4$	$9 \cdot 10^3$
$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) = (5.0 \pm 1.0)10^{-8}$	0.35	$\sim 4 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^3$
$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0) = (21.16 \pm 0.14)10^{-2}$	0.19	Для мониторинга	
$BR(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (63.51 \pm 0.18)10^{-2}$	0.44		

Примечание: Данные этой таблицы соответствуют полному числу K^+ -распадов на распадном участке $6 \cdot 10^{11} K^+$ и включают в себя дополнительный множитель 0.5, обусловленный триггерными условиями, потерями на мертвое время и т.д., т.е. эффективное число K^+ -распадов составляет $N(K^+) = 3 \cdot 10^{11}$. Эти данные следует рассматривать как предварительные. С одной стороны, установка не оптимизирована полностью к регистрации отдельных распадов (например, $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$). С другой стороны, для некоторых процессов нужно учесть дополнительные условия отбора, связанные с подавлением фона. В отдельных случаях эти дополнительные условия могут значительно уменьшить статистику (например, для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma \gamma$).

Основные ожидаемые параметры каонного канала ИФВЭ представлены в табл. 6. Интенсивность сепарированного K^+ -пучка с импульсом 12.5 ГэВ/с должна составлять $(3 \div 5) \cdot 10^6 K^+/\text{цикл}$. На распадном участке установки длиной 10–12 м будут распадаться 11–13% каонов.

Установка, на которой будут проводиться К-мезонные исследования, включает в себя широкоапертурный магнитный спектрометр с пропорциональными камерами, дрейфовыми трубками и годоскопами, двухсекционный многоканальный γ -спектрометр, газовые черенковские счетчики для идентификации первичных каонов и вторичных распадных частиц, адронный спектрометр полного поглощения, мюонные детекторы. В состав новой установки войдет оборудование трех основных установок ИФВЭ (СФИНКС, ИСТРА–М, ГАМС 2000).

Ожидаемая статистика каонных распадов в экспериментах на канале сепарированных каонов ИФВЭ приводится в табл. 7, где она сравнивается с уже существующими дан-

ными. Показано также, что чувствительность эксперимента ИФВЭ примерно на порядок превышает возможности новых исследований на ϕ -мезонной фабрике DAΦNE [66]. Чувствительность экспериментов на сепарированном каонном канале ИФВЭ должна быть достаточной для тщательного изучения широкого набора распадных процессов с относительными вероятностями $BR \sim 10^{-2} - 10^{-8}$. Вместе с тем, следует отметить, что она примерно на 2 порядка уступает предполагаемой чувствительности нового поколения каонных экспериментов, которые в будущем должны проводиться на проектируемом сейчас сепарированном каонном пучке Фермилаб [2]. Эти опыты, о которых пойдет речь ниже, в Гл.4, имеют своей целью изучение суперредких каонных распадов типа $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu e$ с вероятностями $BR \lesssim 10^{-10} - 10^{-12}$. В настоящей же главе мы рассмотрим основные направления исследований в каонном эксперименте ИФВЭ.

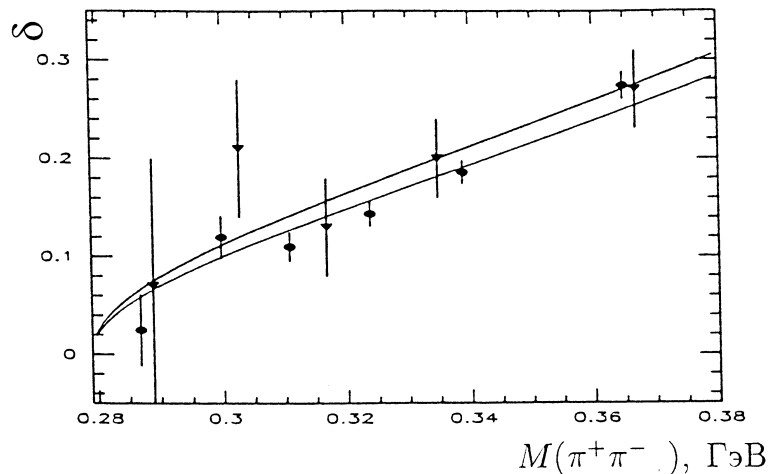
3.2. Адронные процессы при низких энергиях в распадах каонов

Как уже отмечалось выше, эти исследования очень важны для сравнения с различными моделями, позволяющими изучать адронные процессы в области больших расстояний (порядка радиуса конфайнмента). Это в первую очередь расчеты в КХД на решетках, в киральной пертурбативной теории (ChPT), в дисперсионных правилах сумм и в приближении $1/N_c$ (N_c — число цветовых степеней свободы). Мы кратко рассмотрим несколько примеров подобных исследований.

3.2.1. Распады K_{l4} и изучение $\pi\pi$ -взаимодействий

Анализ распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- l^+ \nu_l$ и $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 l^+ \nu_l$ позволяет изучить $\pi^+ \pi^-$ и $\pi^0 \pi^0$ -взаимодействия при малых энергиях в наиболее чистых условиях. Некоторые результаты таких исследований на основании уже существующих данных [67,68] представлены на рис. 8. (см. [27]). Значительное увеличение статистики этих распадов в каонном эксперименте ИФВЭ (см. табл. 7) позволит существенно продвинуться в получении более точной информации о $\pi\pi$ -взаимодействиях (особенно это относится к $\pi^0 \pi^0$ -взаимодействиям). Общее обсуждение процессов $K \rightarrow \pi\pi l\nu$ -распадов проводится в [38,69,70].

Рис. 8. Данные о $\pi\pi$ -взаимодействии, полученные из анализа распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu_e$ в экспериментах [67] (круглые точки) и [68] (треугольные точки). Обозначения: фазовый сдвиг $\delta = \delta_0^0 - \delta_1^1$ (измеряется в радианах); δ_0^0 — фазовый сдвиг $\pi\pi$ -взаимодействия в состоянии ($I = 0$; S -волна), а δ_1^1 — в состоянии ($I = 1$; P -волна).



3.2.2. Радиационные распады $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma$, $K^+ \rightarrow \pi^+\gamma\gamma$, $K^+ \rightarrow l^+\nu_l\gamma$

Радиационные распады K^+ -мезонов представляют значительный интерес для проверки предсказаний киральной теории. Эти процессы рассматривались в [23,27,71–74]. Их изучение проводится сейчас в ряде экспериментов [73–75].

Матричный элемент распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma$ имеет вид:

$$A(K \rightarrow \pi\pi\gamma) = \xi_\mu \{ E(z_i) [(q \cdot p_1) p_2^\mu - (q \cdot p_2) p_1^\mu] + M(z_i) \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \cdot p_{1\nu} p_{2\rho} q_\sigma \} / m_K^2. \quad (68)$$

Здесь z_i — безразмерные кинематические переменные для процесса $K(P_K)^+ \rightarrow \pi^+(p_1) + \pi^0(p_2) + \gamma(q; \xi)$,

$$z_i = \frac{p_i q}{m_K^2} \quad (i = 1; 2); \quad z_3 = z_1 + z_2 = \frac{P_K q}{m_K^2} = \frac{E_\gamma}{m_K}. \quad (69)$$

Здесь P_K, p_i, q — соответствующие 4-импульсы частиц; ξ — 4-вектор поляризации фотона; E_γ — энергия фотона в системе покоя каона; m_K — масса каона; $E(z_i), M(z_i)$ — безразмерные электрические и магнитные амплитуды, зависящие от z_1, z_2 и z_3 . После суммирования по состояниям поляризации ξ_μ можно получить дифференциальное распределение для радиационного распада

$$\frac{d\Gamma}{dz_1, dz_2} = \frac{m_K}{4(4\pi)^3} [|E(z_i)|^2 + |M(z_i)|^2] \cdot f(z_i; z_3; r_1). \quad (70)$$

Здесь $f(z_i; z_3; r_i) = [z_1 z_2 (1 - 2z_3 - r_1^2 - r_2^2) - r_1^2 z_2^2 - r_2^2 z_1^2]$, а $r_i = m_{\pi_i} / m_K$. Суммирование по состояниям поляризации фотона приводит к тому, что интерференция между электрическими (E) и магнитными (M) амплитудами исчезает.

Электрическая амплитуда E представляет собой сумму амплитуд тормозного излучения и прямого испускания фотонов (см. рис. 9)

$$E = E_{IB} + E_{DE}. \quad (71)$$

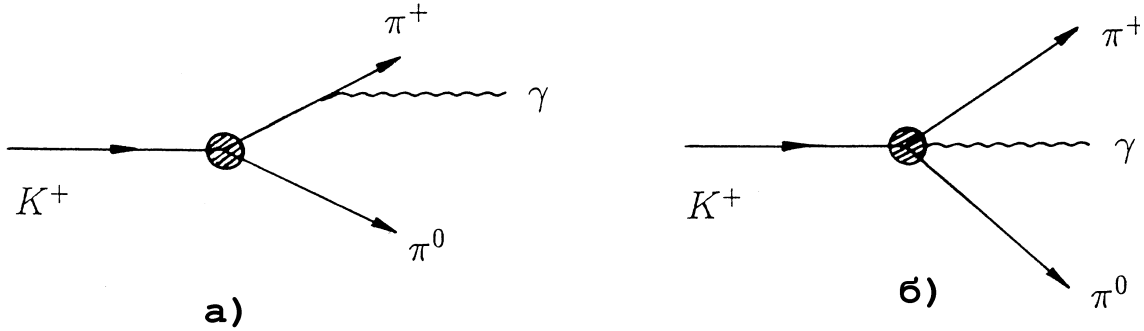


Рис. 9. Диаграммы тормозного (а) и прямого структурного излучения (б) в радиационных распадах $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma$.

Амплитуда прямого испускания включает в себя также амплитуду магнитного излучения M_{DE} . Зависимость соответствующих амплитуд от энергии фотонов E_γ имеет вид

$$E_{IB} \sim 1/E_\gamma; \quad E_{DE} = const + O(E_\gamma); \quad M_{DE} = const + O(E_\gamma) \quad (72)$$

(см. [23]). Амплитуда тормозного излучения полностью определяется амплитудой каонного распада $K \rightarrow \pi_1 + \pi_2$.

Наиболее точные последние результаты по исследованию радиационного распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma$ для останавливающихся K^+ -мезонов были получены в эксперименте E787 (BNL) [74]. Они представлены на рис. 10 в виде спектров по инвариантной безразмерной переменной

$$W^2 = \frac{P_k \cdot q}{m_K^2} \cdot \frac{p_1 \cdot q}{m_\pi^2} = z_3 \cdot z_1 = E_\gamma^2 \cdot \frac{E_{\pi^+} - P_{\pi^+} \cos \vartheta_{\pi^+\gamma}}{m_K^2 \cdot m_{\pi^+}^2}. \quad (73)$$

При фитировании спектров фотонов на рис. 10 получена величина брэнчинга для процесса прямого излучения

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma; DE) = (4.72 \pm 0.77)10^{-6} (55 < T_{\pi^+} < 90 \text{ МэВ}). \quad (74)$$

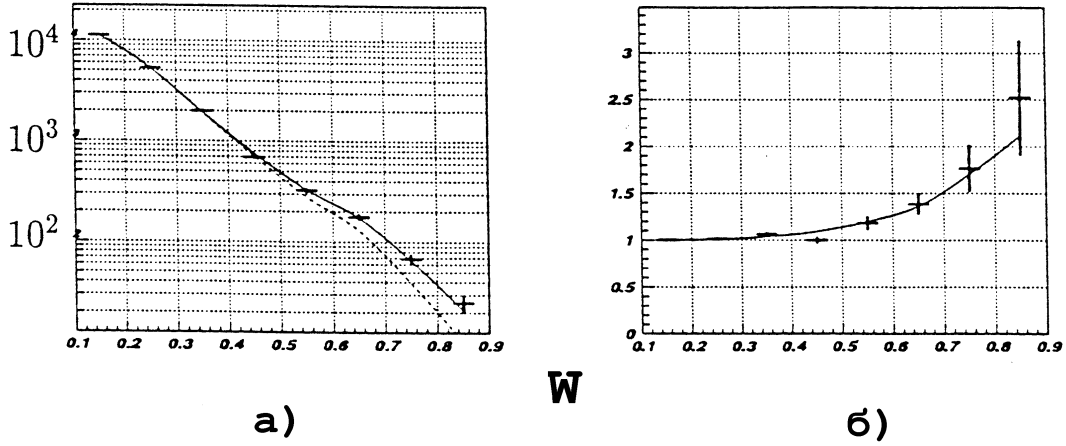


Рис. 10. Энергетический спектр фотонов в радиационных распадах $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma$ в эксперименте BNL E787 [74]. а) Сплошная кривая — суммарный спектр фотонов в зависимости от безразмерной переменной W (см. (73)). Пунктирная кривая — ожидаемый спектр для тормозного излучения. б) Полный спектр фотонов, нормированный на спектр тормозного излучения. Структурное излучение четко выделяется в этом эксперименте.

Проводя экстраполяцию по полному фазовому объему, отсюда можно получить

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma; DE) = 808 \pm 132 \text{ сек}^{-1}. \quad (75)$$

Следует отметить, что такое значение ширины прямого радиационного распада оказалось в 4 раза меньшим, чем в предыдущих менее точных измерениях $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma$ [32]. Дальнейшее увеличение точности этих исследований можно ожидать при окончании обработки данных E787, а также в новых экспериментах в ИФВЭ и BNL (E949, который представляет собой дальнейшее развитие E787 и приведет к увеличению его чувствительности в несколько раз).

Рассмотрим также для сравнения результаты исследования радиационных распадов K_L^0 -мезонов $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ (см. рис. 11, где представлены результаты, полученные в эксперименте KTeV при анализе $\sim 5\%$ имеющейся статистики [76]). Т.к. распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ идет с малой вероятностью, то тормозное излучение будет в существенной степени

подавлено, и прямое излучение выделяется более просто, чем в распаде $K^+ \rightarrow \pi^-\pi^0\gamma$. Остальные характеристики этого распада приводятся ниже:

$$\left. \begin{aligned} BR(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma; DE) &= (3.70 \pm 0.10) \cdot 10^{-5} (E_\gamma > 20 \text{ МэВ}); \\ \frac{DE}{DE + IB} &= 0.685 \pm 0.009 \pm 0.017; \\ \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^-\pi^-\gamma; DE) &= 617 \pm 18 \text{ сек}^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (76)$$

Таким образом, для распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ вклад прямого структурного излучения оказался весьма значительным. Отметим, что абсолютные значения распадных ширин $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma; DE)$ и $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma; DE)$ оказались довольно близкими (см.(75) и (76)).

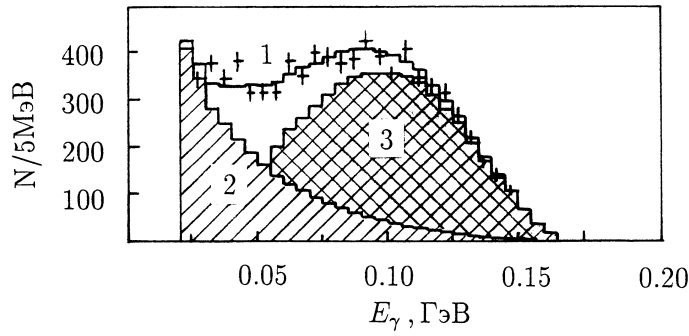


Рис. 11. Энергетический спектр фотонов в радиационных распадах $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ в эксперименте КTeV [76]: 1 — полный фотонный спектр; 2 — вклад тормозного излучения; 3 — вклад структурного излучения.

Данные по прямому излучению в другом радиационном распаде $K^+ \rightarrow l\nu_l\gamma$ представляют значительный интерес для изучения формфакторов этого процесса $|F_V + F_A|$ и $|F_V - F_A|$ и их сравнения с различными теоретическими оценками. В эксперименте BNL E787 исследовался прямой радиационный распад $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\gamma$ [77]. Было зарегистрировано $\simeq 2700$ событий этого типа и определены соответствующие формфакторы

$$|F_V + F_A| = 0.165 \pm 0.007 \pm 0.011; \quad -0.04 < F_V - F_A < 0.24 \quad (90\% \text{ C.L.}). \quad (77)$$

Определена также вероятность структурного излучения $BR(K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\gamma; SD^+) = (1.33 \pm 0.12 \pm 0.18) \cdot 10^{-5}$. Данные для формфакторов (77) согласуются с результатами опытов [78] по распаду $K^+ \rightarrow e^+\nu_e\gamma$ ($|F_V + F_A| = 0.148 \pm 0.010$; $|F_V - F_A| < 0.49$). Новые данные для этих распадов будут получены в экспериментах BNL E865, BNL E949 и в каонных опытах в ИФВЭ. Это даст возможность провести более детальное сравнение с пертурбативной киральной теорией с учетом высших приближений.

В заключение этого раздела кратко обсудим ситуацию с распадом $K^+ \rightarrow \pi^+\gamma\gamma$. Матричный элемент для этого процесса представляет собой сумму амплитуд А и С для образования $\gamma\gamma$ -системы в состояниях с $CP = +1$ и $CP = -1$. Инвариантный спектр эффективных масс $\gamma\gamma$ -системы в этом радиационном распаде имеет вид

$$\frac{d\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\gamma\gamma)}{dz} = \frac{m_K}{2^{10}\pi^3} z\lambda^{1/2}(1; z; r_\pi)[|A(z)|^2 + |C(z)|^2]. \quad (78)$$

Кинематические переменные распада $K(P_K) \rightarrow \pi(p')\gamma(q_1; \varepsilon_1)\gamma(q_2; \varepsilon_2)$ определяются как $z = (q_1 + q_2)^2/m_K^2 = m_{\gamma\gamma}^2/m_K^2$ и $r_\pi = m_\pi^2/m_K^2$. Физическая область для переменной z есть $0 \leq z \leq (1 - r_\pi)^2$. $\lambda(a; b; c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2bc - 2ac$ — известная функция треугольника. Форма спектра $\frac{d\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\gamma\gamma)}{dz}$ и относительная вероятность этого распада

$BR(K^+ \rightarrow \pi^+\gamma\gamma)$ зависят от некоторого неизвестного параметра киральной модели⁴ \hat{c} . При этом предсказываются значения брэнчинга

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^+\gamma\gamma) = \begin{cases} 6 \cdot 10^{-7} & \text{для } \hat{c} = 0, \\ 4 \cdot 10^{-7} & \text{для } \hat{c} = -2.3. \end{cases} \quad (79)$$

Радиационный распад $K^+ \rightarrow \pi^+\gamma\gamma$ был обнаружен в опытах на установке BNL E787 [80]. Зарегистрировано 31 событие этого распада, грубо определен спектр $d\Gamma/dz$ и найдена величина вероятности распада

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^+\gamma\gamma; 100 < P_\pi < 180 \text{ MeV}/c) = (6.0 \pm 1.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-7}. \quad (80)$$

Дальнейшее изучение этого распада и тщательное сравнение экспериментальных данных с предсказаниями киральной модели является важной задачей физики каонов.

3.2.3. Распады $K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-$ и $K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-$

Изучение распадов заряженных каонов с испусканием пиона и лептонной пары l^+l^- ,

$$K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-, \quad (81)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-, \quad (82)$$

измерение их брэнчингов, исследование распределений событий таких распадов на диаграммах Далитца и сравнение этих результатов с предсказаниями киральной модели может быть выполнено в экспериментах на каонном пучке ИФВЭ с большой точностью, на статистике в десятки тысяч событий. Как отмечено в ряде работ [81,82], исследование интегрального отношения $R(\mu^+\mu^-/e^+e^-) = BR(K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-)/BR(K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-)$ для вероятности этих двух процессов и их дифференциальных распределений $\rho(\mu^+\mu^-/e^+e^-)$ на диаграммах Далитца позволит исключить ряд теоретических неопределенностей и получить более полную информацию о физике этих распадов. Было также показано [83], что из данных по отношениям дифференциальных вероятностей $\rho(\mu^+\mu^-/e^+e^-)$ в области малых энергий π^+ -мезонов можно оценить вклад слабых взаимодействий второго порядка в соответствующие распады.

На основании расчетов в киральной теории ChPT предсказана величина отношения $R(\mu^+\mu^-/e^+e^-)|_{ChPT} \simeq 0.23$ [84]. Последние экспериментальные данные для этих распадов, полученные в эксперименте E865(BNL) на основании 10300 событий распада $K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-$ [85] и 430 событий распада $K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-$ [86] приводят к величине

$$\begin{aligned} R(\mu^+\mu^-/e^+e^-)_{exp} &= \frac{BR(K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-)}{BR(K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-)} = \frac{(9.22 \pm 0.60 \pm 0.49) \cdot 10^{-8}}{(2.94 \pm 0.05 \pm 0.14) \cdot 10^{-7}} = \\ &= \frac{(9.22 \pm 0.77) \cdot 10^{-8}}{(2.94 \pm 0.15) \cdot 10^{-7}} = 0.314 \pm 0.031. \end{aligned} \quad (83)$$

Предыдущее значение для этой величины, определенное из данных [87, 88], составляло $R(\mu^+\mu^-/e^+e^-)_{exp} = 0.167 \pm 0.036$. Причины серьезных расхождений между различными экспериментами (главным образом для процесса (82)) и, возможно, между экспериментальными данными и теоретическими предсказаниями должны быть выяснены в будущих исследованиях.

⁴Краткое изложение киральной пертурбативной модели ChPT, которая не раз упоминается в настоящей работе, содержится в [26,79].

3.2.4. Исследование распадов $K_{l_3}^+$ и более точное измерение элемента матрицы кваркового смешивания V_{us}

Матричный элемент распада $K^+ \rightarrow l^+ \pi^0 \nu_l (K_{l_3}^+)$ имеет хорошо известный вид

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} V_{us} [f_+(t) P_\alpha + f_-(t) q_\alpha] \cdot \Phi_\pi \Phi_K \bar{u}_\nu \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u_l \quad (84)$$

(см. например [5, 69]). Кинематика K_{l_3} -распада определяется соответствующими 4-импульсами $K^+(P_K) \rightarrow \pi^0(p_\pi) l^+(p_l) \nu_l(p_\nu)$, где $P = P_K + p_\pi$; $q = P_K - p_\pi = p_\nu + p_l$; $t = q^2$ — квадрат 4-импульса, переданного лептонам; $f_+(t)$ и $f_-(t)$ — соответствующие формфакторы. Вклад члена с $f_-(t)$ пропорционален массе заряженного лептона m_l . Для K_{e_3} -распада только член с $f_+(t)$ оказывается существенным. Близкий матричный элемент описывает и $K_{e_3}^0$ -распад. При использовании матричного элемента (84) можно получить выражение для ширины K_{e_3} -распада [33, 69, 89]

$$\Gamma(K_{e_3}) = \frac{G_F^2}{192\pi^2} M_K^5 \cdot |V_{us}|^2 \cdot C^2 \cdot I |f_+(0)|^2 (1 + \delta)(1 + \Delta). \quad (85)$$

Здесь $C^2 = 1/2$ или $C^2 = 1$ для $K_{e_3}^+$ - и $K_{e_3}^0$ -распадов; I — интеграл по фазовому объему, для вычисления которого необходимо учесть формфакторы K_{e_3} -распада; δ и Δ — радиационные поправки: $\Delta = 2.12 \pm 0.08\%$; $\delta = \begin{cases} -2.0\% & \text{для } K_{e_3}^+, \\ 0.3\% & \text{для } K_{e_3}^0. \end{cases}$ Предполагается, что формфакторы зависят от t линейно

$$f_+(t) = f_+(0) \left(1 + \lambda_+ \frac{t}{m_\pi^2} \right), \quad (86)$$

а наклоны формфакторов имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \lambda(K_{e_3}^+) &= 0.0300 \pm 0.016, \\ \lambda(K_{e_3}^0) &= 0.0286 \pm 0.0022 \end{aligned} \right\}$$

(см. [33,89]). Тогда для интегралов по фазовому объему можно получить значения:

$$\left. \begin{aligned} I(K_{e_3}^+) &= 0.1605 \pm 0.0009, \\ I(K_{e_3}^0) &= 0.1561 \pm 0.0008. \end{aligned} \right\}$$

Результаты измерений ширин K_{e_3} -распадов [32] приведены ниже:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma(K_{e_3}^+) &= (2.560 \pm 0.033) \cdot 10^{-15} \text{ МэВ}, \\ \Gamma(K_{e_3}^0) &= (4.937 \pm 0.053) \cdot 10^{-15} \text{ МэВ}. \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

В пределе точной $SU(3)$ -симметрии ($m_u = m_d = m_s$) сохранение векторного тока приводит к $f_+(0) = 1$. Однако в действительности необходимо учесть эффекты нарушения $SU(3)$ и изотопической симметрии ($m(s) \neq m(u) \neq m(d)$; $\pi^0 - \eta$ -смешивание для $K_{e_3}^+$). Поэтому из (87) можно найти

$$\left. \begin{aligned} f_{+K^+\pi^0}(0) \cdot |V_{us}| &= 0.2181 \pm 0.0015 \pm 0.0001, \\ f_{+K^0\pi^+}(0) \cdot |V_{us}| &= 0.2101 \pm 0.0013 \pm 0.0001. \end{aligned} \right\} \quad (88)$$

Как показали расчеты, после учета соответствующих поправок можно получить значения $f_+(0)$ [33,89,90]

$$\left. \begin{aligned} f_+(0)_{K^0\pi^-} &= 0.961 \pm 0.008, \\ f_+(0)_{K^+\pi^0} &= 0.982 \pm 0.008, \\ f_+(0)_{K^+\pi^0}/f_+(0)_{K^0\pi^-} &= 1.022 \pm 0.002 \end{aligned} \right\} \quad (89)$$

и средневзвешенную величину для $K_{e_3}^+$ и $K_{e_3}^0$

$$\langle f_+(0)_{K^0\pi^-} \cdot |V_{us}| \rangle = 0.2114 \pm 0.0016. \quad (90)$$

Из (89) и (90) окончательно найдем величину матричного элемента $|V_{us}|$ [33]:

$$|V_{us}| = 0.2200 \pm 0.0017(\text{статист.}) \pm 0.0018(\text{систем.}) = 0.2200 \pm 0.0025. \quad (91)$$

Здесь погрешность $\delta(\text{систем.})$ обусловлена в основном теоретическими погрешностями, связанными с определением $f_+(0)_{K\pi}$.

Вопрос о возможной модификации в теоретических расчетах для $f_+(0)_{K\pi}$ в рамках киральной модели в $O(p^4)$ -приближении, с учетом поправок $O(m_{quark}^2)$, рассматривался в [91]. Если говорить о дальнейшем прогрессе в исследовании K_{e_3} -распадов, то следует отметить, что в новых экспериментах точности измерений могут быть увеличены на порядок величины. Однако вопрос о возможности уменьшения систематических погрешностей, связанных с теоретическими расчетами, и о более точной проверке соответствующего соотношения унитарности $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1$ (см. табл. 2) остается пока открытым.

Другая интересная проблема, связанная с дальнейшим изучением K_{l_3} -распадов (в частности, в экспериментах на каонном пучке в ИФВЭ), заключается в тщательном измерении формфакторов в этих процессах. При анализе K_{μ_3} -распадов могут быть получены данные о $f_+(t)$ - и $f_-(t)$ -формфакторах в (84) и об их комбинации

$$f_0(t) = f_+(t) + \frac{t}{m_K^2 - m_\pi^2} f_-(t). \quad (92)$$

Существующие данные не имеют необходимой точности и находятся во взаимном противоречии (см., например, данные о наклоне формфактора $f_0(t)$ λ_0 , приведенные в [69], где можно найти ссылки на оригинальные работы).

Поиски новых типов взаимодействий в K_{l_3} -распадах будут рассмотрены в следующем разделе.

3.3. Поиски новых типов взаимодействий в K-распадах

3.3.1. Общие замечания

Поиски новых типов слабых взаимодействий, связанных, например, с обменом новыми промежуточными бозонами — скалярными (S), псевдоскалярными (P), тензорными (T) бозонами, правыми векторными бозонами W_R , процессами с лептокварками и с другими возможными механизмами представляют огромный интерес для поисков Новой Физики, лежащей за рамками Стандартной Модели. Сделаем предварительно одно замечание, связанное с чувствительностью экспериментов к поискам новых типов взаимодействий,

которые могли бы проявляться, например, в распадах $K^+ \rightarrow l^+\nu_l$, $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+\nu_l$, $K^+ \rightarrow l^+\nu_l\gamma$. Амплитуда каждого из этих процессов может быть представлена в виде

$$A = A_{SM} + A_{NI} = |A_{SM}| + |A_{NI}| \cdot e^{i\varphi}, \quad (93)$$

где A_{SM} — амплитуда процесса в Стандартной Модели, A_{NI} — амплитуда, обусловленная новыми взаимодействиями, и φ — их относительная фаза. Поэтому

$$\begin{aligned} |A|^2 &= |A_{SM}|^2 + |A_{NI}|^2 + 2\text{Re}(A_{SM} \cdot A_{NI}^*) = |A_{SM}|^2 + |A_{NI}|^2 + \\ &+ 2 \cos \varphi |A_{SM}| \cdot |A_{NI}| \simeq |A_{SM}|^2 [1 \pm \underbrace{|A_{NI}/A_{SM}|}_{I.T.}]. \end{aligned} \quad (94)$$

(в предположении, что $2|\cos\phi| = \pm 1$). Таким образом, поправки, обусловленные новыми взаимодействиями, определяются интерференционным членом I.T., который обратно пропорционален квадрату массы соответствующего промежуточного бозона ($IT \sim M_{boson}^{-2}$). Эксперименты подобного типа оказываются более чувствительными к новым взаимодействиям, чем, например, процессы с несохранением лептонных ароматов ($\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$; $K^0 \rightarrow \mu e$ и т.д.), вероятности которых $|A|^2 \simeq |A_{NI}|^2 \sim M_{boson}^{-4}$ (см. также [62]).

3.3.2. Распад $K^+ \rightarrow l\nu_l$

Лептонные распады К-мезонов особенно чувствительны к возможным примесям новых взаимодействий псевдоскалярного типа. В Стандартной Модели со слабыми $V - A$ взаимодействиями вероятность распада $K^+ \rightarrow l\nu_l$ подавлена из-за сохранения спиральности (см. рис. 12а). Соответствующий матричный элемент для распада $K(P_K) \rightarrow l_l(P_l)\nu_l(P_\nu)$ имеет вид

$$A(K^+ \rightarrow l^+\nu_l)_{SM} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cdot V_{us} \cdot f_K P_K^\alpha \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_l. \quad (95)$$

Здесь $f_K = 159.8 \pm 1.5$ МэВ — константа К-распада. Вероятность $K^+ \rightarrow l^+\nu_l$ -распада имеет вид

$$\Gamma(K^+ \rightarrow l^+\nu_l)_{SM} = \frac{G_F^2}{8\pi} f_K^2 |V_{us}|^2 \cdot m_K m_l^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{m_K^2}\right)^2. \quad (96)$$

Действительно, из-за сохранения спиральности вероятность распада оказывается пропорциональной квадрату массы лептона m_l^2 .

Можно найти отношение вероятностей распадов

$$\begin{aligned} R(K^+ \rightarrow l^+\nu_l) |_{SM} &= \frac{BR(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)}{BR(K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)} \Big|_{SM} = \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \cdot \frac{(m_K^2 - m_e^2)^2}{(m_K^2 - m_\mu^2)^2} (1 + \delta_r) = \\ &= 2.569 \cdot 10^{-5} (1 - 0.0378 \pm 0.0004) = \\ &= (2.472 \pm 0.0010) 10^{-5}. \end{aligned} \quad (97)$$

Здесь δ_r — радиационная поправка, рассчитанная с большой точностью [93]. Используя данные для $\tau(K^+)$, $BR(K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$ (см. [32]) и это значение $R(K^+ \rightarrow l^+\nu_l)_{SM}$, найдем предсказание Стандартной Модели для ширины и относительной вероятности редкого распада $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$

$$\left. \begin{aligned} BR(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{SM} &= (1.570 \pm 0.005) \cdot 10^{-5}, \\ \Gamma(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{SM} &= (0.834 \pm 0.0003) \cdot 10^{-18} \text{ МэВ}. \end{aligned} \right\} \quad (98)$$

С другой стороны, если бы имело место псевдоскалярное взаимодействие, то распад $K^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ не был бы подавлен по спиральности (см. рис. 12б), и его вероятность определялась бы выражением

$$\Gamma(K^+ \rightarrow l^+ \nu_l)_{PS} = \frac{G_{PS}^2}{8\pi} f_K^2 \cdot m_K \cdot M^2 \cdot \left(1 - \frac{m_l^2}{m_K^2}\right)^2, \quad (99)$$

где M — некоторая постоянная, имеющая размерность массы. Здесь константа псевдоскалярного взаимодействия G_{PS} определена по аналогии с $G_F = g_2^2/4\sqrt{2}M_W^2$ (см. (8) – (10) и обозначения там) и имеет такую же размерность. Тогда множитель M^2 обеспечивает правильную размерность в формуле (99). Более подробно псевдоскалярные взаимодействия между кварковыми и лептонными токами рассмотрены в [94], где соответствующие константы определяются как $(G_{UD}^{lv})_{PS} = f_{lv} \cdot f_{UD}/4\sqrt{2}M_P^2$, а f_{lv} , f_{UD} — это константы взаимодействия лептонов и кварков с промежуточными псевдоскалярными бозонами с массой M_P ($U = u; s; t$ — “верхние” кварки; $D = d; s; t$ — “нижние” кварки). В [94] массовый множитель M имеет вид $M = m_K^2/(m_u + m_s)$, где $m_u = 5$ МэВ, $m_s = 150$ МэВ — токовые массы кварков, входящих в состав K^+ -мезона.

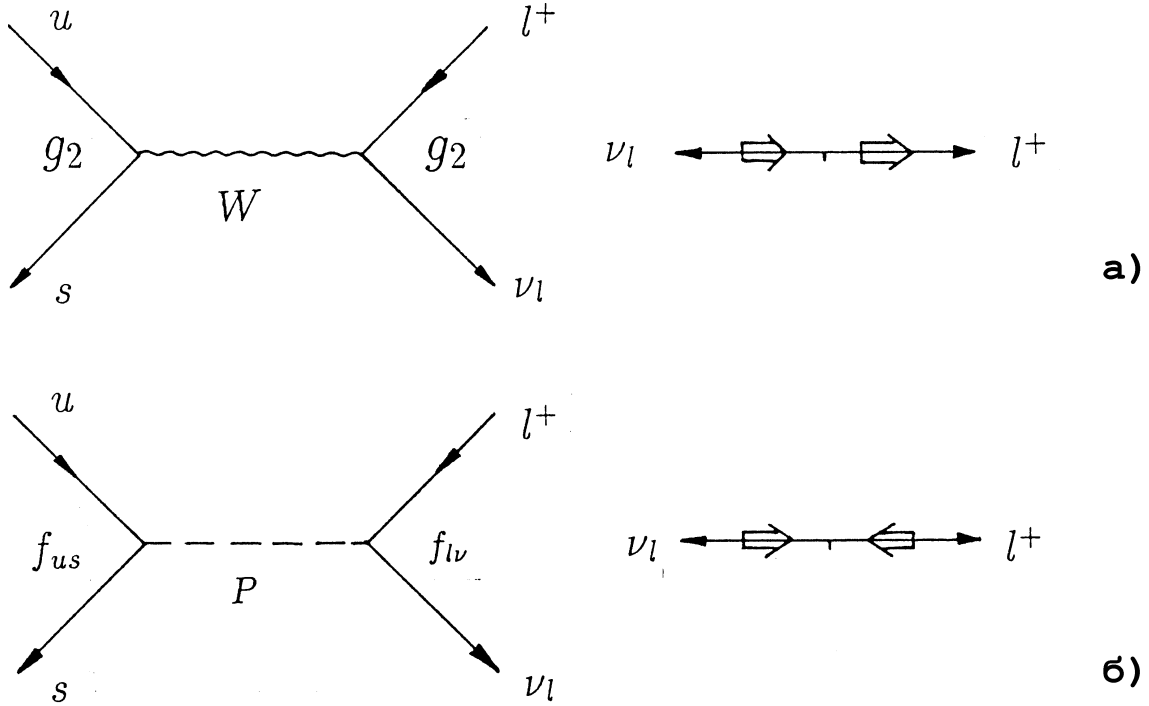


Рис. 12. а) Диаграмма для распада $K^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ в Стандартной Модели (V-A-взаимодействие) при обмене векторным бозоном W . Константы фермиевского взаимодействия $G_F = g_2^2/4\sqrt{2} \cdot M_W^2$. В этой модели лептоны имеют левые спиральности, а антилептоны имеют правые спиральности. Распады $K^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ подавлены сохранением спиральности (спин K^+ -мезона равен нулю); амплитуда с несохранением спиральности пропорциональна фактору m_l . б) Диаграмма для распада $K^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ в модели с аномальным псевдоскалярным слабым взаимодействием с константой $(G_{UD}^{lv})_{PS} = f_{lv} f_{UD}/4\sqrt{2} \cdot M_P^2$. Для этого взаимодействия распад уже не подавлен сохранением спиральности.

Если бы имело место псевдоскалярное взаимодействие, то вероятности распадов $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$ и $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ были бы близки:

$$R(K^+ \rightarrow l^+\nu_l)_{PS} \simeq (1 - m_e^2/m_K^2)^2 / (1 - m_\mu^2/m_K^2)^2 \simeq 1.1. \quad (100)$$

Небольшая разница между ними объясняется уменьшением фазового объема для $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ -распада.

Так как распад $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$ в Стандартной Модели сильно подавлен сохранением спиральности, он оказывается особенно чувствительным даже к небольшой примеси псевдоскалярного взаимодействия, как уже отмечалось выше. Пусть амплитуда распада $K^+ \rightarrow l^+\nu_l$ обусловлена вкладами $V - A$ (Стандартная Модель) и аномального PS-взаимодействия. $A(K^+ \rightarrow l^+\nu_l) = A(K^+ \rightarrow l^+\nu_l)_{SM} + A(K^+ \rightarrow l^+\nu_l)_{PS}$, причем, как это обсуждалось выше, $A(K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)_{SM} \gg A(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{SM}$, а $A(K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)_{PS} \simeq A(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{PS}$.

Отсюда

$$\begin{aligned} R(K^+ \rightarrow l^+\nu_l) &= \frac{BR(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)}{BR(K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)} \simeq \\ &\simeq R(K^+ \rightarrow l^+\nu_l)_{SM} [1 \pm |A_{PS}/A_{SM}|]. \end{aligned} \quad (101)$$

Существующие экспериментальные данные [32] дают

$$\begin{aligned} R(K^+ \rightarrow l^+\nu_l)_{эксн.} &= \frac{(1.55 \pm 0.07) \cdot 10^{-5}}{0.6351 \pm 0.0018} = (2.441 \pm 0.110)10^{-5} = \\ &= R(K^+ \rightarrow l^+\nu_l)_{SM}(0.987 \pm 0.045), \end{aligned} \quad (102)$$

что соответствует $\Gamma(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{эксн.} = (0.824 \pm 0.037) \cdot 10^{-18}$ МэВ. Из (101) и (102) следует, что экспериментальные пределы для вклада псевдоскалярного взаимодействия в распад $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$ составляют

$$\left. \begin{aligned} |A(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{PS}| &< 5.8 \cdot 10^{-2} |A(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{SM}|; \\ \Gamma(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{PS} &< 3.4 \cdot 10^{-3} \Gamma(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{SM} \simeq 3 \cdot 10^{-21} \text{ МэВ}. \end{aligned} \right\} \quad (103)$$

В работе [94] было показано, что

$$R(K^+ \rightarrow l^+\nu_l) = R(K^+ \rightarrow l^+\nu_l)_{SM} \left[1 \pm \frac{|G_{us}^{e\nu}|_{PS}}{G_F \cdot V_{us}} \cdot \frac{m_K^2}{(m_s + m_u)m_e} \right]. \quad (104)$$

Здесь $|G_{us}^{e\nu}|_{PS}$ — константа псевдоскалярного взаимодействия, связывающая (us) - и $(e\nu)$ -состояния (для распада $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ вклад псевдоскалярного взаимодействия определяется другой константой $|G_{ud}^{e\nu}|_{PS}$).

Из (104) и ограничения (103) можно получить экспериментальные ограничения на константу $|G_{us}^{e\nu}|_{PS} < 3.6 \cdot 10^{-11}$ ГэВ⁻².

В будущих исследованиях на пучке сепарированных каонов ИФВЭ может быть достигнута статистическая точность измерений (с учетом радиационной поправки) $< 10^{-3}$. Систематические погрешности могут несколько ухудшить эту величину, но она будет не хуже существующей сейчас точности измерений $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ -распада, т.е. $< 3 \cdot 10^{-3}$.⁵

⁵Основные систематические ошибки будут связаны с фоновыми процессами типа $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ и будут обусловлены возможностями подавления фона от “лишних” фотонов.

Таким образом, чувствительность поисков псевдоскалярных взаимодействий в распаде $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$ будет составлять

$$\left. \begin{aligned} |A(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{PS}| &< (10^{-3} \div 3 \cdot 10^{-3})|A(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{SM}|, \\ |A(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{PS}|^2 &< (10^{-6} \div 10^{-5})|A(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{SM}|^2, \end{aligned} \right\} \quad (105)$$

или

$$\begin{aligned} \Gamma(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{PS} &< (10^{-6} \div 10^{-5}) \cdot \Gamma(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{SM} \simeq \\ &\simeq (10^{-24} \div 10^{-23}) \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (106)$$

Согласно (103)–(105), это будет соответствовать возможному ограничению для псевдоскалярной константы [94]:

$$|G_{us}^{e\nu}|_{PS} < (0.6 \div 2)10^{-12} \text{ ГэВ}^{-2}. \quad (107)$$

Существующее сейчас ограничение для другой псевдоскалярной константы, полученное из опытов по $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ -распаду, составляет $|G_{ud}^{e\nu}|_{PS} < 7 \cdot 10^{-12} \text{ ГэВ}^{-2}$.

Несколько обстоятельств делают распад $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$ особенно чувствительным и благоприятным для поисков псевдоскалярных слабых взаимодействий:

- а) этот распад сильно подавлен в Стандартной Модели со слабым $V - A$ -взаимодействием из-за сохранения спиральности;
- б) величина $R(K^+ \rightarrow l^+\nu_l)_{SM} = \frac{BR(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)}{BR(K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)} \Big|_{SM} = (2.472 \pm 0.0010) \cdot 10^{-5}$ предсказывается в Стандартной Модели с большой точностью. Сюда включена также радиационная поправка $\delta_R = -0.0378 \pm 0.0004$ [93];
- в) в двухчастичном $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$ измеряемой величиной является вероятность этого распада (т.е. число, которое и надо сравнивать с предсказаниями теории). Это упрощает поиски новых слабых взаимодействий по сравнению, например, с распадами $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+\nu_l$, где необходимо исследовать распределение событий по диаграмме Далитца, с учетом формфакторов $f_+(t)$ и $f_-(t)$.

Возникает вопрос о том, какой процесс является наиболее чувствительным к примеси псевдоскалярного взаимодействия — распад $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$ или распад $K_L^0 \rightarrow e^+e^-$, тоже сильно подавленный в Стандартной Модели с $V - A$ -взаимодействием из-за сохранения спиральности?

Распад $K_L^0 \rightarrow e^+e^-$ был недавно обнаружен в работе [95], и была определена его относительная вероятность и парциальная ширина:

$$\left. \begin{aligned} BR(K_L^0 \rightarrow e^+e^-) &= (8.7_{-4.1}^{+5.7})10^{-12}, \\ \Gamma(K_L^0 \rightarrow e^+e^-) &= (1.1_{-0.5}^{+0.7})10^{-22} \text{ МэВ} \end{aligned} \right\} \quad (108)$$

Если существует аномальный механизм псевдоскалярного слабого взаимодействия, связанного с обменом новым псевдоскалярным бозоном, то его влияние на распад $K_L^0 \rightarrow e^+e^-$ определяется диаграммой, приведенной на рис. 13. Оценка соответствующей диаграммы (проведенная Б.А.Арбузовым) приводит к результату

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow e^+e^-)_{PS} \simeq \underbrace{\frac{G_{PS}^2 f_K^2 m_K M^2}{8\pi}}_{\Gamma(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{PS}} \cdot \underbrace{G_F^2 [m^4]_{loop}}_N \simeq \Gamma(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{PS} \cdot N. \quad (109)$$

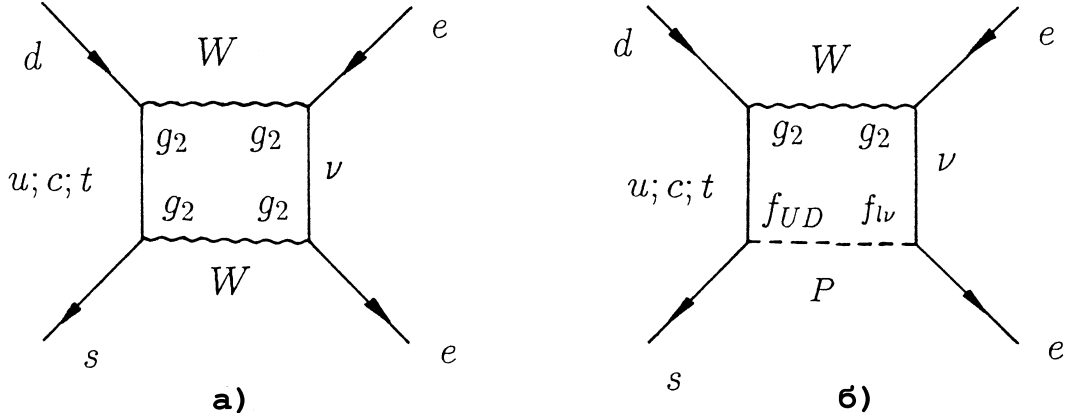


Рис. 13. Петлевая диаграмма для распада $K_1^0 \rightarrow e^+e^-$ в Стандартной Модели (а) и в процессах с аномальным псевдоскалярным взаимодействием (обмен новым псевдоскалярным бозоном) (б).

Для фактора N , определяемого интегралом по петлевому графику с виртуальным u -кварком, получена оценка

$$N = \frac{\alpha^2 \ln[M_P/M_W]^2}{128\pi^2 \sin^4 \vartheta_w} \sim 10^{-4} \quad (110)$$

для массы псевдоскалярного бозона $M_P \sim 1$ ТэВ.

Однако учет дополнительных диаграмм с тяжелыми виртуальными c - и t -кварками и их взаимной компенсации в соответствии с механизмом GIM приводит к оценке $N \sim 5 \cdot 10^{-11}$. Поэтому границе $\Gamma(K^+ \rightarrow e^+\nu_e)_{PS} \leq 2 \cdot (10^{-25} - 10^{-24})$ МэВ, которая может быть установлена в будущих опытах на ускорителе ИФВЭ (см. (106)), будет соответствовать

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow e^+e^-)_{PS} = \begin{cases} (10^{-28} - 10^{-27}) \text{ МэВ} & \text{для } N = 10^{-4} \text{ (без учета} \\ & \text{механизма компенсации} \\ & \text{диаграмм типа GIM),} \\ 5 \cdot (10^{-35} - 10^{-34}) \text{ МэВ} & \text{для } N = 5 \cdot 10^{-11}. \end{cases} \quad (111)$$

Эти величины много меньше экспериментального значения $\Gamma(K_L^0 \rightarrow e^+e^-)_{эксн} = (1.1_{-0.5}^{+0.7}) \cdot 10^{-22}$ МэВ. Отсюда ясно, что эксперименты по изучению $K^+ \rightarrow e^+\nu_e$ даже сейчас (т.е. для $\Gamma(K^+ \rightarrow e\nu_e)_{PS} \leq 3 \cdot 10^{-21}$ МэВ) характеризуются лучшей чувствительностью по новому псевдоскалярному слабому взаимодействию, чем опыты по изучению $K_L^0 \rightarrow e^+e^-$, где сейчас точность мала. Следует также учесть, что и в будущем для $\Gamma(K_L^0 \rightarrow e^+e^-)_{PS}$ трудно будет получить ограничение много лучшее, чем $\Gamma(K_L^0 \rightarrow e^+e^-)_{exp.}$, из-за разных механизмов, которые могут вносить вклад в этот последний распад ($K_L^0 \rightarrow (\gamma\gamma)_{virt} \rightarrow e^+e^-$; “ящичковая” диаграмма с двумя W -бозонами и т.д.).

3.3.3. Поиски слабых скалярных и тензорных взаимодействий в исследованиях $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu_l^-$ и $K^+ \rightarrow l^+ \nu_l \gamma$ -распадов

Исследования $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu_l^-$ и $K^+ \rightarrow l^+ \nu_l \gamma$ -распадов на очень большой статистике в экспериментах на каонном пучке ИФВЭ открывают новые возможности для поисков скалярных и тензорных слабых взаимодействий.

Рассмотрим, например, матричный элемент распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$. В Стандартной Модели этот матричный элемент имеет вид

$$M = f_+(t^2)(P_K + p_\pi)_\mu \bar{e} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \nu_l \quad (112)$$

(член со вторым формфактором $f_-(t)$ в (84), пропорциональный массе m_l , для $K \rightarrow \pi e \nu$ -распада пренебрежимо мал).

В более общем случае, если имеют место еще скалярные и тензорные слабые взаимодействия, матричный элемент $K \rightarrow \pi e \nu_e$ -распада включает в себя еще и скалярный и тензорный члены и имеет вид

$$M = \underbrace{f_+(t)(P_K + p_\pi)_\mu \cdot \bar{e} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \nu_l}_{SM \text{ модель, } V-A \text{ взаимодействие}} + \underbrace{2m_K \cdot f_S(t) \bar{e} (1 + \gamma_5) \nu}_S + \underbrace{2f_T(t)m_K \cdot (P_K)_\lambda (p_\pi)_\mu \cdot \bar{e} \sigma^{\lambda\mu} (1 + \gamma_5) \nu_l}_T. \quad (113)$$

Данные для $f_S(t)$ и $f_T(t)$ могли быть получены при анализе распределений событий $K \rightarrow \pi e \nu$ на диаграмме Далитца для этого распада. Результаты ряда экспериментов представлены в табл. 8 (см. [92, 32]). Наиболее точные результаты были получены при анализе $K^0 \rightarrow e^\pm \nu_e \pi^\mp$ -распадов в опытах на установке КТЭВ [92] — см. рис. 14.

Таблица 8. Поиски скалярных и тензорных взаимодействий в K_{l3} -распадах

$f_S(0)/f_+(0)$		$f_T(0)/f_+(0)$	
Данные КТЭВ [92] (предварительные результаты)	Усредненные данные прежних экспериментов [32]	Данные КТЭВ [92] (предварительные результаты)	Усредненные данные прежних экспериментов [32]
$-0.029^{+0.008}_{-0.012} \pm 0.003$ или < 0.04 (90% C.L.)	0.084 ± 0.023 (K_{e3}^+) < 0.04 (K_{e3}^0)	< 0.14 (90% C.L.)	0.38 ± 0.11 (K_{e3}^+) 0.02 ± 0.12 ($K_{\mu 3}^+$) < 0.23 (K_{e3}^0)

Примечание: Отношения $f_S(0)/f_+(0)$ и $f_T(0)/f_+(0)$ — из (113). Эти данные получены при анализе распределений событий на диаграммах Далитца для K_{l3} -распадов.

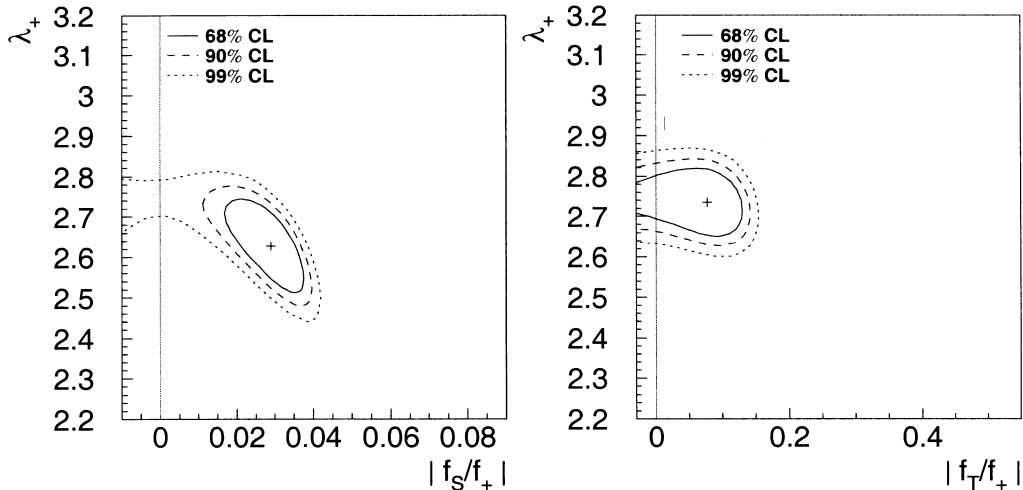


Рис. 14. Результаты поисков скалярных и тензорных взаимодействий в распадах $K^0 \rightarrow e \pi \nu_e$ [92]. Приводятся допустимые области значений $|f_S/f_+|$ и $|f_T/f_+|$ в (113) с различными уровнями достоверности; λ_+ — наклон формфактора $f_+[f_+(q^2) = f(0)(1 + \lambda_+ t/m_\pi^2)]$.

В результате этих измерений установлены следующие ограничения для возможной примеси скалярных и тензорных слабых взаимодействий в $K \rightarrow \pi e \nu$ -распаде:

$$\left. \begin{aligned} f_T(0)/f_+(0) &< 0.14(90\% C.L.); \\ f_S(0)/f_+(0) &= -0.029_{-0.012}^{+0.008} \pm 0.003 \text{ или } < 0.04(90\% C.L.) \end{aligned} \right\} \quad (114)$$

(как видно из (114), возможно даже существование некоторого вклада скалярного взаимодействия, хотя эти данные требуют уточнения).

В исследованиях полуплептонных распадов $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ и $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$ может быть получена очень большая статистика, измеряемая миллиардами событий. Это делает возможным продолжение поисков новых типов взаимодействий, причем чувствительность таких экспериментов будет ограничена систематическими погрешностями. Опыты с заряженными К-мезонами обладают двумя преимуществами:

- а) в распадах $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ кинематика может быть полностью восстановлена, в то время как в распадах $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$ из-за неизвестного первичного импульса имеется 2 кинематических решения;
- б) в распадах $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ практически отсутствует поправка для взаимодействий в конечных состояниях, в то время как в соответствующих распадах нейтральных каонов эти поправки лежат на процентном уровне и должны учитываться в очень точных измерениях.

Поиски новых типов слабых взаимодействий будут проводиться также при исследовании $K \rightarrow l \nu \gamma$ -распадов (см. [96, 97]) и в других процессах.

Следует отметить, что некоторые указания на проявление тензорного слабого взаимодействия были получены ранее при изучении $\pi \rightarrow e \nu \gamma$ -распада в опытах на установке ИСТРА [98]. Теоретическое истолкование этих данных, однако, неоднозначно (см. [99, 100]). Обсуждение теоретических моделей с новыми типами слабых взаимодействий можно найти также в [61–63, 101].

3.4. Прямое несохранение CP-инвариантности в распадах заряженных каонов и гиперонов

3.4.1. Поиски эффектов нарушения CP-инвариантности в распадах

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-; \pi^\pm \pi^0 \pi^0; \pi^\pm \pi^0 \gamma$$

Как уже обсуждалось в Гл.2, поиски эффектов нарушения CP-инвариантности в распадах заряженных K^\pm -мезонов представляют очень большой интерес, прежде всего с точки зрения поисков новых механизмов CP-несохранения. Нарушение CP-инвариантности могло бы проявляться в зарядовой асимметрии различных характеристик зарядово-сопряженных каналов распада $K^\pm \rightarrow f(\bar{f})$ — например, в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-; \pi^\pm \pi^0 \pi^0; \pi^\pm \pi^0 \gamma$ и в других распадных каналах заряженных каонов.

Рассмотрим сначала вопрос о проявлении CP-несохранения в распадах подобного типа в общем виде (см., например, [23]). Пусть происходят зарядово-сопряженные распады $K^+ \rightarrow f$ и $K^- \rightarrow \bar{f}$, которые описываются амплитудами

$$\left. \begin{aligned} \text{out}\langle f|\hat{H}|K^+\rangle_{in} &= A_f, \\ \text{out}\langle \bar{f}|\hat{H}|K^-\rangle_{in} &= A_{\bar{f}}. \end{aligned} \right\} \quad (115)$$

Пусть также каждая амплитуда A_f представляет собой сумму двух независимых амплитуд

$$\left. \begin{aligned} A_f &= a e^{i\delta_a} + b e^{i\delta_b}, \\ A_{\bar{f}} &= a^* e^{i\delta_a} + b^* e^{i\delta_b}. \end{aligned} \right\} \quad (116)$$

Здесь фазовые множители $e^{i\delta_a}$ и $e^{i\delta_b}$ характеризуют процессы рассеяния в конечном состоянии $\text{out}\langle f|H_{st}|f\rangle_{in}$. Таким образом, при переходе от частиц к античастицам ($K \rightarrow \bar{K}$) слабые распаднeе амплитуды a и b переходят в комплексно-сопряженные a^* и b^* , а фазы сильного рассеяния не меняются. Амплитуды слабых распадов a и b могут быть представлены в виде $a = |a|e^{i\varphi_a}$ и $b = |b|e^{i\varphi_b}$.

Характеристики распадных процессов $K^+ \rightarrow f$ и $\bar{K} \rightarrow f$ определяются квадратами модулей соответствующих амплитуд

$$\begin{aligned} |A_f|^2 &= (a e^{i\delta_a} + b e^{i\delta_b})(a^* e^{-i\delta_a} + b^* e^{-i\delta_b}) = |a|^2 + |b|^2 + ab^* e^{i(\delta_a - \delta_b)} + \\ &+ a^* b e^{-i(\delta_a - \delta_b)} = |a|^2 + |b|^2 + 2\text{Re}(ab^*) \cos(\delta_a - \delta_b) - 2\text{Im}(ab^*) \sin(\delta_a - \delta_b) \\ |A_{\bar{f}}|^2 &= |a|^2 + |b|^2 + 2\text{Re}(ab^*) \cos(\delta_a - \delta_b) + 2\text{Im}(ab^*) \sin(\delta_a - \delta_b). \end{aligned} \quad (117)$$

Таким образом, зарядовая асимметрия $K^+ \rightarrow f^+$ и $K^- \rightarrow f^-$ -распадов характеризуется величиной

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{|A_f|^2 - |A_{\bar{f}}|^2}{|A_f|^2 + |A_{\bar{f}}|^2} = \frac{2\text{Im} a^* b \sin(\delta_a - \delta_b)}{|a|^2 + |b|^2 + 2\text{Re} a^* b \cos(\delta_a - \delta_b)} = \\ &= \frac{2|a||b| \sin(\varphi_b - \varphi_a) \cdot \sin(\delta_a - \delta_b)}{|a|^2 + |b|^2 + 2|a||b| \cdot \cos(\varphi_a - \varphi_b) \cos(\delta_a - \delta_b)}. \end{aligned} \quad (118)$$

Зарядовая асимметрия в распадах $K^+ \rightarrow f$ и $K^- \rightarrow \bar{f}$, определяющаяся процессами прямого нарушения СР-инвариантности, будет проявляться только тогда, когда в конечном состоянии имеются по крайней мере две различные амплитуды a и b , с разными “слабыми фазами” φ_a и φ_b и фазами сильного рассеяния в конечном состоянии δ_a и δ_b ($\varphi_a \neq \varphi_b$; $\delta_a \neq \delta_b$).

Это утверждение носит, конечно, общий характер и относится к любым распадам $P \rightarrow f$ и $\bar{P} \rightarrow \bar{f}$. Величина $|A_f|^2$ может характеризовать ширину распада или дифференциальное распределение конечных состояний на диаграмме Далитца.

Рассмотрим, в частности, распады $K^\pm(P_K) \rightarrow \pi^\pm(q_1)\pi^\pm(q_2)\pi^\mp(q_3)$ и $K^\pm(P_K) \rightarrow \pi^0(q_1)\pi^0(q_2)\pi^\pm(q_3)$. Будем обозначать 4-импульс несимметричного пиона как q_3 (π^\mp для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^\pm\pi^\mp$ или π^\pm для $K^\pm \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^\pm$).

Распределение событий $K^+ \rightarrow 3\pi$ на диаграмме Далитца описывается в виде

$$|A(K \rightarrow 3\pi)|^2 \propto 1 + gX + hX^2 + jY + kY^2. \quad (119)$$

Здесь $X = (S_3 - S_0)/m_\pi^2$; $Y = (S_1 - S_2)/m_\pi^2$; $S_i = (P_K - q_i)^2 = (M_K - m_{\pi_i})^2 - 2M_K T_i$; $i = 1; 2; 3$ ($i = 3$ у несимметричного пиона); $S_0 = \frac{1}{3} \sum S_i$; T_i — соответствующая кинетическая энергия (см., например, [32]).

Наиболее чувствительные измерения CP-несохранения в $K^\pm \rightarrow 3\pi$ -распадах относятся к величине наклона в распределении по диаграмме Далитца

$$\Delta g = [g(K^+) - g(K^-)]/[g(K^+) + g(K^-)] = \delta g(K^+)/2g. \quad (120)$$

Точность измерения наклона распределения g связана с точностью определения полной ширины $K^\pm \rightarrow 3\pi$ -распада $\Gamma(K^+ \rightarrow 3\pi)$ соотношением

$$\frac{\delta g}{2g} = R \frac{\delta \Gamma}{2\Gamma} = R \cdot \frac{\sqrt{1 + (1/K)}}{2\sqrt{n(K^+)}}. \quad (121)$$

Для распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ (τ -распад) $R_\tau = 7.56$ [102], а для распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ (τ' -распад) $R_{\tau'} = 3.0$ [103] (величина R определяется наклоном спектра g). Здесь $n(K^+)$ и $n(K^-)$ — число зарегистрированных событий $K^+ \rightarrow 3\pi$ и $K^- \rightarrow 3\pi$, а $K = n(K^-)/n(K^+)$. Оптимальное соотношение между $n(K^-)$ и $n(K^+)$ (т.е. оптимальная точность измерений при заданном времени) зависит от отношения интенсивностей в K^- - и K^+ -пучках $r = I(K^-)/I(K^+)$ и определяется выражением $K = \sqrt{r}$. В табл. 9 представлена статистика и планируемая точность измерения CP-асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ в экспериментах с сепарированным каонным пучком ИФВЭ. Как видно из этой таблицы, предельная статистическая точность изменения разности параметров наклона для $K^\pm \rightarrow 3\pi$ -распадов составляет $\delta\Gamma/2\Gamma = 1.4 \cdot 10^{-5}$ и $\delta g/2g = 1.0 \cdot 10^{-4}$. Несмотря на введение фактора R , величина $\delta g/2g$ оказывается более чувствительной к CP-нарушениям в $K \rightarrow 3\pi$ -распадах, т.к. при измерении полных ширин (чему соответствует интегрирование по всей диаграмме Далитца) измеряемый эффект сильно уменьшается. Вопрос о систематических ошибках в измерении параметров асимметрии является очень важным и сложным и требует тщательного экспериментального изучения. Можно отметить, что если одновременно измерить величину $\Delta\Gamma/2\Gamma$ для распада $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^0$, где ожидаемая статистическая точность оказывается не хуже, чем в измерениях для $K^\pm \rightarrow 3\pi$ -распадов, то это позволит, до некоторой степени, проконтролировать возможные систематические погрешности в измерении зарядовой асимметрии каонных распадов. Дело в том, что ожидаемая величина асимметрии $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^0$ очень мала ($\frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma} < 10^{-9}$ [104]). Это очевидно и из общих соображений. В силу CPT-инвариантности суммарные ширины распада K^+ - и K^- -мезонов должны быть одинаковы. Поэтому для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ -распадов, идущих с большой относительной вероятностью ($BR(K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^0) = 0.2$), зарядовая асимметрия должна уменьшаться (по отношению к сравнительно редким распадам). Еще в большей степени это справедливо для основного распада $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$.

Остановимся кратко на теоретических предсказаниях для эффектов прямого нарушения CP-инвариантности в $K^\pm \rightarrow 3\pi$ -распадах. Предсказания Стандартной Модели для зарядовой асимметрии $\frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma}$ и $\frac{\Delta g}{2g}$ представлены в табл. 9 и лежат много ниже возможностей современного эксперимента (см. [23, 105]). Однако среди этих работ особняком стоят работы [107], в которых предсказывается возможное резкое усиление зарядовой асимметрии из-за вклада высших приближений киральной пертурбационной теории (ChPT). Величина этого усиления $F > 10^2$ приводит к увеличению зарядовой асимметрии в наклонах распределений на диаграмме Далитца для $K \rightarrow 3\pi$ -распадов вплоть до $\frac{\Delta g}{2g} \sim (\text{несколько единиц}) \cdot 10^{-4}$. Но в других работах (см. [23, 105]) было показано, что, хотя усиление асимметрии за счет высших приближений ChPT в принципе возможно, оно должно быть не столь существенным ($F < 10$) и не может привести к $\frac{\Delta g}{2g} > 10^{-5}$.

Таблица 9. Возможности поисков CP-несохранения в экспериментах с K^\pm -пучками в ИФВЭ

Распад	BR	ε	Ожидаемое число событий $N = N_+ + N_-$	Ожидаем. точность $\frac{\delta\Gamma_\pm}{2\Gamma}$	$\frac{\delta g}{2g} =$ $K \frac{\delta\Gamma}{2\Gamma}$	Ожидаем. точность $\frac{\delta g_\pm}{2g}$	Теоретические	
							$\delta g/2g$	предсказания в СМ
$K^\pm \rightarrow \pi^\mp \pi^+ \pi^-$	$(5.59 \pm 0.05)10^{-2}$	0.62	$(3.8 + 2.1)10^9$	$\pm 1.4 \cdot 10^{-5}$	$K=7.56$	$\pm 1.0 \cdot 10^{-4}$	$(-2.3 \pm 0.6)10^{-6}$	$(-6.0 \pm 2.0)10^{-8}$
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$	$(1.73 \pm 0.04)10^{-2}$	0.17	$(3.3 + 1.9)10^8$	$\pm 4.5 \cdot 10^{-5}$	$K=3.0$	$\pm 1.3 \cdot 10^{-4}$	$(1.3 \pm 0.4)10^{-6}$	$(2.4 \pm 0.8)10^{-7}$
$K^\pm \rightarrow \pi^\mp \pi^0 \gamma$	$(2.75 \pm 0.15)10^{-4}$	0.21	$(6.4 + 3.5)10^6$	$\pm 4 \cdot 10^{-4}$				$\lesssim 10^{-5}$
$K^+ \rightarrow e\pi^0 \nu\gamma$	$(2.62 \pm 0.20)10^{-4}$	0.12	$9 \cdot 10^6$	коэф.корреляции $\vec{P}_\pi(\vec{P}_e \times \vec{P}_\gamma)$ $< 3 \cdot 10^{-4}$				

Примечания:

1. $P_{K^\pm} = 12$ ГэВ/с; $L_{decay} = 11-12$ м; вероятность распада 0.12 ; пучок K^+ -мезонов $4 \cdot 10^6 K^+$ /цикл; пучок K^- $1.3 \cdot 10^6 K^-$ /цикл.
2. Оптимальное отношение времени измерений с K^- и K^+ -пучками:

$$T(K^-) = T(K^+) \cdot \sqrt{I(K^+)/I(K^-)} = T(K^+) \sqrt{3} \left. \begin{array}{l} 0.37 \cdot T_{tot} \text{ (для } K^+) \\ 0.63 \cdot T_{tot} \text{ (для } K^-) \end{array} \right\}$$

Отношение числа распадов:

$$n(K^+)/n(K^-) = 1.1 \cdot 10^{11} K^+ / 0.6 \cdot 10^{11} K^-.$$

Приводимые точности — статистические. Систематические погрешности могут быть определяющими — они сейчас анализируются.

3. Теоретические предсказания (дополнение).

В СМ предсказания для $|\delta g/2g|$ могут достигать $\sim 10^{-5}$ [23, 105, 106].

В модели [107], в отличие от всех остальных работ этого типа, предсказывается очень большое увеличение зарядовой асимметрии (вплоть до (неск. единиц) $\cdot 10^{-4}$) за счет высших приближений в ChPT.

В модели спонтанного нарушения CP с несколькими дублетами хиггсовских бозонов возможно существенное увеличение $\delta g/2g$ — вплоть до (неск. единиц) $\cdot 10^{-4}$ [108].

После обнаружения большой величины $Re\epsilon'/\epsilon$ особое внимание было обращено на механизмы прямого CP-нарушения, лежащие вне рамок Стандартной Модели. Эффекты зарядовой асимметрии в $K \rightarrow 3\pi$ -распадах рассматривались при спонтанном нарушении CP в модели с несколькими хиггсовскими дублетами [108]. Это рассмотрение показало, что возможная величина зарядовой асимметрии в наклонах g может сильно превышать предсказания Стандартной Модели и достигать уровня \sim (неск. единиц) $\cdot 10^{-4}$.

В связи с создавшейся ситуацией нам представляется, что нужны тщательные измерения зарядовой асимметрии в $K^\pm \rightarrow 3\pi$ -распадах с максимальной возможной экспериментальной точностью ($\sim 10^{-4}$), несмотря на пессимистические предсказания Стандартной Модели. Это связано и с возможностью проявления новых механизмов CP-нарушения, и с трудностями расчетов в ChPT, особенно в высших порядках.

В табл. 10 данные о предполагаемых поисках зарядовой асимметрии в эксперименте на сепарированных K^\pm -пучках ИФВЭ сравниваются с данными других ведущихся или планируемых экспериментов с заряженными мезонами и гиперонами, а также с теоретическими ожиданиями (см. [105–123]). Ниже мы кратко рассмотрим особенности опытов на гиперонных пучках и в каонных экспериментах, чувствительных к проявлению нарушения T-инвариантности (поиски эффектов T-нечетных тройных корреляций).

3.4.2. Поиски нарушения CP-инвариантности в гиперонных распадах

Поиски прямого нарушения CP-инвариантности в гиперонных распадах обсуждались уже много лет (см. [121, 122]). Сейчас этот вопрос приобрел особенный интерес в связи с очень чувствительным экспериментом NucleonCP (E871), проводящимся в настоящее время в Фермилаб [110]. Измерения в этом опыте уже закончены, и ведется обработка полученных данных (см. табл. 10).

Напомним феноменологию нелептонных гиперонных распадов $Y_1 \rightarrow Y_2 + \pi$ для гиперонов со спинами $S_1 = S_2 = 1/2$ (см. [5, 121, 122] и ссылки там). Эти распады характеризуются амплитудами

$$M = i\bar{u}_2(a + b\gamma_5)u_1\phi_{\pi^-}, \quad (122)$$

здесь u_1 и u_2 — спинорные волновые функции гиперонов Y_1 и Y_2 ; ϕ_π — псевдоскалярная волновая функция π -мезона. В нерелятивистском приближении матричный элемент распада имеет вид

$$M \sim S + P \cdot \vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{P}}_{Y_2}. \quad (123)$$

Здесь $\hat{\vec{P}}_{Y_2} = \vec{P}_{Y_2}/|\vec{P}_{Y_2}|$, а \vec{P}_{Y_2} — импульс Y_2 в системе покоя Y_1 ; $\vec{\sigma}$ — спин Y_2 ; амплитуды S и P определяются выражениями:

$$\left. \begin{aligned} S &= a\sqrt{\frac{(M_{Y_1} + M_{Y_2})^2 - m_\pi^2}{16\pi M_{Y_1}^2}}, \\ P &= b\sqrt{\frac{(M_{Y_1} - M_{Y_2})^2 - m_\pi^2}{16\pi M_{Y_1}^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (124)$$

В системе покоя Y_1 гиперона угловое распределение распадных барионов Y_2 может быть представлено как

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d\Omega} &= \frac{\Gamma}{8\pi} \left\{ (1 + \alpha \cdot \langle \vec{\sigma}_{Y_1} \rangle \cdot \hat{\vec{P}}_{Y_2}) + \langle \vec{\sigma}_{Y_2} \rangle \cdot [\hat{\vec{P}}_{Y_2} (\alpha + \langle \vec{\sigma}_{Y_1} \rangle \cdot \hat{\vec{P}}_{Y_2}) + \right. \\ &\quad \left. + \beta \cdot (\langle \vec{\sigma}_{Y_1} \rangle \times \hat{\vec{P}}_{Y_2}) + \gamma \cdot (\hat{\vec{P}}_{Y_2} \times (\langle \vec{\sigma}_{Y_1} \rangle \times \hat{\vec{P}}_{Y_2})) \right\}. \end{aligned} \quad (125)$$

Таблица 10. Перспективы поисков прямого нарушения CP-инвариантности в распадах заряженных каонов и в гиперонных распадах

Эксперим.	Исследуемый процесс, ожидаемая статистика	Точности измерений	Состояние экспер.	Теор. предсказания	
				СМ	Другие модели
К-ИФВЭ [1]	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ $N(\tau) \simeq 6 \cdot 10^9$	$\delta g_\tau \lesssim 1.0 \cdot 10^{-4}$	Подгот.	$10^{-5} \frac{z}{z'}$ [23,105,106]	Вплоть до $(\text{few}) \cdot 10^{-4}$
	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ $N(\tau') \simeq 5 \cdot 10^8$	$\delta g_{\tau'} \lesssim 1.3 \cdot 10^{-4}$			
	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$	$\delta g_{\tau'} \lesssim 10^{-3}$			
КМН [103] (ИФВЭ)			Измер.		
ЦЕРН [109]	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$	$\delta g_\tau \lesssim 10^{-4}$	Проект		
	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$	$\delta g_{\tau'} \lesssim 10^{-4}$			
НуретСР Фермилаб [110]	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$	$\delta g_\tau \lesssim 7 \cdot 10^{-4}$	Обраб. данных		
	$N(\tau^+) = 1.1 \cdot 10^8$ $N(\tau^-) = 0.5 \cdot 10^8$				
ДАФНЕ [66.105]	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ $N(\tau) \sim 5 \cdot 10^8$	$\delta g_{\tau, \tau'} \lesssim 3 \cdot 10^{-4}$	Подгот.		
	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ $N(\tau') \sim 1.5 \cdot 10^8$				
К-ИФВЭ [1]	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma \sim 10^7$	$\delta \Gamma_\gamma \lesssim 4 \cdot 10^{-4}$	Подгот.	$< 10^{-5}$ [24,69]	
АГС [111] КЕК Е246 [113]	$\langle \sigma_\mu \rangle_\perp \sim \vec{S}_\mu \cdot (\vec{P}_\mu \times \vec{P}_\pi)$	$\langle \sigma_\mu \rangle_\perp$	Законч.	$< 10^{-3}$ (FSI) $K_{\mu 3}^0$	Вплоть до $(\text{few}) \cdot 10^{-3}$ [112,117,118]
	$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu; K^0 \rightarrow \pi \mu \mu$	$[-3.1 \pm 5.3] 10^{-3}$ < 0.011 (90% C.L.) $< 1.3 \cdot 10^{-3}$			
КЕК JHF [114,115] АГС 936 [115] АГС 923 [115] ДАФНЕ [116]	$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$	$< 5.5 \cdot 10^{-5}$	Проект		
		$< 3.5 \cdot 10^{-4}$			
		$< 1.4 \cdot 10^{-4}$			
		$< 5 \cdot 10^{-4}$			

Таблица 10. Перспективы поисков прямого нарушения CP-инвариантности в распадах заряженных каонов и в гиперонных распадах (продолжение)

Эксперим.	Исследуемый процесс, ожидаемая статистика	Точности измерений	Состояние exper.	Теор.предсказания	
				СМ	Другие модели
К-ИФВЭ [1]	$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma; \sim 10^7$ $d \sim \vec{p}_e \cdot [\vec{p}_{\pi^0} \times \vec{p}_\gamma]$	$d < 4 \cdot 10^{-4}$	Подгот.	$\lesssim 10^{-4}$ (FSI)	
НурерCP FNAL [110]	$p + N \rightarrow \Xi^-(\tilde{\Xi}^+) + X$ $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-; \tilde{\Xi}^+ \rightarrow \tilde{\Lambda}\pi^+$ $\rightarrow p\pi^- \rightarrow \tilde{p}\pi^+$ Заряд.асимметрия $A_{\Xi\Lambda} \simeq A_{\Xi} + A_{\Lambda}$	$A_{\Xi\Lambda} < 1 \cdot 10^{-4}$	Обраб. данных	$\lesssim 5 \cdot 10^{-5}$ [121,122]	Вплоть до 10^{-3} , $\div 10^{-4}$ [121-123]
LEAP [119] FNAL [120]	$\hat{p}p \rightarrow \hat{\Lambda}\Lambda$ $A_{\Lambda} = (\alpha_{\Lambda} + \alpha_{\bar{\Lambda}})/(\alpha_{\Lambda} - \alpha_{\bar{\Lambda}})$	$A_{\Lambda} = (1.3 \pm \pm 2.2)10^{-3}$ $A_{\Lambda} \lesssim 10^{-5}$	Законч. Проект		

Примечание:

В табл. 10 используются следующие обозначения:

Проект — эксперимент еще не принят; его проект обсуждается.

Подгот. — эксперимент находится в стадии подготовки к измерениям.

Измер. — эксперимент находится в стадии измерений.

Обраб. данных — измерения завершены; идет обработка данных.

Получен — приводится промежуточный или предварительный результат.

Законч. — эксперимент завершен; получен окончательный результат.

Приводятся статистические точности планируемых или ведущихся экспериментов.

Здесь $\langle \vec{\sigma}_{Y_1} \rangle$ и $\langle \vec{\sigma}_{Y_2} \rangle$ — векторы поляризации Y_1 и Y_2 ; \hat{P}_{Y_2} — единичный вектор импульса вторичного бариона Y_2 ; α , γ , β — коэффициенты асимметрии барионного распада

$$\alpha = \frac{2\text{Re}(S^*P)}{[|S|^2 + |P|^2]}; \beta = \frac{2\text{Im}(SP^*)}{[|S|^2 + |P|^2]}; \gamma = \frac{|S|^2 - |P|^2}{|S|^2 + |P|^2}. \quad (126)$$

Полная ширина гиперонного распада в этих обозначениях составляет

$$\Gamma = 2|\hat{P}_{Y_2}|[|S|^2 + |P|^2]. \quad (127)$$

Поляризация вторичного бариона Y_2 в системе покоя Y_1 определяется выражением

$$\langle \vec{\sigma}_{Y_2} \rangle = \frac{\hat{P}_{Y_2}(\alpha + \langle \vec{\sigma}_{Y_1} \rangle \cdot \hat{P}_{Y_2}) + \beta \cdot (\langle \vec{\sigma}_{Y_1} \rangle \times \hat{P}_{Y_2}) + \gamma \cdot (\hat{P}_{Y_2} \times (\langle \vec{\sigma}_{Y_1} \rangle \times \hat{P}_{Y_2}))}{1 + \alpha \cdot \langle \vec{\sigma}_{Y_1} \rangle \cdot \hat{P}_{Y_2}}. \quad (128)$$

Таким образом, коэффициент асимметрии α определяет величину продольной поляризации вторичного бариона, а коэффициенты β и γ — величину его поперечной поляризации.

Рассмотрим важные частные случаи:

- а) первичный гиперон неполяризован ($\langle \vec{\sigma}_{Y_1} \rangle = 0$). Тогда угловое распределение распадного бариона $dN/d\Omega$ будет равномерным, а его поляризация — продольной и равной α :

$$\langle \vec{\sigma}_{Y_2} \rangle = \alpha \cdot \hat{P}_{Y_2}; \quad (129)$$

- б) первичный гиперон поляризован, а поляризация вторичного бариона не измеряется ($\langle \vec{\sigma}_{Y_2} \rangle = 0$). В этом случае угловое распределение Y_2 по отношению к $\langle \vec{\sigma}_{Y_1} \rangle$ имеет вид

$$\frac{dN}{d\Omega} = \text{const}(1 + \alpha \cdot \langle \vec{\sigma}_{Y_1} \rangle \cdot \hat{P}_{Y_2}). \quad (130)$$

При сравнении распадов гиперонов и антигиперонов надо иметь в виду, что матричный элемент распада $Y_1 \rightarrow Y_2 + \pi^-$ имеет вид (122), а матричный элемент для распада $\bar{Y}_1 \rightarrow \bar{Y}_2 + \pi^+$ равен

$$\bar{M} = i\bar{u}_2(-a^* + b^*\gamma_5)u_1 \cdot \varphi_{\pi^+}. \quad (131)$$

Поэтому для коэффициентов асимметрии для гиперонов и антигиперонов имеет место соотношение

$$\alpha_{\bar{Y}} = -\alpha_Y; \beta_{\bar{Y}} = -\beta_Y, \quad (132)$$

и зарядовая асимметрия для гиперонных распадов определяется как

$$A_Y = (\alpha_Y + \alpha_{\bar{Y}})/(\alpha_Y - \alpha_{\bar{Y}}); B_Y = (\beta_Y + \beta_{\bar{Y}})/(\beta_Y - \beta_{\bar{Y}}). \quad (133)$$

Кроме того, имеет место асимметрия в парциальных ширинах

$$\Delta_Y = \frac{\Gamma(Y_1 \rightarrow Y_2 + \pi^-) - \Gamma(\bar{Y}_1 \rightarrow \bar{Y}_2 + \pi^+)}{\Gamma(Y_1 \rightarrow Y_2 + \pi^-) + \Gamma(\bar{Y}_1 \rightarrow \bar{Y}_2 + \pi^+)}. \quad (134)$$

Как было показано в предыдущем параграфе, зарядовая асимметрия распадов $P \rightarrow f$ и $\bar{P} \rightarrow \bar{f}$, обусловленная нарушением СР-инвариантности, может наблюдаться только в

том случае, если в конечном состоянии имеется не менее двух амплитуд с различными “сильными” и “слабыми” фазами:

$$\begin{aligned} P \rightarrow f \} A &= ae^{i\delta_a} + be^{i\delta_b}, \\ \bar{P} \rightarrow \bar{f} \} \bar{A} &= a^*e^{i\delta_a} + b^*e^{i\delta_b}. \end{aligned}$$

Здесь амплитуды слабых распадов $a = |a|e^{i\varphi_a}$; $b = |b|e^{i\varphi_b}$, а δ_1 и δ_2 — фазы рассеяния в конечных состояниях, обусловленные сильными взаимодействиями. При этом СР-нечетная интерференция имеет место только если $\varphi_1 \neq \varphi_2$ и $\delta_1 \neq \delta_2$ (см. (118)).

Для парциальных вероятностей гиперонных распадов $\Gamma(Y_1 \rightarrow Y_2 + \pi^-)$ и $\Gamma(\bar{Y}_1 \rightarrow \bar{Y}_2 + \pi^+)$, определяемых в основном вкладами S-волновых амплитуд, этими двумя состояниями могут быть различные изотопические состояния, как это имеет место, например, для распадов $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ и $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$ ($(p\pi)_{I=1/2}$ и $(p\pi)_{I=3/2}$ и соответствующие зарядово-сопряженные системы). В этом случае зарядовая асимметрия

$$\Delta_\Lambda = \frac{\Gamma(\Lambda \rightarrow P\pi^-) - \Gamma(\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{P}\pi^+)}{\Gamma(\Lambda \rightarrow P\pi^-) + \Gamma(\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{P}\pi^+)} \simeq 2|S_3/S_1| \sin(\delta_3^S - \delta_1^S) \sin(\varphi_3^S - \varphi_1^S) \quad (135)$$

(δ_3^S, δ_1^S и φ_3^S, φ_1^S — “сильные” и “слабые” S-волновые фазы для состояний с $2I = 3$ и 1). В распадах Ξ -гиперонов $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ и $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$ в конечном состоянии есть только амплитуда с изоспином $I=0$. Поэтому

$$\Delta_\Xi = \frac{\Gamma(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-) - \Gamma(\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+)}{\Gamma(\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-) + \Gamma(\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+)} = 0. \quad (136)$$

Для зарядовой асимметрии в угловых распределениях, проявляющейся в асимметрии коэффициентов $A_Y = (\alpha_Y + \alpha_{\bar{Y}})/(\alpha_Y - \alpha_{\bar{Y}})$, две амплитуды в конечном состоянии — это S- и P-волны с орбитальными моментами $l=0$ и $l=1$ (в этом случае можно пренебречь малыми амплитудами с $I = 3/2$ в $\Lambda \rightarrow P\pi$ -распадах, подавленных правилом отбора $|\Delta I| = 1/2$ для нелептонных распадов).

Тогда для зарядовой асимметрии в гиперонных распадах:

$$\text{а) } \Lambda \rightarrow P + \pi^- \text{ и } \bar{\Lambda} \rightarrow \bar{P} + \pi^+$$

$$A_\Lambda = \frac{\alpha_\Lambda + \alpha_{\bar{\Lambda}}}{\alpha_\Lambda - \alpha_{\bar{\Lambda}}} = -tg(\delta_P - \delta_S) \cdot tg(\varphi_P - \varphi_S). \quad (137)$$

Здесь δ_P и δ_S — фазы πP -рассеяния в состояниях с $l=1$ и $l=0(I=0)$; φ_P и φ_S — фазы соответствующих слабых распадных амплитуд.

$$\text{б) } \Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^- \text{ и } \bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda} + \pi^+$$

$$A_\Xi = \frac{\alpha_\Xi + \alpha_{\bar{\Xi}}}{\alpha_\Xi - \alpha_{\bar{\Xi}}} \simeq -tg(\delta_P - \delta_S) \cdot tg(\varphi_P - \varphi_S). \quad (138)$$

Здесь δ_P, δ_S и φ_P, φ_S — “сильные” и “слабые” фазы для $\Lambda\pi$ -системы.

В эксперименте НурерСР (E871, Фермилаб) проводятся измерения с неполяризованными пучками Ξ^- - и $\bar{\Xi}^+$ -гиперонов с импульсом $P_\Xi \simeq 170$ ГэВ, образующихся в рN-соударениях при энергии протонов $E_p = 800$ ГэВ, и исследуются их каскадные распады

$$\begin{aligned} \Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^- \quad \text{и} \quad \bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda} + \pi^+ \\ \quad \quad \quad \downarrow \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad p + \pi^- \quad \quad \quad \bar{p} + \pi^+ . \end{aligned}$$

В системе покоя Ξ -гиперона Λ -гиперон образуется продольно-поляризованным с поляризацией $\langle \vec{\sigma}_\Lambda \rangle = \alpha_\Lambda \cdot \hat{P}_\Lambda$ (\hat{P}_Λ — единичный вектор импульса Λ -гиперона) — см.(129). Тогда угловое распределение протонов от $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ -распада по отношению к импульсу \hat{P}_Λ имеет вид

$$\frac{dN}{d\cos\vartheta} = \frac{N}{2}(1 + \alpha_\Lambda |\langle \vec{\sigma}_\Lambda \rangle| \cos\vartheta) = \frac{N}{2}(1 + \alpha_\Lambda \cdot \alpha_\Xi \cos\vartheta). \quad (139)$$

Здесь $\vartheta = \hat{P}_\Lambda \cdot \hat{P}_P$; $\langle \vec{\sigma}_\Lambda \rangle = \alpha_\Xi \hat{P}_\Lambda$.

Для антигиперонов $\bar{\Xi}^+$ соответствующее угловое распределение антипротонных распадов имеет аналогичный вид

$$\frac{dN}{d\cos\vartheta} = \frac{N}{2}(1 + \alpha_{\bar{\Lambda}} |\langle \vec{\sigma}_{\bar{\Lambda}} \rangle| \cos\vartheta) = \frac{N}{2}(1 + \alpha_{\bar{\Lambda}} \alpha_{\bar{\Xi}} \cos\vartheta). \quad (140)$$

Эти распределения показаны схематически на рис. 15.

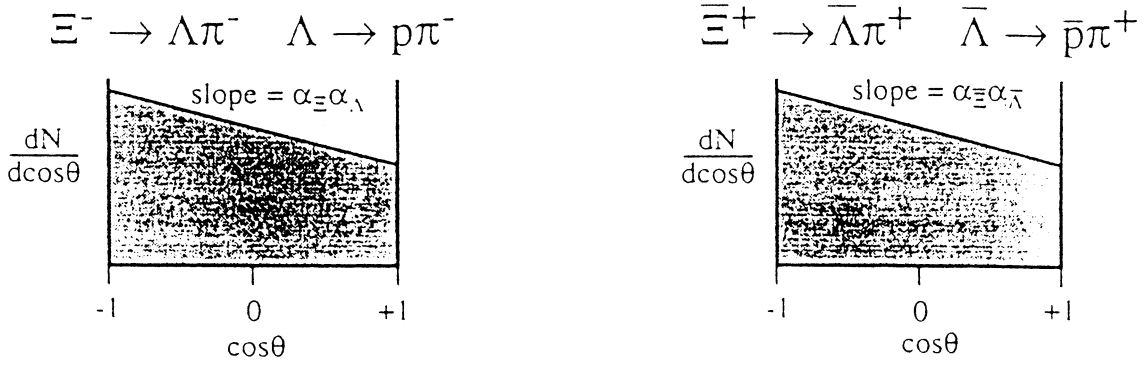


Рис. 15. Схематический вид угловых распределений протонов (антипротонов) в распадах $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ и $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ (образующихся продольно-поляризованными в распадах $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ и $\bar{\Xi}^+ \rightarrow \bar{\Lambda}\pi^+$ — см. текст). Угловые распределения для $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ - и $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ -распадов приводятся в (139) и (140). Если имеет место CP-инвариантность, наклоны этих двух угловых распределений оказываются одинаковыми: $\alpha_\Lambda \alpha_\Xi = \alpha_{\bar{\Lambda}} \alpha_{\bar{\Xi}}$.

Тогда зарядовая асимметрия распределений характеризуется величиной

$$A_{\Lambda\Xi} = \frac{\alpha_\Lambda \alpha_\Xi - \alpha_{\bar{\Lambda}} \alpha_{\bar{\Xi}}}{\alpha_\Xi \alpha_\Lambda + \alpha_{\bar{\Xi}} \alpha_{\bar{\Lambda}}} \simeq A_\Xi + A_\Lambda. \quad (141)$$

Напомним, что $A_\Xi = (\alpha_\Xi + \alpha_{\bar{\Xi}})/(\alpha_\Xi - \alpha_{\bar{\Xi}})$ и $A_\Lambda = (\alpha_\Lambda + \alpha_{\bar{\Lambda}})/(\alpha_\Lambda - \alpha_{\bar{\Lambda}})$.

В настоящее время в эксперименте НурегСР набрана статистика $\sim 6 \cdot 10^9$ каскадных распадов Ξ^- и $1.5 \cdot 10^9$ каскадных распадов $\bar{\Xi}^+$ и ведется обработка этих событий. Ожидаемая статистическая точность для $A_{\Xi\Lambda}$ оценивается как 10^{-4} . Вопрос о систематических погрешностях является основным для таких прецизионных измерений. Он сейчас изучается.

В экспериментах на антипротонном источнике LEAR при исследовании реакции $\bar{p}+p \rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda}$ определена верхняя граница для зарядовой асимметрии $A_\Lambda = (1.3 \pm 2.2) \cdot 10^{-3}$ [104]. Обсуждались возможности проведения подобного эксперимента с очень высокой чувствительностью $A_\Lambda \sim 10^{-5}$, для чего нужна реконструкция антипротонного источника в Фермилаб [120].

Теоретические предсказания для эффектов нарушения CP-инвариантности в гиперонных распадах (см.[121–123]) представлены в табл. 10 и 11. Поэтому в ближайшее время можно ожидать наблюдаемые в экспериментах эффекты несохранения CP-инвариантности только в том случае, если имеют место механизмы нарушения CP, отличные от Стандартной Модели.

Таблица 11. Теоретические предсказания для зарядовой асимметрии в гиперонных распадах

Модель	СМ	Модель с двумя хиггсовскими дублетами	Суперсимметрич. модели	Модели с восстановлением право-левой симметрии (W_L и W_R)
Δ_Λ	10^{-6}	10^{-5}		0
A_Λ	$-4 \cdot 10^{-5}$	$-2 \cdot 10^{-5}$	$< 10^{-3}$	$-10^{-5} \div 6 \cdot 10^{-4}$
Δ_Ξ	0	0		0
A_Ξ	$-4 \cdot 10^{-6}$	$-3 \cdot 10^{-4}$		$2 \cdot 10^{-5} \div 10^{-4}$
$A_\Lambda + A_\Xi$	$-4 \cdot 10^{-5}$	$\simeq -3 \cdot 10^{-4}$	$< 10^{-3}$	$10^{-5} \div 6 \cdot 10^{-4}$

Примечание: Здесь

$$\Delta = \frac{\Gamma(Y) - \Gamma(\bar{Y})}{\Gamma(Y) + \Gamma(\bar{Y})}; \quad A = \frac{\alpha(Y) + \alpha(\bar{Y})}{\alpha(Y) - \alpha(\bar{Y})}.$$

Для коэффициента асимметрии гиперонного распада $\alpha(Y) = -\alpha(\bar{Y})$.

3.4.3. Поиски T-нечетных корреляций в K-распадах

Поиски T-нечетной поперечной поляризации мюонов в распадах $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$ и $K^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)$ проводились в экспериментах на ускорителях PS KEK и AGS BNL [113],[111]. Сейчас предложено несколько новых опытов этого типа с повышенной чувствительностью [114–116].

T-нечетный характер поперечной поляризации мюонов в $K_{\mu 3}$ -распадах становится очевидным, если учесть, что эта поляризация, нормальная к плоскости распада, определяется трехчастичной корреляцией

$$\langle \sigma_\mu \rangle_\perp = \vec{\sigma}_\mu \cdot (\vec{p}_\pi \times \vec{p}_\mu) / |\vec{\sigma}_\mu| \cdot |\vec{p}_\pi \times \vec{p}_\mu|, \quad (142)$$

меняющей знак при обращении времени (здесь $\vec{\sigma}_\mu, \vec{p}_\mu$ — спин и импульс мюона, а \vec{p}_π — импульс пиона в $K_{\mu 3}$ -распаде). Следует отметить, что некоторая небольшая поперечная поляризация мюонов может быть связана не только с нарушением инвариантности относительно обращения времени, но и с взаимодействием в конечном состоянии (FSI). Однако в распадах заряженных каонов эта поправка крайне мала ($\langle \sigma_\mu(K^+) \rangle_\perp^{FSI} \sim 10^{-6}$), и в этом состоит значительное преимущество распадов $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$ для проведения новых чувствительных поисков эффектов нарушения T-инвариантности по сравнению с распадами $K^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)$, где эта поправка составляет $\langle \sigma_\mu(K^0) \rangle_\perp^{FSI} \sim 10^{-3}$. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только поперечную поляризацию мюонов в распадах заряженных каонов. Напомним, что если имеет место CPT-инвариантность, то нарушение T-инвариантности эквивалентно нарушению CP-инвариантности.

В Стандартной Модели величина $\langle \sigma_\mu \rangle_\perp$ в $K_{\mu 3}$ -распадах должна быть очень мала и обусловлена только эффектами FSI. Однако величина поперечной поляризации мюонов оказывается очень чувствительной к примеси дополнительного скалярного взаимодействия

в распадной амплитуде. Это взаимодействие может быть обусловлено, например, обменом заряженными хиггсовскими бозонами. Если распадная амплитуда имеет вид [118]

$$A(K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu) = G_F \lambda \cdot f_+(q^2) [P_\alpha \bar{u}_\mu \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) \nu_\mu + f_s(q^2) m_\mu \bar{u}_\mu (1 + \gamma_5) \nu_\mu], \quad (143)$$

то величина поперечной поляризации мюонов определяется выражением

$$\langle \sigma_\mu \rangle_\perp \simeq 0.2 \operatorname{Im} f_s. \quad (144)$$

Здесь $f_s(q^2)$ — скалярный формфактор, а множитель 0.2 представляет собой кинематический фактор при усреднении данных для $K_{\mu 3}^+$ -распада по диаграмме Далитца для этого процесса. Теоретические предсказания для $\langle \sigma_\mu \rangle_\perp$ в моделях с несколькими хиггсовскими дублетами могут доходить до величины $\sim 10^{-3}$ (и даже несколько большей). Существующие экспериментальные ограничения для $\langle \sigma_\mu \rangle_\perp$ (см. табл. 10) пока еще не доходят до этого уровня чувствительности. Однако в проектах некоторых новых опытов необходимая чувствительность, по-видимому, может быть реализована (табл. 10).

Другим каонным процессом, в котором возможны поиски Т-нечетных тройных корреляций, является распад типа $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu \gamma$ [124]. В нем можно наблюдать тройные корреляции между импульсами распадных частиц

$$\alpha = \vec{p}_\pi (\vec{p}_l \times \vec{p}_\gamma) / |\vec{p}_\pi| \cdot |\vec{p}_l \times \vec{p}_\gamma|. \quad (145)$$

Эти поиски до сих пор были проведены лишь в одном опыте [125], где было зарегистрировано 192 события такого распада и было получено ограничение: $\alpha = 0.03 \pm 0.08$.

В эксперименте на каонном пучке ИФВЭ для α могут быть получены ограничения на уровне $\alpha \sim 10^{-3}$ (табл. 9). Примерно на этом уровне или даже на порядок ниже должны находиться и поправки, обусловленные FSI-эффектами. К сожалению, теоретические предсказания для возможной величины Т-нечетных корреляций в распадах $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu \gamma$, обусловленных эффектами Новой Физики, пока отсутствуют (в Стандартной Модели $\alpha \sim (FSI) \sim 10^{-3} - 10^{-4}$).

4. Процессы, обусловленные нейтральными токами с несохранением ароматов (FCNC)

4.1. Общие соображения

Как уже обсуждалось выше, унитарность матрицы кваркового смешивания V_{CKM} приводит к тому, что процессы, обусловленные нейтральными токами с изменением ароматов (FCNC), не могут происходить в первом приближении по слабому взаимодействию, т.к. матричные элементы соответствующих недиагональных токов обращаются в нуль.

Процессы типа FCNC могут, однако, идти во втором порядке по слабому взаимодействию за счет петлевых диаграмм с участием виртуальных тяжелых кварков и промежуточных бозонов. Компенсация процессов, обусловленных разными кварками в виртуальных петлях, нарушается различием масс кварков, и распады типа FCNC могут происходить, но с очень малыми вероятностями. Среди этих процессов мы рассмотрим прежде всего распады $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (см. диаграммы на рис. 16), которые представляют особый интерес и называются иногда “золотыми распадами”, т.к. в рамках Стандартной Модели они могут быть предсказаны с очень большой точностью. Отметим характерные особенности этих распадов.

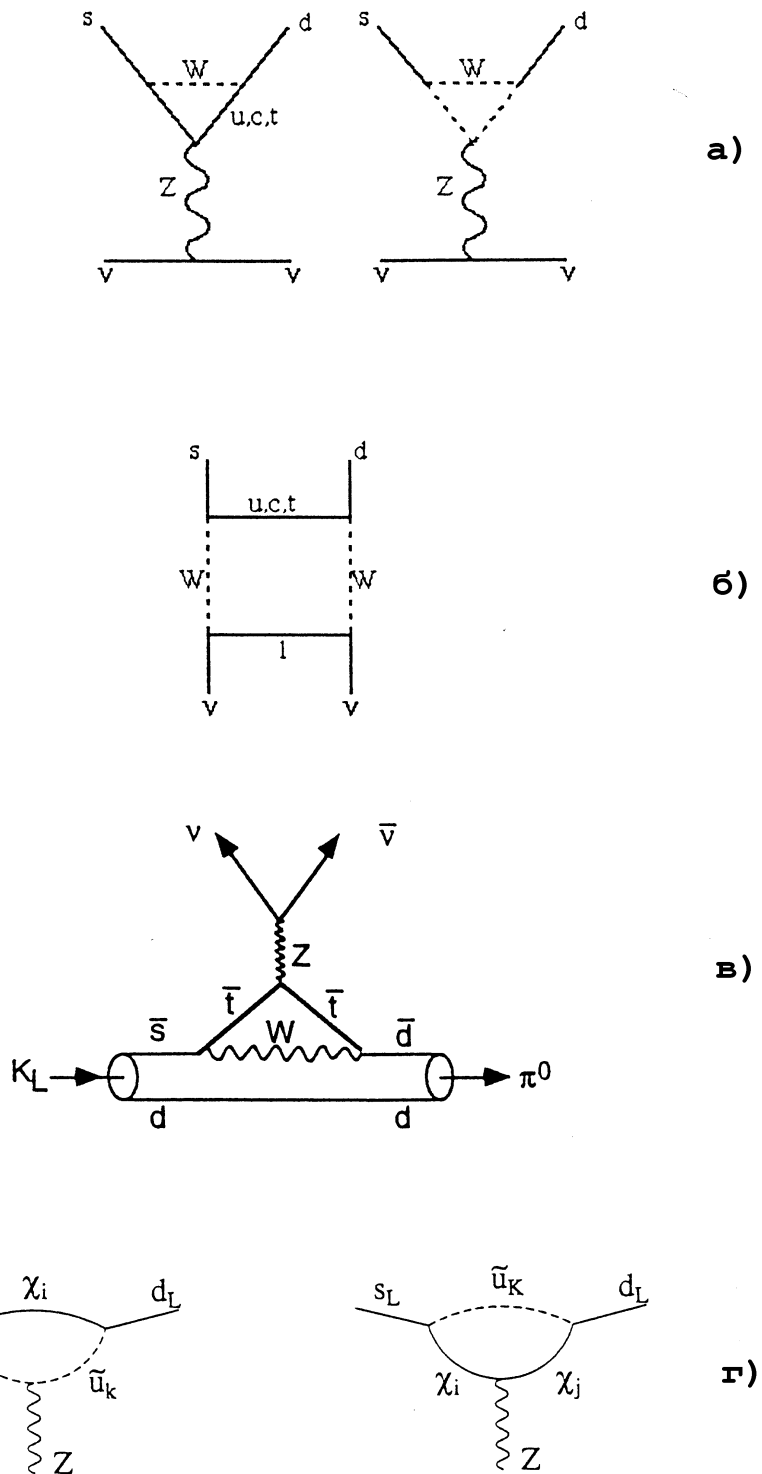


Рис. 16. Диаграммы для FCNC-процессов $s \rightarrow d\nu\bar{\nu}$, проявляющихся в распадах $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$: а) пингвинные диаграммы; б) “ящичковая” диаграмма; в) проявление процесса $s \rightarrow d\nu\bar{\nu}$ в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$; г) диаграммы для возможного вклада суперсимметричных частиц в вершину Zds .

- А. Основной вклад в эти процессы вносит область очень малых расстояний $r \sim 1/m_t; 1/m_Z$. Поэтому возможен достаточно точный учет сильных взаимодействий в рамках пертурбативной КХД с учетом главного логарифмического и следующего приближений.
- Б. Неопределенностей, связанных с расчетами адронных матричных элементов $\langle \pi | H_{weak} | K \rangle_{(\pi\nu\nu)}$, можно избежать, воспользовавшись данными для $K \rightarrow e\nu$ -распадов, куда входят очень близкие матричные элементы $\langle \pi | H_{weak} | K \rangle_{(\pi e\nu)}$. Эти матричные элементы легко связать между собой с помощью зарядовой симметрии. Поэтому отношения вероятностей

$$\frac{BR[K^+(K^0) \rightarrow \pi^+(\pi^0)\nu\bar{\nu}]}{BR(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu)}$$

уже очень слабо зависят от неопределенностей, связанных с учетом адронных процессов.

- В. Так как эффективная вершина Zsd на диаграммах рис. 16 обусловлена областью малых расстояний $R \sim 1/m_t; 1/m_Z$, эти процессы оказываются достаточно чувствительными к вкладу новых тяжелых объектов (например, суперсимметричных частиц — см. рис. 16г). Таким образом, сравнение результатов эксперимента с надежными теоретическими оценками в рамках Стандартной Модели позволяет непосредственно искать проявление Новой Физики в этих редких K -мезонных распадах.
- Г. Хотя с точки зрения возможной теоретической интерпретации процессы типа $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ являются очень чистыми и надежными, их экспериментальное изучение оказывается чрезвычайно сложным, т.к. относительные вероятности соответствующих распадов лежат в области $10^{-10} - 10^{-11}$. Мы подробно обсудим существующую экспериментальную ситуацию в дальнейших разделах этой статьи.

4.2. Матрица V_{CKM} и унитарный треугольник

Вернемся теперь снова к матрице кваркового смешивания V_{CKM} и рассмотрим различные параметризации этой матрицы, которая, как мы уже отмечали, полностью определяется 4 параметрами — тремя углами смешивания между тремя кварковыми поколениями ($\vartheta_{12}, \vartheta_{13}$ и ϑ_{23}) и одной фазой δ , определяющей комплексный характер матрицы V_{CKM} . Содержание этого параграфа в существенной степени основано на материалах [7,18,19,33].

4.2.1. Представление Вольфенштейна для V_{CKM}

Напомним, что Стандартная параметризация матрицы V_{CKM} имеет вид (31):

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

Здесь $c_{ij} = \cos\vartheta_{ij}$; $s_{ij} = \sin\vartheta_{ij}$ ($i, j = 1; 2; 3$ — индексы кварковых поколений). При этом имеет место следующая иерархия углов смешивания:

$$s_{12} = \lambda = 0.2200 \pm 0.0025; \quad s_{23} = O(10^{-2}); \quad s_{13} = O(10^{-3}). \quad (146)$$

Тогда с высокой точностью $c_{13} = c_{23} = 1$, и можно следующим образом выбрать 4 независимых параметра, определяющих унитарную матрицу кваркового смешивания V_{CKM} :

$$|s_{12}| = \lambda = |V_{us}|; \quad s_{13} = |V_{ub}|; \quad s_{23} = |V_{cb}|; \quad 0 \leq \delta \leq 2\pi. \quad (147)$$

Другая очень удобная параметризация матрицы V_{CKM} была предложена Вольфенштейном [126]. В этой параметризации каждый элемент V_{CKM} (31) представлен в виде разложения по малому параметру $\lambda = 0.2200 \pm 0.0025 \simeq 0.22$.

Тогда с точностью до членов порядка λ^4 матрица V_{CKM} имеет вид:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4). \quad (148)$$

В этом представлении матрица V_{CKM} определяется 4 параметрами: λ ; A ; ρ ; η .

Для увеличения точности разложения по λ потребуем (по определению) справедливости соотношений

$$s_{12} = \lambda; \quad s_{23} = A\lambda^2; \quad s_{13}e^{-i\delta} = A\lambda^3(\rho - i\eta) \quad (149)$$

в любом порядке по λ . Введем также в матрицу V_{CKM} (148) модифицированные параметры

$$\bar{\rho} = \rho \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right); \quad \bar{\eta} = \eta \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right). \quad (150)$$

Для нахождения остальных элементов матрицы V_{CKM} в представлении Вольфенштейна с точностью до $O(\lambda^6)$ воспользуемся точной формулой (31) для стандартной параметризации матрицы V_{CKM} и разложением в ряд.

$$c_{12} = (1 - s_{12}^2)^{1/2} = 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8} + O(\lambda^6); \quad (151)$$

$$c_{23} = \left(1 - \frac{A^2\lambda^4}{2}\right) + O(\lambda^6); \quad c_{13} = 1 + O(\lambda^6). \quad (152)$$

Используя (31), (150)–(152), можно получить более точные выражения для элементов матрицы кваркового смешивания V_{CKM} в представлении Вольфенштейна (имеющие точность не хуже $O(\lambda^6)$):

$$V_{ud} = c_{12} \cdot c_{13} = \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8}\right) + O(\lambda^6), \quad (153)$$

$$V_{us} = s_{12}c_{13} = \lambda(1 + O(\lambda^6)) = \lambda + O(\lambda^7), \quad (154)$$

$$V_{ub} = A\lambda^3(\rho - i\eta), \quad (155)$$

$$\begin{aligned} V_{cd} &= -\lambda \left(1 - \frac{A^2\lambda^4}{2}\right) - \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) A^2\lambda^5(\rho - i\eta) + O(\lambda^7) = \\ &= -\lambda + \frac{A^2\lambda^5}{2}[1 - 2(\rho + i\eta)] + O(\lambda^7) = -\lambda \left\{1 - A^2\lambda^4 \left[\frac{1}{2} - \rho\right] + \right. \\ &+ \left. i\eta A^2\lambda^4\right\} + O(\lambda^7), \end{aligned} \quad (156)$$

$$\begin{aligned}
V_{cs} &= \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8}\right) \left(1 - \frac{A^2\lambda^4}{2}\right) - \lambda^6 A^2(\rho + i\eta) = \\
&= 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8}(1 + 4A^2) + O(\lambda^6),
\end{aligned} \tag{157}$$

$$V_{cb} = A\lambda^2(1 + O(\lambda^6)) = A\lambda^2 + O(\lambda^8), \tag{158}$$

$$\begin{aligned}
V_{td} &= A\lambda^3 - \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8}\right) \left(1 - \frac{A^2\lambda^4}{2}\right) \cdot A\lambda^3(\rho + i\eta) = \\
&= A\lambda^3 \left[1 - \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)(\rho + i\eta)\right] + O(\lambda^7) = \\
&= A\lambda^3 [1 - (\bar{\rho} + i\bar{\eta})] + O(\lambda^7),
\end{aligned} \tag{159}$$

$$\begin{aligned}
V_{ts} &= -\left(1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8}\right) A\lambda^2 - \lambda \left(1 - \frac{A^2\lambda^4}{2}\right) A\lambda^3(\rho + i\eta) = \\
&= -A\lambda^2 \left[1 - \frac{\lambda^2}{2} + \lambda^2(\rho + i\eta)\right] + O(\lambda^6),
\end{aligned} \tag{160}$$

$$V_{tb} = \left(1 - \frac{A^2\lambda^4}{2}\right) (1 + O(\lambda^6)) = 1 - \frac{A^2\lambda^4}{2} + O(\lambda^6). \tag{161}$$

При расчетах матричных элементов многих процессов используются выражения

$$\lambda_i = V_{id}V_{is}^* \quad (i = c; t). \tag{162}$$

Тогда

$$\begin{aligned}
\lambda_c &= V_{cd}V_{cs}^* = \left\{-\lambda + \frac{A^2\lambda^5}{2}(1 - 2\rho) - i\eta A^2\lambda^5\right\} \left\{1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{\lambda^4}{8}(1 + 4A^2)\right\} + \\
&+ O(\lambda^7) = \\
&= \left\{-\lambda + \frac{\lambda^3}{2} + \frac{\lambda^5}{8}(1 + 4A^2) + \lambda^5 \left(\frac{A^2}{2} - A^2\rho\right)\right\} - i\eta A^2\lambda^5 = \\
&= \text{Re } \lambda_c + i\text{Im } \lambda_c, \\
\text{Re } \lambda_c &= -\lambda \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) + \lambda^5 \left[A^2(1 - \rho) + \frac{1}{8}\right] + O(\lambda^7) \simeq -\lambda \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right), \\
\text{Im } \lambda_c &= -\eta A^2\lambda^5 + O(\lambda^7) \simeq -\eta A^2\lambda^5.
\end{aligned}$$

Аналогично:

$$\begin{aligned}
\lambda_t &= V_{td}V_{ts}^* = \left\{A\lambda^3(1 - \bar{\rho}) - iA\lambda^3 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)\eta\right\} \left\{-A\lambda^2 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) - \right. \\
&- A\lambda^4\rho + i\eta\lambda^4 A\left. \right\} = \\
&= \left\{-A\lambda^3(1 - \bar{\rho}) \cdot A\lambda^2 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) - A^2\lambda^7\rho(1 - \bar{\rho}) + \eta^2 A^2\lambda^7 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)\right\} + \\
&+ i \left\{A\lambda^3(1 - \bar{\rho})\eta\lambda^4 A - A\lambda^3 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)\eta \left[-A\lambda^2 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) - A\lambda^4\rho\right]\right\} = \\
&= \text{Re } \lambda_t + i\text{Im } \lambda_t,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Re \lambda_t &= -A^2 \lambda^5 (1 - \bar{\rho}) \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) + O(\lambda^7), \\
Im \lambda_t &= A^2 \lambda^5 \eta \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right)^2 + A^2 \lambda^7 \eta (1 - \bar{\rho} + \bar{\rho}) = A^2 \lambda^5 \eta \left(1 - \lambda^2 + \frac{\lambda^4}{4} + \lambda^2\right) = \\
&= A^2 \lambda^5 \eta \left(1 + \frac{\lambda^4}{4}\right) = A^2 \lambda^5 \eta + O(\lambda^9).
\end{aligned}$$

Итак, для коэффициентов $\lambda_i = V_{id} V_{is}^*$ ($i = c; t$) окончательно получим

$$Re \lambda_c = -\lambda \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) + \lambda^5 \left[A^2(1 - \rho) + \frac{1}{8}\right] \simeq -\lambda \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right), \quad (163)$$

$$Im \lambda_c = -\eta A^2 \lambda^5, \quad (164)$$

$$Re \lambda_t = -A^2 \lambda^5 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) (1 - \bar{\rho}), \quad (165)$$

$$Im \lambda_t = \eta A^2 \lambda^5. \quad (166)$$

Можно показать, что для выражений (163), (164) и (166) отступления от точной формулы составляют менее 0.2%, а для (165) — менее 2% [19].

Пользуясь представлением Вольфенштейна для матрицы кваркового смешивания V_{CKM} , удобно рассмотреть геометрическую интерпретацию условий унитарности этой матрицы на комплексной плоскости $(\bar{\rho}, i\bar{\eta})$. При этом анализе можно выбрать условие унитарности (25) в виде суммы трех векторов на комплексной плоскости (см. рис. 17)

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

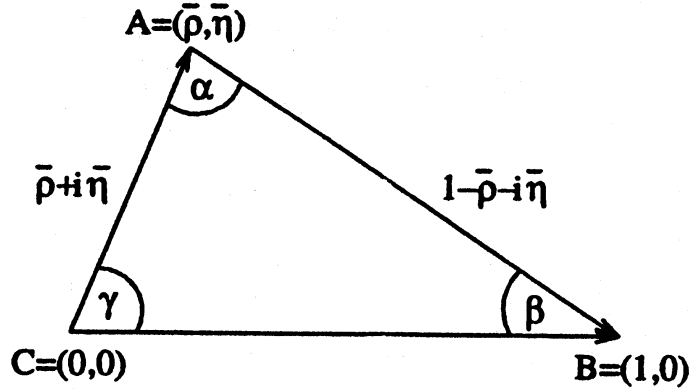


Рис. 17. Схема унитарного треугольника ABC, основанного на соотношении унитарности $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$. В плоскости $\bar{\rho}, i\bar{\eta}$ это соотношение изображается в векторном виде $\vec{r} + \vec{c} = \vec{b}$, где:

$$\begin{aligned}
|\vec{CA}| = |\vec{r}| &= |V_{ud}V_{ub}^*|/|V_{cd}V_{cb}^*| = |V_{ud}V_{ub}^*|/A\lambda^3 = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2}; \\
|\vec{AB}| = |\vec{c}| &= |V_{td}V_{tb}^*|/|V_{cd}V_{cb}^*| = |V_{td}V_{tb}^*|/A\lambda^3 = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2}; \\
|\vec{CB}| &= |\vec{b}| = 1.
\end{aligned}$$

Из выражений для элементов матрицы смешивания (156) и (158) можно показать, что величина $V_{cd}V_{cb}^* = -A\lambda^3 + O(\lambda^7)$ с очень хорошей точностью является действительным числом и вектор \vec{B} направлен по оси $\bar{\rho}$. Два других вектора имеют вид $V_{ud}V_{ub}^* = A\lambda^3(\bar{\rho} + i\bar{\eta})$ и $V_{td}V_{tb}^* = A\lambda^3[1 - (\bar{\rho} + i\bar{\eta})]$. После соответствующей нормировки (т.е. делению на $A\lambda^3$) векторное равенство может быть представлено как

$$\vec{r} + \vec{c} = \vec{b} \quad (167)$$

(см. рис. 17), т.е. в виде “унитарного треугольника” со сторонами

$$\left. \begin{aligned} |\vec{r}| &= \frac{|V_{ud}V_{ub}^*|}{A\lambda^3} = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2}; |\vec{c}| = \frac{|V_{td}V_{tb}^*|}{A\lambda^3} = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2}; \\ |\vec{b}| &= \frac{|V_{cd}V_{cb}^*|}{A\lambda^3} = 1 \end{aligned} \right\} \quad (168)$$

и углами α, β, γ , причем

$$\left. \begin{aligned} \sin(2\alpha) &= \frac{2\bar{\eta}(\bar{\eta}^2 + \bar{\rho}^2 - \bar{\rho})}{(\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2)((1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2)}, \\ \sin(2\beta) &= \frac{2\bar{\eta}(1 - \bar{\rho})}{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2}, \\ \sin(2\gamma) &= \frac{2\bar{\rho}\bar{\eta}}{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{2\rho\eta}{\rho^2 + \eta^2}. \end{aligned} \right\} \quad (169)$$

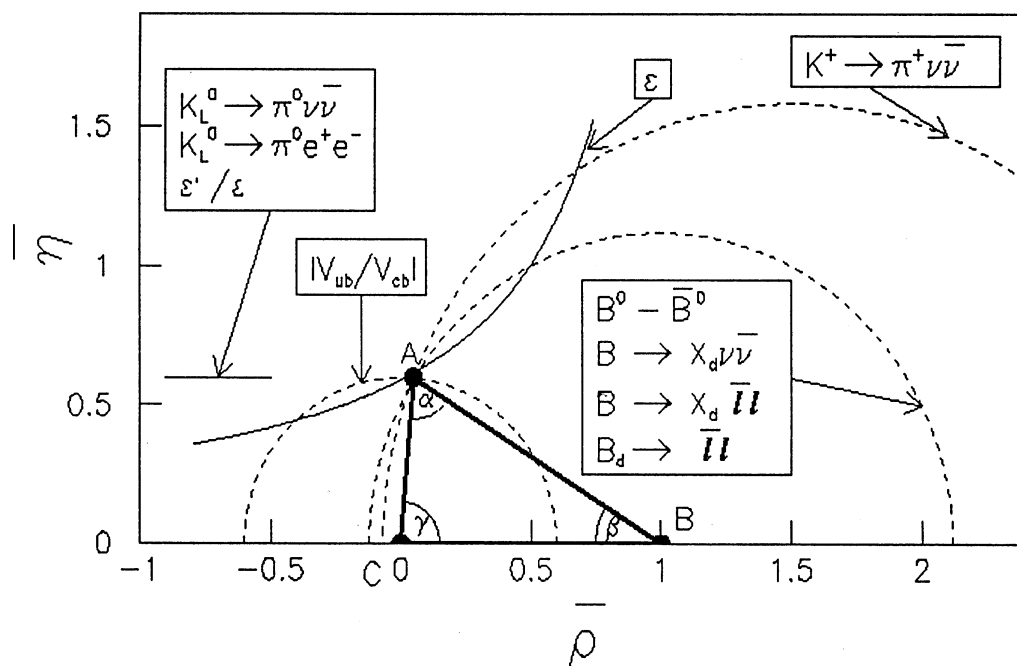


Рис. 18. Идеализированная диаграмма для зависимости ряда процессов от параметров матрицы кваркового смешивания V_{CKM} $\bar{\rho}$ и $\bar{\eta}$ (ϵ ; $|V_{ub}/V_{cb}|$; $\Delta m_{B_d}/\Delta m_{B_s}$; $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$; $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$). Все соответствующие кривые должны пересекаться в вершине А унитарного треугольника.

Так как нарушение CP -инвариантности связано с комплексным характером матрицы V_{CKM} (т.е. с $\bar{\eta} \neq 0$), то параметры унитарного треугольника играют очень важную роль при анализе процессов, в которых имеет место несохранение CP -симметрии. Площадь треугольника и его углы отличны от нуля только из-за нарушения CP -инвариантности и определяются величиной этого нарушения. Заметим, что другим соотношениям унитарности (18)–(20), (24), (26) можно сопоставить другие треугольники, которые имеют иную форму и расположение на плоскости $(\bar{\rho}, i\bar{\eta})$. Однако все они характеризуются одинаковыми площадями.

Как уже отмечалось ранее (см. параграф 2.1), данные для элементов V_{CKM} , связанных с t -кварками, пока не определены из прямых измерений, и поэтому у нас нет достаточного количества прямых экспериментальных данных для определения параметров унитарного треугольника. Однако данные о редких распадах K -мезонов и B -мезонов позволяют получить существенную информацию об этих параметрах. Важную роль здесь играют редкие процессы FCNC, идущие в высшем приближении по слабому взаимодействию. Совокупность таких экспериментальных данных может быть использована для определения положения вершины A унитарного треугольника, полностью определяющей его элементы.

В идеализированном виде это иллюстрируется с помощью рис. 18, а реальная ситуация, определяемая достигнутыми точностями, отражена на рис. 19. Для понимания этих рисунков и перспектив дальнейших исследований мы рассмотрим конкретные процессы.

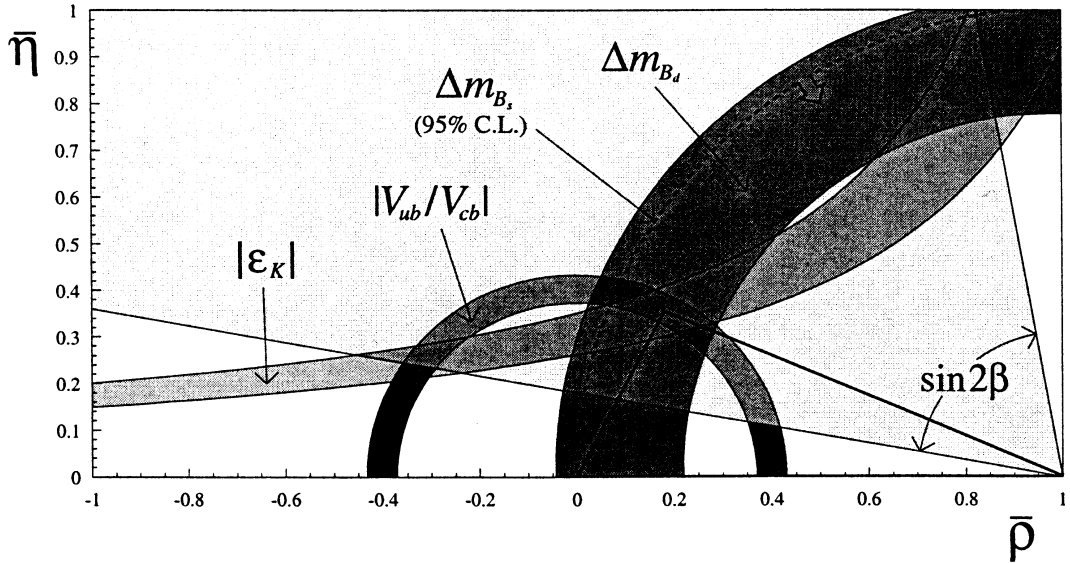


Рис. 19. Ограничения на параметры унитарного треугольника, возникающие из данных по ϵ , Δm_{B_d} , Δm_{B_s} , $|V_{ub}/V_{cb}|$, $\sin 2\beta$ (из $K^0(\bar{K}^0) \rightarrow J/\psi K_s^0$).

4.2.2. CP -несохранение при смешивании $K_1^0 \rightleftharpoons K_2^0$

CP -несохранение в распадах K^0 -мезонов, определяемое смешиванием собственных состояний с $CP = 1$ и $CP = -1$ $K_1^0 \rightleftharpoons K_2^0$, характеризуется параметром ϵ , имеющим вид

$$\begin{aligned}
\varepsilon &= e^{i\pi/4} \frac{G_F^2 m_W^2 m_K}{12\sqrt{2}\pi^2 \Delta m_K} \cdot f_K^2 \cdot B_K (Im M_{12} + 2\xi Re M_{12}) \simeq \\
&\simeq e^{i\pi/4} \frac{G_F^2 m_W^2 m_K}{12\sqrt{2}\pi^2 \Delta m_K} \cdot f_K^2 B_K Im M_{12}.
\end{aligned} \tag{170}$$

Здесь $\Delta m_K = m(K_L^0) - m(K_S^0)$ — разность масс долгоживущих и короткоживущих нейтральных каонов; $\xi = Im A[K^0 \rightarrow (2\pi)_{I=0}] / Re A[K^0 \rightarrow (2\pi)_{I=0}]$; $f_K = (159, 8 \pm 1, 5)$ МэВ — константа К-распада, определяемая из вероятности $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ -распада; B_K — распадный параметр, который определялся из теоретических расчетов в КХД на решетках; он составляет $B_K = 0.94 \pm 0.08$.

Параметр CP-несохранения ε определяется мнимой частью амплитуды каонного смешивания M_{12} (см. диаграмму на рис. 4). Разность масс Δm_K обусловлена действительной частью этой амплитуды. Мнимая часть амплитуды определяется выражением

$$\begin{aligned}
Im M_{12} &= \eta_{cc} S(x_c) Im[V_{cs} V_{cd}^*]^2 + \eta_{tt} S(x_t) Im[V_{ts} V_{td}^*]^2 + \\
&+ 2\eta_{ct} S(x_c; x_t) Im[V_{cs} V_{cd}^* V_{ts} V_{td}^*].
\end{aligned} \tag{171}$$

Здесь $S(x_i)$ — известные функции параметра $x_i = m(q_i)^2 / m_W^2$, определяемого массами кварков $m(q_i)$ (так называемые функции Инами–Лима); они входят в расчеты виртуальных петель и в том числе в расчеты “ящиковой” диаграммы рис. 4. Для этой диаграммы:

$$S(x_c) = (2.42 \pm 0.39) \cdot 10^{-4}; S(x_c; x_t) = (2.15 \pm 0.31) \cdot 10^{-3}; S(x_t) = 2.38 \pm 0.11.$$

Коэффициенты $\eta_{cc} = 1.38 \pm 0.53$; $\eta_{ct} = 0.47 \pm 0.04$; $\eta_{tt} = 0.574 \pm 0.004$ — это поправки к функциям $S(x_i)$, учитывающие главное логарифмическое и следующее приближение в пертурбативной КХД. Точность расчета этих поправок растет с увеличением массы кварков.

Выражая элементы матрицы V_{CKM} через параметры $\lambda, A, \bar{\rho}, \bar{\eta}$, можно получить в низшем приближении по λ условие

$$\begin{aligned}
|\varepsilon| &= (2.28 \pm 0.05) \cdot 10^{-3} = \frac{G_F^2 \cdot m_W^2 \cdot m_K f_K^2}{6\sqrt{2} \cdot \pi^2 \cdot \Delta m_K} B_K A^2 \lambda^6 \bar{\eta} [-\eta_{cc} S(x_c) + \\
&+ \eta_{ct} S(x_c; x_t) + A^2 \lambda^4 (1 - \bar{\rho}) \cdot \eta_{tt} S(x_t)].
\end{aligned} \tag{172}$$

Это уравнение гиперболы в плоскости $\bar{\rho}, \bar{\eta}$, которое с учетом точности соответствующих измерений и расчетов обуславливает допустимую область положения вершины унитарного треугольника A на плоскости $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ (см. рис. 18 и 19).

4.2.3. Смешивание нейтральных B^0 -мезонов

Аналогично смешиванию для нейтральных каонов $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ может происходить и смешивание нейтральных В-мезонов $B_d^0 \rightleftharpoons \bar{B}_d^0$ и $B_s^0 \rightleftharpoons \bar{B}_s^0$ (см. диаграммы рис. 20, аналогичные диаграмме рис. 4). Отсюда могут быть сделаны оценки соответствующих разностей масс для двух временных компонент каждого из этих нейтральных мезонов (аналогичных K_L^0 и K_S^0):

$$\left. \begin{aligned}
\Delta m_{B_d} &\simeq \frac{G_F^2}{6\pi^2} m_W^2 m_{B_d} f_{B_d}^2 B_{B_d} \eta_B S(x_t) |V_{td} V_{tb}^*|^2, \\
\Delta m_{B_s} &\simeq \frac{G_F^2}{6\pi^2} m_W^2 m_{B_s} f_{B_s}^2 B_{B_s} \eta_B S(x_t) |V_{ts} V_{tb}^*|^2.
\end{aligned} \right\} \tag{173}$$

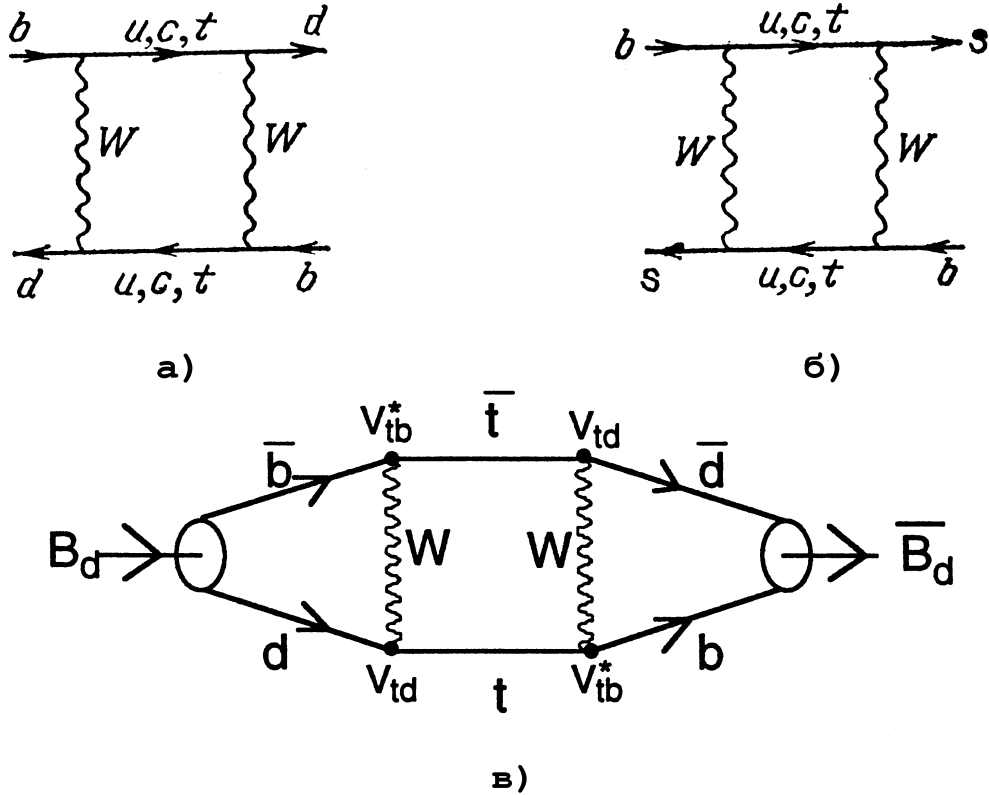


Рис. 20. Диаграммы смешивания для процессов $B_d^0 \rightleftharpoons \bar{B}_d^0$ (а) и $B_s^0 \rightleftharpoons \bar{B}_s^0$ (б). Структура диаграммы для амплитуды $B_d^0 \rightleftharpoons \bar{B}_d^0$ смешивания (в). Переходу $d \rightarrow t$ соответствует матричный элемент V_{td} ; переходу $t \rightarrow b$ соответствует $V_{bt} = V_{tb}^*$ (для антикварков — наоборот), т.е. при обращении времени имеет место комплексное сопряжение.

Величина КХД поправки $\eta_B = 0.55 \pm 0.01$. Величины $f_{B_d}^2, B_{B_d}, f_{B_s}^2, B_{B_s}$ — это, соответственно, константы распада и распадные параметры для B_d^0 - и B_s^0 -мезонов. Данные для всех этих констант были получены в результате расчетов в КХД на решетках и страдают сейчас существенными систематическими погрешностями. Для уменьшения этих погрешностей были использованы следующие соображения (см. [33]).

Для констант взаимодействий расчетным путем определялись отношения соответствующих величин для В- и D-мезонов. Такие оценки могут быть сделаны более точно, чем расчеты самих коэффициентов, т.к. при этом в существенной степени уменьшается влияние различных приближений, используемых в КХД на решетках.

Результаты расчетов этих отношений приводятся ниже:

$$\left. \begin{aligned} f_{B_d}/f_{D_s} &= 0.76 \pm 0.04, \\ f_{B_s}/f_{D_s} &= 0.87 \pm 0.04, \\ f_{B_s}/f_{B_d} &= 1.15 \pm 0.04. \end{aligned} \right\} \quad (174)$$

Экспериментальные данные для f_{D_s} были получены из измерений лептонных распадов очарованных мезонов. Бренчинг лептонного распада D_s в Стандартной Модели имеет вид

$$BR(D_s^+ \rightarrow l^+ \nu_l) = \tau_{D_s} \frac{G_F^2 |V_{cs}|^2}{8\pi} f_{D_s}^2 m_{D_s} m_l^2 \left[1 - \frac{m_l^2}{m_{D_s}^2} \right]^2. \quad (175)$$

Отсюда и из данных экспериментов CLEO, E653 (Fermilab), L3, DELPHI, ALEPH, BES, WA75 для распадов $D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu; \tau^+ \nu_\tau$ получено усредненное значение

$$f_{D_s} = (254 \pm 25) \text{ МэВ.} \quad (176)$$

Из (174) и (176) можно найти константы распада для B^0 -мезонов

$$\left. \begin{aligned} f_{B_d} &= (193 \pm 22) \text{ МэВ,} \\ f_{B_s} &= (221 \pm 24) \text{ МэВ.} \end{aligned} \right\} \quad (177)$$

Решеточные расчеты В-факторов для B_d^0 - и B_s^0 -мезонов позволяют найти их отношение

$$B_{B_s}/B_{B_d} = 1.00 \pm 0.01. \quad (178)$$

Сама величина B_{B_d} известна с гораздо худшей точностью

$$B_{B_d} = 1.30 \pm 0.15. \quad (179)$$

Таким образом, из результатов расчетов в КХД на решетках, нормированных на экспериментальные данные по f_{D_s} , могут быть окончательно получены входящие в соотношения (173) параметры

$$\left. \begin{aligned} f_{B_d} \sqrt{B_{B_d}} &= 220 \pm 22 (\text{эксп.}) \pm 17 (\text{теор.}) = (220 \pm 28) \text{ МэВ,} \\ f_{B_s} \sqrt{B_{B_s}} &= 252 \pm 25 (\text{эксп.}) \pm 19 (\text{теор.}) = (252 \pm 31) \text{ МэВ} \end{aligned} \right\} \quad (180)$$

(здесь экспериментальная погрешность определяется данными по f_{D_s}).

Экспериментальное изучение $B_d^0 \leftrightarrow \bar{B}_d^0$ и $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$ смешивания проводилось в работах ARGUS, CLEO, SLD, ALEPH, DELPHI, OPAL и CDF. Результаты этих опытов позволили определить величину разности масс B_d^0 -мезонов

$$\Delta m_{B_d} = (0.473 \pm 0.016) (\text{пс})^{-1} \quad (181)$$

и верхнюю границу разности масс для B_s^0 -мезонов

$$\Delta m_{B_s} > 14.3 (\text{пс})^{-1} (95\% \text{ достоверность}). \quad (182)$$

Отсюда и из (173) и (180) можно получить

$$|V_{tb}V_{td}| \simeq |V_{td}| = (7.9 \pm 1.4) 10^{-3} \quad (183)$$

$$\text{(т.к. } |V_{tb}| = 1 - \frac{A^2 \lambda^4}{2} = 1 + 0(\lambda^4))$$

и

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta m_{B_d}}{\Delta m_{B_s}} &= \frac{m_{B_d}}{m_{B_s}} \cdot \frac{f_{B_d}^2}{f_{B_s}^2} \cdot \frac{B_d}{B_s} \cdot \frac{|V_{td}|^2}{|V_{ts}|^2} < 3.3 \cdot 10^{-2}; \\ |V_{ts}/V_{td}| &> 4.5 \quad (95\% \text{ C.L.}). \end{aligned} \right\} \quad (184)$$

Данные о смешивании нейтральных В-мезонов вместе с другими результатами позволяют получить ограничения на допустимую область параметров унитарного треугольника (см. рис. 19).

4.2.4. Редкие каонные распады

Редкие каонные FCNC-распады $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ могут быть использованы для независимого достаточно точного определения параметров унитарного треугольника. Подробно это будет обсуждаться в последующих параграфах настоящей статьи. Здесь мы приведем выражение для относительных вероятностей этих распадов [127]:

$$\begin{aligned} BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) |_{SM} &= 4.11 \cdot 10^{-11} A^4 \cdot F(x_t)^2 \frac{1}{\sigma} [(\bar{\rho}_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma \bar{\eta})^2] = \\ &= (8.2 \pm 3.2) \cdot 10^{-11} (\text{ожидаемое значение в СМ}); \end{aligned} \quad (185)$$

$$\begin{aligned} BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) |_{SM} &= 1.80 \cdot 10^{-10} A^4 \cdot F(x_t)^2 \cdot \sigma \cdot \bar{\eta}^2 = \\ &= (3.1 \pm 1.3) \cdot 10^{-11} (\text{ожидаемое значение в СМ}), \end{aligned} \quad (186)$$

где $\rho_0 = 1.41$, а $\sigma = (1 - \frac{\lambda^2}{2})^{-2} = 1.050$, $F(x_t) = 1.591$ (см. ниже).

Графическое определение вершины унитарного треугольника из будущих данных по распадам $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ показано на идеализированной схеме рис. 18. Детальное обсуждение характеристик этих редких каонных распадов и перспектив их измерений приводится ниже.

4.2.5. Нарушение CP-инвариантности в распадах $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ и $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$

Нарушение CP-симметрии в распадах B_d^0 - и \bar{B}_d^0 -мезонов проявляется в асимметрии распадов

$$\begin{aligned} A_{CP} &= \frac{\Gamma[B(t)^0 \rightarrow J/\psi K_s^0] - \Gamma[\bar{B}(t)^0 \rightarrow J/\psi K_s^0]}{\Gamma[B(t)^0 \rightarrow J/\psi K_s^0] + \Gamma[\bar{B}(t)^0 \rightarrow J/\psi K_s^0]} = \\ &= -\sin 2\beta \cdot \sin \Delta M_{B_d} t. \end{aligned} \quad (187)$$

Эти распады происходят в первом порядке по слабому взаимодействию ($b \rightarrow c \bar{c} s$ и $\bar{b} \rightarrow \bar{c} c \bar{s}$). Ожидаемое значение $\sin 2\beta$ в Стандартной Модели из данных по переопределению унитарного треугольника (см. рис. 19) составляет $\sin 2\beta = 0.71 \pm 0.14$. Результаты измерения асимметрии A_{CP} , проведенного в опытах на CDF на коллайдере Фермилаб [128], представлены ниже

$$\sin 2\beta |_{CDF} = 0.79_{-0.44}^{+0.41}. \quad (188)$$

Пока они не обладают достаточной точностью. Однако последующие опыты CDF и DO (Фермилаб) и измерения на электронных “В-фабриках” позволят в ближайшие годы существенно улучшить этот результат.

4.2.6. Переопределение параметров унитарного треугольника и элементов матрицы V_{CKM} из данных различных измерений

Как видно из рис. 19, данные о свойствах унитарного треугольника и недостающих элементах матрицы V_{CKM} , полученные в предположении о справедливости описания рассматриваемых процессов в рамках Стандартной Модели, позволяют получить более полную информацию об основных параметрах матрицы кваркового смешивания по сравнению с результатами прямых измерений, приведенных в табл. 2. Наиболее полный анализ результатов прямых измерений элементов V_{CKM} и условий унитарности (в

том числе и анализ данных, соответствующих рис. 19) проводился в [33]. Его основные результаты иллюстрируются данными табл. 12 и рис. 21а. Подчеркнем еще раз, что анализ процессов FCNC, приведший к этим дополнительным данным, проводился в рамках Стандартной Модели. Введение новых механизмов, связанных с суперсимметрией, со спонтанным нарушением CP-инвариантности в моделях с несколькими хиггсовскими дублетами, с техницветом и т.д., может существенно изменить результаты такого анализа. Это иллюстрируется на рис. 21б в модели нарушения CP-инвариантности механизмами, обусловленными суперсимметрией.

Таблица 12. Результаты анализа матричных элементов V_{CKM} и параметров унитарного треугольника ([33])

Параметр	68% c.l.	95% c.l.
λ	0.2218 ± 0.0020	$0.2178 \div 0.2257$
$\bar{\rho}$	0.183 ± 0.063	$0.045 \div 0.293$
$\bar{\eta}$	0.343 ± 0.032	$0.283 \div 0.412$
A	0.798 ± 0.029	$0.733 \div 0.868$
$\sin 2\beta$	0.71 ± 0.06	$0.60 \div 0.80$
$\sin 2\alpha$	-0.15 ± 0.33	$-0.67 \div 0.74$
$ V_{ud} $	0.9751 ± 0.0005	$0.9742 \div 0.9760$
$ V_{us} $	0.2218 ± 0.0020	$0.2178 \div 0.2258$
$ V_{ub} $	0.0036 ± 0.0003	$0.0030 \div 0.0041$
$ V_{cd} $	0.2217 ± 0.0020	$0.2177 \div 0.2256$
$ V_{cs} $	0.9743 ± 0.0003	$0.9734 \div 0.9752$
$ V_{cb} $	0.0398 ± 0.0011	$0.0379 \div 0.0424$
$ V_{td} $	0.0078 ± 0.0006	$0.0071 \div 0.0093$
$ V_{ts} $	0.0392 ± 0.0012	$0.0371 \div 0.0420$
$ V_{tb} $	0.99921 ± 0.00004	$0.99910 \div 0.99928$
$ V_{ub}/V_{cb} $	0.0894 ± 0.0066	$0.0765 \div 0.1025$
Δm_{B_s}	$(15.5 \pm 0.9)(nc)^{-1}$	$13.8 \div 17.5(nc)^{-1}$

Для получения данных об унитарности треугольника в плоскости $(\bar{\rho}, i\bar{\eta})$ и о нарушении CP-инвариантности может быть также использован ряд других распадных процессов ($K^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$; $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$; $b \rightarrow s + \gamma$; $B \rightarrow \pi l^+ l^-$; $B \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и т.д.) — см. [7, 18, 21, 23–25, 128–130]. Однако для большинства этих распадов точность теоретических предсказаний оказывается недостаточной из-за влияния области больших расстояний. Поэтому самыми перспективными направлениями для проверки предсказаний Стандартной Модели для механизма нарушения CP-инвариантности являются будущие опыты по измерению четырех процессов, перечисленных выше: $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$; $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$; $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s$; измерение Δm_{B_s} . Очень важно, что параметры унитарного треугольника, определяющие CP-нарушение, могут быть определены независимо как из опытов с каонными распадами, так и с распадами В-мезонов. Согласие между результатами этих независимых измерений позволит осуществить очень жесткую проверку справедливости механизма нарушения CP в Стандартной Модели, связанного с комплексным характером матрицы кваркового смешивания. Если в этих процессах важную роль играют другие механизмы CP-нарушения, то они скорее всего будут по-разному сказываться на свойствах изучаемых процессов, и результаты каонных и В-мезонных измерений могут существенным образом разойтись между собой. Мы обсудим возможности новых экспериментов по исследованию редких FCNC-распадов в следующих разделах настоящей статьи.

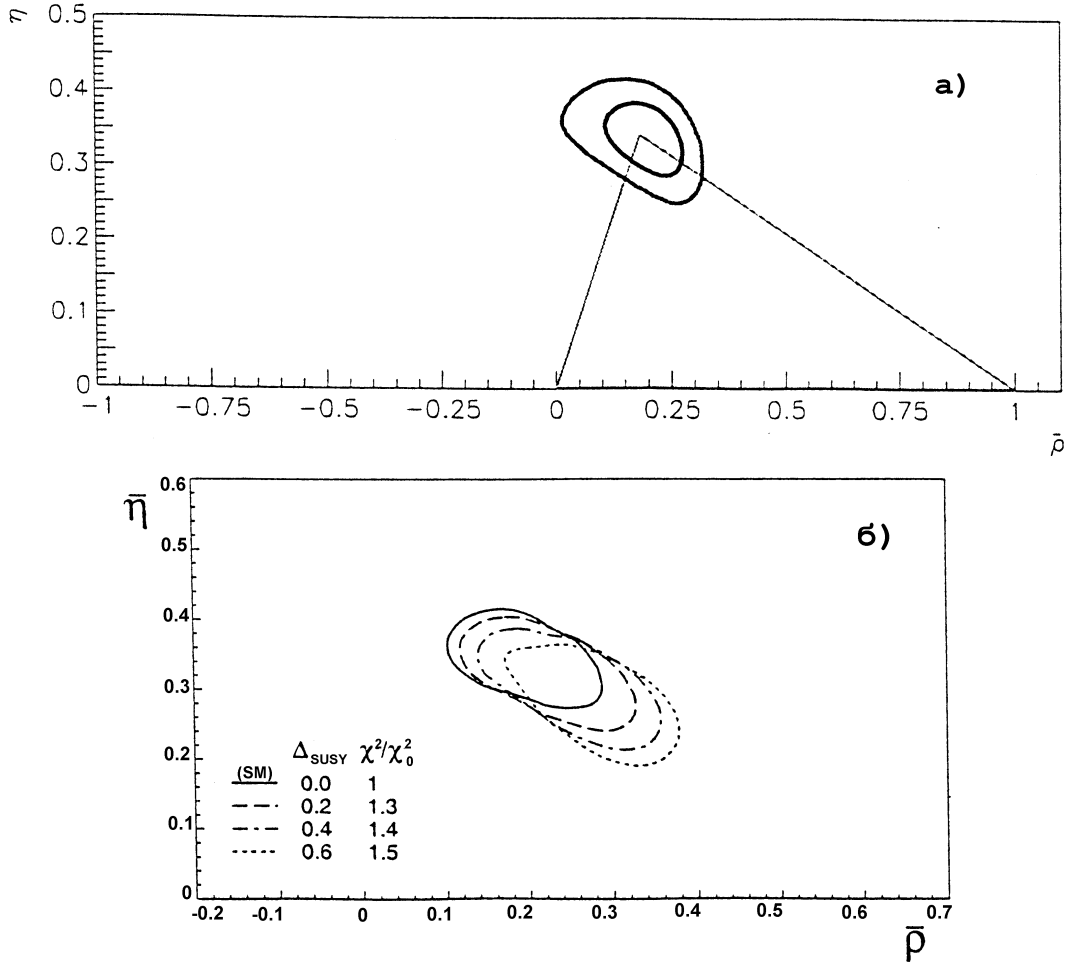


Рис. 21. а) Параметры унитарного треугольника из данных табл. 12. Приводятся границы области вершины треугольника с 68% и 95% уровнем достоверности [33]. б) Изменение положения вершины унитарного треугольника в разных вариантах суперсимметричной модели с нарушением CP-инвариантности. Сплошной линией обозначена область вершины, если вклад суперсимметричной теории отсутствует ($\Delta_{SUSY} = 0.0$; $\chi^2/\chi_0^2 = 1$) [33].

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

Перейдем теперь к более подробному обсуждению “золотых” K-мезонных FCNC-распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, для которых возможны надежные теоретические оценки в рамках Стандартной Модели. Эти проблемы рассматривались во многих работах (см. [7,18,19,23,26,27,127,129–131] и ссылки там). Соответствующие диаграммы, описывающие эти процессы, показаны на рис. 16. Как уже отмечалось выше, для этих распадов можно в значительной степени исключить неопределенности, связанные с расчетами адронных матричных элементов, используя для этого хорошо измеренный полуплептонный каонный распад $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$. Рассмотрим сначала распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ (вместе с $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$).

Парциальные ширины соответствующих процессов определяются выражениями

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}} \right)^2 \cdot |\langle \pi^+ \nu \bar{\nu} | H_w | K^+ \rangle|^2 \cdot 3 \left(\frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \vartheta_w} \right)^2 \cdot |\lambda_c F(x_c) + \lambda_t F(x_t)|^2; \quad (189)$$

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) = \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}} \right)^2 \cdot |V_{us}|^2 \cdot |\langle \pi^0 e^+ \nu_e | H_w | K^+ \rangle|^2. \quad (190)$$

Множитель 3 в (189) учитывает три типа нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ), участвующих в распадах $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$; λ_c и λ_t определены в (162)–(166); $F(x_c)$ и $F(x_t)$ — известные функции для петлевых диаграмм рис. 16, зависящие от переменных $x_c = (m_c^2/m_W^2)$ и $x_t = (m_t^2/m_W^2)$. После учета КХД-поправок, $F(x_c) = (9.5 \pm 1.4) \cdot 10^{-4}$ и $F(x_t) = 1.59 \pm 0.06$ [7] (точность КХД-расчетов увеличивается с ростом массы кварка). Как следует из изотопической симметрии,

$$\left| \frac{\langle \pi^+ \nu \bar{\nu} | H_w | K^+ \rangle}{\langle \pi^0 e^+ \nu_e | H_w | K^+ \rangle} \right|^2 = \left| \frac{\langle \pi^+ | H_w | K^+ \rangle}{\langle \pi^0 | H_w | K^+ \rangle} \right|^2 = 2r_+. \quad (191)$$

Здесь множитель $\sqrt{2}$ в отношении амплитуд учитывает кварковую структуру $|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$ и $|\pi^+\rangle = |u\bar{d}\rangle$; фактор $r_+ = 0.901$ обусловлен нарушениями изотопической симметрии и фазовыми объемами.

Таким образом, из (189)–(191) можно определить относительную вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$

$$\begin{aligned} BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) &= BR(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) \cdot 3 \left(\frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \vartheta_w} \right)^2 \cdot \\ &\cdot 2r_+ \left| \frac{\lambda_c F(x_c) + \lambda_t F(x_t)}{V_{us}} \right|^2 = \\ &= 7.58 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\lambda^2} \cdot |\lambda_c F(x_c) + \lambda_t F(x_t)|^2. \end{aligned} \quad (192)$$

Здесь $V_{us} = \lambda = 0.22$; $|\lambda_c F(x_c) + \lambda_t F(x_t)|^2 = [Re\lambda_c \cdot F(x_c) + Re\lambda_t \cdot F(x_t)]^2 + [Im\lambda_c \cdot F(x_c) + Im\lambda_t \cdot F(x_t)]^2 = |R + iI|^2 = R^2 + I^2$.

Так как $F(x_c)/F(x_t) \sim 10^{-3}$, вклад членов, обусловленных с-кварками, оказывается существенным только если малость $F(x_c)$ компенсируется большим множителем перед этой функцией, т.е. для $Re\lambda_c$ (как видно из (163)–(166), $Re\lambda_c \sim \lambda$, в то время как $Re\lambda_t, Im\lambda_c, Im\lambda_t < \lambda^5$). Используя (163)–(166), можно получить

$$\left. \begin{aligned} R &= Re\lambda_c F(x_c) + Re\lambda_t F(x_t) = -\lambda \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) F(x_c) - \\ &- \lambda^5 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) A^2 F(x_c) (1 - \bar{\rho}) = \\ &= -\lambda^5 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) A^2 F(x_t) \left[\left(1 + \frac{F(x_c)}{A^2 \lambda^4 F(x_c)} \right) - \bar{\rho} \right] = \\ &= -\lambda^5 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) A^2 F(x_t) \cdot [\rho_0 - \bar{\rho}], \\ I &= Im\lambda_c F(x_c) + Im\lambda_t \cdot F(x_t) = \lambda^5 A^2 \eta [F(x_t) - F(x_c)] \simeq \\ &\simeq \lambda^5 A^2 F(x_t) \cdot \eta = \lambda^5 \left(1 - \frac{\lambda^2}{2} \right) A^2 \cdot \sigma \bar{\eta} \end{aligned} \right\} \quad (193)$$

Здесь введены обозначения:

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 &= 1 + \frac{F(x_c)}{A^2 \lambda^4 F(x_t)} = 1 + \frac{P_0}{A^2 F(x_t)} = \\ &= 1 + \Delta = 1.41 \pm 0.07; \\ \sigma &= \frac{1}{(1 - \frac{\lambda^2}{2})^2} = 1.050. \end{aligned} \right\} \quad (194)$$

Величина $\Delta = P_0/A^2 F(x_t) = F(x_c)/A^2 \lambda^4 F(x_t) = 0.41 \pm 0.07$ связана с вкладом с-кварков.

Из (192)–(194) можно окончательно получить предсказание для относительной вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ в Стандартной Модели (см. также (185)):

$$\begin{aligned} BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})|_{SM} &= \left[BR(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) \cdot \frac{3\alpha^2 \cdot r_+}{2\pi^2 \sin^4 \vartheta_w} \cdot \lambda^8 \right] \cdot A^4 F(x_t)^2 \cdot \\ &\cdot \frac{1}{\sigma} [(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma \bar{\eta})^2] = \\ &= 4.11 \cdot 10^{-11} \cdot A^4 F(x_t)^2 \cdot \frac{1}{\sigma} \cdot [(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma \bar{\eta})^2] = \\ &= (0.82 \pm 0.32) \cdot 10^{-11}. \end{aligned} \quad (195)$$

Следует отметить, что теоретическая точность предсказания для $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ в Стандартной Модели составляет $\sim 5 - 7\%$ и обусловлена в основном неопределенностями, связанными с учетом вклада очарованных кварков в виртуальных петлях (диаграммы рис. 16), т.е. параметром ρ_0 в (194). Не слишком большая величина массы очарованного кварка приводит к неопределенностям в пертурбативных поправках к $F(x_c)$ в КХД. Однако сейчас точность предсказания (195) оказывается существенно более низкой, и это связано с имеющимися неопределенностями в параметрах матрицы V_{CKM} . Численные оценки, приведенные в (195), были получены в [127]. Заметим, что если воспользоваться результатами последнего фита для этих параметров (см. табл. 12 и [33]), то можно получить несколько отличающийся результат: $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})|_{SM} = (0.72 \pm 0.16) \cdot 10^{-10}$.

Перейдем теперь к оценкам вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Важно отметить, что этот распад происходит с нарушением CP-инвариантности [131,7,20,21,132]. Действительно, CP-четность $|\pi^0 \nu \bar{\nu}\rangle$ -системы определяется как $CP|\pi^0 \nu \bar{\nu}\rangle = CP(\pi^0) \cdot CP(\nu \bar{\nu}) \cdot (-1)^L$, где L — относительный угловой момент π^0 и $(\nu \bar{\nu})$. Т.к. K^0 и π^0 — это безспиновые частицы, то $L = J$, где J — это 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 $CP|\pi^0 \nu \bar{\nu}\rangle = CP|\pi^0\rangle \cdot CP|\nu \bar{\nu}\rangle \cdot (-1)^J = (-1)(-1)CP|\nu \bar{\nu}\rangle = CP|\nu \bar{\nu}\rangle$. 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 её античастицу), $|\nu \bar{\nu}\rangle$ имеет квантовые числа $J^{PC} = 1^{++}$ или 1^{--} , т.е. $CP|\nu \bar{\nu}\rangle = +1$ [23] и следовательно $CP|\pi^0 \nu \bar{\nu}\rangle = +1$. Т.к. $|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} [|K_2^0\rangle + \varepsilon |K_1^0\rangle]$, то основная компонента этого состояния (т.е. $|K_2^0\rangle$) имеет $CP = -1$. Поэтому распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ происходит с несохранением CP-четности, и его вероятность определяется мнимыми компонентами λ_c и λ_t .

Сделаем несколько замечаний, уточняющих механизм CP-несохранения в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Введем следующие обозначения:

$$A = \langle \pi^0 \nu \bar{\nu} | H_W | K^0 \rangle; \quad \bar{A} = \langle \pi^0 \nu \bar{\nu} | H_W | \bar{K}^0 \rangle;$$

$$|K_{L;S}^0 = p|K^0\rangle \mp q|\bar{K}^0\rangle$$

(см. (39) с условием (49), соответствующим CPT-инвариантности).

Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})} &= \left| \frac{pA - q\bar{A}}{pA + q\bar{A}} \right|^2 = \left| \frac{1 - \lambda_{\pi \nu \bar{\nu}}}{1 + \lambda_{\pi \nu \bar{\nu}}} \right|^2 = \\ &= \frac{1 - 2Re\lambda_{\pi \nu \bar{\nu}} + |\lambda_{\pi \nu \bar{\nu}}|^2}{1 + 2Re\lambda_{\pi \nu \bar{\nu}} + |\lambda_{\pi \nu \bar{\nu}}|^2}, \end{aligned} \quad (196)$$

где

$$\lambda_{\pi \nu \bar{\nu}} = \frac{q}{p} \cdot \frac{\bar{A}}{A}, \quad (197)$$

причем

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

т.е.

$$\lambda_{\pi \nu \bar{\nu}} = e^{2i\vartheta}. \quad (198)$$

Действительно, $\left| \frac{q}{p} \right| = \left| \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \right| \simeq 1 - 2Re\varepsilon = 1 + O(10^{-3})$, а $\left| \frac{\bar{A}}{A} \right| = 1$ с еще более высокой точностью: отличие $|\bar{A}/A|$ от единицы может иметь место только если фазы рассеяния в конечном состоянии для A и \bar{A} различаются между собой (см. параграф 3.4.1., (118)). Для $|\pi^0 \nu \bar{\nu}\rangle$ это не так. Поэтому $|A/\bar{A}| = 1$; $|\lambda_{\pi \nu \bar{\nu}}| = 1$; $\lambda_{\pi \nu \bar{\nu}} = e^{2i\vartheta}$, и из (196) можно получить

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})} = \frac{1 - \cos 2\vartheta}{1 + \cos 2\vartheta} = tg^2 \vartheta. \quad (199)$$

Таким образом, распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ с несохранением CP-инвариантности обусловлен фазой ϑ между амплитудами $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ -смешивания и FCNC-распада $s \rightarrow d \nu \bar{\nu}$.

В связи с этим скажем несколько слов о классификации различных процессов с нарушением CP-инвариантности (см. [20], [21]). Процессы, в которых проявления CP-несохранения обусловлены $|q/p| \neq 1$, называются CP-нарушением при смешивании (т.е. косвенным нарушением CP). Процессы, в которых происходят распады мезона и антимезона в зарядово-сопряженные состояния f и \bar{f} с амплитудами A_f и $\bar{A}_{\bar{f}}$ (причем $|A_f/\bar{A}_{\bar{f}}| \neq 1$), обусловлены CP-несохранением в распадах (или прямым CP-несохранением). И, наконец, CP-несохранение в распадах мезона и антимезона в одно и то же состояние f (причем $|A_f/\bar{A}_f| \simeq 1$, $|\lambda_l| \simeq 1$, но $Im\lambda_f \neq 0$) называется интерференционным нарушением CP-инвариантности, т.к. оно обусловлено интерференцией между амплитудами со смешиванием и амплитудами распадных процессов. Именно к этому последнему типу принадлежит распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$.

В работе [132] получено безмодельное соотношение между амплитудами распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Из изотопической симметрии следует, что $A(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})/A(K^0 \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = \sqrt{2r_s}$, где $r_s = 0.954$ — фактор нарушения зарядовой симметрии и учета фазовых объемов.

Отсюда

$$\begin{aligned}
\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})} &= \left| \frac{pA(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})(1 - \frac{q\bar{A}}{pA})}{\sqrt{2}r_s A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})} \right|^2 \simeq \frac{|1 - \lambda_{\pi^0 \nu \bar{\nu}}|^2}{4r_s} = \\
&= \frac{|1 - e^{2i\vartheta}|^2}{4r_s} = \frac{1 - \cos 2\vartheta}{2r_s} = \frac{1}{r_s} \sin^2 \vartheta, \tag{200} \\
\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &< \frac{1}{r_s} \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})
\end{aligned}$$

или

$$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < \frac{\tau(K_L^0)}{\tau(K^+) \cdot r_s} \cdot BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = 4.37 \cdot BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}). \tag{201}$$

Получим теперь соотношение для вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, выраженное через параметры λ_c и λ_t и через $BR(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e)$, аналогичное (195). Рассмотрим амплитуду распада $|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle]$

$$A(K_2^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{2}}[A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})],$$

где $A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = A^*(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$. Поэтому, воспользовавшись введенными ранее обозначениями, получим

$$\begin{aligned}
\Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &= \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) 3 \left(\frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \vartheta_w} \right)^2 \frac{|\langle \pi^0 \nu \bar{\nu} | H_w | K^0 \rangle|^2}{|\langle \pi^0 e^+ \nu | H_w | K^+ \rangle|^2} \cdot \\
&\cdot \frac{1}{2V_{us}^2} \cdot |[\lambda_c F(x_c) + \lambda_t F(x_t)] - [\lambda_c^* F(x_c) + \lambda_t^* F(x_t)]|^2 = \\
&= \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 e^- \nu_e) \cdot 3 \left(\frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \vartheta_w} \right)^2 \cdot \\
&\cdot \frac{|\langle \pi^0 \nu \bar{\nu} | H_w | K^0 \rangle|^2}{|\langle \pi^0 \nu \bar{\nu} | H_w | K^+ \rangle|^2} \cdot \frac{1}{2V_{us}^2} |2I|^2. \tag{202}
\end{aligned}$$

Действительно, $[\lambda_c F(x_c) + \lambda_t F(x_t)] - [\lambda_c^* F(x_c) + \lambda_t^* F(x_t)] = 2Im\lambda_c F(x_c) + 2Im\lambda_t F(x_t) = 2I \simeq 2Im\lambda_t \cdot F(x_t)$. Заметим, что амплитуда распада $A(K_1^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ определяется величиной $[\lambda_c F(x_c) + \lambda_t F(x_t)] + [\lambda_c^* F(x_c) + \lambda_t^* F(x_t)] = 2Re\lambda_c F(x_c) + 2Re\lambda_t F(x_t) = 2R$. Амплитуда распада с несохранением CP $A(K_2^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ оказывается сравнимой по порядку величины с $A(K_1^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$, идущей без CP-нарушения. Поэтому $A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \simeq A(K_2^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) + \varepsilon A(K_1^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \simeq A(K_2^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$, т.е. распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ происходит с нарушением CP-инвариантности, как об этом уже говорилось раньше.

Из сравнения распадов $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ и $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ следует

$$\left| \frac{\langle \pi^0 \nu \bar{\nu} | H_w | K^0 \rangle}{\langle \pi^0 e^+ \nu_e | H_w | K^+ \rangle} \right|^2 = \left| \frac{\langle \pi^0 | H_w | K^0 \rangle}{\langle \pi^0 | H_w | K^+ \rangle} \right| = r_0, \tag{203}$$

где $r_0 = 0.944$ учитывает эффекты фазовых объемов и поправок, связанных с нарушением изотопической симметрии⁶.

⁶Заметим, что разные факторы нарушения изотерической симметрии связаны между собой отношением $r_s = r_+/r_0$.

Окончательно получим для относительной вероятности CP-несохраняющего $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ -распада в Стандартной Модели следующее выражение (см. также (186)):

$$\begin{aligned}
BR[K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}]|_{SM} &\simeq BR(K_2^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \simeq \\
&\simeq BR(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) \cdot \frac{\tau(K_L^0)}{\tau(K^+)} \cdot 3 \left(\frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \vartheta_w} \right)^2 \cdot \frac{r_0 2I^2}{\lambda^2} = \\
= \left[BR(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) \cdot \left(\frac{\tau(K_L^0)}{\tau(K^+)} \right) \cdot \frac{3\alpha^2 r_0}{2\pi^2 \sin^4 \vartheta_w} \cdot \lambda^8 \right] A^4 F(x_t)^2 \cdot \sigma \cdot (\bar{\eta})^2 = \\
&= 3.28 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda^8 \cdot A^4 F(x_t)^2 \sigma \cdot (\bar{\eta})^2 = \\
&= 1.80 \cdot 10^{-10} A^4 F(x_t)^2 \cdot \sigma \cdot (\bar{\eta})^2 = (3.1 \pm 1.3) \cdot 10^{-11}. \tag{204}
\end{aligned}$$

Здесь $\tau(K_L^0)/\tau(K^+) = 4.17$ — отношение времен жизни K_L^0 - и K^+ -мезонов.

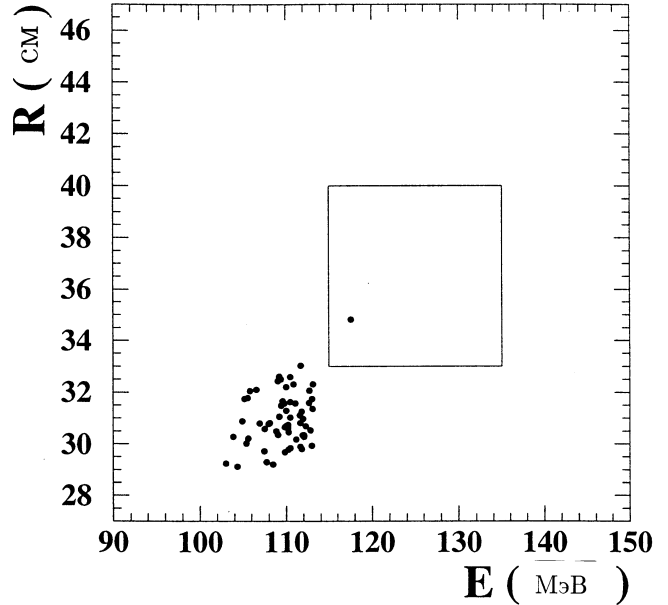
Теоретическая точность оценок вероятности $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ в Стандартной Модели оказывается очень высокой ($\sim 1 - 2\%$), т.к. в этот распад практически не вносят вклад очарованные кварки. Величина и точность результата (204) определяется в основном существующими данными для параметров матрицы V_{CKM} ([127]). Из новых данных (табл. 12, [33]) можно получить $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})|_{SM} = (2.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-11}$.

Рассмотрим теперь экспериментальную ситуацию для “золотых распадов” $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. В настоящее время имеется только один результат, связанный с измерением распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. В эксперименте BNL E787, который проводился на пучке останавливающихся K^+ -мезонов, зарегистрировано одно событие при низком уровне фона (0.08 ± 0.02 событий — см. рис. 22), которому соответствует вероятность распада:

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{exp} = (1.5_{-1.2}^{+3.4}) \cdot 10^{-10}, \tag{205}$$

т.е. $< 6.6 \cdot 10^{-10}$ (с 90% C.L.) [27,133].

Рис. 22. Результаты эксперимента BNL E787 по изучению редкого распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ [133]. Представлено распределение событий, отобранных на последнем этапе обработки по пробегу π^+ -мезона в специальных пробежных сцинтилляционных счетчиках и энергии π^+ -мезона, измеренной в магнитном спектрометре. Квадрат на рисунке показывает область чувствительности эксперимента для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Из рисунка видно, что зарегистрировано 1 событие этого распада, а возможный уровень фона очень мал (0.08 ± 0.02 события).



Ожидается, что после полной обработки данных BNL E787 точность должна возрасти примерно в 2 раза.

Для распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ получен экспериментальный предел

$$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})_{exp} < 5.9 \cdot 10^{-7} \quad (90\% C.L.) \quad (206)$$

(КТЭВ, Фермилаб [134]).

Однако из безмодельного предела (201) и из данных (205) для $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ можно получить более сильное ограничение

$$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 4.37 BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = 2.9 \cdot 10^{-9} \quad (90\% C.L.). \quad (207)$$

Как уже не раз отмечалось в этой статье, редкие каонные FCNC-распады $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ отличаются двумя особенностями:

- А. В рамках Стандартной Модели для них могут быть получены теоретически чистые и достаточно точные предсказания (195) и (204). Точность этих предсказаний определяется сейчас не теоретическими неопределенностями, а ошибками в значениях параметров матрицы V_{CKM} .
- Б. Так как редкие FCNC-процессы происходят в высших порядках по слабым взаимодействиям, на очень малых расстояниях они могут быть весьма чувствительными к проявлениям Новой Физики, лежащей вне рамок Стандартной Модели (суперсимметрия, новые поколения фундаментальных мультиплетов, дополнительные хиггсовские бозоны, техницвет и т.д.). Поэтому увеличение чувствительности каонных опытов, проверка теоретических предсказаний Стандартной Модели и сравнение каонных данных с результатами независимых опытов с В-мезонами представляют огромный интерес.

В настоящее время разрабатывается программа постановки ряда новых экспериментов, в которых ожидается довести точность измерений вероятностей $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ и $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ до величины $\sim \pm 10\%$. Информация об этих планируемых экспериментах [2–4, 135, 136] представлена в табл. 13. Все приведенные в этой таблице оценки ожидаемого числа событий сделаны в предположении, что вероятности $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ - и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ -распадов соответствуют предсказаниям Стандартной Модели (195) и (204). Ожидается, что эти сложнейшие измерения могут быть завершены в течение ближайшего десятилетия. Они позволят на новом уровне подойти к проверке предсказаний Стандартной Модели для нарушения CP-инвариантности.

Таблица 13. Перспективы будущих опытов по изучению редких FCNC-распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$

Эксперимент	Ожидаемый результат
А. Распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$	
1. Эксперимент BNL E949 [4].	
Этот эксперимент представляет собой дальнейшее развитие BNL E787 и использует модифицированную установку этого опыта с увеличенной чувствительностью и отбирающей способностью. Измерения будут производиться при остановке K^+ -мезонов в специальной мишени из сцинтиллирующих волокон, окруженной системой для регистрации и идентификации π^+ -мезонов от распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и высокоэффективной охранной системой для подавления фона от фотонов и заряженных частиц, связанных с другими каонными распадами. Чувствительность BNL E949 будет на порядок величины превышать чувствительность BNL E787.	Планируется, что за 2 года измерений (2001–2003 г.г.) может быть зарегистрировано ~ 10 событий $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ при уровне фона < 1 события.

Таблица 13. Перспективы будущих опытов по изучению редких FCNC-распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (продолжение)

Эксперимент	Ожидаемый результат
<p>2. Эксперимент СКМ [2]. Этот эксперимент должен проводиться на интенсивном пучке сепарированных K^+-мезонов с импульсом $P_K \simeq 23$ ГэВ/с, который разрабатывается сейчас в Фермилаб. Ожидается, что интенсивность нового пучка составит $3 \cdot 10^7 K^+$/цикл (20 циклов в минуту). Регистрация распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ будет происходить на лету с регистрацией π^+-мезонов в магнитном спектрометре и в черенковском детекторе типа RICH. Установка включает в себя высокоэффективную охранную систему для подавления фона от фотонов, мюонов и прочих заряженных частиц, связанных с другими распадами K^+-мезонов. Детектор RICH является частью системы для подавления мюонного фона.</p>	<p>Ожидается, что за ~ 2 года измерений будет зарегистрировано $\sim 10^2$ событий $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ (при уровне фона < 10 событий).</p>
<p>Б. Распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$</p>	
<p>3. Эксперимент КАМІ [3]. Предполагается, что этот эксперимент будет проводиться на интенсивном K_L^0-пучке со средним импульсом 10 ГэВ/с на Главном Инжекторе Фермилаб ($E_p = 120$ ГэВ). Установка КАМІ представляет собой дальнейшее развитие установки КТЭВ. π^0-мезоны от распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ должны регистрироваться в прецизионном γ-спектрометре с кристаллами CsJ. Рассматривается также возможность использования конверсионного предварительного ливневого детектора для определения направления вылета фотонов и восстановления вершины $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$-распада. Высокоэффективная охранная система будет использована для подавления фона от дополнительных фотонов и заряженных частиц, связанных с другими распадами. Существенную роль в подавлении фонов будут играть кинематические отборы. На установке КАМІ будут также проводиться поиски и исследования других редких K^0-распадов ($K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$; $K_L^0 \rightarrow \pi \mu e$; $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$; $K_L^0 \rightarrow e^+ e^- \mu^+ \mu^-$ и др.).</p>	<p>Предполагается, что за год измерений в установке КАМІ будет зарегистрировано от ~ 30 до $\sim 10^2$ событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, что позволит измерить вероятность этого процесса с точностью $\sim \pm 10\%$.</p>
<p>4. Эксперимент КОРІО (BNL E926) [133]. Предполагается, что этот эксперимент будет проведен на низкоэнергетическом K_L^0-пучке ускорителя AGS BNL (со средним импульсом 0.7 ГэВ/с) 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 будут использованы для подавления фонов.</p>	<p>Предполагается, что за время измерений может быть зарегистрировано ~ 60 событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (при отношении сигнала и фона 2:1).</p>
<p>5. Эксперимент КЕК [134]. Первый этап исследований будет выполнен в эксперименте E391A на пучке K_L^0-мезонов со средним импульсом ~ 2 ГэВ/с. В этом опыте может быть только получен верхний предел $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \lesssim 10^{-10}$. На следующем этапе предполагается провести измерение на новом ускорителе JHF (с энергией $E_p = 50$ ГэВ), проект сооружения которого существует. В этом опыте, который тоже должен проводиться на K_L^0-пучке со средним импульсом 2 ГэВ/с и с очень высокой интенсивностью, ожидается получить высокую чувствительность.</p>	<p>Ожидается, что в опытах на JHF может быть зарегистрировано до 10^3 событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$.</p>

4.4. Редкие распады К-мезонов и В-мезонов и нарушение CP-инвариантности в Стандартной Модели и вне её

Вернемся к рассмотрению унитарного треугольника в комплексной плоскости $(\bar{\rho}, i\bar{\eta})$. Как видно из (195), вероятность распада $BR(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})$ представляется на этой плоскости эллипсом с центром на оси $\bar{\rho}$ в точке $\rho_0 = 1.41$.

Действительно, $[(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma\bar{\eta})^2] = r_0^2$ представляет собой уравнение эллипса $\frac{(\rho_0 - \bar{\rho})^2}{r_0^2} + \frac{\bar{\eta}^2}{r_0^2/\sigma^2} = 1$ с центром в точке $\rho_0 = 1.41$ на оси $\bar{\rho}$ и с полуосями r_0 и r_0/σ . Как видно из (195), $r_0^2 = \frac{BR(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})}{4.11 \cdot 10^{-11} A^4 F(x_t)/\sigma}$ может быть определено из измерения $BR(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})$. Так как $\sigma = 1.05 \simeq 1$, этот эллипс очень близок к окружности. Для нахождения вершины унитарного треугольника можно воспользоваться пересечением этого эллипса и окружности с радиусом $|\vec{r}| = \frac{|V_{ud} \cdot V_{ub}^*|}{A\lambda^3} = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2}$ с центром $\rho = 0$ (см. рис. 17, 18 и (168)). С другой стороны, $|\vec{c}| = \frac{|V_{td} \cdot V_{tb}^*|}{A\lambda^3} = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2}$, т.е. из измерений $BR(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})$ и известных данных для V_{CKM} можно определить $|V_{td}|$.

В частности, из данных опыта BNL E787 можно получить [27]:

$$\left. \begin{aligned} 0.002 < |V_{td}| < 0.04; \\ |Im(\lambda_t)| < 1.22 \cdot 10^{-3}; \\ -1.10 \cdot 10^{-3} < Re(\lambda_t) < 1.39 \cdot 10^{-3}; \\ 1.07 \cdot 10^{-4} < |\lambda_t| < 1.39 \cdot 10^{-3}. \end{aligned} \right\} \quad (208)$$

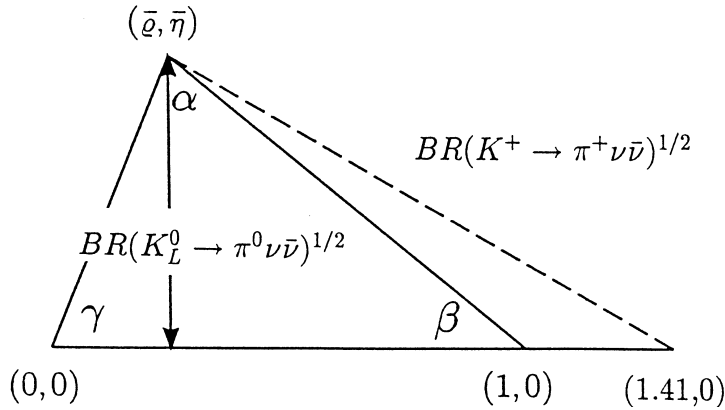


Рис. 23. Данные об унитарном треугольнике и об угле $\sin 2\beta$, которые могут быть получены из опытов по распадам $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$.

Из данных эксперимента СКМ величина $|V_{td}|$ может быть измерена с точностью $\pm 10\%$ (с учетом всех систематических погрешностей). Вершина унитарного треугольника может быть восстановлена из измерений $BR(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})$ и $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu})$ как пересечение эллипса (195) и горизонтальной линии $\bar{\eta} = const$, определенной из (204), — см. рис. 18, 23, 24. Это позволяет полностью определить параметры треугольника из опытов с К-мезонами и, в частности, найти матричный элемент V_{td} и угол 2β (см. табл. 14). Ожидаемая точность измерения синуса этого угла из К-мезонных данных $\Delta(\sin 2\beta) |_{K} = \pm 0.07$.

В то же время ожидается, что из опытов по изучению осцилляций $B_s^0 \rightleftharpoons \bar{B}_s^0$; $B_d^0 \rightleftharpoons \bar{B}_d^0$ (т.е. из отношения $\Delta M_{B_d}/\Delta M_{B_s}$) и зарядовой асимметрии $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ независимо будут определены характеристики унитарного треугольника и $\sin 2\beta$ с точностью $\Delta(\sin 2\beta) |_{B} = \pm 0.06 \div 0.08$, сравнимой с точностью К-мезонных опытов (в дальнейшем точность В-мезонных опытов может быть улучшена).

Таким образом, можно будет независимо получить информацию о прямых процессах нарушения CP-инвариантности из данных каонных и В-мезонных экспериментов. В пределах Стандартной Модели все эти процессы имеют общее происхождение, и результаты

измерений, конечно, должны совпадать (табл. 14). Эти будущие результаты иллюстрируются на рис. 24 (см. [137]). Следует отметить еще раз, что как предсказания для распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, так и для $\Delta M_{B_d}/\Delta M_{B_s}$ и $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ в Стандартной Модели являются теоретически очень надежными. Поэтому совпадение результатов этих двух экспериментальных циклов позволит очень жестко проверить предсказания Стандартной Модели для механизма прямого нарушения CP-инвариантности.

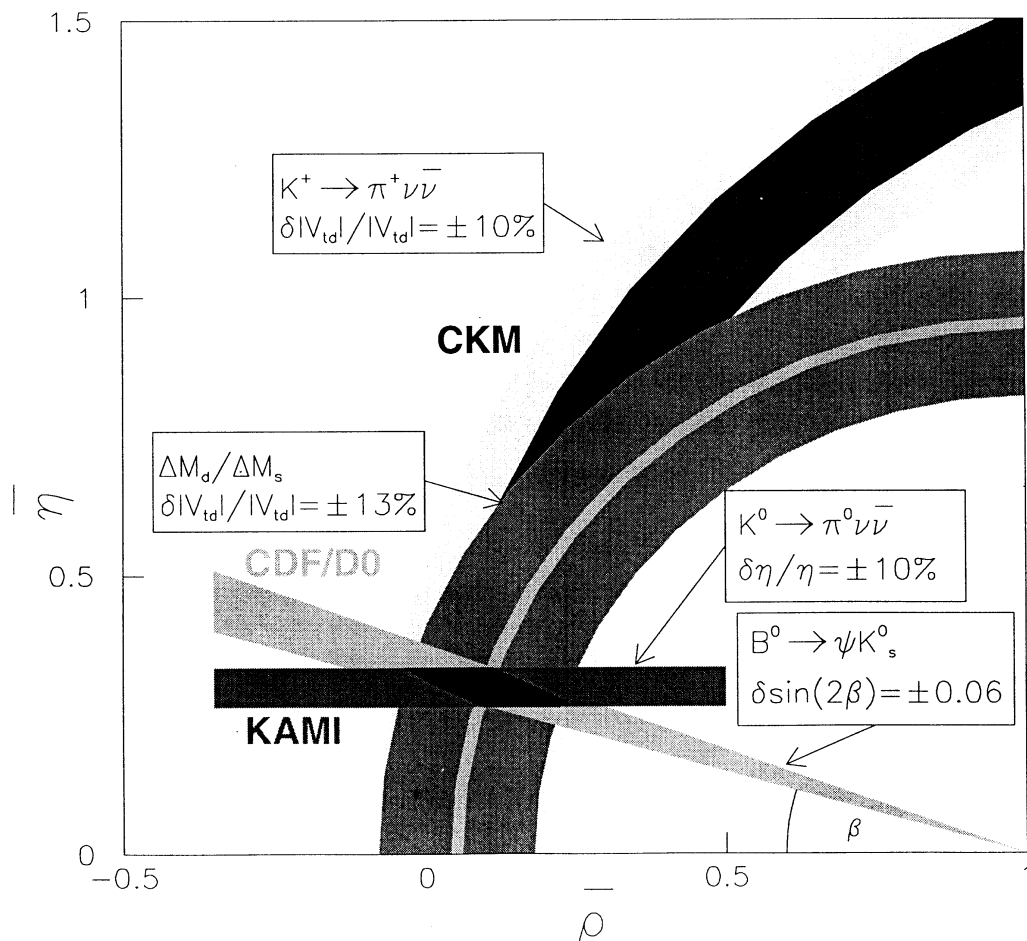


Рис. 24. Данные о параметрах $\bar{\eta}, \bar{\rho}$ и угле β , которые будут получены из результатов будущих экспериментов по изучению $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ (СКМ [2]) и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (КАМИ [3]) вместе с ожидаемыми данными опытов с В-мезонами ($\Delta M_{B_d}/\Delta M_{B_s}$ и $B^0(\bar{B}^0) \rightarrow J/\psi K_s^0$, CDF/DO). Допустимые области значений указаны с учетом теоретических погрешностей (и без их учета) [137].

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. Стоит, например, напомнить, 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 уже было сказано ранее, Zds -вершина для диаграмм этих распадов может быть особенно чувствительна к вкладам новых взаимодействий. В то же время распады $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$, из зарядовой асимметрии которых непосредственно определя-

ется $\sin 2\beta|_B$, происходят в первом порядке по слабым взаимодействиям (это распад-ные процессы $b \rightarrow c\bar{c}s$ и $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$). Поэтому, если механизмы, связанные с нарушением CP-инвариантности, лежат вне рамок Стандартной Модели, результаты измерений уже нельзя будет описывать в соответствии с моделью унитарного треугольника, значения $\sin 2\beta|_K$ и $\sin 2\beta|_B$ (табл. 14) разойдутся между собой, и будущие эксперименты смогут это однозначно показать.

Таблица 14. Определение синуса угла унитарного треугольника $\sin 2\beta$ из измерений относитель-ных вероятностей $BR(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})$ и $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu})$

Относительные вероятности $K \rightarrow \pi\nu\nu$ -распадов (см. (195),(204))

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}) = 4.11 \cdot 10^{-11} A^4 F(x_t)^2 \frac{1}{\sigma} [(\rho_0 - \bar{\rho})^2 + (\sigma\eta)^2] =$$

$$= 4.11 \cdot 10^{-11} \left[\left(\frac{Im\lambda_t}{\lambda^5} F(x_t) \right)^2 + \left(\frac{Im\lambda_c}{\lambda} P_0 + \frac{Re\lambda_t}{\lambda^5} F(x_t) \right)^2 \right],$$

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}) = 1.80 \cdot 10^{-10} \left(\frac{Im\lambda_t}{\lambda^5} F(x_t) \right)^2 = 1.80 \cdot 10^{-10} A^4 F(x_t)^2 \sigma \bar{\eta}^2.$$

Вводим приведенные ширины $B_1 = \left[\frac{BR(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})}{4.11 \cdot 10^{-11}} \right]$ и $B_2 = \left[\frac{BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu})}{1.80 \cdot 10^{-10}} \right]$.

$$\text{Отсюда : } Im\lambda_t = \lambda^5 \frac{\sqrt{B_2}}{F(x_t)},$$

$$Re\lambda_t = -\lambda^5 \left[\frac{\frac{Re\lambda_c}{\lambda} P_0 + \sqrt{B_1 - B_2}}{F(x_t)} \right].$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{Но } Re\lambda_t = -A^2 \lambda^5 (1 - \bar{\rho}) \frac{1}{\sqrt{\sigma}} \\ Re\lambda_c = -\lambda \frac{1}{\sqrt{\sigma}} \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} \bar{\rho} = 1 + \frac{P_0 - \sqrt{\sigma(B_1 - B_2)}}{A^2 F(x_t)} \\ \bar{\eta} = \frac{\sqrt{B_2}}{\sqrt{\sigma} A^2 F(x_t)} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Эти величины} \\ \text{могут быть найдены} \\ \text{из измерений} \\ \text{вероятностей } K \rightarrow \pi\nu\nu, \\ \text{т.е. } B_1 \text{ и } B_2. \end{array}$$

(см. (163),(165))

Введем

$$\left. \begin{array}{l} r_s = \frac{1 - \bar{\rho}}{\bar{\eta}} = \frac{\sqrt{\sigma} \cdot \sqrt{\sigma(B_1 - B_2)} - P_0}{\sqrt{B_2}} \\ \text{Из (169) : } \sin 2\beta = \frac{2\bar{\eta}(1 - \bar{\rho})}{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{2r_s}{1 + r_s^2} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Результат измерений } \sin 2\beta \\ \text{не зависит от} \\ F(x_t) \text{ и } A, \text{ т.е.} \\ \text{не зависит от } m_t \text{ и } V_{cb}. \end{array}$$

Таким образом, точность определения $\sin 2\beta$ из этих данных зависит только от точности измерений B_1 и B_2 и от расчетов $P_0 = F(x_c)/\lambda^4$.

Сравнение данных для K-мезонов и B-мезонов для $\sin 2\beta$ (см. (187)):

$$\sin 2\beta|_K = \frac{2r_s}{1+r_s^2} = -A_{CP} / \sin \Delta M_{B_d} t = \sin 2\beta|_B \quad \left. \begin{array}{l} \text{жесткая проверка} \\ \text{Стандартной Модели.} \end{array} \right\}$$

В рамках Стандартной Модели можно получить достаточно надежное верхнее огра-ничение для вероятности распада $BR(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})$, воспользовавшись данными о сме-шивании $B_d^0 \rightleftharpoons \bar{B}_d^0$ и $B_s^0 \rightleftharpoons \bar{B}_s^0$ (см. параграф 4.2.3). Для одной из сторон унитарного треугольника (рис. 17) $|\vec{c}| = \left| \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right| = \frac{|V_{td}V_{tb}^*|}{A\lambda^3} \simeq \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right| \frac{1}{\lambda} = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \eta^2}$ можно установить связь с параметрами B^0 -смешивания (см. (184)):

$$|\vec{c}| = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right| = \frac{1}{\lambda} \cdot \left(\frac{\Delta m_{B_d}}{\Delta m_{B_s}} \right)^{1/2} \cdot f, \quad (209)$$

$$\text{где } f = \left(\frac{m_{B_s}}{m_{B_d}} \cdot \frac{f_{B_s}^2}{f_{B_d}^2} \cdot \frac{B_s}{B_d} \right)^{1/2} = 1.15 \pm 0.04.$$

Множитель $[(\sigma\bar{\eta})^2 + (\rho_0 - \bar{\rho})^2]$ в (195) может быть представлен в виде

$$\begin{aligned} [(\sigma\bar{\eta})^2 + (\rho_0 - \bar{\rho})^2] &\simeq [\bar{\eta}^2 + (1 - \bar{\rho} + \Delta)^2] = [\bar{\eta}^2 + (1 - \bar{\rho})^2] + 2(1 - \bar{\rho})\Delta + \\ &+ \Delta^2 = |\bar{c}|^2 + 2(1 - \bar{\rho})\Delta + \Delta^2, \end{aligned}$$

где $\Delta = \frac{P_0}{F(x_t)A^2} = \frac{F(x_c)}{\lambda^4 A^2 F(x_t)} = 0.41 \pm 0.07$ (см. (194)). Отсюда видно, что при фиксированной величине $|\bar{c}|$, определенной из данных о B^0 -смешивании, относительная вероятность распада $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ растет с увеличением $(1 - \bar{\rho})$, т.е. соответствует $\bar{\eta} = 0$ в выражении для $|\bar{c}| = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2}$.

Отсюда легко получить, воспользовавшись (195) и (209):

$$\begin{aligned} BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{max} &= 4.11 \cdot 10^{-11} \cdot A^4 \cdot F(x_t)^2 \frac{1}{\sigma} [(1 - \bar{\rho})^2 + 2(1 - \bar{\rho})\Delta + \Delta^2] = \\ &= 4.11 \cdot 10^{-11} \cdot A^4 \cdot F(x_t)^2 \cdot \frac{1}{\sigma} [(1 - \bar{\rho}) + \Delta]^2 = \\ &= 4.11 \cdot 10^{-11} \cdot A^4 \cdot F(x_t)^2 \cdot \frac{1}{\sigma} [|\bar{c}| + \Delta]^2 = \\ &= 4.11 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{1}{\sigma} \left[\frac{f}{\lambda} \sqrt{\frac{\Delta m_{B_d}}{\Delta m_{B_s}}} A^2 \cdot F(x_t) + P_0 \right]^2. \end{aligned} \quad (210)$$

Оценки [127] из данных по нижней границе для $\Delta m_{B_d}/\Delta m_{B_s}$ и из других параметров позволили получить из (210) верхний предел (в Стандартной Модели)

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{max} < 1.67 \cdot 10^{-10}. \quad (211)$$

Если воспользоваться новыми данными для этих параметров (см. (182),(184) и табл. 12), то можно установить ещё более жесткую границу

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})_{max} < 1.0 \cdot 10^{-10}. \quad (212)$$

При получении (211) были использованы данные:

$$\sqrt{\frac{\Delta m_{B_d}}{\Delta m_{B_s}}} < 0.2; A < 0.89; P_0 < 0.48; F(x_t) < 1.57; r_{sd} < 1.4,$$

а для (212)

$$\sqrt{\frac{\Delta m_{B_d}}{\Delta m_{B_s}}} < 0.18; A < 0.83; P_0 < 0.48; F(x_t) < 1.65; r_{sd} < 1.19$$

(с учетом ошибок в этих параметрах).

Если величина $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ превысит эти ограничения, то соответствующие экспериментальные данные вступят в существенное противоречие с предсказаниями Стандартной Модели для этого FCNC-процесса. Поэтому первая такая чувствительная проверка может быть сделана после завершения нового эксперимента BNL E949, в котором вероятность $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ может быть измерена с точностью $\pm 30\%$ (см. табл. 13).

Экспериментальные пределы (205)–(207) оставляют еще заметную свободу для поисков эффектов Новой Физики в $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ -распадах. Такие эффекты рассматривались в ряде работ [20, 21, 24, 132, 138–143 и др.]. Следует отметить, что при этом анализе важно учесть все ограничения, которые накладываются на параметры моделей с Новой Физикой

не только из данных по $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$, но и из других каонных опытов (ε ; ε'/ε ; $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ и т.д.). Такой детальный анализ для суперсимметричных теорий был проведен в работе [138]. В ней рассматривались разные сценарии для суперсимметричных моделей с СР-нарушением, в которых вклад новых взаимодействий может быть существенным для Zsd -вершины ($K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ -распады) и для глюонного “пингвина” на рис. 5 (ε'/ε). Результаты проведенного анализа дают консервативные верхние пределы для возможного проявления эффектов суперсимметрии в $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ -распадах:

$$\left. \begin{aligned} BR(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}) &< 1.7 \cdot 10^{-10} \quad (3 \div 6 \cdot 10^{-10}), \\ BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}) &< 1.2 \cdot 10^{-10} \quad (3 \cdot 10^{-10}). \end{aligned} \right\} \quad (213)$$

В скобках приводятся менее консервативные ограничения, связанные с частичной компенсацией вкладов различных механизмов при анализе всей совокупности процессов. В работе [139], где не все дополнительные ограничения были приняты во внимание, были получены более слабые верхние пределы $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}) < 4 \cdot 10^{-9}$; $BR(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}) < 10^{-9}$, которые также нельзя до конца исключить из-за возможных эффектов компенсаций (они уже частично ограничиваются экспериментальными данными).

В моделях с дополнительными поколениями фундаментальных фермионов, как отмечалось в параграфе 2.1, условия унитарности для матрицы V_{CKM} уже не будут выполняться. Так, например, вместо соотношения унитарности (25) $V_{ud} \cdot V_{ub}^* + V_{cd} \cdot V_{cb}^* + V_{td} \cdot V_{tb}^* = 0$, на котором основан унитарный треугольник, появится другое соотношение $V_{ud} \cdot V_{ub}^* + V_{cd} \cdot V_{cb}^* + V_{td} \cdot V_{tb}^* = U_{db}^* = -V_{td}^* V_{ub}^*$, которое представляется уже четырехугольником (см. рис. 25а). Теории с дополнительными поколениями фундаментальных фермионов могут привести к существенным отступлениям в оценках вероятностей распадов $K \rightarrow \pi\nu\nu$ от предсказаний Стандартной Модели. Так, в работе [140] в модели с 4 поколениями фундаментальных фермионов с учетом ограничений, возникающих из Δm_K , Δm_{B_d} , Δm_{B_s} , Δm_D и других данных, получены пределы для вероятностей FCNC-распадов К-мезонов: $BR(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}) \simeq (0.7 \div 4.4)10^{-10}$ и $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}) \simeq (0.05 \div 10)10^{-10}$ (см. также рис. 25б).

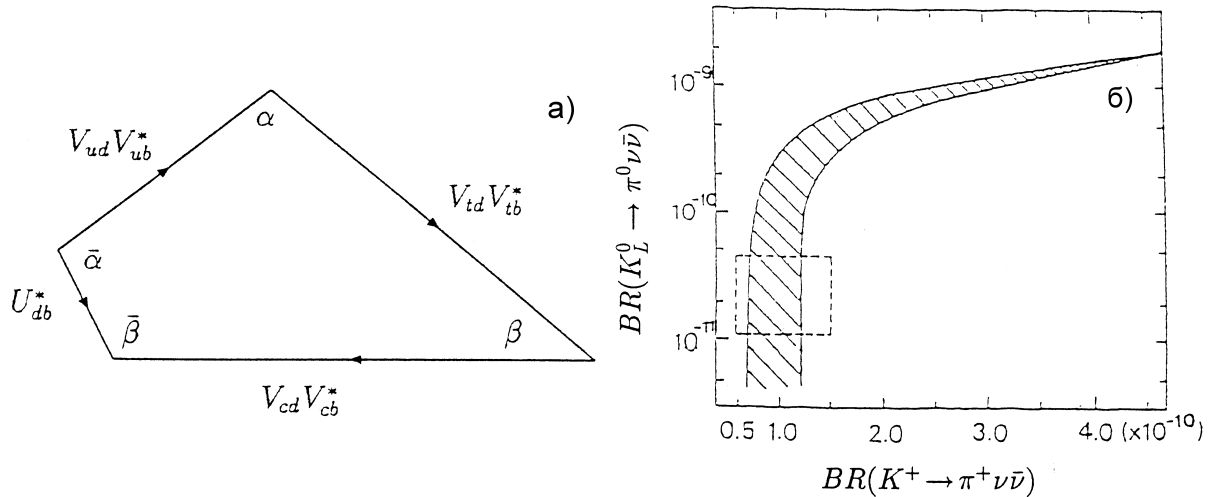


Рис. 25. Модель с 4 фундаментальными дублетами фермионов (дополнительный дублет с тяжелыми кварками $\begin{pmatrix} t' \\ b' \end{pmatrix}$ [140]). а) Унитарный четырехугольник в этой модели (см. текст). б) Возможная область вероятностей распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$ в модели с 4 фундаментальными дублетами. Пунктирный прямоугольник — область предсказаний Стандартной Модели.

В моделях с техницветом было показано, что из-за влияния новых взаимодействий на Zds -вершину вероятности распадов $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ могут на один-два порядка превышать предсказания Стандартной Модели [141]. С другой стороны, существующие данные для распада $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ позволяют получить ограничения на параметры этой модели.

Следует отметить, что ряд эффектов Новой Физики достаточно слабо отражается на характеристиках распадов $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ (см., например, [142, 143]). Отметим, что 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. Такие процессы могли бы имитировать распады $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$. Однако оценки вероятностей распада $K \rightarrow \pi + g$ в моделях с дополнительными размерностями приводят к величине $< \cdot 10^{-12}$ (или даже $\ll \cdot 10^{-12}$ [59]), т.е. являются практически ненаблюдаемыми.

Другой процесс, который может имитировать $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ -распады — это так называемые фамилонные распады $K \rightarrow \pi + X$, где X — это нейтральный фамилон, характеризующийся слабым взаимодействием и непосредственно не проявляющийся на опыте [144, 145]. Выделение таких распадов возможно при изучении спектра π -мезонов (т.е. при выделении монокроматической линии). Для эффективного фамилонного взаимодействия, характеризующегося лагранжианом $L = \frac{1}{F}\gamma^\mu X(\bar{u}\gamma_\mu s)$ (эрмит. сопряж.), из данных эксперимента BNL E787 получено ограничение $BR(K^+ \rightarrow \pi + X) < 1.1 \cdot 10^{-10}$ (90% C.L.) и $F > 2.3 \cdot 10^{12}$ ГэВ [146], [133].

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, этот распад происходит и без нарушения CP-инвариантности, причем вклад такого процесса может даже быть доминирующим [132].

В заключение следует еще раз подчеркнуть, что будущие эксперименты по изучению $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ -распадов (см. табл. 13) являются очень важными и чувствительными инструментами по проверке тонких предсказаний Стандартной Модели и поискам эффектов Новой Физики.

5. Заключение

Исследования К-мезонных распадов, сыгравшие такую важную роль в физике элементарных частиц, переживают сейчас новый подъем. Успехи последних лет, приведшие к окончательному обнаружению больших прямых процессов нарушения CP-инвариантности, в существенной степени содействуют росту интереса к каонным экспериментам. В ближайшее десятилетие в основных научных центрах всего мира (Фермилаб, BNL, ИФВЭ, ЦЕРН, LNF, КЕК) развернется широкая программа новых экспериментальных исследований К-распадов. Можно надеяться, что эксперименты, связанные с совместными исследованиями редких К-мезонных распадов в ИФВЭ, BNL и FERMILAB [1–4], о которых говорилось в настоящей статье, сыграют существенную роль в реализации этой программы.

В заключение мне приятно поблагодарить Б.А.Арбузова, С.С.Герштейна, С.Кеттелла, П.Купера, Л.Литгенберга, В.Ф.Образцова, Л.Б.Окуня и Е.П.Шебалина за многочисленные обсуждения.

Список литературы

- [1] Landsberg L.G., Obraztsov V.F.//See [11], P. 619.
- [2] Coleman R. et al. 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 (1998, Fermilab); Cooper P.//See [11], P. 601; Tschirhard R.S.//See [17] p. 85; p. 137; P. 151.
- [3] Chen E. et al. (KAMI Collaboration)//Fermilab-KAMI Proposal, 1997; Barker T.//See [17], P. 213.
- [4] Bassalleck B. et al.//E949: An experiment to measure $B(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ at BNL, BNL-67247, 1999; Kettell S.//See [17], P. 75; Komatsubara T.K.//See [17], P. 133; Shinkawa T.//See [17], P. 137.
- [5] Окунь Л.Б. Кварки и лептоны. — М.: Наука, 1990; Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. — М.: Наука, 1988.
- [6] Кейн Г. Современная физика элементарных частиц. — М.: Мир, 1990.
- [7] Branco G.C., Lavoura L., Silva J.P.//CP violation, Clarendon Press, Oxford, 1999.
- [8] The DAΦNE Phys. Handbook (Ed. Maiani L., Pancheri G., Paver N.), LNF, Frascati, 1992.
- [9] The Second DAΦNE Phys. Handbook (Ed. Maiani L., Pancheri G., Paver N.), LNF, Frascati, 1995.
- [10] Heavy Flavours II, World Scientific (Ed. Buras A.J., Linder M.), 1997.
- [11] Kaon Physics. Proc. of the Workshop on K Physics (KAOH-99) Chicago, USA, June 21–26, 1999 (Ed. Rosner J.L., Winstein B.D.), Univ. Chicago Press, 2000.
- [12] Proc. of the XIX Intern. Symposium on Lepton Photon Interactions (Lepton-Photon 99), Stanford, USA, August 9–14, 1999 (Ed. Jaros J. and Peshkin M.). World Scientific, 2000.
- [13] III Workshop on Phys. and Detectors for DAFNE Frascati, November 16–19, 1999 (in press).
- [14] III Intern. Conference on B Physics and CP Violation Taipei, Taiwan, December 3–7, 1999 (in press).
- [15] Proc. International Europhysics Conf. on High-Energy Physics (EPS-HEP-99), Tampere, Finland, 15–21 July, 1999 (in press).
- [16] Proc. of Intern. KEK Workshop “Kaons, Muons, Neutrino Physics and Future”, October 31 – November 1, 1997 (ed. Y.Kuno, T.Shincawa), KEK Proc. 97–24.
- [17] Proc. of Intern. Workshop on CP violation in K, December 18 and 19, 1998, KEK (ed. S.Sugimoto and T.Yamanaka), KEK Proc. 99–3.
- [18] Buchalla G., Buras A.J., Lauvtenbacher M.//Rev. Mod. Phys. 1996. V. 68. P. 1125.

- [19] Buras A.J., Fleischer R.//hep-ph/9704376 (see [10]);
Buras A.J.//hep-ph/9711217, TUM-HEP-299/97;
Buras A.J.//hep-ph/9905437, Lectures at 14 Lare Louise Winter Institute, February 1999;
Buras A.J.//hep-ph/9806471, TUM-HEP-316/98.
- [20] Nir Y.//hep-ph/9911321, Lectures in the XXVII SLAC Summer Institute on Particle Physics, 1999.
- [21] Grossman Y., Nir Y., Rattazzi R.//hep-ph/9701231 (see [10]).
- [22] Novaes S.F.//hep-ph/0001283, IFT-P/010/2000.
- [23] D'Ambrosio G., Isidori G.//Int. Journ. of Mod. Phys. 1998. V. A13. P. 1.
- [24] Isidori G.//hep-ph/9902235, see [17], P. 3.
- [25] Buchalla G.//hep-ph/9912369, CERN-TH/99-325, see [15];
Buchalla G.//hep-ph/0002207, CERN-TH/2000-057, see [13].
- [26] Littenberg L.//See [16], P. 27;
Littenberg L.//Frascati Phys. Ser, V. XI, P. 317, XVIII Phys. in Collisions Frascati, June 17–19, 1998;
Littenberg L., Valencia G.//Ann. Review of Nucl. Part. Sci. 1993. V. 43. P. 729.
- [27] Barker A.R., Kettell S.H.//Ann. Review of Nucl. Science (in press).
- [28] Quigg C.//hep-ph/0001029, FERMILAB-Conf.-00/002-T, see [13];
Quigg C.//FERMILAB-Conf.-00/021-7.
- [29] Richter B.//hep-ph/0001012, see [12].
- [30] Peshkin M.E.//hep-ph/0002041, SLAC-PUB-8351(2000), see [15].
- [31] Hewet J.L. et al.//hep-ph/9603391,SLAC-PUB-7088, CERN-TH/96-56.
- [32] Caso C. et al. (PDG)//Eur. Phys. Journ. 1998. V. C3. P. 1.
- [33] Bargiotti M. et al.//hep-ph/0001293.
- [34] Molson W.//hep-ph/0001024, see [12].
- [35] Attarelli N.//hep-ph/9912291, CERN-TH/99-365.
- [36] Cabibbo N.//Phys. Rev. Lett. 1963. V. 53. P. 531;
Kobayashi M., Maskava T.//Prog. Theor. Phys. 1973. V. 49. P. 652.
- [37] Glashow S.L., Iliopoulos J., Maiani L.//Phys. Rev. 1970. V. D2. P. 1285.
- [38] Ли Ц., Бу Ц. Слабые взаимодействия. — М.: Мир,1968 (Ann. Rev. of Nucl. Science. 1965. V. 15. P. 381; 1965. V. 16. P. 471).
- [39] Nakada T.//Lepton and Photon Interactions, XVI Intern. Symposium Ithaca, August 1993 (ed. Drell P., Rubin D.). P. 425.
Nakada T.//hep-ex/0002034, Lectures note for Cargese 99 Summer School Particle Physics, Corsica, July 1999.

- [40] Christenson J.H. et al.//Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. p. 138.
- [41] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. — М.: Наука, 1989, С. 167.
- [42] Вайнштейн А.И. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 123;
Nucl. Phys. 1977. V. B120. P. 316.
- [43] Vainshtein A.//Int. Journ. Mod. Phys. 1999. V. A14. P. 4705.
- [44] Burkhardt H. et al. (NA-31)//Phys. Lett. 1988. V. B206. P. 169;
Barr G.D. et al. (NA-31)//Phys. Lett. 1993. V. B317. P. 233.
- [45] Gibbons L.K. et al. (E731)//Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P.1203.
- [46] KTeV Collaboration //Seminar FNAL, 24 February 1999;
Alavi-Harati et al. (KTeV)//Phys. Rev. Lett. 1999. V. 70. P. 22.
- [47] NA48 Collaboration//Seminar CERN, June 18 1999;
Fanti V. et al. (NA48)//Phys. Lett. 1999. V. 8465. P. 335.
- [48] NA48 Collaboration//Seminar FNAL, March 2000.
- [49] Nierste V.//FERMILAB-Conf.-99/288-T (talk on the conference QCD-99, Montpellier, July 7–13, 1999).
- [50] Buras A.J.//hep-ph/9908395; TUM-HEP-355/99, see [11], P. 73.
- [51] Bosch S., Buras A.J. et al.//hep-ph/9904408, TUM-HEP-347/99.
- [52] Jamin M.//hep-ph/9911390 (talk on the conference “Heavy Flavours 8” Southampton, UK., 1999), HD-THEP-99-51.
- [53] Fabrichesi M.//hep-ph/9909224.
- [54] Keum Y.Y. et al.//hep-ph/9903230, Fermilab-Pub-99/035-T.
- [55] Betolini S. et al.//hep-ph/9911390.
- [56] Hambye T. et al.//hep-ph/0001088, DO-TH-00/01.
- [57] Fermi E.//Conferenze di Fisica Atomica, Roma, 1950 (перевод Ферми Э.//Лекции по атомной физике. ИЛ. Москва. 1952).
- [58] Abe F. et al. (CDF)//Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 2198;
Abbott B. et al. (DO)//Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 666; 1999. V. 82. P. 2457; P. 4769;
Landsberg G.L.//hep-ex/9910034, see [15].
- [59] Arkani-Hamed N. et al.//Phys. Rev. Lett. 1998. V. B429. P. 263; hep-ph/9807344.
- [60] Cheung K., Landsberg G.L.//hep-ph/9909218, Fermilab-Pub-99/245-T, VCD-hep-9914;
Cheung K.//hep-ph/0003306;
Landsberg G.L.//Fermilab News. 2000. V. 23, N8, P. 2.
- [61] Davidson S. et al.//Z. Phys. 1990. V. C61. P. 613.

- [62] Shanker O.//Nucl. Phys. 1982. V. 204B. P. 375; V. 206B. P. 253.
- [63] Gershtein S.S. et al.//Phys. Rep. 1999. V. 320. P. 159.
- [64] Citron A. et al.//NIM. 1978. V. 155. P. 93; 1979. V. 164. P. 31.
- [65] Lengeler H., Plane D.E.//Preprint CERN SPS/EBP/79-16.
- [66] Lee-Franzini J.//See [9], P. 761.
- [67] Appel R. et al. (BNL 865)//Phys. Rev. Lett. 2000 (in press);
Zeller M.E.//See [11], P. 403.
- [68] Rosselet L. et al.//Phys. Rev. 1977. V. D15. P. 574.
- [69] Bijnens J. et al.//See [8] P. 115; [9], P. 318.
- [70] Li B.A.//hep-ph/0001258.
- [71] D'Ambrosio et al.//See [8], P. 231; [9], P. 26.
- [72] D'Ambrosio G.//hep-ph/0002265, see [13].
- [73] Kettell S.//hep-ph/0002009, see [13].
- [74] Komatsubara T.K. et al.//See [11], P. 445.
- [75] Акопджанов Г.А. и др. Предложение эксперимента ИСТРА-М (ИФВЭ-ИЯИ-ОИЯИ). 1996;
Болотов В.Н. и др. (ИСТРА-М)//Препринт ИФВЭ 95-111, Протвино, 1995.
- [76] Belz J. et al. (KTeV)//Proc. PANIC-99 (Uppsala, Sweden, June 99).
- [77] Adler S. et al. (E787)//hep-ex/0003019.
- [78] Heintze J. et al.//Nucl. Phys. 1979. V. B149. P. 365.
- [79] Bijnens J. et al.//See [8] P. 107; [9] P. 125;
Colangelo G.//hep-ph/0001256, see [13].
- [80] Kitching P. et al. (E787)//Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 4079; hep-ex/9708011.
- [81] Ecker G. et al.//Nucl. Phys. 1987. V. B291. P. 692.
- [82] Bergstrom L., Singer P.//Phys. Rev. Lett. 1985 V. 55. P. 2633;
Phys. Rev. 1991. V. D43. P. 1568.
- [83] Шебалин Е.//Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 117.
- [84] D'Ambrosio G. et al.//JHEP. 1998. V. 9808. P. 004.
- [85] Appel R. et al. (E865)//Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 4482.
- [86] Ma H. et al. (E865)//Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 2580.
- [87] Alliegro C. et al.//Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 278.

- [88] Adler S. et al. (E787)//Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 4756.
- [89] Leutwyler H., Roos M.//Z. Phys. 1984. V. C25. P. 91.
- [90] Jaus R.//Phys. Rev. 1991. V. D44. P. 2851.
- [91] Fuchs N.H. et al.//hep-ph/0001188.
- [92] Tesarek R.J. (KTeV)//hep-ex/9903069.
- [93] Finkemeier M.//See [9]. P. 389.
- [94] Буланов С.С.//Дипломная работа, МФТИ, 1999.
- [95] Ambrose D. et al. (BNL E871)//Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 4309.
- [96] Gabriolli E.//Phys. Lett. 1993. V. B301. P. 409.
- [97] Chizhov M.V.//Mod. Phys. Lett. 1996. V. A8. P. 2753.
- [98] Bolotov V.N. et al. (ISTRA)//Phys. Lett. 1990. V. B243. P. 308.
- [99] Poblaguev A.A.//Phys. Lett. 1990. V. B238. P. 108.
- [100] Voloshin M.B.//Phys. Lett. 1992. V. B283. P. 120.
- [101] Chizhov M.V.//Phys. Lett. 1996. V. B381. P.359.
- [102] Franzini P.//See [8], P. 15.
- [103] Аммосов В.В. и др.//Препринт ИФВЭ 98-2, Протвино, 1998.
- [104] Colangelo G. et al.//hep-ph/9908415.
- [105] Maioni L., Paver P.//See [8], P. 191; [9], P. 239.
- [106] Shebalin E.P.//Nucl. Phys. 1993. V. B409. P. 87; Preprint ИТЕР-97-5, 1997.
- [107] Belkov A.A. et al.//Phys. Lett. 1989. V. B232. P. 118; 1993. V. B300. P. 283;
Бельков А.А. и др.//ЭЧАЯ, 1995. Т. 26. С. 262.
- [108] Shabalin E.//Preprint ИТЕР 8-98, Moscow, 1998.
- [109] Кекелидзе В.Д.//Доклад на НТС ИФВЭ, 22 декабря 1999.
- [110] White C. et al. (HyperCP (E871)) //Nucl. Phys. Proc. Suppl. 1999. V. B71. P. 451;
Luk K.B.//See [14];
White C.//See [11], P. 475.
- [111] Blatt S.R. et al.//Phys. Rev. 1983. V. D27. P. 1056;
Morse W. et al.//Phys. Rev. 1980. V. D21. P. 1750.
- [112] Grossman Y.//Nucl. Phys. 1994. V. B426. P. 355.
- [113] Aoki M.//See [17], P. 125;
Abe M. et al. (KEKE246)//Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 4253.

- [114] Lim G.Y.//See [17], P. 177.
- [115] Littenberg L.//See [16], P. 27.
- [116] Privitera P.//hep-ph/9605416; ROM2F/96/13.
- [117] Belanger G., Geng C.O.//Phys. Rev. 1991. V. D44. P. 2789.
- [118] Peccei R.D.//hep-ph/9909236, see [11], P. 25.
- [119] Barnes P.D. et al. (LEAR PS185)//Phys. Rev. 1996. V. C54. P. 1877.
- [120] Kaplan D.M.//hep-ex/9911035, Proc. HYPERON-99, Fermilab, Batavia, September 1999 (Ed. Jensen D.A., Monnier E.), P. 165, Fermilab.-Conf.-00/059-E.
- [121] Donoghue J.F. et al.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 162; Phys. Rev. 1986. V. D39. P. 833.
- [122] Pakvasa S.//hep-ph/0002210, see [14]; see [11], P. 465.
- [123] He X.-G. et al.//hep-ph/9909562.
- [124] Gevais J. et al.//Phys. Lett. 1966. V. 20. P. 432.
- [125] Болотов В.Н. и др. (ИСТРА)//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 68.
- [126] Wolfenstein L.//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 1945.
- [127] Buchalla G., Buras A.J.//hep-ph/9901288, CERN-TH/98-369, TUM-T31-337/98.
- [128] Affolder T. et al. (CDF)//hep-ex/9909003.
- [129] Winsten B., Wolfenstein L.//Rev. Mod. Phys. 1993. V. 65. P. 1113.
- [130] Ritchie J.L., Wojcicki S.G.//Rev. Mod. Phys. 1993. V. 65. P. 1149.
- [131] Littenberg L.//Phys. Rev. 1989. V. D39. P. 3322.
- [132] Grossman Y., Nir Y.//Phys. Lett. 1997. V. B398. P.163; hep-ph/9701313.
- [133] Adler S. et al. (BNL E787)//hep-ex/0002015; Phys. Rev. Lett. 2000 (in press).
- [134] Alavi-Harati A. et al. (KTeV)//Phys. Rev. 2000 (in press).
- [135] Chiang et al. KOPIO – a search for $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. (Proposal), 1999. Konaka A.//See [16], P. 219.
- [136] Inagaki T.//See [16], P. 205.
- [137] Cooper P. Talk on Run II B Physics Workshop, Fermilab, February 24, 2000.
- [138] Buras A.J. et al.//hep-ph/9908371; TUM-HEP-353/99.
- [139] Colangelo G., Isidori G.//JHEP. 1998. V. 09. P. 009.
- [140] Hattori T. et al.//hep-ph/9804412.

- [141] Xiao Z. et al.//hep-ph/9903347.
- [142] Perez G.//hep-ph/0001037; WIS-00/46.
- [143] G.-Ch. Cho//hep-ph/9804327.
- [144] Wilczek F.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1549.
- [145] Rizzo T.G.//hep-ph/9809526; SLAC-PUB-7936 (1998).
- [146] Adler S. et al. [E787]//Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 4756.

Рукопись поступила 30 июня 2000 г.

Л.Г.Ландсберг

Редкие распады К-мезонов, Стандартная Модель и Новая Физика.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Л.Ф.Васильева.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 03.07.2000. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.

Печ.л. 11. Уч.-изд.л. 8,8. Тираж 130. Заказ 154. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий

142284, Протвино Московской обл.

