

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Поиски аномальных взаимодействий в редких каонных распадах*

Л.Г. Ландсберг

Рассмотрены возможные поиски аномальных процессов с Новой физикой в редких распадах К-мезонов. Обсуждаются поиски несохранения лептонных ароматов в каонных распадах, поиски аномальных скалярных, псевдоскалярных и тензорных взаимодействий, поиски нестандартных процессов с нарушением Т- (или СР-) инвариантности в распадах заряженных К-мезонов. Рассмотрены также поиски новых легких частиц (Р-сголдстино) в каонных распадах, исследования с "меченными" π^0 -мезонами, образующимися в распадах $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ и $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, и ряд других явлений. Обсуждаются перспективы будущих опытов в этой области на новых экспериментальных установках.

PACS numbers: 12.60.-i, 13.20.Eb, 13.25.Es

Содержание

1. Введение (801).
2. Несохранение лептонных ароматов в процессах с заряженными лептонами в конечных состояниях и каонные эксперименты (803).
3. Поиски новых типов взаимодействий в К-распадах (806).
 - 3.1. Общие замечания.
 - 3.2. Лептонные распады $K^+ \rightarrow l^+ v_l$.
 - 3.3. Полулептонные распады $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l$.
 - 3.4. О некоторых механизмах аномальных взаимодействий в K_{l_3} - и K_{l_2} -распадах.
 - 3.5. Распады $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$.
 - 3.6. Другие данные об аномальных скалярных и тензорных взаимодействиях.
4. Прямое несохранение СР-инвариантности в распадах заряженных каонов (818).
 - 4.1. Поиски эффектов нарушения СР-инвариантности в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$.
 - 4.2. Поиски Т-нечетных корреляций в распадах $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ v_\mu$ и $K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu \gamma$ с измерением поперечной поляризации мюонов $P_{\mu\perp}$.
 - 4.3. Поиски Т-нечетных корреляций в распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ v_\mu \gamma$.
5. Поиски новых легких частиц, образующихся в распадах К-мезонов (823).
 - 5.1. Распады типа $K^+ \rightarrow \pi^+ + X$ и ограничения для их бренчингов из эксперимента BNL787.
 - 5.2. Поиски легких псевдоскалярных сголдстино в К-распадах на установке ИСТРА+.
6. Поиски распада $K^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma$ (825).

* Данный обзор — последняя печатная работа Леонида Григорьевича Ландсберга (1930–2005). Вопросы и комментарии по статье следует адресовать Г. Ландсбергу (e-mail: landsberg@hep.brown.edu). (Примеч. редакции.)

Л.Г. Ландсберг. Государственный научный центр Российской Федерации "Институт физики высоких энергий", 142281 г. Протвино, Московская обл., Российская Федерация

Статья поступила 14 июля 2005 г.,
после доработки 15 февраля 2006 г.

7. Опыты с "мечеными" π^0 -мезонами, образующимися в К-распадах (825).
 - 7.1. Исследование распадов $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ в опытах KTeV с использованием распадов $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$.
 - 7.2. Верхний предел для вероятности $BR(\pi^0 \rightarrow v\bar{v})$ из эксперимента BNL E949 при анализе "меченых" пионов в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$.
 - 7.3. Поиски распадов $\pi^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$ для "меченых" π^0 -мезонов.
8. Заключение (827).
9. Приложения (828).
 - 9.1. Сверхпроводящий сепарированный канал К⁺-мезонов ИФВЭ и установка ОКА.
 - 9.2. Новые работы.

Список литературы (831).

1. Введение

Физика высоких энергий переживает в настоящее время очень сложный, интересный и важный период. Практически все существующие данные согласуются сейчас со Стандартной моделью (СМ), которая хорошо описывает физические процессы в области энергий до нескольких сотен гигазэлектронвольт (ГэВ). И в то же время мы знаем, что из-за ряда внутренних противоречий СМ может только служить низкоэнергетическим приближением к более полной теории, и с увеличением энергий нас ожидает очень богатая область новых явлений (Новая физика (НФ)), например, образование новых тяжелых частиц, дополнительные размерности пространства, структура кварков и лептонов, проявление новых типов взаимодействий.

Напомним основные аспекты СМ. Стандартная модель включает в себя три поколения фундаментальных фермионов — кварков и лептонов:

$$u, d, v_e, e \quad (\text{первое поколение}), \quad (1)$$

$$c, s, v_\mu, \mu \quad (\text{второе поколение}), \quad (2)$$

$$t, b, v_\tau, \tau \quad (\text{третье поколение}). \quad (3)$$

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

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

Электрослабые взаимодействия, в которых участвуют как кварки, так и лептоны, переносятся промежуточными бозонами W^\pm , Z и фотоном γ . В слабых взаимодействиях важную роль, по-видимому, должны играть и скалярные хиггсовские бозоны H_0 , предсказанные в СМ, которые, однако, пока не обнаружены. Слабые взаимодействия заряженных токов, переносимые W^\pm -бозонами, как мы увидим ниже, меняют кварковые ароматы.

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

$$\begin{pmatrix} v_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} v_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} v_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \quad (4)$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L, \quad (5)$$

и правополяризованные синглеты кварков и лептонов q_R , l_R . Лево- и правополяризованные фермионы могут быть представлены в виде

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi, \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi. \quad (6)$$

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

$$L[SU(2)_L \times U(1)] = L_{CC} + L_{NC}. \quad (7)$$

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

$$L_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}}(J_\mu^+ W^{-\mu} + J_\mu^- W^{+\mu}), \quad (8)$$

где

$$J_\mu^- = \bar{u}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)d' + \bar{c}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)s' + \bar{t}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)b' +$$

$$\bar{v}_e\gamma_\mu(1 - \gamma_5)e + \bar{v}_\mu\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\mu + \bar{v}_\tau\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\tau. \quad (9)$$

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

Плотность лагранжиана нейтрального тока L_{NC} имеет вид

$$L_{NC} = e J_\mu^{\text{em}} A^\mu + \frac{g}{2 \cos \vartheta_W} J_\mu^0 Z^\mu, \quad (10)$$

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

$$J_\mu^{\text{em}} = \sum_f Q_f \bar{f} \gamma_\mu f; \quad J_\mu^0 = \sum_f \bar{f} \gamma_\mu (v_f - a_f \gamma_5) f. \quad (11)$$

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

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

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Матрица кваркового смешивания зависит от трех углов смешивания кварковых поколений ϑ_{12} , ϑ_{13} , ϑ_{23} ($s_{ij} = \sin \vartheta_{ij}$; $c_{ij} = \cos \vartheta_{ij}$) и от нетривиальной фазы δ , определяющей нарушение СР-инвариантности в кварковых процессах.

Таким образом, в СМ детально описываются процессы, происходящие в кварковом секторе, кварковое смешивание и изменение кварковых ароматов в слабых распадах.

В то же время в лептонном секторе СМ долгое время ситуация представлялась другой. Лептоны трех разных поколений характеризовались лептонными ароматами L_e , L_μ и L_τ . Слабые взаимодействия лептонов описывались лагранжианом СМ, в котором нейтрино представлялись как безмассовые частицы, и предполагалось, что лептонные ароматы сохраняются.

Следует отметить, что сохранение лептонных ароматов не было обусловлено какими-то новыми глобальными калибровочными симметриями типа $U(1)$, как это, например, имеет место для сохранения электрического заряда в силу калибровочной симметрии электромагнитных взаимодействий. Поэтому вопрос о возможном несохранении лептонных ароматов оставался всегда открытым. Большой интерес представлял также вопрос о сохранении полного лептонного заряда

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau.$$

Здесь в первую очередь имеется в виду возможность наблюдения таких процессов, как двойной безнейтринный β -распад $(Z, A) \rightarrow (Z+2, A) + 2e^-$, или распады $K^+ \rightarrow \pi^- l^+ l^+$, или безнейтринная конверсия мюонов в электроны другого знака $\mu^- + (Z, A) \rightarrow e^+ + (Z-2, A)$.

Одним из важнейших достижений последних лет в физике элементарных частиц стало прямое обнаружение

нейтринных осцилляций в опытах с атмосферными и солнечными нейтрино [1, 2], на реакторах [3] и, возможно, на ускорителе [4]. Гипотеза о нейтринных осцилляциях была высказана впервые Б. Понтекорво в 1957 г. [5] (см. также обзор [6], где рассмотрена история эволюции представлений о нейтринных осцилляциях). Наблюдение нейтринных осцилляций означает, что нейтрино разных фундаментальных поколений имеют различные массы, а лептонные ароматы не являются строго сохраняющимися квантовыми числами. Поэтому нейтрино смешиваются между собой и переходят друг в друга. Обнаружение нейтринных осцилляций завершило многолетние поиски этих эффектов и открыло новую страницу в изучении физики нейтрино и свойств лептонных ароматов.

Хотя нейтринные осцилляции и не укладываются в общую картину СМ, их обнаружение само по себе не привело к необходимости пересмотра фундаментальных свойств этой теории. Оказалось достаточным несколько модифицировать СМ, введя в ее лагранжиан члены, соответствующие массам нейтрино и несохранению лептонных ароматов. При этом появляется матрица нейтринного смешивания, близкая по форме к СКМ-матрице кваркового смешивания. Матрицу нейтринного смешивания называют матрицей Понтекорво – Маки – Накагава – Саката (PMNS, см. [5–8]). Однако, если кварковое смешивание приводит к огромному количеству новых эффектов в кварковом секторе СМ, то матрица нейтринного смешивания может, вообще говоря, носить существенно более ограниченный характер. Возможно даже, что нейтринные осцилляции окажутся единственными экспериментально наблюдаемыми проявлениями несохранения лептонных ароматов. Если нейтрино являются майорановскими частицами, то еще одним наблюдаемым эффектом может стать двойной безнейтринный β -распад с $|\Delta L| = 2$. Более подробно этот вопрос рассмотрен в следующем разделе.

Существуют два метода изучения области очень высоких энергий, где мы ожидаем проявлений НФ.

1. Прямой метод — это эксперименты на суперколлайдерах, в которых, как мы надеемся, будут непосредственно наблюдаться новые физические эффекты: образование новых тяжелых частиц, структура кварков, дополнительные размерности пространства, новые типы взаимодействий и т.д. Опыты этого типа сейчас проводятся на установках CDF и D0 на коллайдере Fermilab Tevatron ($p\bar{p}$ -взаимодействия при энергии $\sqrt{s} = 1,96$ ТэВ). Но особые надежды здесь связываются с запуском нового светосильного коллайдера LHC в ЦЕРНе ($p\bar{p}$ -взаимодействия при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ). Запуск этого коллайдера ожидается в 2007 г.

2. Косвенный метод исследования — обнаружение новых явлений в редких распадах, в которых некоторые эффекты имеют чувствительность к энергетической шкале, недоступной даже для суперколлайдеров нового поколения.

В настоящее время очень быстро развиваются исследования В-распадов на установках на встречных асимметричных e^+e^- -кольцах BaBar (Стэнфорд, США) и Belle (KEK, Япония) и, как ожидается в будущем, на коллайдерной В-фабрике LHCb (ЦЕРН, Швейцария). Но особый интерес здесь представляют новые опыты с К-мезонами, где интенсивные потоки каонов и их довольно продолжительное время жизни позволяют получить

наибольшую чувствительность к парциальным ширинам таких аномальных распадных процессов.

Очень важная часть программы исследований редких каонных распадов — изучение распадов $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Эти исследования подробно обсуждались в предыдущих обзورах автора [9], и здесь мы их не будем рассматривать.

2. Несохранение лептонных ароматов в процессах с заряженными лептонами в конечных состояниях и каонные эксперименты

Рассмотрим проявления несохранения лептонных ароматов в процессах, в которых участвуют заряженные лептоны (будем называть их LFV-процессами; LFV — Lepton Flavor Violation). Таким LFV-процессом является, например, распад $\mu \rightarrow e\gamma$. Как следует из рис. 1, на первый взгляд кажется, что этот распад может быть обусловлен диаграммой с нейтринными осцилляциями. Однако из-за малости масс нейтрино механизм нейтринного смешивания приводит к очень малой вероятности распада $\mu \rightarrow e\gamma$, так как она будет подавлена факторами $(m_{v_i}/M_W)^4$ [10, 11]. Вероятность $\mu \rightarrow e\gamma$ -распада оценивается как

$$\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{\Gamma(\mu \rightarrow e\gamma)}{\Gamma(\mu \rightarrow e\bar{v}_e v_\mu)} \simeq \frac{3}{32} \frac{\alpha}{\pi} \left| \sum_i U_{\mu i}^* U_{e i} \left(\frac{m_{v_i}}{M_W} \right)^2 \right|^2. \quad (13)$$

Здесь

$$v_\mu = \sum_i U_{\mu i} v_i; \quad v_e = \sum_i U_{e i} v_i, \quad (14)$$

v_i — нейтринные состояния с собственными значениями масс и лептонных ароматов, v_μ , v_e — нейтринные состояния, образующиеся в мюонных и электронных процессах (они не характеризуются определенными значениями масс и лептонных ароматов). Тогда для $m_{v_i} < 1$ эВ $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) \lesssim 10^{-48}$. Подобная же ситуация имеет место и для других LFV-процессов с заряженными лептонами.

Между тем в общей концепции поисков Новой физики, выходящей за рамки СМ, поиски таких запрещенных LFV-распадов с заряженными лептонами $\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu \rightarrow 3e$, $K_L^0 \rightarrow e\bar{\nu}_e$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ e^-$ и др. представляют огромный интерес и за последние несколько десятилетий проводились во многих экспериментах со все возрастающей точностью. До сих пор ни один из таких процессов не был обнаружен. Установленные для

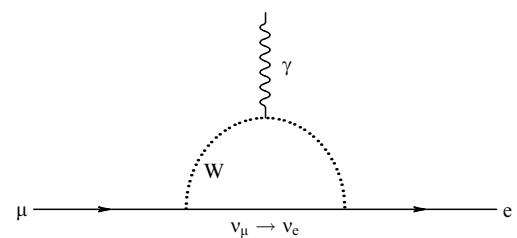


Рис. 1. Диаграмма распада $\mu \rightarrow e\gamma$, обусловленного механизмом смешивания нейтрино.

Таблица 1. Верхние пределы для BR в LFV-процессах [12–24]

Процесс	Верхний предел для BR (90 % C.L.)	Литература	Перспективы
$K_L^0 \rightarrow e^\mp \mu^\pm$	$4,7 \times 10^{-12}$	[12]	
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^\mp \mu^\pm$	$3,3 \times 10^{-10}$	[13]	
$K_L^0 \rightarrow e^\mp e^\mp \mu^\pm \mu^\pm$	$4,12 \times 10^{-11}$	[13]	
$K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ e^-$	$1,2 \times 10^{-11}$	[14]	
$K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^- e^+$	$5,2 \times 10^{-10}$	[15]	CKM $\sim 10^{-12}$
$K^+ \rightarrow \pi^- e^+ e^+$	$6,4 \times 10^{-10}$	[15]	(NA48/3)
$K^+ \rightarrow \pi^- e^+ \mu^+$	$5,0 \times 10^{-10}$	[15]	
$K^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$	$3,0 \times 10^{-9}$	[15]	
$\Xi^- \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$	$4,0 \times 10^{-8}$	[16]	
$\mu \rightarrow e\gamma$	$1,2 \times 10^{-11}$	[17]	PSI 10^{-14} [24]
$\mu \rightarrow 3e$	$1,0 \times 10^{-12}$	[18]	
$\frac{\Gamma(\mu^- + Ti \rightarrow e^- + Ti)}{\Gamma(\mu^- + Ti \rightarrow \text{захват})}$	$4,3 \times 10^{-12}$	[19]	MECO 10^{-17} [23, 24]
$\tau \rightarrow e\gamma, \mu\gamma, 3l$	$< 10^{-6} - 10^{-7}$	[20–22]	

них верхние пределы представлены в табл. 1 [12–22] и на рис. 2 [23] (на котором демонстрируется история этих поисков).

Большое внимание к LFV-процессам с заряженными лептонами связано с тем, что их наблюдение будет явно выходить за рамки СМ и потребует ее существенного пересмотра. Сам факт обнаружения несохранения лептонных ароматов в нейтринных осцилляциях, несомненно, усиливает интерес к таким поискам. Как мы увидим ниже, если LFV-распады имеют место, то обычно они проявляются при столь малых расстояниях (для столь высоких энергетических масштабов), которые останутся недоступными даже для суперколлайдеров следующих поколений. Исследование редких аномаль-

ных распадов — это, по-видимому, единственный способ почувствовать такую область очень высоких энергий.

Несохранение лептонных ароматов в процессах с заряженными лептонами может иметь место в совершенно разных явлениях, таких как:

- а) чисто лептонные распады $\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu \rightarrow 3e$ и т.д.;
- б) безнейтринная конверсия мюонов в электроны $\mu^- + (Z, A) \rightarrow e^- + (Z, A)$. Здесь возможны разные процессы — как чисто лептонного типа, так и с участием кварков первого поколения фундаментальных частиц $d \rightarrow de\bar{e}$;
- в) адронно-лептонные переходы типа $s \rightarrow de\bar{e}$ с участием фундаментальных фермионов первого и второго поколения. Это распады странных частиц $K_L^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$, $K_L^0 \rightarrow \pi \mu^\pm e^\mp$;
- г) процессы с несохранением полного лептонного числа $L = L_e + L_\mu + L_\tau$: двойной β -распад $(A, Z) \rightarrow 2e^- + (A, Z + 2)$,

распады $K^+ \rightarrow \pi^- 1^{+1}$.

Во всех этих процессах могут проявляться совершенно разные LFV-механизмы, например лептонно-кварковые LFV-процессы могут быть обусловлены обменом "горизонтальными" X-бозонами или обменом лептокварками (рис. 3а, б).

В настоящее время предложено несколько новых амбициозных проектов, которые могут на несколько порядков поднять чувствительность поисков мюонных LFV-процессов (вплоть до $BR(\mu \rightarrow e\gamma) \sim 10^{-14}$, а в дальнейшем на нейтринных фабриках — до $BR(\mu \rightarrow e\gamma)$ и $BR(\mu \rightarrow 3e) \sim 10^{-15} - 10^{-16}$). Новая техника сверхпроводящих магнитных ловушек была предложена для изучения когерентной $\mu - e$ -конверсии на ядрах до отношений $\Gamma(\mu^- + (Z, A) \rightarrow e^- + (Z, A)) / \Gamma(\mu^- \rightarrow \text{захват}) \sim 10^{-17}$ (и, может быть, даже до 10^{-19}). Программа этих новых поисков мюонных LFV-процессов и связанные с ними теоретические гипотезы обсуждаются в [23, 24] и в цитируемой там литературе. В то же время высказывался определенный пессимизм о возможности дальнейшего повышения точности в поисках LFV-процессов в редких распадах каонов.

Между тем распады типа $s \rightarrow de\bar{e}$ обладают уникальной особенностью, отличающей их от процессов типа $d \rightarrow de\bar{e}$ (безнейтринная конверсия мюонов в электроны)

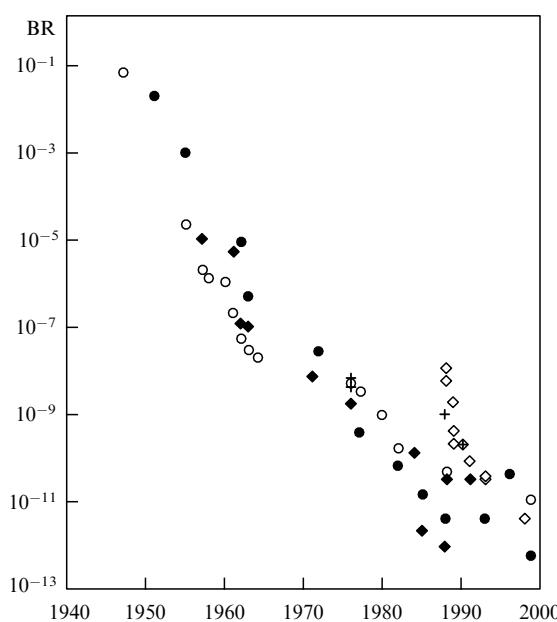


Рис. 2. Чувствительность экспериментов по поискам несохранения лептонных ароматов в процессах с мюонами и каонами [23]. Мюонные процессы: \circ — $(\mu \rightarrow e\gamma)$, \blacklozenge — $(\mu \rightarrow 3e)$, \bullet — $(\mu^- + A \rightarrow e^- + A)$; каонные процессы: \diamond — $(K_L^0 \rightarrow e\bar{\mu})$, $+$ — $(K^+ \rightarrow \pi^+ e\bar{\mu})$. Как видно из этих данных, чувствительность экспериментов по поискам LFV-процессов непрерывно повышалась (в среднем на два порядка величины за десятилетие).

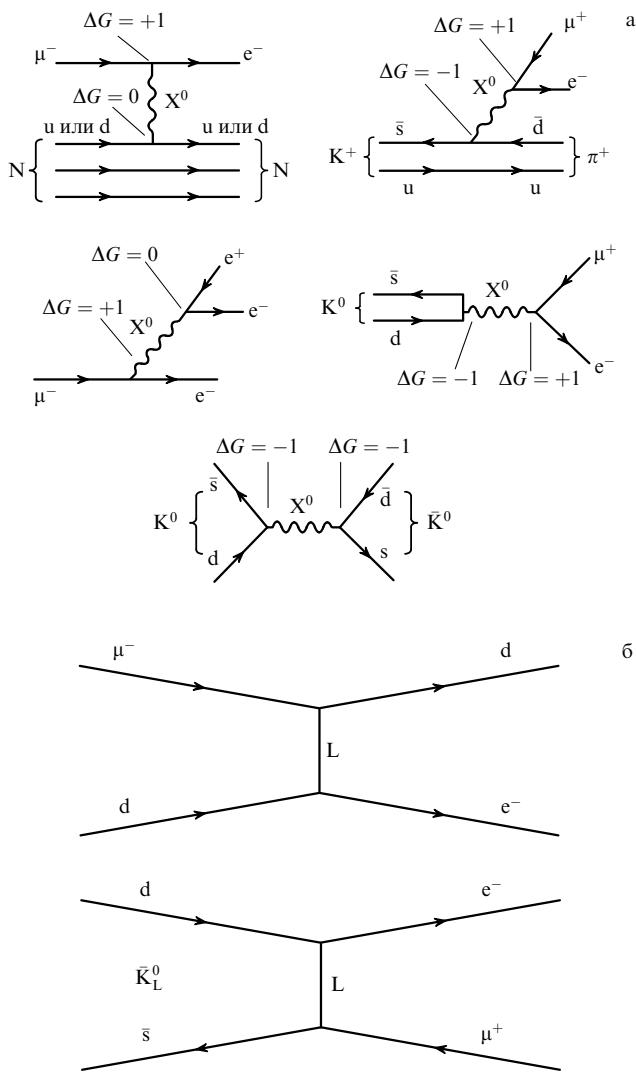


Рис. 3. (а) Действие правил отбора по квантовым числам G поколений фундаментальных фермионов СМ в механизме с обменом "горизонтальными" бозонами X^0 . (б) Процесс безнейтринной $\mu \rightarrow e$ -конверсии $\mu^- + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z)$ (сверху) и распад $K_L^0 \rightarrow e\bar{\nu}$ (снизу).

Таблица 2. Правило отбора по квантовому числу G для поколения фундаментальных фермионов СМ (см. также рис. 3а)

Процессы первого порядка	$\Delta G = 0$	$K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ e^-$, $K_L^0 \rightarrow e^\mp \mu^\pm$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^\mp \mu^\pm$
Процессы второго порядка	$ \Delta G = 1$	$\mu \rightarrow 3e$, $\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu^- + N \rightarrow e^- + N$
Процессы третьего порядка	$ \Delta G = 2$	$K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$ ($\Delta M = M(K_L^0) - M(K_S^0)$), $\mu^- e^+ \rightarrow \mu^+ e^-$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^- e^+$

Примечание. Несколько примеров действия правила отбора по ΔG :

a) $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ e^-$: $(\bar{s}u) \rightarrow (u\bar{d})\mu^+ e^-$,

$$G_{in} = -1 + 2 = +1, \quad G_{fin} = 0 + (-1) + 2 = +1, \quad \Delta G = G_{fin} - G_{in} = 0;$$

б) $K^0 \rightarrow e^- \mu^+$: $(\bar{s}d) \rightarrow e^- \mu^+$,

$$G_{in} = +1, \quad G_{fin} = +1, \quad \Delta G = 0;$$

$$K^0 \rightarrow e^+ \mu^-$$
: $G_{in} = +1, \quad G_{fin} = -1, \quad \Delta G = -2;$

$$\bar{K}^0 \rightarrow e^- \mu^+$$
: $\Delta G = +2;$

$$\bar{K}^0 \rightarrow e^+ \mu^-$$
: $\Delta G = 0;$

в) $\mu^- + N \rightarrow e^- + N$: $G_{in} = +1 + G(N), \quad G_{fin} = +2 + G(N)$, $\Delta G = +1$;

г) $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$: $G_{in} = +1, \quad G_{fin} = -1, \quad \Delta G = -2$.

или от чисто лептонных переходов с несохранением лептонных ароматов $\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu \rightarrow 3e$ и т.д.

Именно в каонных LFV-распадах участвуют кварки и лептоны разных поколений, и поэтому в них становится возможной компенсация изменения поколения в кварковом секторе соответствующим изменением поколения в лептонном секторе. Эта простая возможность обсуждалась неоднократно, но наиболее четким образом она сформулирована в работе [25], в которой были введены квантовые числа G , характеризующие фундаментальные поколения СМ, и была проведена классификация различных процессов в соответствии с возможным изменением этого квантового числа $\Delta G = G_{fin} - G_{in}$ (табл. 2 и рис. 3а).

Если рассматривать только переходы между фермионами первых двух поколений, то чисто феноменологически можно ввести для этих поколений любые различающиеся между собой квантовые числа, например: $G_1 = 2$ для первого поколения и $G_2 = 1$ — для второго (для антифермионов $G_1 = -2$ и $G_2 = -1$). Тогда, как видно из табл. 2, можно разбить все рассматриваемые процессы на разные классы, соответствующие величине изменения ΔG в соответствующих переходах.

Физическая концепция квантового числа G сейчас не очень ясна. Очевидно, что особые свойства каонных LFV-распадов и их уникальные возможности проявятся только в том случае, если правило отбора по ΔG будет достаточно жестким. Тогда некоторые каонные LFV-распады, соответствующие $\Delta G = 0$, могут иметь существенно большую вероятность, чем другие процессы, для которых в лучшем случае $|\Delta G| = 1$.

Проиллюстрируем теперь концепцию поколений фундаментальных фермионов СМ с сохраняющимися в первом приближении квантовыми числами G на примере динамической модели в пространстве с дополнительными размерностями, развитой в работах [26]. Сформулируем кратко основные аспекты этой модели:

А. Пространство с дополнительными размерностями характеризуется метрикой $M^4 \times S^2$, т.е. соответствует четырехмерному пространству Минковского с дополнительным двумерным многообразием, компактифицированным в сферу с радиусом R . Фундаментальные фермионы в этом шестимерном пространстве образуют единое поколение, которое затем редуцируется в три поколения фундаментальных фермионов СМ (1), запол-

няющих разные области многомерного пространства и характеризующихся квантовыми числами поколений G_i , которые сохраняются в первом приближении. Эти квантовые числа соответствуют некоторым угловым моментам в пространстве сферы. При этом первое поколение фундаментальных фермионов характеризуется значением $G_1 = 2$, второе — значением $G_2 = 1$, а третье — величиной $G_3 = 0$ (для соответствующих антифермионов знаки G меняются).

Б. Отличительной особенностью данной модели являются распады с несохранением лептонных ароматов, вероятности которых определяются структурой пространства, т.е. массовой шкалой компактификации дополнительных размерностей $1/R$ и структурами Калуцы–Клейна для калибровочных бозонов.

В. Благодаря сравнительно слабому смешиванию между фундаментальными поколениями СМ имеет место сильное подавление вероятностей процессов с $|\Delta G| \neq 0$.

Таким образом, если концепция фундаментальных поколений с сохраняющимися в первом приближении квантовыми числами G действительно имеет место и если правило отбора $|\Delta G|$ накладывает сильные ограничения на вероятность соответствующих процессов, дальнейшие поиски каонных LFV-распадов приобретают первостепенное значение.

Исследования каонных LFV-распадов являются дополнительными по отношению к поискам мюонных LFV-процессов и могут обладать в некоторых моделях с частично сохраняющимися квантовыми числами фундаментальных фермионных поколений очень высокой и даже рекордной чувствительностью [27].

Конечно, модели с приближенным сохранением квантового числа фундаментальных поколений — это только одна из теорий с возможным несохранением лептонных ароматов. Несохранение лептонных ароматов в процессах с заряженными лептонами может носить очень сложный характер, и в него могут вносить вклады многие другие механизмы, для которых чисто лептонные процессы ($\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu \rightarrow 3e$, $\tau \rightarrow 3\mu$, $\tau \rightarrow \mu + \gamma$ и т.д.) могут обладать даже большей чувствительностью, чем каонные распады. Для смешанных кварк–лептонных процессов $s \rightarrow d\bar{d}$ и $d \rightarrow d\bar{d}e$ очень интересно детально изучить сравнительные возможности разных механизмов (с отбором по квантовому числу поколений, обменом лептокварками и т.д.). И наконец, важную роль могут играть процессы с несохранением полного лептонного заряда L , такие, как безнейтринный двойной β -распад $Z \rightarrow (Z+2) + 2e^-$, или такие необычные процессы, как $K^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$.

И все же следует подчеркнуть, что уникальные свойства каонных LFV-распадов, связанные с концепцией частично сохраняющихся квантовых чисел G поколений фундаментальных фермионов СМ и с правилами отбора по $\Delta G = 0$, делают очень важным проведение нового поколения опытов по редким K-распадам на существующих и сооружаемых ускорителях со средней энергией 25–120 ГэВ в каонных пучках с предельной интенсивностью. Необходимо создание новых установок с максимальным быстродействием и максимальным переопределением кинематики исследуемых событий для подавления фона и увеличения чувствительности опытов на 2–4 порядка величины по сравнению с данными табл. 1. Эти очень трудные опыты следует рассматривать

как независимую и дополнительную часть общей программы поисков несохранения лептонных ароматов в процессах с заряженными лептонами. Все эти вопросы детально обсуждались в работе [27].

3. Поиски новых типов взаимодействий в K-распадах

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 механизмами, представляют огромный интерес в связи с возможным существованием Новой физики, лежащей за рамками Стандартной модели. Как известно, в СМ для заряженных слабых токов имеет место $(V - A)$ -взаимодействие, обусловленное обменом векторными промежуточными бозонами W^\pm .

В этом разделе мы рассмотрим лептонные и полуlepтонные распады K-мезонов

$$K^+ \rightarrow l^+ v_l, \quad (15)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l. \quad (16)$$

В этих процессах лептоны описываются спинорами v_l , а антителтоны — спинорами v_l (рождение l^+ описывается спинором v_l , а рождение v_l — спинором \bar{v}_l).

Матричные элементы распадов (15) и (16) имеют вид:

$$M(K^+ \rightarrow l^+ v_l) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{us}| \langle 0 | H_w | K^+ \rangle \langle \bar{v}_l 0_\alpha v_l \rangle \quad (17)$$

и

$$M(K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{us}| \langle \pi^0 | H_w | K^+ \rangle \langle \bar{v}_l 0_\alpha v_l \rangle. \quad (18)$$

Здесь V_{us} — элемент матрицы V_{CKM} . Мы рассмотрим наиболее общий тип лоренц-ковариантных матричных элементов с учетом всех возможных типов взаимодействий.

Лептоны при этом образуют лоренц-ковариантные дираховские структуры $\bar{v}_l 0_\alpha v_l$

$$\left. \begin{aligned} S^1 &= \bar{u}_v v_l && \text{(скаляр)}, \\ P^1 &= \bar{u}_v \gamma_5 v_l && \text{(псевдоскаляр)}, \\ T^1 &= \bar{u}_v \sigma_{\alpha\beta} v_l = \bar{u}_v \frac{i}{2} (\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha) v_l && \text{(тензор)}, \\ V^1 &= \bar{u}_v \gamma_\mu v_l && \text{(вектор)}, \\ A^1 &= \bar{u}_v \gamma_5 \gamma_\mu v_l && \text{(аксиал)}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Здесь мы ограничиваемся приближением, при котором нейтрино рассматриваются как двухкомпонентные частицы (массы нейтрино пренебрежимо малы), участвующие в слабых взаимодействиях только своими левыми компонентами, т.е. нейтрино входят в матричный элемент как $(1/2)(1 - \gamma_5)u_\nu$, или как $\bar{u}_\nu(1/2)(1 + \gamma_5)$.

Матричные элементы $\langle 0 | H_w | K^+ \rangle$ и $\langle \pi^0 | H_w | K^+ \rangle$ имеют структуру, определяемую возможностями построения их из параметров задачи. Например, для $\langle 0 | H_w | K^+ \rangle$

$$\left. \begin{array}{l} \langle 0|V|K^+ \rangle = 0 \\ \langle 0|S|K^+ \rangle = 0 \end{array} \right\}, \text{ так как } K^+ \text{ — псевдоскаляр,} \\ \left. \begin{array}{l} \langle 0|A|K^+ \rangle \propto \varphi_K P_K^\alpha \\ \langle 0|P|K^+ \rangle \propto \varphi_K M_K \\ \langle 0|T|K^+ \rangle \propto \varphi_K P_K^\alpha P_K^\beta \end{array} \right\}, \text{ единственные возможные} \\ \text{аксиал, псевдоскаляр} \\ \text{и псевдотензор} \\ \text{из параметров задачи.}$$

Здесь всюду φ_K — псевдоскалярная функция K^+ -мезона, имеющая нормировку $1/\sqrt{2M_K}$. Тогда

$$M(K^+ \rightarrow l^+ v_l) = |V_{us}| \left\{ \frac{G_F}{\sqrt{2}} \varphi_K P_K^\alpha [\bar{u}_v(1 + \gamma_5)\gamma_\alpha v_l] + \right. \\ + \frac{G_P}{\sqrt{2}} \varphi_K M_K [\bar{u}_v(1 + \gamma_5)v_l] + \\ \left. + \frac{G_T}{\sqrt{2}} \varphi_K P_K^\alpha P_K^\beta [\bar{u}_v(1 + \gamma_5)\sigma_{\alpha\beta} v_l] \right\}.$$

Здесь G_P и G_T — константы аномальных псевдоскалярного и тензорного взаимодействий.

Так как $P_K^\alpha P_K^\beta$ — симметричный тензор, а $\sigma_{\alpha\beta}$ — антисимметричный тензор, то при суммировании по α, β тензорный член превращается в нуль и не вносит вклад в матричный элемент распада $K^+ \rightarrow l^+ v_l$, т.е. окончательно

$$M(K^+ \rightarrow l^+ v_l) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{us}| \varphi_K P_K^\alpha [\bar{u}_v(1 + \gamma_5)\gamma_\alpha v_l] + \\ + \frac{G_P}{\sqrt{2}} |V_{us}| \varphi_K M_K [\bar{u}_v(1 + \gamma_5)v_l]. \quad (20)$$

Для ковариантности записи матричного элемента структуры $\langle 0|H_w|K^+ \rangle$ и $\langle \bar{u}_v v_\mu |H_w|0 \rangle$ должны быть согласованы между собой так, чтобы можно было провести суммирование по индексам α и т.д. для соответствующих составляющих $\langle 0|H_w|K^+ \rangle^\alpha$, $\langle \bar{u}_v v_\mu |H_w|0 \rangle_\alpha$ и т.д.

Таким образом, $M(K^+ \rightarrow l^+ v_l)$ в общем виде может иметь аксиальную (A) и псевдоскалярную (P) составляющие (в СМ с $(V-A)$ -взаимодействиями — только аксиальную часть).

Аналогичный анализ для $M(K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l)$ показывает, что в общем случае этот матричный элемент может иметь векторную (V), скалярную (S), тензорную (T) компоненты (в СМ со слабым $(V-A)$ -взаимодействием — только векторную компоненту).

Сделаем еще одно замечание, связанное с чувствительностью экспериментов к поискам новых типов взаимодействий, которые могли бы проявляться, например, в $K^+ \rightarrow l^+ v_l$ - и $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l$ -распадах. Амплитуда каждого из этих процессов может быть представлена в виде

$$A = A_{SM} + A_{NP} = |A_{SM}| + |A_{NP}| \exp(i\varphi),$$

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

$$|A|^2 = |A_{SM}|^2 + |A_{NP}|^2 + 2 \operatorname{Re}(A_{SM} A_{NP}^*) = \\ = |A_{SM}|^2 + |A_{NP}|^2 + 2 \cos \varphi |A_{SM}| |A_{NP}| \simeq \\ \simeq |A_{SM}|^2 \left(1 \pm \underbrace{\frac{|A_{NP}|}{|A_{SM}|}}_{IT} \right) \quad (21)$$

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

Следует, однако, иметь в виду, что в некоторых случаях интерференционный член может содержать дополнительную малость. Например, как мы увидим ниже, в распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l$ из-за матричного характера векторной и скалярной (тензорной) амплитуд и из-за суммирования по спинам лептонов в конечном состоянии интерференционный член оказывается пропорциональным массе заряженного лептона m_l и для распадов $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v_e$ становится пренебрежимо малым. Тогда новые взаимодействия будут проявляться только в компоненте $|A_{NP}|^2$.

3.2. Лептонные распады $K^+ \rightarrow l^+ v_l$

Матричный элемент распада $K^+(P_K) \rightarrow l^+(P_l) + v_l(P_v)$ имеет вид

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{us}| \langle l^+ v_l | H_w | 0 \rangle \langle 0 | H_w | K^+ \rangle = M_{SM} + M_{NP} = \\ = \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{us}| \varphi_K P_K^\alpha [\bar{u}_v(1 + \gamma_5)\gamma_\alpha v_l] + \\ + \frac{G_P}{\sqrt{2}} |V_{us}| \varphi_K M_K [\bar{u}_v(1 + \gamma_5)v_l]. \quad (22)$$

Дальнейшее преобразование (22) проводится с помощью уравнения Дирака. Для этого уравнения вводится обозначение

$$\hat{P} = P^\alpha \gamma_\alpha. \quad (23)$$

Уравнение Дирака для спинора u имеет вид

$$(\hat{P} - m)u = 0, \quad \bar{u}(\hat{P} - m) = 0, \quad (24)$$

а для антиспинора v

$$(\hat{P} + m)v = 0, \quad \bar{v}(\hat{P} + m) = 0. \quad (25)$$

Вводя обозначения $P_K^\alpha = q_v^\alpha + q_l^\alpha; \varphi_K = f_K / \sqrt{2M_K}$, где $f_K = (159,8 \pm 1,5)$ МэВ — постоянная K -распада, определяемая из опытных данных (см. [28]), получаем

$$M(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{SM} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_K \frac{|V_{us}|}{\sqrt{2M_K}} \times \\ \times [\bar{q}_v^\alpha \bar{u}_v(1 + \gamma_5)\gamma_\alpha v_l + \bar{u}_v(1 + \gamma_5)q_l^\alpha \gamma_\alpha v_l] = \\ = \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_K \frac{|V_{us}|}{\sqrt{2M_K}} [\bar{u}_v \hat{q}_v(1 - \gamma_5)v_l + \bar{u}_v(1 + \gamma_5)\hat{q}_l v_l] = \\ = \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_K \frac{|V_{us}|}{\sqrt{2M_K}} [-m_l \bar{u}_v(1 + \gamma_5)v_l] \quad (26)$$

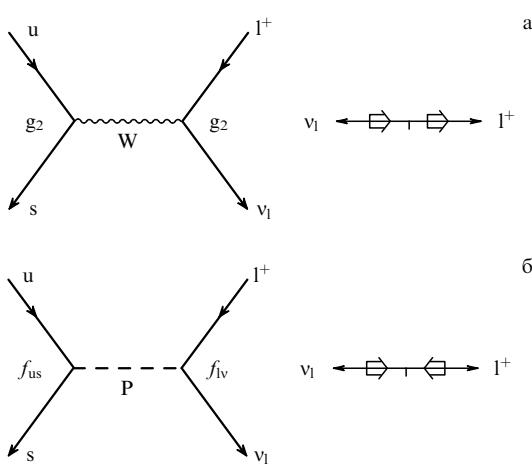


Рис. 4. Распад $K^+ \rightarrow l^+ v_l$ в разных моделях. (а) Диаграмма для распада $K^+ \rightarrow l^+ v_l$ в СМ ($(V-A)$ -взаимодействие) при обмене векторным бозоном W . Константа фермиевского взаимодействия $G_F = g_2^2 / 4\sqrt{2}M_W^2$. Распад $K^+ \rightarrow l^+ v_l$ подавлен сохранением спиральности (спин K^+ -мезона равен нулю): амплитуды с несохранением спиральности пропорциональны фактору m_l . (б) Диаграмма для распада $K^+ \rightarrow l^+ v_l$ в модели с аномальным псевдоскалярным слабым взаимодействием с константой $G_{UD}^{lv} = f_{lv}f_{UD}/4\sqrt{2}M_p^2$. Для этого взаимодействия распад уже не подавлен сохранением спиральности. M_p — масса псевдоскалярного промежуточного бозона — переносчика аномального псевдоскалярного взаимодействия.

$(\bar{u}_v \hat{q}_v = 0; \hat{q}_l v_l = -m_l v_l)$. Ширина $K^+ \rightarrow l^+ v_l$ -распада

$$\Gamma(K^+ \rightarrow l^+ v_l) = (2\pi)^4 \int \frac{d^3 P_l}{2E_l} \frac{d^3 P_v}{2E_v} \frac{1}{(2\pi)^6} |M_{SM}|^2 \times \delta^4(P_K - q_l - q_v). \quad (27)$$

Обычная техника расчетов $M^* M$ (см. [28]) дает

$$|M_{SM}|^2 = \frac{G_F^2}{2} |V_{us}|^2 f_K^2 \frac{m_l^2}{2M_K} 8q_l q_v.$$

Тогда

$$\Gamma(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{SM} = \frac{G_F^2}{8\pi} f_K^2 |V_{us}|^2 M_K m_l^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{M_K^2}\right)^2. \quad (28)$$

Как видно из (28) и рис. 4а, вероятность распада $K^+ \rightarrow l^+ + v_l$ в СМ сильно подавлена из-за сохранения спиральности ($\Gamma \sim m_l^2$).

Можно найти отношение вероятностей распадов

$$\begin{aligned} R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)|_{SM} &= \frac{\text{BR}(K^+ \rightarrow e^+ v_e)}{\text{BR}(K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu)}|_{SM} = \\ &= \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \frac{(M_K^2 - m_e^2)^2}{(M_K^2 - m_\mu^2)^2} (1 + \delta_r) = \\ &= 2,569 \times 10^{-5} (1 - 0,0378 \pm 0,0004) = \\ &= (2,472 \pm 0,0010) \times 10^{-5}. \end{aligned} \quad (29)$$

Здесь δ_r — радиационная поправка, рассчитанная с большой точностью [29]. Используя данные для $\tau(K^+)$, $\text{BR}(K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu)$ (см. [20]) и это значение $R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{SM}$, определим предсказание Стандартной модели для ширины и относительной вероятности редкого распада

$K^+ \rightarrow e^+ v_e$:

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{SM} = (1,570 \pm 0,005) \times 10^{-5}, \quad (30)$$

$$\Gamma(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{SM} = (0,834 \pm 0,003) \times 10^{-18} \text{ МэВ}.$$

Отметим также, что если нарушена $(\mu - e)$ -универсальность, то формула (29) должна быть умножена на фактор $(g_e^K/g_\mu^K)^2$, определяющий такое нарушение, т.е.

$$R(K^+ \rightarrow l^+ v_l) = R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)|_{SM} \left(\frac{g_e^K}{g_\mu^K}\right)^2 \quad (31)$$

$(g_e^K$ и g_μ^K — соответствующие электрослабые константы для каонных распадов; при $(\mu - e)$ -универсальности $g_e^K = g_\mu^K$).

С другой стороны, если бы имело место псевдоскалярное взаимодействие, то распад $K^+ \rightarrow l^+ v_l$ не был бы подавлен сохранением спиральности (рис. 4б) и его вероятность определялась бы выражением

$$\Gamma(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{PS} = \frac{G_{PS}^2}{8\pi} f_K^2 M_K M^2 \left(1 - \frac{m_l^2}{M_K^2}\right)^2, \quad (32)$$

где M — некоторая постоянная, имеющая размерность массы. Здесь константа псевдоскалярного взаимодействия G_{PS} определена по аналогии с $G_F = g_2^2 / 4\sqrt{2}M_W^2$ и имеет такую же размерность. Множитель M^2 обеспечивает правильную размерность в формуле (32). Более подробно псевдоскалярные взаимодействия между кварковыми и лептонными токами рассмотрены в [30], где соответствующие константы определяются как $(G_{UD}^{lv})_{PS} = f_{lv}f_{UD}/4\sqrt{2}M_p^2$, a_{lv} , f_{UD} — константы взаимодействия лептонов и кварков с промежуточными псевдоскалярными бозонами с массой M_p ($U = u, c, t$ — "верхние" кварки; $D = d, s, b$ — "нижние" кварки). В [30] 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.

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

$$R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{PS} \simeq \frac{(1 - m_e^2/M_K^2)^2}{(1 - m_\mu^2/M_K^2)^2} \simeq 1,1. \quad (33)$$

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

Так как распад $K^+ \rightarrow e^+ v_e$ в Стандартной модели сильно подавлен сохранением спиральности, он оказывается особенно чувствительным даже к небольшой примеси псевдоскалярного взаимодействия. Пусть амплитуда распада $K^+ \rightarrow l^+ v_\mu$ обусловлена вкладами $V-A$ (Стандартная модель) и аномального PS-взаимодействия:

$$A(K^+ \rightarrow l^+ v_l) = A(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{SM} + A(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{PS},$$

причем, как это обсуждалось выше,

$$A(K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu)_{SM} \gg A(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{SM},$$

а

$$A(K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu)_{PS} \simeq A(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{PS}.$$

Отсюда

$$\begin{aligned} R(K^+ \rightarrow l^+ v_l) &= \frac{\text{BR}(K^+ \rightarrow e^+ v_e)}{\text{BR}(K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu)} \simeq \\ &\simeq R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{\text{SM}} \left(1 \pm \left| \frac{A_{\text{PS}}}{A_{\text{SM}}} \right| \right). \end{aligned} \quad (34)$$

Существующие экспериментальные данные [20] дают

$$\begin{aligned} R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{\text{exp}} &= \frac{(1,55 \pm 0,07) \times 10^{-5}}{0,6351 \pm 0,0018} = \\ &= (2,441 \pm 0,110) \times 10^{-5} = \\ &= R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{\text{SM}} (0,987 \pm 0,045), \end{aligned} \quad (35)$$

что соответствует

$$\Gamma(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{\text{exp}} = (0,824 \pm 0,037) \times 10^{-18} \text{ МэВ.}$$

Из (34) и (35) следует, что экспериментальные пределы для вклада псевдоскалярного взаимодействия в распад $K^+ \rightarrow e^+ v_e$ составляют

$$\begin{aligned} |A(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{\text{PS}}| &< 5,8 \times 10^{-2} |A(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{\text{SM}}|, \quad (36) \\ \Gamma(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{\text{PS}} &< 3,4 \times 10^{-3} \Gamma(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{\text{SM}} \simeq \\ &\simeq 3 \times 10^{-21} \text{ МэВ.} \end{aligned}$$

В ряде работ, например [30], было показано, что

$$\begin{aligned} R(K^+ \rightarrow l^+ v_l) &= R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{\text{SM}} \times \\ &\times \left[1 \pm \frac{|G_{\text{us}}^{\text{ev}}|_{\text{PS}}}{G_F V_{\text{us}}} \frac{M_K^2}{(m_s + m_u)m_e} \right]. \end{aligned} \quad (37)$$

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

Из (37) и ограничения (36) можно получить экспериментальные ограничения на константу

$$|G_{\text{us}}^{\text{ev}}|_{\text{PS}} < 3,6 \times 10^{-11} \text{ ГэВ}^{-2}.$$

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 распада $\pi^+ \rightarrow e^+ v_e$, т.е. $< 3 \times 10^{-3}$. Таким образом, чувствительность поисков псевдоскалярных взаимодействий в распаде $K^+ \rightarrow e^+ v_e$ будет составлять

$$\begin{aligned} |A(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{\text{PS}}| &< (10^{-3} - 3 \times 10^{-3}) |A(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{\text{SM}}| \Bigg\}, \\ |A(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{\text{PS}}|^2 &< (10^{-6} - 10^{-5}) |A(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{\text{SM}}|^2 \Bigg\}, \end{aligned} \quad (38)$$

или

$$\begin{aligned} \Gamma(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{\text{PS}} &< (10^{-6} - 10^{-5}) \Gamma(K^+ \rightarrow e^+ v_e)_{\text{SM}} \simeq \\ &\simeq (10^{-24} - 10^{-23}) \text{ МэВ.} \end{aligned} \quad (39)$$

Согласно (36)–(39) это будет соответствовать возможному ограничению для псевдоскалярной константы [30]

$$|G_{\text{us}}^{\text{ev}}|_{\text{PS}} < (0,6 - 2) \times 10^{-12} \text{ ГэВ}^{-2}. \quad (40)$$

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

Несколько обстоятельств делают распад $K^+ \rightarrow e^+ v_e$ 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

$$\begin{aligned} R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{\text{SM}} &= \frac{\text{BR}(K^+ \rightarrow e^+ v_e)}{\text{BR}(K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu)} \Big|_{\text{SM}} = \\ &= (2,472 \pm 0,001) \times 10^{-5} \end{aligned}$$

предсказывается в Стандартной модели с большой точностью. Сюда включена также радиационная поправка $\delta_R = -0,0378 \pm 0,0004$ [29];

в) в двухчастичном распаде $K^+ \rightarrow e^+ v_e$ 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 $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l$, где необходимо исследовать распределение событий по диаграмме Далитца, с учетом формфакторов $f_+(t)$ и $f_-(t)$;

г) процесс $K^+ \rightarrow e^+ v_e$ обладает гораздо большей чувствительностью к псевдоскалярному взаимодействию, чем, например, очень редкий распад $K_L^0 \rightarrow e^+ e^-$, который также сильно подавлен в Стандартной модели из-за сохранения спиральности.

Поскольку чувствительные поиски новых типов взаимодействий требуют прецизионного измерения отношения $R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)$, первостепенное значение имеет вопрос о систематических погрешностях при измерениях $K^+ \rightarrow e^+ v_e$ и, прежде всего, о фоновых процессах, обусловленных, например, распадами $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v_e$ и $K^+ \rightarrow e^+ v \gamma$ с потерянными фотонами.

Так как вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v_e$ составляет 5,1 %, то для измерения $R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)$ с точностью $\sim 10^{-3}$ необходимо подавить фон от процесса $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v_e$ с потерянными фотонами до уровня $< 3 \times 10^{-7}$. Проведенный анализ работы охранной системы и кинематического подавления фона от распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v$ с двумя потерянными фотонами (по недостающей массе $(P_K - P_e)^2$) показал, что в экспериментах на установке ОКА (ОКА — Опыты с Каонами) может быть достигнут уровень подавления этого фона $< 2 \times 10^{-7}$ (т.е. $\sim 10^{-8}$ от полной вероятности распада K^+ -мезона), что вполне достаточно для прецизионных измерений отношения вероятностей $R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)$. Фон от процесса $K^+ \rightarrow l^+ v_l \gamma$ со структурным излучением (один потерянный фотон) составляет примерно такую же величину. Величина $R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{\text{SM}}$ в (34) на самом деле представляет собой отношение

$$R(K^+ \rightarrow l^+ v_l(\gamma))_{\text{SM}} = \frac{\text{BR}(K^+ \rightarrow l^+ v_l(\gamma))_{\text{SM}}}{\text{BR}(K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu(\gamma))_{\text{SM}}},$$

где (γ) — мягкое тормозное излучение, которое не регистрируется в измерениях. Так как определяется именно отношение $R(K^+ \rightarrow l^+ v_l(\gamma))$ в одинаковых условиях для распадов $K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu$ и $K^+ \rightarrow e^+ v_e$, это излучение не влияет на точность измерений возможных отступлений от предсказаний Стандартной модели.

Более подробное обсуждение возможностей измерения распада $K^+ \rightarrow e^+ v_e$ в будущих опытах на установке ОКА приводится в [31].

3.3. Полулептонные распады $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l$

Наилучшие данные по исследованию полулептонных распадов К-мезонов сейчас получены в работах сотрудничества ИСТРА+ (см. рис. 5, где приведена схема соответствующей экспериментальной установки и ее основные характеристики). Как уже говорилось в разделе 2.1, матричный элемент полулептонного распада $K^+(P_K) \rightarrow \pi^0(P_\pi) + l^+(p_l) + v_l(p_v)$ имеет вид

$$M(K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{us}| \langle \bar{u}_v v_l | H_w | \pi \rangle \langle \pi | H_w | K^+ \rangle$$

(см. [32, 33]).

Здесь структура для $\langle \pi^0 | H_w | K^+ \rangle$ определяется возможностями их построения из параметров задачи. Так,

$$\left. \begin{aligned} \langle \pi^0 | A | K^+ \rangle &= 0, \\ \langle \pi^0 | P | K^+ \rangle &= 0, \end{aligned} \right\}$$

поскольку при переходе $|$ псевдоскаляр $\rangle \rightarrow |$ псевдоскаляр \rangle нельзя построить аксиал А и псевдоскаляр Р из параметров задачи.

Далее,

$$\left. \begin{aligned} \langle \pi^0 | V | K^+ \rangle &\propto (P_K^\alpha \pm P_\pi^\alpha), \\ \langle \pi^0 | S | K^+ \rangle &\propto M_K, \\ \langle \pi^0 | T | K^+ \rangle &\propto \frac{i}{M_K} \sigma_{\alpha\beta} P_K^\alpha P_\pi^\beta, \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

т.е. в распадах $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l$ вклады могут вносить векторные, скалярные и тензорные слабые взаимодействия.

В Стандартной модели со слабым ($V-A$)-взаимодействием адронная часть матричного элемента имеет

вид

$$\begin{aligned} \langle \pi(P_\pi) | J_{\text{hadr}} | K(P_K) \rangle &= \\ &= |V_{us}| \frac{1}{\sqrt{2}} [(P_K + P_\pi)^\alpha f_+(q^2) + (P_K - P_\pi)^\alpha f_-(q^2)] = \\ &= |V_{us}| \frac{1}{\sqrt{2}} f_+(q^2) [(P_K + P_\pi)^\alpha + (P_K - P_\pi)^\alpha \xi(q^2)]. \quad (42) \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} P_K^\alpha, P_\pi^\alpha, p_v^\alpha, p_\mu^\alpha &\text{ — 4-импульсы соответствующих частиц;} \\ P^\alpha &= P_K^\alpha + P_\pi^\alpha, q^\alpha = P_K^\alpha - P_\pi^\alpha = p_l^\alpha + p_v^\alpha; \\ t &= q^2 = M_K^2 + M_\pi^2 - 2E_\pi M_K \text{ — квадрат 4-импульса, переданного лептонам.} \end{aligned}$$

Используя обозначения [32, 33], можно записать амплитуду $A(K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l)_{\text{SM}}$ как

$$\begin{aligned} A_{\text{SM}} &= -\frac{G_F}{2} |V_{us}| \left\{ \bar{u}_v (1 + \gamma_5) \left[[(P_K^\alpha + P_\pi^\alpha) f_+(q^2) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (P_K^\alpha - P_\pi^\alpha) f_-(q^2)] \gamma_\alpha \right] v_l \right\} = \\ &= -\frac{G_F}{2} |V_{us}| f_+(q^2) \times \\ &\quad \times \left\{ \bar{u}_v (1 + \gamma_5) [P^\alpha \gamma_\alpha + (P_l^\alpha + P_v^\alpha) \gamma_\alpha \xi(q^2)] v_l \right\}. \quad (43) \end{aligned}$$

Общая лоренц-инвариантная амплитуда, учитывающая возможный вклад скалярного (S) и тензорного (T) аномальных слабых взаимодействий, имеет вид

$$\begin{aligned} A &= \frac{G_F}{2} |V_{us}| \left\{ \bar{u}_v (1 + \gamma_5) \left[-(P_K^\alpha + P_\pi^\alpha) f_+(q^2) \gamma_\alpha - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - (P_K^\alpha - P_\pi^\alpha) f_-(q^2) \gamma_\alpha + 2M_K f_S(q^2) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + i \frac{2f_T(q^2)}{M_K} P_K^\alpha P_\pi^\beta \sigma_{\alpha\beta} \right] v_l \right\} = \\ &= \frac{G_F}{2} |V_{us}| f_+(q^2) \left\{ \bar{u}_v (1 + \gamma_5) \left[-P^\alpha \gamma_\alpha - (p_l^\alpha + p_v^\alpha) \gamma_\alpha \xi(q^2) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2M_K F_S + i \frac{2F_T}{M_K} P_K^\alpha P_\pi^\beta \sigma_{\alpha\beta} \right] v_l \right\}. \quad (44) \end{aligned}$$

Здесь $f_+(q^2)$ и $f_-(q^2)$ — векторные формфакторы распада $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l$, $\xi(q^2) = f_-(q^2)/f_+(q^2)$. Для скалярных

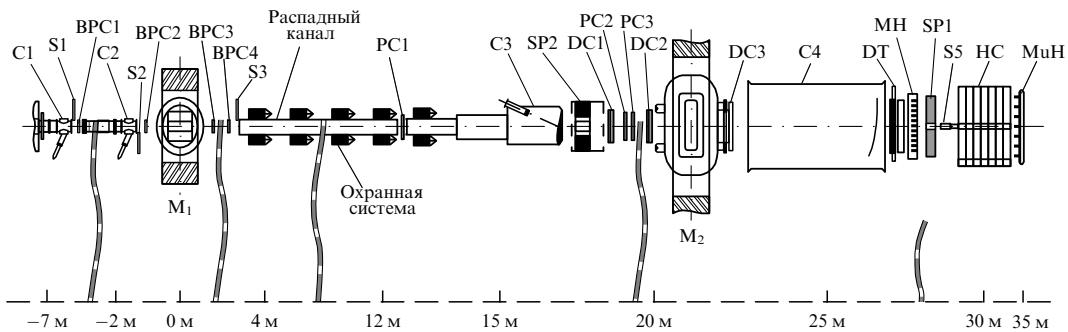


Рис. 5. Схема установки ИСТРА+: S1—S5 — сцинтилляционный счетчик, C1—C4 — пороговые черенковские счетчики, BPC, PC — пропорциональные камеры, SP — спектрометр, DC — дрейфовые камеры, DT — дрейфовые трубы, MuH — мюонный гадроскоп, HC — адронный калориметр, MH — сцинтилляционный мультитрековый гадроскоп, M1 и M2 — магнитные спектрометры, триггер $T = S1S2S3S4C0\overline{C1}\overline{C2}\overline{S5}(\sum_{SP1} > m_{\text{trig}})$ (черенковский счетчик C0 и сцинтиллятор S4 на рисунке не показаны). Установка работала на пучке отрицательных частиц с импульсом 25 ГэВ/с и интенсивностью 3×10^6 частиц цикл $^{-1}$. Содержание K^- -мезонов в пучке $\approx 3\%$.

и тензорных формфакторов введены обозначения

$$\frac{f_S(q^2)}{f_+(q^2)} \simeq \frac{f_S(0)}{f_+(0)} = F_S \quad \text{и} \quad \frac{f_T(q^2)}{f_+(q^2)} \simeq \frac{f_T(0)}{f_+(0)} = F_T,$$

т.е. для малых скалярных и тензорных поправок мы пренебрегаем их q^2 -зависимостью и вводим вместо соответствующих формфакторов константы аномальных взаимодействий F_S и F_T .

Дальнейшее преобразование амплитуд $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l$ -распада A_{SM} и A производится с помощью уравнения Дирака

$$\begin{aligned} A_{SM} &= -\frac{G_F}{2} |V_{us}| f_+(q^2) \left\{ \bar{u}_v (1 + \gamma_5) \times \right. \\ &\quad \times [P^\alpha \gamma_\alpha + (p_l^\alpha + p_v^\alpha) \gamma_\alpha \xi(q^2)] v_l \Big\} = \\ &= -\frac{G_F}{2} |V_{us}| f_+(q^2) \left\{ \bar{u}_v (1 + \gamma_5) P^\alpha \gamma_\alpha v_l + \right. \\ &\quad + \bar{u}_v p_v^\alpha \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \xi(q^2) v_l + \bar{u}_v (1 + \gamma_5) p_l^\alpha \gamma_\alpha v_l \xi(q^2) \Big\} = \\ &= -\frac{G_F}{2} |V_{us}| f_+(q^2) \left\{ \bar{u}_v (1 + \gamma_5) [P^\alpha \gamma_\alpha - m_l \xi(q^2)] v_l \right\} \end{aligned} \quad (45)$$

(так как $\bar{u}_v p_v^\alpha \gamma_\alpha = 0$ и $p_l^\alpha \gamma_\alpha v_l = -m_l v_l$).

В общем виде с учетом вкладов скалярного и тензорного взаимодействий

$$\begin{aligned} A &= \frac{G_F}{2} |V_{us}| f_+(q^2) \left\{ \bar{u}_v (1 + \gamma_5) \left[-P^\alpha \gamma_\alpha + m_l \xi(q^2) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2M_K F_S + i \frac{2F_T}{M_K} P_K^\alpha P_\pi^\beta \sigma_{\alpha\beta} \right] v_l \right\}. \end{aligned} \quad (46)$$

Вместо формфактора $f_-(t)$ обычно используется так называемый скалярный формфактор

$$f_0(t) = f_+(t) + \frac{t}{M_K^2 - M_\pi^2} f_-(t). \quad (47)$$

Векторный и скалярные формфакторы $f_+(t)$ и $f_0(t)$ соответствуют Р-волновой и S-волновой компонентам в перекрестном канале $\langle 0 | J_{hadr} | K\pi_{in} \rangle$.

В соответствии с представлениями Киральной Пертурбативной Теории (ChPT) в приближении $O(p^6)$ для формфакторов вводится параметризация, учитывающая квадратичный член по t (точнее по безразмерному параметру q^2/M_π^2),

$$f_+(t) = f_+(0) \left[1 + \lambda_+ \left(\frac{q^2}{M_\pi^2} \right) + \lambda'_+ \left(\frac{q^4}{M_\pi^4} \right) \right] \quad (48)$$

и

$$f_0(t) = f_0(0) \left[1 + \lambda_0 \left(\frac{q^2}{M_\pi^2} \right) + \lambda'_0 \left(\frac{q^4}{M_\pi^4} \right) \right]. \quad (49)$$

Тогда из (47) можно получить

$$f_-(t) = f_+(0) \frac{M_K^2 - M_\pi^2}{M_\pi^2} \left[(\lambda_0 - \lambda_+) + \frac{q^2}{M_\pi^2} (\lambda'_0 - \lambda'_+) \right]. \quad (50)$$

Тензорное и скалярное взаимодействия могут быть выражены через векторное и скалярное взаимодействия

вие [33]:

$$V = f_+(q^2) \left(1 + \frac{m_l}{M_K} F_T \right) = f_+(q^2) V', \quad (51)$$

$$\begin{aligned} S &= f_+(q^2) \left[F_S + \frac{m_l}{2M_K} \xi(q^2) + \right. \\ &\quad \left. + \left(1 + \frac{m_l^2}{2M_K^2} - \frac{2E_l + E_\pi}{M_K} \right) F_T \right] = f_+(q^2) S'. \end{aligned} \quad (52)$$

После такого переопределения можно найти плотность распределения событий на диаграмме Далитца для K_{l_3} -распадов:

$$\rho(E_\pi, E_l) \propto f_+(q^2) [A|V'|^2 + B \operatorname{Re}(V'^* S') + C|S'|^2]. \quad (53)$$

Здесь

$$A = M_K (2E_v E_l - M_K \Delta E_\pi) - m_l^2 \left(E_v - \frac{1}{4} \Delta E_\pi \right),$$

$$B = m_l M_K (2E_v - \Delta E_\pi),$$

$$C = M_K^2 \Delta E_\pi,$$

$$\Delta E_\pi = E_\pi^{\max} - E_\pi, \quad E_\pi^{\max} = \frac{M_K^2 - m_l^2 + M_\pi^2}{2M_K}.$$

Исследование распределений событий K_{l_3} на диаграммах Далитца для этих распадов позволяет определить наклоны формфакторов (48) и (49) по квадрату переданного импульса λ_+ , λ_0 и т.д., а также получить информацию о возможной величине аномальных скалярных и тензорных взаимодействий F_S и F_T . Анализ структуры $\rho(E_\pi, E_l)$ -распределения (53) показывает, что интерференционный член $B \operatorname{Re}(V'^* S')$, куда вклады F_S и F_T входят линейно, обладает в принципе наибольшей чувствительностью к этим аномальным взаимодействиям, выходящим за рамки СМ. Однако, как видно из (53), интерференционный член пропорционален массе лептона m_l и для K_{e_3} -распада он оказывается пренебрежимо малым. Прямые вычисления показывают, что такая зависимость от m_l обусловлена киральностью лептонов, образующихся в K_{l_3} -распаде. Поэтому в K_{e_3} -распаде эффекты новых взаимодействий определяются квадратичным членом $C|S'|^2$ в (53). Для K_{μ_3} -распадов основной вклад F_S и F_T обусловлен интерференционным членом $B(V'^* S')$. Но, в выражение для S' кроме F_S и F_T входит также векторный член $\xi(q^2)m_l/M_K$. Как следует из вида матричного элемента A (см. (46)), в него входит комбинация

$$[m_l \xi(q^2) + 2M_K F_S] \simeq m_l \left[\xi(0) + \frac{2M_K}{m_l} F_S \right].$$

Поэтому для получения информации об аномальном взаимодействии необходимы независимые данные о $\xi(q^2) = f_-(q^2)/f_+(q^2) \simeq \xi(0)$. В работе [35], в которой исследовался K_{μ_3} -распад, информация о $f_-(q^2)$ была получена из теоретических расчетов в ChPT, согласно которым $\lambda_{0\text{theor}} = 0,017 \pm 0,004$, и из данных для λ_+ из анализа K_{e_3} -распада, исследованного в этом же эксперименте (см. [34]). Это позволило (см. (50)) фиксировать величину

$$\begin{aligned} \xi(0) &= \frac{f_-(0)}{f_+(0)} = \left[\left(\frac{M_K}{M_\pi} \right)^2 - 1 \right] (\lambda_{0\text{theor}} - \lambda_+) = \\ &= -0,132 \pm 0,049 \end{aligned}$$

Таблица 3. Основные результаты экспериментов Сотрудничества ИСТРА+ [34, 35] по исследованию K_{l_3} -распадов и их сравнение с последующими измерениями КTeV [37] и предсказаниями ChPT в приближении $O(p^6)$

Результат эксперимента	Распад $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v_e$ [34]	Распад $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ v_\mu$ [35]	Данные КTeV [37]	Предсказание ChPT в приближении $O(p^6)$
Число событий	$0,92 \times 10^6 K_{l_3}$ -распадов	$0,54 \times 10^6 K_{\mu_3}$ -распадов	—	—
λ_+	$0,02774 \pm 0,00047 \pm 0,00032$	$0,0277 \pm 0,0013 \pm 0,0009$	$0,0281 \pm 0,0005$	$0,0310 \pm 0,0006$
λ'_+	$0,00084 \pm 0,00027 \pm 0,00031$	$0,001 \pm 0,001$	$0,0016 \pm 0,00035$	$0,00112 \pm 0,0001$
λ_0	—	$0,0183 \pm 0,0011 \pm 0,0006$	$0,0131 \pm 0,0013$	—
F_T	$-0,012 \pm 0,021 \pm 0,011 = -0,012 \pm 0,024$ или $ F_T < 0,043$ (90 % C.L.)	$-0,0007 \pm 0,0071 \pm 0,002 = -0,0007 \pm 0,0074$ или $ F_T < 0,010$ (90 % C.L.)	—	—
F_S	$-0,0037^{+0,0066}_{-0,0056} \pm 0,0041 = -0,0037 \pm 0,0078$ или $ F_S < 0,014$ (90 % C.L.)	$0,0017 \pm 0,0014_{\text{stat}} \pm 0,0009_{\text{syst}} \pm 0,0053_{\text{theor}} = 0,0017 \pm 0,0056$ или $ F_S < 0,0088$ (90 % C.L.)	—	—
F_T (среднее)	$-0,012 \pm 0,024$ или $ F_T < 0,043$ (90 % C.L.)	$-0,001 \pm 0,007$ или $ F_T < 0,010$ (90 % C.L.)	—	—
F_S (среднее)	$-0,003 \pm 0,008$ или $ F_S < 0,014$ (90 % C.L.)		—	—

Примечание. Основные результаты экспериментов Сотрудничества ИСТРА+ [34, 35] по исследованию K_{l_3} -распадов:

1) впервые получены точные данные, подтверждающие нелинейную зависимость

$$f_+(t) = f_+(0) \left(1 + \lambda_+ \left(\frac{q^2}{M_\pi^2} \right) + \lambda'_+ \left(\frac{q^4}{M_\pi^4} \right) \right);$$

2) впервые измерен наклон λ_0 формфактора $f_0(t)$;

3) хорошее согласие данных для λ_+ в K_{l_3} - и K_{μ_3} -распадах подтверждает $(\mu - e)$ -универсальность для этих распадов;

4) получены самые сильные в мире ограничения для возможного вклада аномальных скалярных (F_S) и тензорных (F_T) взаимодействий. Для получения данных о скалярном взаимодействии F_S из анализа K_{μ_3} -распада пришлось использовать теоретические предсказания для $\lambda_0^{\text{theor}} = 0,017 \pm 0,004$ в киральной теории. Эта теоретическая поправка и определяет сейчас точность для предела по $|F_S|$ из данных по K_{μ_3} . С развитием расчетов КХД на решетках в unquenched-приближении соответствующая точность будет увеличена;

5) результаты для формфакторов были впоследствии подтверждены данными, полученными Сотрудничеством КTeV [37] примерно с такой же точностью, как и данные Сотрудничества ИСТРА+.

и получить ограничение для F_S . Здесь точность определяется ошибкой в λ_0^{theor} и приводит к дополнительной ошибке в F_S , составляющей $\pm 0,0053$. Данные для F_T могут быть определены при фитировании распределения событий на диаграмме Далитца $\rho(E_\pi, E_l)$ без дополнительных теоретических предположений.

Данные по K_{l_3} -распаду позволяют с наилучшей точностью исследовать зависимость $f_+(t)$ и надежно установить в ней присутствие квадратичного члена. При анализе K_{μ_3} получена информация о наклоне скалярного формфактора $f_0(t)$.

Как показано в [33], распределение плотности событий на диаграмме Далитца для K-распадов может быть представлено в системе покоя лептонной пары в других переменных:

$$\rho(E_\pi, \vartheta) \propto \frac{\varepsilon^5 P_\pi}{E_K} \{ |M_K^2 F_S + \varepsilon P_\pi F_T \cos \vartheta|^2 + P_\pi^2 f_+^2 \sin^2 \vartheta \}. \quad (54)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \varepsilon &= E_K - E_\pi = \sqrt{Q^2}, & P_\pi &= \sqrt{E_\pi^2 - M_\pi^2}, \\ E_K &= \sqrt{P_\pi^2 + M_K^2}, \end{aligned}$$

ϑ — угол между импульсами π^0 и l^+ (все в системе покоя дилептонов, где $\mathbf{P}_K = -\mathbf{P}_\pi$). Тогда для $K_{l_3}^+$ -распадов векторному взаимодействию соответствует угловое распределение

$$\frac{dN}{d \cos \vartheta} \propto \sin^2 \vartheta;$$

скалярному взаимодействию соответствует изотропное угловое распределение, а тензорному взаимодействию — распределение

$$\frac{dN}{d \cos \vartheta} \propto \cos^2 \vartheta.$$

Исследования плотности распределения $0,92 \times 10^6$ событий K_{e_3} [34] и $0,54 \times 10^6$ событий K_{μ_3} [35] на диаграмме Далитца подробно анализируются в [36]. Результаты этого анализа суммируются в табл. 3. Они существенно превосходят по точности данные других работ в этой области [37–39]. Поэтому в дополнение к результатам [34, 35] по пределам для значений аномальных F_S - и F_T -взаимодействий мы приведем только усредненные ограничения из [20] и не будем останавливаться на результатах других исследований.

В работе [37], выполненной в КTeV, были подтверждены основные результаты для формфакторов $f_+(q^2)$ и $f_0(q^2)$, полученные Сотрудничеством ИСТРА+ [34, 35].

В будущих опытах на установке ОКА на сепарированном пучке K^+ -мезонов (см. приложение 9.1), может быть набрана статистика K_{l_3} -распадов, которая на 2–3 порядка превысит число событий, зарегистрированных в экспериментах, представленных в табл. 3. Новые данные будут использованы для дальнейшего изучения формфакторов в этих распадах и более чувствительных поисков аномальных взаимодействий.

К сожалению, сейчас мы не можем указать, до какой точности измерения формфакторов f_+ , f_0 и аномальных констант скалярных и тензорных взаимодействий нам удастся дойти. Эти точности будут определяться систе-

матикой и потребуется провести тщательный анализ новой большой статистики, вводить дополнительные отборы и ряд других методов для минимизации систематических погрешностей. Мы надеемся, что увеличение точности будет значительным (не менее чем в несколько раз или даже на порядок величины).

Новые уточненные данные для формфакторов f_+ и f_- представляются важными для сравнения с результатами расчетов в киральной пертурбативной теории [40] и в исследованиях КХД на решетках. Оба эти направления сейчас интенсивно развиваются.

Получение предельно точных данных для констант аномальных взаимодействий в K_{μ_3} - и K_{e_3} -распадах является одним из приоритетных направлений в экспериментах со спектрометром ОКА. Представляется важным проводить такие поиски независимо в обоих распадах, так как механизмы аномальных взаимодействий могут по-разному проявляться в этих процессах. Так, взаимодействия хиггсовского типа, зависящие от массы лептонов, могут наблюдаться только в распадах K_{μ_3} . В то же время скалярные процессы, определяемые новыми типами скалярных промежуточных бозонов с $(\mu - e)$ -универсальными взаимодействиями, будут вносить вклад и в K_{e_3} - и K_{μ_3} -распады. Большая статистика K_{e_3} -распадов позволит получить достаточно сильные ограничения для F_S или F_T , несмотря на то, что они обусловлены только квадратичным вкладом этих констант (т.е. составляющей $C|S'|^2$ в (53)). Такие ограничения (хотя и менее чувствительные, чем из данных в $\text{Re}(V'^* S')$ в K_{μ_3}) не зависят от теоретических предположений о виде $\xi(q^2)$ (см. примечание к табл. 3). Таким образом, детальный анализ обоих типов полулептонных K_{l_3} -распадов позволит провести независимые чувствительные поиски новых типов взаимодействий с разной динамической природой.

3.4. О некоторых механизмах

аномальных взаимодействий в K_{l_3} - и K_{l_2} -распадах

3.4.1. Модели с заряженными хиггсовскими бозонами [41, 42]. Как видно из диаграммы, приведенной на рис. 6а, обмен заряженными хиггсовскими бозонами в моделях с двумя (2HDM) или с несколькими (3HDM) хиггсовскими дублетами позволяют найти связь между ограничениями для F_S в K_{μ_3} (см. табл. 3) и параметрами модели.

Для величины $g_S = (2m_K/m_\mu)F_S$ в (46) можно получить

$$\text{Im } g_S = \text{Im } \alpha^* \gamma \left(\frac{M_K}{M_H} \right)^2, \quad (55)$$

$$\text{Re } g_S = \text{Re } \alpha^* \gamma \left(\frac{M_K}{M_H} \right)^2.$$

В модели 3HDM M_H — масса самого легкого заряженного хиггсовского бозона (H^+); α и γ — комплексные константы взаимодействия H^+ с нижними s, d кварками и с лептонами. Из данных табл. 3 ($F_S < 0,013$; 90 % C.L.) в 3HDM найдено ограничение [35]

$$\begin{aligned} \text{Re } \alpha^* \gamma \left(\frac{M_K}{M_H} \right)^2 = F_S \frac{2M_K}{m_\mu} = \\ = 0,036 \pm 0,047 \pm 0,047 < 0,12. \end{aligned} \quad (56)$$

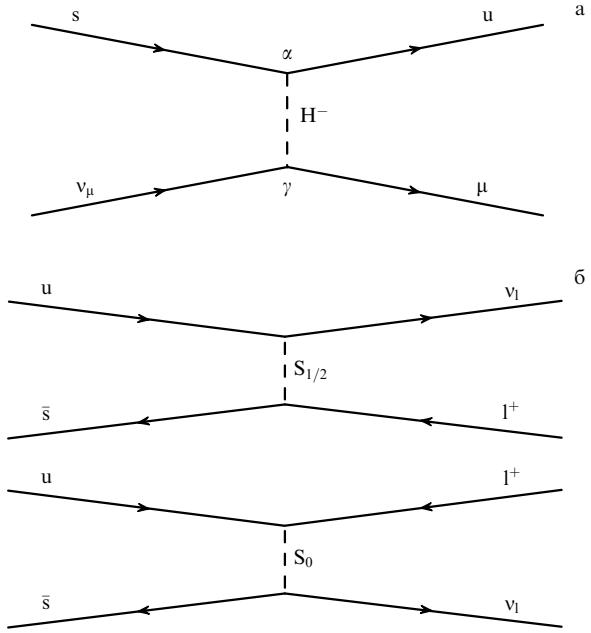


Рис. 6. (а) Диаграмма для скалярного полулептонного распада $K^- \rightarrow \pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$ с обменом заряженным хиггсовским бозоном H^+ . Здесь α и γ — константы взаимодействия H^+ с кварками и лептонами: $g_S = (2M_K/m_\mu)F_S$; M_H — масса заряженного бозона. В этой модели $\text{Im } g_S = \text{Im } \alpha^* \gamma (M_K/M_H)^2$; $\text{Re } g_S = \text{Re } \alpha^* \gamma (M_K/M_H)^2$. (б) Аномальные лептонные распады заряженных каонов $K^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ в моделях с лептокваркками $S_{1/2}$ и S_0 . Аналогичные диаграммы с дополнительными спектаторными кварками вносят вклад в аномальные распады K_1 .

В 2HDM получено

$$\frac{M_K^2 - M_\pi^2}{M_H^2} \tan^2 \beta \simeq \frac{2M_K}{m_\mu} F_S, \quad (57)$$

где $\tan \beta = V_2/V_1$ — отношение вакуумных ожиданий для двух дублетов Хиггса. Из данных [35] (см. табл. 3):

$$\frac{\tan \beta}{M_H} \simeq \left[\frac{2F_S}{M_K m_\mu (1 - M_\pi^2/M_K^2)} \right]^{1/2} < 0,5 \text{ ГэВ}^{-1} (90 \% \text{ C.L.}) . \quad (58)$$

Заметим, что из данных LEP по поискам $B \rightarrow \tau \nu_\tau + X$ получено сравнительное ограничение

$$\frac{\tan \beta}{M_H} < 0,4 - 1,0 \text{ ГэВ}^{-1} (90 \% \text{ C.L.}) .$$

3.4.2. Модели с лептокваркками [43]. В работе [43] проведен анализ ограничений для аномальных взаимодействий F_S и F_T в модели с лептокваркками. На рисунке 6б представлены диаграммы для процессов $K^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ при обмене лептокваркками типа

$$\begin{aligned} S_{1/2} \text{ (дублет с } q = -2/3 \text{ и } q = -5/3), \\ S_0 \text{ (синглет с } q = -1/3). \end{aligned}$$

Эти же диаграммы вносят вклад в описание аномальных взаимодействий в K_{l_3} -распадах.

Лептокварки характеризуются параметром $1/A_{LQ}^2 = Y_R Y_L^*/M_S^2$, где M_S — масса лептокварка, а Y_R и Y_L — константы его взаимодействия с правыми и левыми

кварками (рис. 6б). В [43] показано, что константы аномальных взаимодействий F_S и F_T могут быть выражены через параметр Λ_{LQ} :

$$\begin{aligned} F_S &= \frac{\sqrt{2}}{16G_F|V_{us}|} \frac{M_K^2 - M_\pi^2}{(m_s - m_u)M_K} \frac{1}{\Lambda_{LQ}^2}, \\ F_T &= -\frac{\sqrt{2}}{32G_F|V_{us}|} \frac{M_K}{M_{K^*}} \frac{1}{\Lambda_{LQ}^2} \end{aligned} \quad (59)$$

(m_s, m_u — массы соответствующих夸克ов, а M_{K^*} — масса K^* -мезона, играющего роль промежуточного состояния в K_{l_3} -распаде).

Из данных для F_T и (59) получено ограничение

$$\Lambda_{LQ} = 0,48_{-0,17}^{+0,08} \text{ ТэВ} > 0,26 \text{ ТэВ} (90\% \text{ C.L.}) . \quad (60)$$

Из данных по F_S и (59) можно получить более сильное ограничение

$$\begin{aligned} \Lambda_{LQ}^2 &= 0,298 \times 10^5 \text{ ГэВ}^2 \times F_S^{-1} > 2,23 \text{ ТэВ}^2 (90\% \text{ C.L.}), \\ \Lambda_{LQ} &> 1,49 \text{ ТэВ} (90\% \text{ C.L.}) . \end{aligned} \quad (61)$$

В [43] также показано, что в модели лептокварков скалярное взаимодействие F_S нарушает $(\mu - e)$ -универсальность в распадах $K^+ \rightarrow l^+ v_l$ и приводит к величинам электрослабых констант в (31) $g_l^K = 1 - 2F_S M_K/m_l$. Поэтому для отношения $(g_e^K/g_\mu^K)^2$ получено соотношение

$$\begin{aligned} \left(\frac{g_e^K}{g_\mu^K}\right)^2 &= \frac{1 - 4F_S M_K/m_e}{1 - 4F_S M_K/m_\mu} = 1 - 4F_S M_K \left(\frac{1}{m_e} - \frac{1}{m_\mu}\right) = \\ &= 1 - 3,87 \times 10^3 F_S . \end{aligned} \quad (62)$$

Как было показано в разделе 2.2, из существующих данных для распада $K^+ \rightarrow l^+ v_l$ может быть определено ограничение на возможное нарушение $(\mu - e)$ -универсальности

$$\begin{aligned} R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{\text{exp}} &= R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)_{\text{SM}} (0,987 \pm 0,045) = \\ &= R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)|_{\text{SM}} \left(\frac{g_e^K}{g_\mu^K}\right)^2, \\ \left(\frac{g_e^K}{g_\mu^K}\right)^2 &= 0,987 \pm 0,045 . \end{aligned} \quad (63)$$

Из (62) и (63) имеем

$$F_S = \frac{0,013 \pm 0,045}{3,87 \times 10^3} < 1,8 \times 10^{-5} (90\% \text{ C.L.}) , \quad (64)$$

т.е. в модели лептокварков из данных по $\text{BR}(K^+ \rightarrow e^+ v_e)/\text{BR}(K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu)$ получен гораздо более чувствительный предел для аномального скалярного взаимодействия F_S , чем из прямых данных по K_{l_3} . Значению (64) соответствует верхний предел

$$\Lambda_{LQ} > 41 \text{ ТэВ}. \quad (65)$$

В эксперименте ОКА планируется провести измерение $R(K^+ \rightarrow l^+ v_l)$ с точностью $\sim 3 \times 10^{-3} - 10^{-3}$. Если не будет найдено отступления от СМ и $(\mu - e)$ -универсальности, то этому будет соответствовать граница $\Lambda_{LQ} > 150 - 250$ ТэВ.

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

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

$$K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^- , \quad (66)$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^- \quad (67)$$

открывает новые возможности для проверки предсказаний ChPT для слабых взаимодействий с изменением страннысти $\Delta S = 1$ и для поисков новых типов взаимодействий. Для этого необходимо провести тщательное измерение относительных вероятностей распадов (66), (67), изучить распределения их событий на соответствующих диаграммах Далитца, определить распадные форм-факторы и сравнить полученные данные с расчетами в разных приближениях ChPT. Как отмечено в ряде работ [44, 45], исследование интегрального отношения

$$R\left(\frac{\mu^+ \mu^-}{e^+ e^-}\right) = \frac{\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-)}{\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)}$$

для вероятности этих двух процессов и их дифференциальных распределений $\rho(\mu^+ \mu^- / e^+ e^-)$ по кинематическим переменным позволит исключить ряд теоретических неопределенностей и получить более полную информацию о физике этих распадов. Было показано, 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 [46]. В этом отношении могут также проявляться аномальные слабые взаимодействия типа хиггсовских с константой связи, пропорциональной массе лептона.

В различных моделях предсказанные значения $R(\mu^+ \mu^- / e^+ e^-)$ лежат в пределах 0,2–0,3. В рамках киральной модели ChPT предсказывается, что $R(\mu^+ \mu^- / e^+ e^-)_{\text{ChPT}} \gtrsim 0,23$ [47]. Измерение $R(\mu^+ \mu^- / e^+ e^-)$ с экспериментальной точностью $\delta R \simeq 2 - 3\%$ позволит осуществить проверку предсказаний киральной модели с точностью $\sim 10\%$.

Современные данные для распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ l^+ l^-$ представлены в табл. 4. Следует отметить, что результаты измерений электронных распадов (66) в [48–50] находятся в разумном согласии между собой. Однако имелось явное экспериментальное противоречие между результатами [51] и [52] для мюонного распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$. Последние результаты [53] подтверждают данные, полученные ранее в [52], и снимают это противоречие. Исследование распада (67) представляется очень перспективным в опытах на установке ОКА, так как позволяет существенно увеличить имеющуюся статистику (см. приложение 9.1).

Суммируем кратко экспериментальные данные для распадов (66), (67), полученные в наиболее полных исследованиях, проведенных в эксперименте E865 [50, 52]. Это прежде всего относится к распаду (66), для которого набрана большая статистика (10300 событий) [50].

Основные результаты эксперимента E865 могут быть сформулированы следующим образом:

1. Экспериментальные данные для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ хорошо согласуются с векторным вариантом взаимодействия, включающим в себя однофотон-

Таблица 4. Данные экспериментов по изучению распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ l^+ l^-$ [48–53] и ожидаемая статистика в эксперименте ОКА

Эксперимент	N событий {BR}		$R(\mu^+ \mu^- / e^+ e^-)$	λ (при параметризации формфактора в виде $F(z) = 1 + \lambda z$)
	$K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$	$K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$		
E777 BNL [49]	~ 500 $\{(2,75 \pm 0,26) \times 10^{-7}\}$	—	—	$1,31 \pm 0,48$
E851 BNL [48]	~ 800 $\{(2,81 \pm 0,20) \times 10^{-7}\}$	—	—	—
E787 BNL [51]	—	196 ± 17 $\{(5,0 \pm 1,0) \times 10^{-8}\}$	—	—
E865 BNL [50, 52]	~ 10300 [50] $\{(2,94 \pm 0,15) \times 10^{-7}\}$	~ 430 [52] $\{(9,22 \pm 0,77) \times 10^{-8}\}$	$0,314 \pm 0,031$	$2,14 \pm 0,20$ $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ [50] $2,45^{+1,30}_{-0,95}$ $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ [52]
Hyper CP Фермилаб [53]	—	~ 100 $\{(9,8 \pm 1,1) \times 10^{-8}\}$	—	—
Ожидаемая статистика в эксперименте ОКА	$\sim 10^4$	$\sim 5 \times 10^3$	—	—

ный обмен и имеющим вид

$$\frac{\alpha G_F}{4\pi} f_v(z) P^\alpha \bar{u}_e \gamma_\alpha v_e$$

(здесь 4-импульсы $P^\alpha = P_K^\alpha + P_\pi^\alpha$, $q^\beta = P_K^\beta - P_\pi^\beta$; $z = q^2/M_K^2 = m_{e^+ e^-}^2/M_K^2$). Возможный вклад скалярного и тензорного взаимодействий очень мал.

2. В рамках ChPT формфактор $f_v(z)$ в распаде (66) может быть представлен в виде

$$f_v(z) = a_+ + b_+ z + W^{\pi\pi}(z),$$

где a_+ и b_+ — параметры модели, а $W^{\pi\pi}(z)$ — вклад пионной петли, связанной с $e^+ e^-$ -системой однофотонным обменом. В приближении $O(p^4)$ для ChPT $b_+ \simeq 0$. Однако экспериментальные данные для наклона формфактора обнаруживают более сильную зависимость от z , чем это предсказывается в $O(p^4)$ -приближении: $a_+ = -0,587 \pm 0,010$; $b_+ = -0,655 \pm 0,044$. Хотя линейная по z аппроксимация формфактора согласуется с экспериментальными данными при $z \lesssim 0,3$, для больших значений z явно наблюдается нелинейность, связанная с вкладом петлевой ChPT диаграммы (рис. 7). В работе [54] данные для $f_v(z)$ хорошо описываются с учетом суммарного вклада пионного и каонного формфакторов в модели векторной доминантности и петлевой пионной диаграммой. С учетом формфактора определен бренчинг распада (66)

$$\begin{aligned} BR(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) &= \\ &= (2,94 \pm 0,05_{\text{stat}} \pm 0,13_{\text{syst}} \pm 0,05_{\text{model}}) \times 10^{-7}. \end{aligned}$$

3. В опытах [50, 52] определено отношение

$$R\left(\frac{\mu^+ \mu^-}{e^+ e^-}\right)_{\text{exp}} = 0,314 \pm 0,031. \quad (68)$$

Предыдущее значение для этой величины, определенное из данных [51], составляло

$$R\left(\frac{\mu^+ \mu^-}{e^+ e^-}\right)_{\text{exp}} = 0,167 \pm 0,036.$$

Новый результат [53] хорошо согласуется с (68) и составляет

$$R\left(\frac{\mu^+ \mu^-}{e^+ e^-}\right) = 0,333 \pm 0,041.$$

В опытах на установке ОКА мы рассчитываем зарегистрировать $\sim 10^4$ событий (66) и $\sim 5 \times 10^3$ событий (67), измерить их бренчнги, исследовать дифференциальные распределения $\rho(\mu^+ \mu^- / e^+ e^-)$ для таких распадов по кинематическим переменным и сравнить эти результаты с предсказаниями киральной модели. Таким образом, основная цель планируемых измерений — это прецизионный сравнительный анализ данных для распадов (66) и (67).

Перейдем теперь к анализу возможностей поисков новых аномальных взаимодействий в распадах

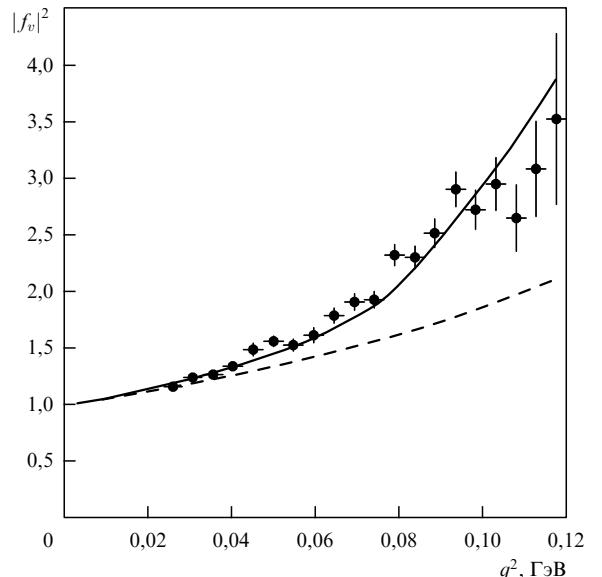


Рис. 7. Результаты измерения формфактора $|f_v(q^2)|^2$ в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ [51] (см. также [54]). Здесь вместо переменной $z = q^2/M_K^2$ (см. текст) в формфакторе использована переменная $q^2 = M_{e^+ e^-}^2$. Пунктирная кривая не включает в себя вклад петлевой ChPT-диаграммы, а сплошная кривая учитывает этот петлевой член.

$K^+ \rightarrow \pi^+ l^+ l^-$. В работе [50] матричный элемент распада $K^+(P_K) \rightarrow \pi^+(P_\pi) l^+(p_{l^+}) l^-(p_{l^-})$ представлялся в виде

$$M = \frac{\alpha G_F}{4\pi} f_V P^\alpha \bar{l} \gamma_\alpha l + G_F M_K f_S \bar{l} l + G_F f_T \frac{P^\alpha q^\beta}{M_K} \bar{l} \sigma_{\alpha\beta} l. \quad (69)$$

Здесь $f_{V,S,T}$ — безразмерные формфакторы векторного, скалярного и тензорного взаимодействия; $P^\alpha = P_K^\alpha + P_\pi^\alpha$, $q^\beta = P_K^\beta - P_\pi^\beta$. Детальный анализ (69) проводился при изучении распада $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ [50], где набрана большая статистика (см. табл. 4). В этом матричном элементе векторный член, возникающий при однофотонном обмене, играет доминирующую роль. Возможный вклад скалярного и тензорного взаимодействия не превышает 2 % от полной ширины $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)$. Для констант аномальных скалярных и тензорных взаимодействий получены ограничения

$$|f_S| < 6,6 \times 10^{-5}, \quad |f_T| < 3,7 \times 10^{-4} \text{ (90 \% C.L.)}. \quad (70)$$

Более правильно выделить $|V_{us}|$ -множители в этих константах и записать их как $|f_S| = |V_{us}| |f'_S|$, $|f_T| = |V_{us}| |f'_T|$. Тогда

$$|f'_S| < 3 \times 10^{-4}, \quad |f'_T| < 1,7 \times 10^{-3} \text{ (90 \% C.L.)}. \quad (71)$$

Следует подчеркнуть, что аномальные скалярные и тензорные токи в (70) отличаются от аномальных токов в K_{l^+} -распадах, представляющих собой древесные нейтральные токи с несохранением夸ковых ароматов (FCNC). Таким образом, ограничения (70), (71) являются независимыми ограничениями по отношению к пределам F_S и F_T , приведенным в табл. 3. Конечно, возможна ситуация, когда независимых древесных FCNC-токов не существует и нейтральные скалярные и тензорные вклады в (70) обусловлены петлевыми диаграммами высших порядков по взаимодействиям F_S или F_T (рис. 8). Однако пределы для этих аномальных взаимодействий, представленные в табл. 3, приводят к очень малым эффективным константам таких аномальных FCNC-токов высшего порядка. Грубые оценки процессов из диаграммы на рис. 8 показывают, что в этом случае

$$\begin{aligned} BR(K^+ \rightarrow \pi^+ l^+ l^-)_{\text{scal}} &\sim BR(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v_e) \underbrace{G_F^2 M^4}_{\text{loop}} = \\ &= BR(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v_e)_{\text{scal}} N \lesssim \\ &\lesssim BR(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v_e)_{\text{SM}} F_S^2 N \sim \\ &\sim 5 \times 10^{-2} (1,3 \times 10^{-2})^2 N \sim 10^{-5} N. \end{aligned} \quad (72)$$

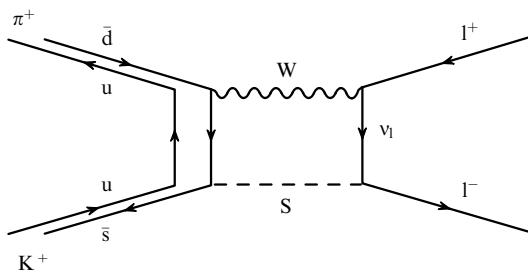


Рис. 8. Диаграмма с нейтральным скалярным взаимодействием высшего порядка в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ l^+ l^-$, обусловленным скалярным промежуточным бозоном S , ответственным за аномальное скалярное взаимодействие в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ l^+ v_l$.

Здесь N обусловлено петлевым процессом и при массе скалярного бозона $\gtrsim 250$ ГэВ–1 ТэВ лежит в пределах $10^{-4}–5 \times 10^{-5}$ (для диаграмм, учитывающих только виртуальные u -夸克). С учетом возможной компенсации вкладами тяжелых夸ков (механизма типа GIM) фактор N сильно уменьшается и может быть оценен как $N \sim 10^{-4} (m_c/M_W)^4 \sim 5 \times 10^{-12}$ (более подробно такие оценки приводились в [55]). Но даже для фактора $N \sim 10^{-4}$ $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ l^+ l^-)_{\text{scal}} < 10^{-9}$ (скорее, даже $\ll 10^{-9}$). Такая величина эффективного скалярного FCNC-взаимодействия высшего порядка лежит существенно ниже тех ограничений, которые могут быть получены при изучении распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ l^+ l^-$. Поэтому подобные распады являются перспективными только для поисков аномальных древесных скалярных и тензорных FCNC-токов. Возможное влияние таких древесных токов на редкие СР-сохраняющие распады типа $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ или $K_S^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ зависит от механизмов аномальных взаимодействий и требует отдельного рассмотрения.

Таким образом, поиски новых аномальных взаимодействий в распадах $K^+ \rightarrow l^+ v_l$, $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ l^+ l^-$ оказываются независимыми и взаимодополняющими. Их проведение с максимально возможной чувствительностью является важной задачей эксперимента ОКА.

В работе [56] рассмотрены перспективы поисков аномальных взаимодействий в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ l^+ l^-$ по асимметрии вперед–назад в угловом распределении лептонов. В системе покоя $l^+ l^-$ -пары распределение по ϑ — углу между K^+ и l^- (рис. 9) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Gamma}{dq^2 d\cos\vartheta} &= C(q^2) \left\{ |f_V|^2 \frac{\alpha^2}{16\pi^2} \lambda(q^2) (1 - \beta_l^2 \cos^2\vartheta) + \right. \\ &+ |f_S|^2 q^2 \beta_l^2 M_K^2 + |f_T|^2 \frac{q^2 \lambda(q^2)}{M_K^2} \left(\cos^2\vartheta + \frac{4m_l^2}{q^2} \sin^2\vartheta \right) + \\ &+ \text{Re}(f_V^* f_S) \frac{\alpha m_l M_K}{\pi} \beta_l \lambda^{1/2}(q^2) \cos\vartheta - \\ &- \text{Im}(f_S f_T^*) 2q^2 \beta_l \lambda^{1/2}(q^2) \cos\vartheta - \text{Im}(f_V f_T^*) \frac{\alpha \lambda(q^2)}{\pi} \frac{m_l}{M_K} \Big\}, \end{aligned} \quad (73)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dq^2} &= C(q^2) \left\{ |f_V|^2 \frac{\alpha^2}{4\pi^2} \lambda(q^2) \frac{1}{3} \left(1 + \frac{2m_l^2}{q^2} \right) + \right. \\ &+ 2|f_S|^2 q^2 \beta_l^2 M_K^2 + |f_T|^2 \frac{2q^2 \lambda(q^2)}{3M_K^2} \left(1 + \frac{8m_l^2}{q^2} \right) - \\ &- \left. \text{Im}(f_V f_T^*) \frac{2\alpha \lambda(q^2)}{\pi} \frac{m_l}{M_K} \right\}. \end{aligned} \quad (74)$$

Здесь

$$C(q^2) = \frac{G_F^2}{2^8 \pi^3 M_K^3} \beta_l \lambda^{1/2}(q^2),$$

$$\lambda(q^2) = M_K^4 + M_\pi^4 + q^4 - 2M_\pi^2 q^2 - 2M_K^2 q^2 - 2M_\pi^2 M_K^2,$$

$$\beta_l = \left(1 - \frac{4m_l^2}{q^2} \right)^{1/2}, \quad q^2 = M^2(l^+ l^-),$$

$$4m_l^2 \leq q^2 \leq (M_K - M_\pi)^2.$$

Для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ угловое распределение упрощается, так как вклад членов, в которые входит

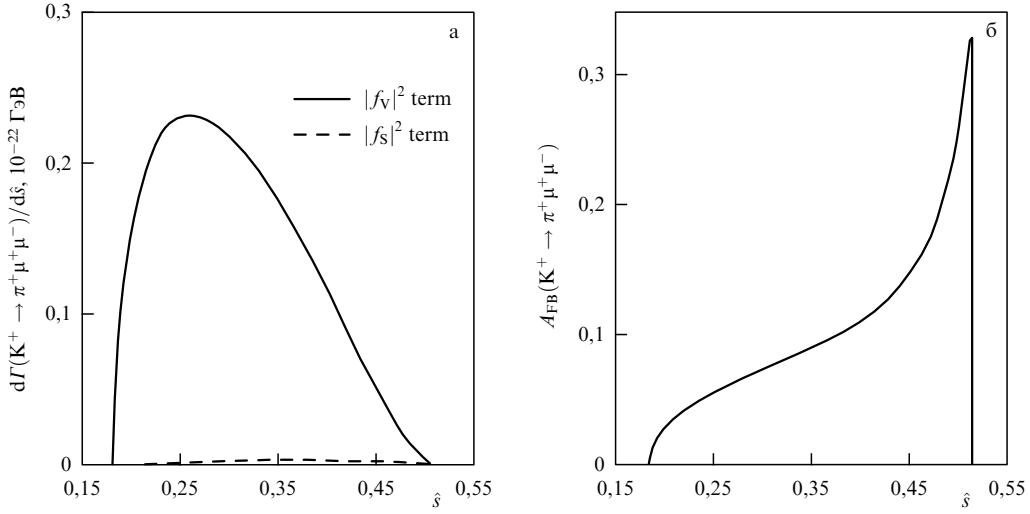


Рис. 9. Характеристики распада $K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-$: (а) дифференциальное распределение $d\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-)/ds$ в зависимости от переменной $\hat{s} = M(\mu^+\mu^-)^2/M_K^2$; (б) асимметрия вперед-назад $A_{FB}(\hat{s})$ в распределении по углу вылета ϑ между K^+ и μ^- (в системе покоя $\mu^+\mu^-$ -пары) для величины скалярного взаимодействия $f_S = 6,6 \times 10^{-5}$ (для $f_T = 0$) [56].

масса электрона, пренебрежимо мал

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)}{dq^2 d\cos\vartheta} &= C(q^2) \left\{ |f_V|^2 \frac{\alpha^2 \lambda(q^2)}{16\pi^2} \underbrace{(1 - \cos^2\vartheta)}_{\sin^2\vartheta} + \right. \\ &+ |f_S|^2 q^2 M_K + |f_T|^2 \frac{q^2 \lambda(q^2)}{M_K^2} \cos^2\vartheta - \\ &\left. - \text{Im}(f_S f_T^*) 2q^2 \lambda(q^2)^{1/2} \cos\vartheta \right\}. \end{aligned} \quad (75)$$

Отсюда видно, что

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{d\cos\vartheta} &\propto |f_V|^2 \sin^2\vartheta \text{ для векторного взаимодействия,} \\ \frac{d\Gamma}{d\cos\vartheta} &\propto |f_S|^2 \text{ (изотропия) } (f_T = 0) \text{ для скалярного} \\ &\text{взаимодействия,} \\ \frac{d\Gamma}{d\cos\vartheta} &\propto |f_T|^2 \cos^2\vartheta \text{ } (f_S = 0) \text{ для тензорного} \\ &\text{взаимодействия.} \end{aligned}$$

Как уже говорилось выше, при анализе данных для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ l^+ l^-$ в [50] были получены ограничения для аномальных взаимодействий: $|f_S| < 6,6 \times 10^{-5}$, $(|f'_S| < 3,0 \times 10^{-4})$; $|f_T| < 3,7 \times 10^{-4}$ ($|f'_T| < 1,7 \times 10^{-3}$) с 90 % C.L. (см. (71), (72)). Величина асимметрии вперед-назад в (73)

$$\begin{aligned} A_{FB}(q^2) &= \left[\int_0^1 d\cos\vartheta \frac{d^2\Gamma}{dq^2 d\cos\vartheta} - \int_{-1}^0 d\cos\vartheta \frac{d^2\Gamma}{dq^2 d\cos\vartheta} \right] \times \\ &\times \left[\int_0^1 d\cos\vartheta \frac{d^2\Gamma}{dq^2 d\cos\vartheta} + \int_{-1}^0 d\cos\vartheta \frac{d^2\Gamma}{dq^2 d\cos\vartheta} \right]^{-1} = \\ &= C(q^2) \left[\text{Re}(f_V^* f_S) \frac{\alpha m_l M_K}{\pi} - \text{Im}(f_S f_T^*) 2q^2 \right] \left(\frac{d\Gamma}{dq^2} \right)^{-1} \simeq \\ &\simeq C(q^2) \text{Re}(f_V^* f_S) \frac{\alpha m_l M_K}{\pi} \left(\frac{d\Gamma}{dq^2} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (76)$$

Отсюда следует:

$$a) A_{FB}(K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-) \gg A_{FB}(K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-);$$

б) величина асимметрии A_{FB} определяется вкладом скалярного взаимодействия f_S и отлична от нуля только вне рамок СМ.

На рисунке 9б приведено распределение асимметрии $A_{FB}(K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-)$ в зависимости от $\hat{s} = q^2/M_K^2$ для $f_S = 6,6 \times 10^{-5}$. Следует отметить, что информация о f_S для распада $K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-$ отсутствует. Это взаимодействие может в принципе существенно превышать скалярное взаимодействие в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-$. Феноменологически величина $A_{FB}(K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-)$ может быть даже $\gtrsim 0,1$, и тогда она будет надежно измерена на статистике $\sim 5 \times 10^3$ событий $K^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-$, ожидаемых в эксперименте ОКА. Однако в суперсимметричной модели MSSM асимметрия A_{FB} оказывается довольно мала ($A_{FB} \sim 10^{-3}$ [56]).

3.6. Другие данные об аномальных скалярных и тензорных взаимодействиях

В заключение этого раздела отметим, что некоторые данные о возможном существовании тензорного взаимодействия были получены при исследовании радиационных распадов $\pi^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\gamma$ в опытах на установке ИСТРА [57] и в более точном эксперименте PIBETA [58], где при анализе большой статистики ($\gtrsim 40000$ распадов $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e\gamma$ для остановившихся π^+ -мезонов) определена возможная константа тензорного взаимодействия $f_T^0 = (-1,8 \pm 0,3) \times 10^{-3}$. Чтобы сравнить эти данные с ограничениями, полученными в K_{l_3} -распадах ($F_T = f_T(0)/f_+(0) < 0,01$ 90 % C.L., см. табл. 3), надо воспользоваться соотношениями

$$\left. \begin{aligned} 3,8f_T^0 &= \frac{f_T(0)}{f_+(0)} = F_T [59] \\ \text{или} \quad 2,8f_T^0 &= \frac{f_T(0)}{f_+(0)} = F_T [60] \end{aligned} \right\}, \text{ т.е. } f_T^0 \simeq \frac{3,3f_T(0)}{f_+(0)}.$$

Таким образом, из опытов по K_{l_3} -распадам для $|f_T^0|$ получено ограничение $< 3 \times 10^{-3}$ (90 % C.L.), что довольно близко к $f_T^0 = (-1,8 \pm 0,3) \times 10^{-3}$. Следовательно, дальнейшее повышение точности поисков аномальных взаимодействий K_{l_3} позволит исследовать воз-

можное расхождение (или его отсутствие) с данными по радиационным распадам $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$. Следует отметить, что теоретическое истолкование результатов опытов РИВЕТА неоднозначно [33, 61, 62]. Поэтому повышение точности поисков аномальных тензорных взаимодействий и при дальнейших исследованиях K_{l_3} и в новых опытах по радиационным распадам $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ является очень интересным и перспективным.

Отметим также, что в опытах по сверхразрешенным $0^+ \rightarrow 0^+$ β -распадам [63] получены пределы для возможного существования скалярного взаимодействия с $C_S/C_V < 0,0013$ (90 % C.L.) (по-видимому, здесь $C_S/C_V = f_S = f_S(0)/f_+(0)$).

Обсуждение теоретических моделей с новыми взаимодействиями можно также найти в [33, 41–43, 59, 63–66].

4. Прямое несохранение СР-инвариантности в распадах заряженных каонов

4.1. Поиски эффектов нарушения СР-инвариантности в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$

Как уже обсуждалось выше, поиски эффектов нарушения СР-инвариантности в распадах заряженных K^\pm -мезонов представляют очень большой интерес прежде всего с точки зрения новых возможных механизмов СР-несохранения, выходящих за рамки СМ. Нарушение СР-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 СР-несохранении в распадах подобного типа в общем виде (см., например, [67, 68]). Пусть происходят зарядово-сопряженные распады $K^+ \rightarrow f$ и $K^- \rightarrow \bar{f}$, которые описываются амплитудами

$$\text{out} \langle f | \hat{H} | K^+ \rangle_{\text{in}} = A_f, \quad \text{out} \langle \bar{f} | \hat{H} | K^- \rangle_{\text{in}} = A_{\bar{f}}.$$

Пусть также каждая амплитуда A_f представляет собой сумму двух независимых амплитуд

$$\left. \begin{aligned} A_f &= a \exp(i\delta_a) + b \exp(i\delta_b), \\ A_{\bar{f}} &= a^* \exp(i\delta_a) + b^* \exp(i\delta_b) \end{aligned} \right\}. \quad (77)$$

Здесь фазовые множители $\exp(i\delta_a)$ и $\exp(i\delta_b)$ характеризуют процессы рассеяния в конечном состоянии $\text{out} \langle f | H_{\text{st}} | f' \rangle_{\text{in}}$. Таким образом, при переходе от частиц к античастицам ($K \rightarrow \bar{K}$) слабые распадные 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 $a = |a| \exp(i\varphi_a)$ и $b = |b| \exp(i\varphi_b)$.

Можно показать, что зарядовая асимметрия распадов $K^+ \rightarrow f^+$ и $K^- \rightarrow \bar{f}^-$ характеризуется величиной

$$\Delta = \frac{|A_f|^2 - |A_{\bar{f}}|^2}{|A_f|^2 + |A_{\bar{f}}|^2} = \frac{2 \operatorname{Im}(a^*b) \sin(\delta_a - \delta_b)}{|a|^2 + |b|^2 + 2 \operatorname{Re}(a^*b) \cos(\delta_a - \delta_b)} = \\ = \frac{2|a||b| \sin(\varphi_b - \varphi_a) \sin(\delta_a - \delta_b)}{|a|^2 + |b|^2 + 2|a||b| \cos(\varphi_a - \varphi_b) \cos(\delta_a - \delta_b)}. \quad (78)$$

Зарядовая асимметрия в распадах $K^+ \rightarrow f$ и $K^- \rightarrow \bar{f}$, определяемая 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

$$|A(K \rightarrow 3\pi)|^2 \propto 1 + gX + hX^2 + jY + kY^2. \quad (79)$$

Здесь

$$X = \frac{S_3 - S_0}{M_\pi^2}, \quad Y = \frac{S_1 - S_2}{M_\pi^2},$$

$$S_i = (P_K - q_i)^2 = (M_K - M_{\pi_i})^2 - 2M_K T_i, \quad i = 1; 2; 3$$

($i = 3$ у несимметричного пиона); $S_0 = (1/3) \sum S_i$; T_i — соответствующая кинетическая энергия (см., например, [20]).

Наиболее чувствительные измерения СР-несохранения в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$ относятся к величине наклона g в распределении по диаграмме Далитца по переменной X :

$$A_g = \frac{g(K^+) - g(K^-)}{g(K^+) + g(K^-)} = \frac{\delta g(K^+)}{2g}. \quad (80)$$

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

$$\frac{\delta g}{2g} = R \frac{\delta \Gamma}{2\Gamma} = R \frac{\sqrt{1 + (1/K)}}{2\sqrt{n(K^+)}}. \quad (81)$$

Для распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ (τ -распад) $R_\tau = 7,56$ [69], а для распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ (τ' -распад) $R_{\tau'} = 3,0$ [70] (параметр 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 таблице 5 представлена статистика и планируемая точность измерения СР-асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ в экспериментах на установке ОКА с сепарированным каонным пучком ИФВЭ, а также в других экспериментах [71–74]. Она сопоставляется с теоретическими ожиданиями для асимметрии в СМ и вне ее рамок.

Как видно из этой таблицы, предельная статистическая точность измерения разности параметров наклона для распадов $K^\pm \rightarrow 3\pi$ составляет $\delta\Gamma/2\Gamma = 1,4 \times 10^{-5}$ и $\delta g/2g \simeq 1,0 \times 10^{-4}$. Несмотря на введение фактора R ,

Таблица 5. Перспективы поисков прямого нарушения СР-инвариантности в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$

Эксперимент	Исследуемый процесс; ожидаемая статистика	Точность измерений $\delta g/g$	Состояние эксперимента	Теоретические предсказания	
				СМ	Другие модели
ОКА [71] (ИФВЭ)	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-; N(\tau) \simeq 6 \times 10^9$ $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0; N(\tau') \simeq 5 \times 10^8$	$\lesssim 1,0 \times 10^{-4}$ $\lesssim 1,3 \times 10^{-4}$	Подготовка	$10^{-5} - 2 \times 10^{-6}$ [67, 68] [76]	Вплоть до (нескольких единиц) $\times 10^{-4}$ [77]
INF-IHEP [70] (ИФВЭ)	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$	$\lesssim 10^{-3}$	Обработка		
NA48/2 [72] (ЦЕРН)	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-; N(\tau) \simeq 3 - 4 \times 10^9$ $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0; N(\tau') \simeq 2 \times 10^8$	$\lesssim 10^{-4}$ $\lesssim 10^{-4}$	Обработка		
Hyper CP [73] (Фермилаб)	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-;$ $N(\tau^+) = 1,1 \times 10^8$ $N(\tau^-) = 0,5 \times 10^8$	$\lesssim 7 \times 10^{-4}$	Обработка		
KLOE [74] (ДАФНЕ)	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-; N(\tau) \sim 5 \times 10^8$ $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0; N(\tau') \sim 1,5 \times 10^8$	$\lesssim 3 \times 10^{-4}$	Подготовка		

Примечание. Так как эксперимент NA48/2 (ЦЕРН) [72] начался раньше, чем это возможно будет сделано на установке ОКА, то было решено, что опыты по зарядной асимметрии на установке ОКА целесообразно проводить, только если в NA48/2 будут получены неожиданные результаты.

величина $\delta g/2g$ оказывается более чувствительной к СР-нарушениям в распадах $K \rightarrow 3\pi$, чем $\delta\Gamma/2\Gamma$, так как при измерении полных ширин (чему соответствует интегрирование по всей диаграмме Далитца) эффект СР-нексохранения 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 $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$, где ожидаемая статистическая точность оказывается не хуже, чем в измерениях для распадов $K^\pm \rightarrow 3\pi$, то это позволит (до некоторой степени) проконтролировать возможные систематические погрешности в измерении зарядовой асимметрии каонных распадов. Дело в том, что ожидаемая величина асимметрии $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ очень мала ($\delta\Gamma/2\Gamma < 10^{-9}$ [75]). Это очевидно и из общих соображений. В силу СР-инвариантности суммарные ширины распада K^+ - и K^- -мезонов должны быть одинаковы. Поэтому для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$, идущих с большой относительной вероятностью ($BR(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0) = 0,2$), зарядовая асимметрия должна уменьшаться (по отношению к сравнительно редким распадам). Еще в большей степени это справедливо для основного распада $K^\pm \rightarrow \mu^\pm v_\mu (\bar{v}_\mu)$, который также может быть использован для осуществления мониторинга.

Остановимся кратко на теоретических предсказаниях для эффектов прямого нарушения СР-инвариантности в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$. Предсказания Стандартной модели для зарядовой асимметрии $\delta g/2g$ представлены в табл. 5 и лежат много ниже возможностей современного эксперимента (см. [67, 68]). Однако среди этих работ особняком стоят работы [76], в которых предсказывается возможное резкое усиление зарядовой асимметрии из-за вклада высших приближений киральной пертурбативной теории. 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 $\delta g/2g \sim (3 - 6) \times 10^{-4}$. Но в других работах (см. [67, 68]) 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 $\delta g/2g > 10^{-5}$.

После обнаружения большой величины $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ особое внимание было обращено на механизмы прямого СР-нарушения, лежащие вне рамок Стандартной модели. Эффекты зарядовой асимметрии в $K \rightarrow 3\pi$ -распадах рассматривались при спонтанном нарушении СР в модели с несколькими хиггсовскими дублетами [77]. Это рассмотрение показало, что возможная величина зарядовой асимметрии в наклонах g может сильно превышать предсказания Стандартной модели и достигать уровня $O(10^{-4})$, при наличии нескольких независимых источников СР-нарушения.

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

Наиболее тщательный и чувствительный эксперимент по измерению СР-асимметрии в $K \rightarrow 3\pi$ -распадах был поставлен в ЦЕРНе Сотрудничеством NA48/2. Общая схема установки NA48/2 с системами совмещенных K^+ - и K^- -пучков для нее представлена на рис. 10. Отличительной чертой этого эксперимента является одновременное формирование пучков K^+ - и K^- -мезонов от протонного пучка в двух каналах (K^+ и K^-) и их последующее объединение перед распадным объемом установки в один смешанный пучок "меченых" K^+ - и K^- -мезонов. Измерение СР-асимметрии на таком пучке позволяет существенно уменьшить систематику, связанную с возможным временным "дрейфом" аппаратуры, и создать одинаковые фоновые условия для измерений с каонами разных знаков.

Предварительные результаты измерений СР-асимметрии в эксперименте NA48/2 уже опубликованы [78]. Асимметрия составляет

$$\delta g = (-0,2 \pm 1,0_{\text{(stat)}} \pm 0,9_{\text{(trig)}} \pm 0,9_{\text{(syst)}}) \times 10^{-4}$$

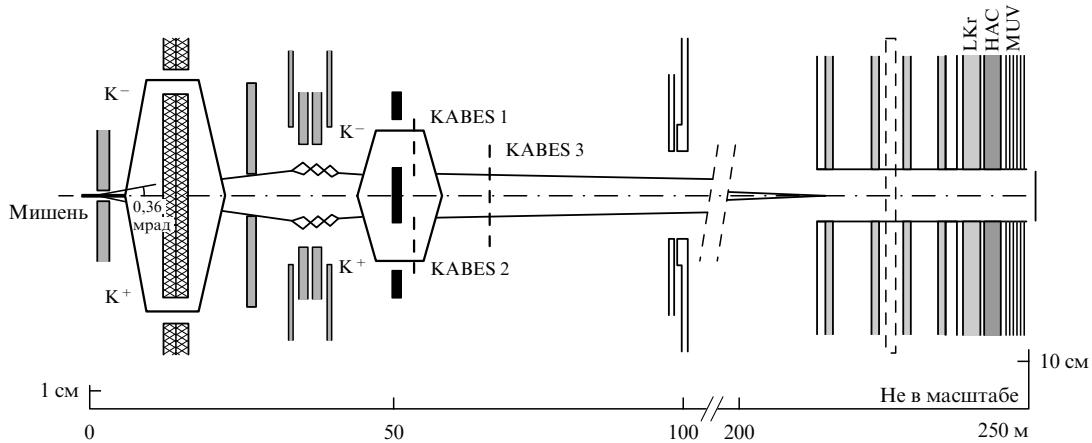


Рис. 10. Схема совмещения K^+ - и K^- -пучков и установки NA48/2. Несепарированные пучки K^+ и K^- формируются при взаимодействии пучка первичных протонов SPS в бериллиевой мишени. Два пучка вторичных частиц с импульсом 60 ГэВ/с формируются симметрично (с расщеплением в вертикальной плоскости), "метятся" в соответствующих пучках, проходят через пучковый спектрометр с трековыми детекторами KABES, которые могут работать при очень больших интенсивностях, и затем формируются в единый пучок с K^+ - и K^- -компонентами перед распадным объемом установки. Отношения $n(K^+)/n(K^-)$ в объединенном пучке составляет 1,8. Длина распадного объема составляет ~ 114 м. Совмещение K^+ - и K^- -пучков имеет точность ~ 1 мм. Детектор NA48/2 для регистрации распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ и $K^\mp \rightarrow \pi^\mp \pi^0 \pi^0$ включает в себя магнитный спектрометр с дрейфовыми камерами, электромагнитный жидкокристаллический калориметр LKr, адронный калориметр HAC и мюонный детектор MUV.

или

$$\begin{aligned} A_g = \frac{\delta g}{2g} &= (0,5 \pm 2,4_{\text{(stat)}} \pm 2,1_{\text{(trig)}} \pm 2,1_{\text{(syst)}}) \times 10^{-4} = \\ &= (0,5 \pm 3,8) \times 10^{-4}. \end{aligned} \quad (82)$$

Этот результат более чем на порядок превышает точность других измерений A_g [79]. Ожидается, что при окончательном анализе точность измерений будет существенно улучшена:

- а) полная статистика будет увеличена более чем в 2 раза;
- б) будет значительно уменьшена систематика (в первую очередь систематика, связанная с триггером);
- в) будут использованы данные распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$. Все это позволит улучшить точность до 1×10^{-4} .

4.2. Поиски Т-нечетных корреляций

в распадах $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ v_\mu$ и $K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu \gamma$

с измерением поперечной поляризации мюонов $P_{\mu\perp}$

Поиски Т-нечетной поперечной поляризации в распадах $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ v_\mu$ ($K_{\mu 3}^+$) и $K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu \gamma$ ($K_{\mu 2\gamma}^+$) позволяют провести поиски Т-нечетных эффектов (или в предположении о СРТ-инвариантности эффектов СР-нарушения) в области вне рамок СМ (в СМ ожидаемый эффект очень мал). Т-нечетный характер поперечной поляризации мюонов в рассматриваемых распадах становится очевидным, если учесть, что эта поляризация, нормальная к плоскости распада, определяется трехмерной корреляцией

$$\langle \sigma_\mu \rangle_\perp = \frac{\sigma_\mu \cdot (\mathbf{p}_\pi \times \mathbf{p}_\mu)}{|\sigma_\mu| \cdot |\mathbf{p}_\pi \times \mathbf{p}_\mu|}, \quad (83)$$

меняющей знак при обращении времени (здесь σ_μ и \mathbf{p}_μ — спин и импульс мюона, а \mathbf{p}_π — импульс пиона для распада $K_{\mu 3}^+$). Для распада $K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu \gamma$ трехчастичная корреляция имеет вид

$$\langle \sigma_\mu \rangle_\perp = \frac{\sigma_\mu \cdot (\mathbf{p}_\gamma \times \mathbf{p}_\mu)}{|\mathbf{p}_\pi \times \mathbf{p}_\mu|}. \quad (84)$$

В СМ величина поперечной поляризации мюонов в $K_{\mu 3}$ -распадах может быть представлена в виде

$$P_{\mu\perp}(K_{\mu 3}) = \langle \sigma_\mu \rangle_\perp \simeq 0,2 \operatorname{Im} \xi = 0,2 \operatorname{Im} \frac{f_-(q^2)}{f_+(q^2)},$$

где 0,2 — кинематический фактор, связанный с усреднением данных для $K_{\mu 3}$ -распада по диаграмме Далитца для этого процесса. В СМ эффекты нарушения Т-инвариантности очень малы, и некоторая поперечная поляризация мюонов может быть связана со взаимодействием частиц в конечном состоянии (FSI) и не имеет никакого отношения к Т(СР)-несохранению. Прямые расчеты показали, что для $K_{\mu 3}^+$ -распадов этот эффект тоже очень мал: $P_{\mu\perp}(K_{\mu 3}^+)^{\text{SM}} \simeq P_{\mu\perp}(K_{\mu 3}^+)^{\text{FSI}} \sim 4 \times 10^{-6}$ (см. [80, 81]).

Заметим, что для $K_{\mu 3}^0$ -распадов фон от FSI составляет $\sim 10^{-3}$, т.е. распад $K_{\mu 3}^0$ гораздо более удобен для поисков тонких нестандартных Т-нечетных эффектов. Такие эффекты могут быть связаны с проявлениями аномальных скалярных или тензорных взаимодействий в $K_{\mu 3}^0$ -распадах.

Рассмотрим возможную роль скалярных взаимодействий в матричном элементе этого распада, связанную с обменом заряженным хиггсовским бозоном [86]. В этом случае вместо $m_\mu \xi(q^2)$ в матричный элемент A (46) входит величина

$$m_\mu \left(\xi(q^2) + \frac{2M_K}{m_\mu} F_S \right) \simeq m_\mu (\xi + g_S),$$

где

$$g_S = \frac{2M_K}{m_\mu} F_S.$$

Тогда

$$\begin{aligned} P_{\mu\perp}(K_{\mu 3}) &= \langle \sigma_\mu \rangle_\perp \simeq 0,2 \operatorname{Im} g_S = \\ &= 0,2 \frac{2M_K}{m_\mu} \operatorname{Im} F_S \simeq 1,9 \operatorname{Im} F_S. \end{aligned} \quad (85)$$

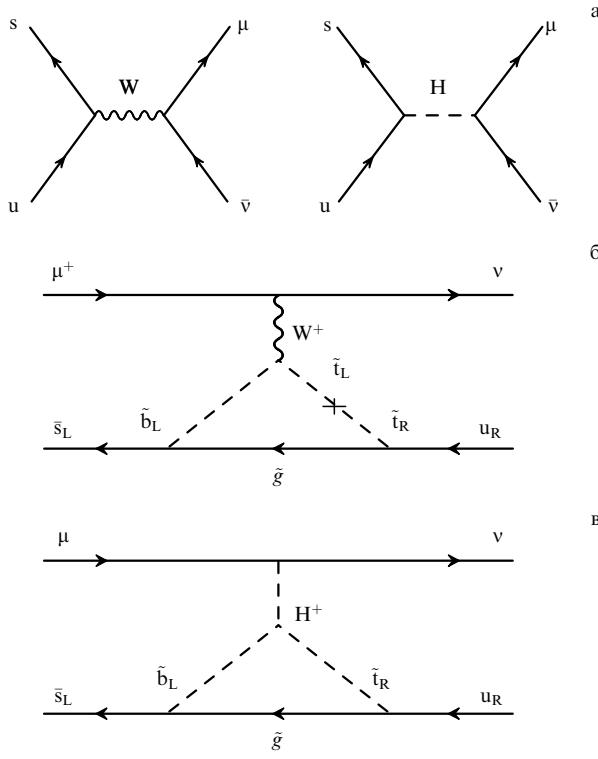


Рис. 11. Механизмы для нестандартных нарушений Т-инвариантности в распадах $K_{\mu 3}^+$ и $K_{\mu 2\gamma}^+$ (см. [89]): (а) диаграммы для $K_{\mu 3}^+$ -распада в модели с тремя дублетами хиггсовских бозонов. Интерференция между диаграммами с обменом W -бозоном и хиггсовским H -бозоном приводит к соотношению $P_{\mu\perp}(K_{\mu 3}^+) \sim 2P_{\mu\perp}(K_{\mu 2\gamma}^+)$ [86], (б) SUSY-модель со смешиванием сквартков и обменом W^\pm -бозоном: в этой модели $P_{\mu\perp}(K_{\mu 3}^+) \sim 0,2P_{\mu\perp}(K_{\mu 2\gamma}^+) \neq 0$ [84], (в) SUSY-модель с обменом хиггсовским бозоном H^+ , в этом механизме $P_{\mu\perp}(K_{\mu 3}^+) \sim 2P_{\mu\perp}(K_{\mu 2\gamma}^+)$ [84].

Как уже отмечалось выше, Т-нечетные корреляции могут также наблюдаться и в радиационном распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu \gamma$ ($K_{\mu 2\gamma}^+$) (см. (84)). Нестандартные Т-нечетные эффекты в этом распаде тоже могут быть обусловлены новыми аномальными взаимодействиями, лежащими вне рамок СМ. Однако для $K_{\mu 2\gamma}^+$ -распада эффекты взаимодействия частиц в конечном состоянии являются более сильными: $P_{\mu\perp}(K_{\mu 2\gamma}^+)^{\text{FSI}} = \langle \sigma_\mu \rangle_\perp^{\text{FSI}} < 10^{-3}$ [83]. Поэтому в очень чувствительных измерениях поперечной мюонной поляризации в распаде $K_{\mu 2\gamma}^+$ этот фон надо учитывать.

В работах [84–86] рассмотрены разные нестандартные механизмы нарушения Т-инвариантности, которые могут приводить к значениям поперечной поляризации мюонов вплоть до 10^{-3} как в $K_{\mu 3}^+$ -, так и в $K_{\mu 2\gamma}^+$ -распаде. Некоторые из этих механизмов иллюстрируются диаграммами на рис. 11. Разные механизмы могут приводить к разным соотношениям между $P_{\mu\perp}(K_{\mu 3}^+)$ и $P_{\mu\perp}(K_{\mu 2\gamma}^+)$. Поэтому, возможно, более чувствительное измерение поперечной поляризации мюона в обоих распадах ($K_{\mu 3}^+$ и $K_{\mu 2\gamma}^+$) в случае ее обнаружения может дать дополнительную информацию о природе нестандартного Т-нарушения.

В настоящее время в KEK проводятся эксперименты (Сотрудничество E246 [87, 88]) по поискам Т-нечетной поперечной поляризации мюонов в распадах $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ v_\mu$ (83) и $K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu \gamma$ (84). В этих опытах

получены следующие предварительные результаты:

$$P_{\mu\perp}(K_{\mu 3}^+) = (-1,12 \pm 2,17_{\text{stat}} \pm 0,90_{\text{syst}}) \times 10^{-3}, \quad (86)$$

$$\text{Im } g_S = (-0,28 \pm 0,69_{\text{stat}} \pm 0,30_{\text{syst}}) \times 10^{-3}.$$

Ожидается, что после окончания обработки данных может быть достигнута чувствительность по $P_{\mu\perp}(K_{\mu 3}^+) \sim 1,5 \times 10^{-3}$ ($\text{Im } g_S \sim 0,6 \times 10^{-2}$). Для распада $K_{\mu 2\gamma}^+$ ожидается получить чувствительность $P_{\mu\perp}(K_{\mu 2\gamma}^+) \sim 0,01$. Для опытов на ускорителе J-PARK предложен усовершенствованный эксперимент по поискам поперечной поляризации мюонов в $K_{\mu 3}^+$ - и $K_{\mu 2\gamma}^+$ -распадах [89, 90]. Ожидается, что чувствительность этого нового эксперимента достигает уровня $P_{\mu\perp} \sim 10^{-4}$ для обоих распадов.

4.3. Поиски Т-нечетных корреляций в распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ v_\mu \gamma$

Другим каоаным процессом, в котором возможны поиски Т-нечетных тройных корреляций, является распад

$$K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ v_l \gamma, \quad (87)$$

в котором можно наблюдать корреляции между импульсами трех частиц в конечном состоянии

$$\varepsilon = T_{\pi l \gamma} \equiv \frac{\mathbf{p}_\gamma \cdot (\mathbf{p}_\mu \times \mathbf{p}_\pi)}{|\mathbf{p}_\gamma| \cdot |\mathbf{p}_\mu \times \mathbf{p}_\pi|}, \quad (88)$$

или при другой нормировке

$$\varepsilon = T'_{\pi l \gamma} \equiv \frac{\mathbf{p}_\gamma \cdot (\mathbf{p}_\mu \times \mathbf{p}_\pi)}{M_K^3}. \quad (89)$$

Возможно, величина $T'_{\pi l \gamma}$ будет более полезной в таких исследованиях, так как в ней содержится информация об импульсах частиц в конечном состоянии.

Проявление нестандартных Т-нечетных механизмов в процессах типа (87) можно ожидать только в распаде

$$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ v_\mu \gamma \quad (90)$$

(см. рис. 12а), поскольку только в них может быть существенное взаимодействие между мюонами и хиггсовскими бозонами, приводящее к нестандартным эффектам. Кроме того, надо выделять процессы с прямым испусканием фотонов (рис. 12а). В процессах тормозного излучения трудно ожидать проявления эффектов НФ, так как Т-асимметрия в них может быть обусловлена только взаимодействиями в конечном состоянии. Ожидаемая величина такой асимметрии [91]

$$A(\varepsilon)^{\text{FSI}} = \frac{N(\varepsilon > 0) - N(\varepsilon < 0)}{N(\varepsilon > 0) + N(\varepsilon < 0)} \sim 1,1 \times 10^{-4}.$$

Эти данные могут быть очень полезными для калибровки. Аналогичные соображения относятся к распаду $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v_e \gamma$, для которого тоже имеет место только FSI-эффект с ожидаемой величиной $T_{\pi l \gamma}^{\text{FSI}} = -0,59 \times 10^{-4}$. Условия выделения распада (90) с прямым испусканием фотонов обычно формулируются как требования $E_\gamma^* > 30$ МэВ, $\vartheta_{\mu\gamma} > 30^\circ$ в системе покоя K^+ . Однако это условие нуждается в дополнительных исследованиях.

Зарядово-сопряженный распад $K^- \rightarrow \pi^0 \mu^- \bar{v}_\mu \gamma$ был впервые обнаружен в эксперименте ИСТРА+ [92]. При

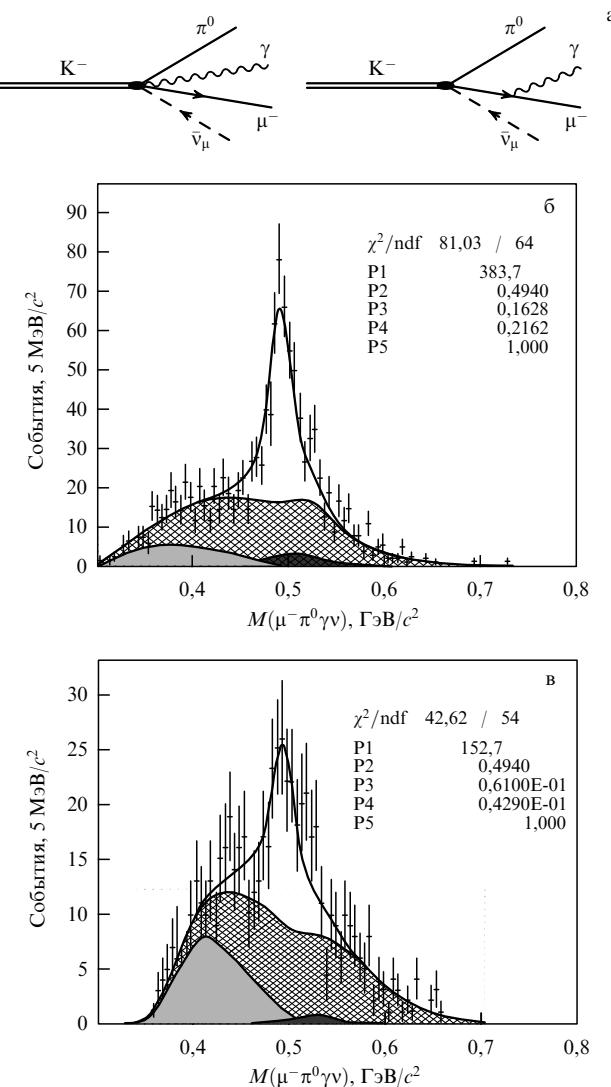


Рис. 12. Первые данные о распаде $K^- \rightarrow \pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ ($K_{\mu 3 \gamma}^-$) [92]: (а) диаграммы для прямого излучения γ и для тормозного излучения, (б) спектр эффективных масс $\pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ -системы для области $5 < E_\gamma^* < 30 \text{ МэВ}$. Пик от распада $K_{\mu 3 \gamma}^-$ четко выделяется в этой области, (в) спектр эффективных масс $\pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ -системы для области $30 < E_\gamma^* < 60 \text{ МэВ}$. Распад ($K_{\mu 3 \gamma}^-$) наблюдается и в этой области, хотя фон здесь растет. На рисунках б, в параметры P1–P3 соответствуют интегралу, среднему и ширине (σ) гауссiana, описывающего эффективную массу К-мезона; параметры P4, P5 описывают фон. Также приведено значение χ^2 , полученного при фитировании. Заштрихованная область соответствует вкладу от фона; тоновая область слева (справа) показывает вклад процесса $K_{\pi 3}^-$ ($K_{\mu 3}^-$)

в этом все зарегистрированные события были разбиты на две кинематические области:

а) $5 < E_\gamma^* < 30 \text{ МэВ}$. Спектр эффективных масс для $\pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ -системы показан на рис. 12б. Распад $K_{\mu 3 \gamma}^-$ четко выделяется в этой кинематической области. Получено значение

$$\frac{\text{BR}(K_{\mu 3 \gamma}^-; 5 < E_\gamma^* < 30 \text{ МэВ})}{\text{BR}(K_{\mu 3}^-)} = (0,270 \pm 0,029_{\text{(stat)}} \pm 0,026_{\text{(syst)}}) \times 10^{-2},$$

что хорошо согласуется с теоретическим предсказанием $0,21 \times 10^{-2}$. Исследовано угловое распределение по $\vartheta_{\mu \gamma}$ и определена асимметрия этого распределения

$A(\cos \vartheta_{\mu \gamma}) = 0,093 \pm 0,141$ (теоретически предсказана величина 0,354);

б) спектр эффективных масс $\pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ -системы для кинематической области $30 < E_\gamma^* < 60 \text{ МэВ}$ показан на рис. 12в. Здесь также выделяется пик $K_{\mu 3 \gamma}^-$ -распада, хотя фон растет. Определено значение

$$\frac{\text{BR}(K_{\mu 3 \gamma}^-; 30 < E_\gamma^* < 60 \text{ МэВ})}{\text{BR}(K_{\mu 3}^-)} = (0,0448 \pm 0,0068 \pm 0,0099) \times 10^{-2}$$

(теоретически предсказанное значение для этого отношения составляет $0,0467 \times 10^{-2}$);

в) для всей области наблюдения распада $K^- \rightarrow \pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ определена Т-нечетная асимметрия $T_{\pi \gamma} = -0,03 \pm 0,13$. Теоретическое значение для возможной нестандартной Т-асимметрии (вне рамок СМ) составляет $2,6 \times 10^{-4}$ [93].

Проанализирован фон при регистрации $K_{\mu 3 \gamma}^-$ (рис. 12б и 12в) и показано, что он в основном определяется $K_{\mu 3}^-$ -распадами с ложным дополнительным фотоном, событиями с ложным " π^0 -пиком", $K_{\pi 3}^-$ -распадами (с распадом одного из пионов на лету $\pi \rightarrow \mu\nu$ и с ложным фотоном).

Для дальнейшего изучения распада $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \bar{\nu}_\mu \gamma$ на установке ОКА необходимо более точно сформулировать критерии для выделения распадов с прямым испусканием фотонов, тщательно изучить ожидаемые фоновые условия для новой установки с хорошей охранной системой и выработать критерии для максимального подавления всех источников фона и затем, набрав максимальную статистику событий $K_{\mu 3 \gamma}^+$ с прямым испусканием фотонов, оценить возможную величину нестандартного Т-нечетного процесса по асимметрии $T'_{\pi \mu \gamma}$.

Одновременно с распадом (90) на установке ИСТРА+ изучался также распад $K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e \gamma$. Зарегистрировано 1382 события этого распада и определены отношения для бренчингов

$$R_1 = \frac{\text{BR}(K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e \gamma; E_\gamma^* > 10 \text{ МэВ})}{\text{BR}(K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e)} = (1,53 \pm 0,03) \times 10^{-2},$$

$$R_2 = \frac{\text{BR}(K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e \gamma; E_\gamma^* > 30 \text{ МэВ}; \vartheta_{e \gamma} > 20^\circ)}{\text{BR}(K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e)} = (0,62 \pm 0,03) \times 10^{-2}.$$

Результаты измерений согласуются с теоретическими предсказаниями.

Резюмируя сказанное в этом разделе, следует отметить, что чувствительность опытов на установке ОКА недостаточна, чтобы дойти до поисков эффекта нестандартной СР-асимметрии $T'_{\pi \mu \gamma}$, предсказанного в модели с хиггсовскими процессами $T'_{\pi \mu \gamma} \simeq 3 \times 10^{-4}$, и тем более, чтобы дойти до естественного предела, обусловленного взаимодействием в конечном состоянии с $T_{\pi \gamma}^{\text{FSI}} = 0,6 - 1,0 \times 10^{-4}$. Однако мы считаем, что в опытах на установке ОКА надо пройти через все сложные детали, связанные с подавлением фонов, выделением области прямого испускания фотонов и т.д., и получить наилучший возможный результат в наших условиях. Во-первых, это может открыть дорогу для будущих опытов с увеличенной статистикой. Ранее мы планировали провести такие опыты на установке СКМ, параллельно с

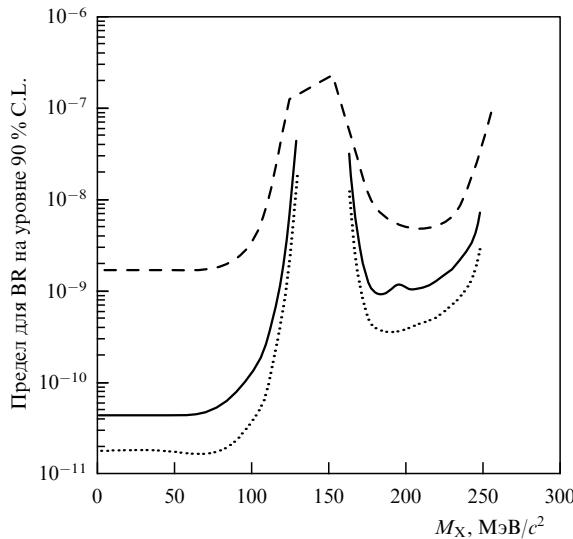


Рис. 13. Пределы по вероятности $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ + X)$, полученные в эксперименте E787 [96]. Сплошная линия соответствует результату [96], штриховая — прежнему результату E787 [98], пунктир — чувствительность измерения, соответствующего одному наблюдаемому событию.

основной программой изучения распада $K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v}$. В связи с закрытием СКМ наши надежды сейчас связаны с возможностью создания новой коллаборации CERN–IHEP–Fermilab для постановки подобного опыта в CERN.

Во-вторых, исследование возможных эффектов с $T'_{\pi\mu\gamma}$ применимо для широкого класса моделей с НФ. В таких моделях возможно проявление нестандартных эффектов СР-нарушения и в процессах $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma$, где статистика больше, чем для распада $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu \gamma$.

5. Поиски новых легких частиц, образующихся в распадах К-мезонов

5.1. Распады типа $K^+ \rightarrow \pi^+ + X$ и ограничения для их бренчингов из эксперимента BNL787

Распады типа $K^+ \rightarrow \pi^+ + X$, где X — невидимая, сравнительно легкая частица, давно обсуждались в разных моделях. Выделить распады $K^+ \rightarrow \pi^+ + X$ в эксперименте можно при изучении спектра импульсов наблюдаемого π^+ -мезона (т.е. при выделении в этом спектре монохроматической линии). Возможно также, что в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ + X$ вылетает пара невидимых частиц. Такие процессы могли бы даже имитировать распад $K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v}$. Так, в моделях с дополнительными размерностями рассматривались распады $K \rightarrow \pi + G$ с излучением гравитонов (G) в пространство с дополнительными размерностями, что приводит к потере энергии и импульса в нашем пространстве. Однако оценка вероятности такого процесса приводит к значениям $\text{BR} < 10^{-12} - 10^{-13}$, т.е. он является практически ненаблюдаемым [94]. По-видимому, очень мала вероятность распадов с испусканием пары очень легких суперсимметричных частиц (фотино, голдстини) [95].

Из эксперимента BNL787, в котором были впервые открыты распады $K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v}$ и который характеризуется очень эффективной охранной системой, получены ограничения для вероятности $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ + X)$ в зави-

симости от массы $M(X^0)$ (рис. 13). Здесь X^0 — гипотетическая невидимая стабильная слабовзаимодействующая частица. Для частиц X^0 с очень малой массой [96]

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ + X) < 5,9 \times 10^{-11} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (91)$$

Такие частицы были рассмотрены, например, в модели с фамилонами [97, 98], в которой $K^+ \rightarrow \pi^+ f$, а f — нейтральная слабовзаимодействующая невидимая частица. Для эффективного фамилонного взаимодействия из ограничений (91) получен нижний предел для значения константы фамилонного взаимодействия

$$G_{\text{fam}} \lesssim \frac{1}{7,6 \times 10^{11} \text{ ГэВ}}.$$

5.2. Поиски легких псевдоскалярных голдстини в К-распадах на установке ИСТРА+

В моделях со спонтанным нарушением суперсимметрии в качестве суперпартнеров голдстини (фермиона) должны существовать псевдоскалярные (P) и скалярные (S) голдстини. В некоторых вариантах теории (см. [99]) один или оба эти слабовзаимодействующие бозона оказываются достаточно легкими и могут наблюдаться в К-распадах. Если голдстини при взаимодействии с кварками сохраняет четность (как, например, в правовом расширении MSSM) и P -голдстини легче, чем S -голдстини, то для $M_S > (M_K - M_\pi)$ и $M_P < (M_K - 2M_\pi)$ P -голдстини может наблюдаться в распадах $K \rightarrow \pi \pi P$, а S -голдстини совсем не может наблюдаться в К-распадах. Если $M_S < (M_K - M_\pi)$, то очень сильные ограничения на вероятности распада $K \rightarrow \pi S$ могут быть получены из данных, приведенных на рис. 13.

Феноменология моделей с легкими голдстини детально разработана в [100]. В предположении, что взаимодействие голдстини с кварками и глюонами меняет кварковые ароматы, но сохраняет четность, вводится лагранжиан, описывающий взаимодействие псевдоскалярного P -голдстини с кварками при малых энергиях,

$$L = -P(h_{ij}^D \bar{d}_i i^\gamma \gamma^5 d_j + h_{ij}^U \bar{u}_i i^\gamma \gamma^5 u_j), \quad (92)$$

где $d_i = (d; s; b)$, $u_i = (u; c; t)$.

Константы взаимодействия h_{ij} в (92) имеют вид

$$h_{ij}^D = \frac{(\tilde{m}_{D,ij}^{\text{LR}})^2}{\sqrt{2} F} \quad \text{и} \quad h_{ij}^U = \frac{(\tilde{m}_{U,ij}^{\text{LR}})^2}{\sqrt{2} F} \quad (93)$$

(они пропорциональны лево-правому мягкому нарушению в массовой матрице для сквартков). Энергетическая шкала суперсимметричного нарушения обозначается как \sqrt{F} . Пределы для констант взаимодействий голдстини с кварками, меняющих их ароматы, могут быть получены из данных по разности масс $K_L^0 - K_S^0$ и из параметра СР-нарушения в системе нейтральных каонов ε_K :

$$|h_{12}^D| < 7 \times 10^{-8}, \quad |\text{Re } h_{12}^D \text{ Im } h_{12}^D| < 1,5 \times 10^{-17} \quad (94)$$

(этот пределы даны с 90 % C.L.).

Существуют два взаимодополняющих пути для поисков псевдоскалярных P -голдстини в редких каонных распадах — это поиски в распадах заряженных и нейтральных каонов. С одной стороны, чувствительность таких поисков зависит от значений и фаз констант

взаимодействий (93). Как показано в [100], в случае $\text{Im } h_{12}^D \sim \text{Re } h_{12}^D$ ограничения (94) приводят к пределам для бренчингов распадов $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 P) < 10^{-3}$ (90 % С.Л.). Если же $\text{Im } h_{12}^D \sim 0$, то вообще нельзя получить предел для бренчинга, а если $\text{Re } h_{12}^D \sim 0$, то распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 P$ подавлен фактором ε_K^2 и его вероятность будет составлять $\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 P) < 10^{-6}$.

С другой стороны, распады заряженных К-мезонов с испусканием Р-голдстинно подавлены на ~ 3 порядка по сравнению с распадами K_L^0 -мезонов из-за несохранения изоспина. Пределы из данных по ε_K и $\Delta M = M(K_L^0) - M(K_S^0)$ приводят к вероятности распадов

$$\text{BR}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 P) < 1,5 \times 10^{-6} - 4 \times 10^{-4},$$

где более слабый предел соответствует чисто мнимой или чисто действительной величине h_{12}^D . Таким образом, общая картина распадов заряженных и нейтральных каонов с испусканием Р-голдстинно характеризуется отношением

$$R = \frac{\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 P)}{\text{BR}(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 P)},$$

которое в разных сценариях для констант взаимодействий может меняться в пределах от $\sim 10^{-2}$ до $\sim 10^3$. Поэтому независимые поиски Р-голдстинно в распадах нейтральных и заряженных каонов являются очень интересными, а их результаты будут дополнять друг друга.

В опытах на установке ИСТРА+ проводились поиски образования Р-голдстинно в распадах $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 P$ [101] (рис. 14а). В этих исследованиях распады с Р-голдстинно не были обнаружены, но установлены достаточно низкие ограничения на их бренчинг, представленные на рис. 14б. Для получения таких ограничений вся кинематическая область для возможных масс Р-голдстинно, образующихся в К-распадах, разбивалась на бины шириной 10 МэВ, и поиски распада $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 P$ производились независимо в каждом таком бине. Система отбора событий подавляла фоновые процессы, обусловленные распадами $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$, $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$, $K^- \rightarrow \pi^0 l^- \bar{\nu}_l$. Как видно из рис. 14б, в эксперименте получены верхние ограничения для $\text{BR}(K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 P)$ (с достоверностью 90 %) для области эффективных масс $0 < M_P < 200$ МэВ на уровне $\sim 9 \times 10^{-6}$ (за исключением области вблизи M_π^0 , где это ограничение менее $3,5 \times 10^{-5}$). Результаты ИСТРА+ сравниваются на рис. 14б и 14в с пределами для того же распада, полученными в опытах E787 [102], а также с некоторыми косвенными оценками из данных для констант взаимодействия h_{12}^D . Так, из рис. 14в видно, что прямые измерения ИСТРА+ дают значительно лучшую чувствительность, чем оценки из $\Delta M = M(K_L^0) - M(K_S^0)$. Однако такой прогресс имеет место не для всех сценариев с константами взаимодействий.

Мы надеемся, что в будущих опытах на установке ОКА с очень хорошей охранной системой можно будет существенно увеличить чувствительность поисков для процессов $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 P$. Вместе с тем, как уже отмечалось выше, очень интересно провести поиски образования Р-голдстинно в распадах $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 P$ на пучках нейтральных каонов. Такие поиски по нашему предложению включены в программу исследований на установке KOPIO [103]. Такие независимые исследования на уста-

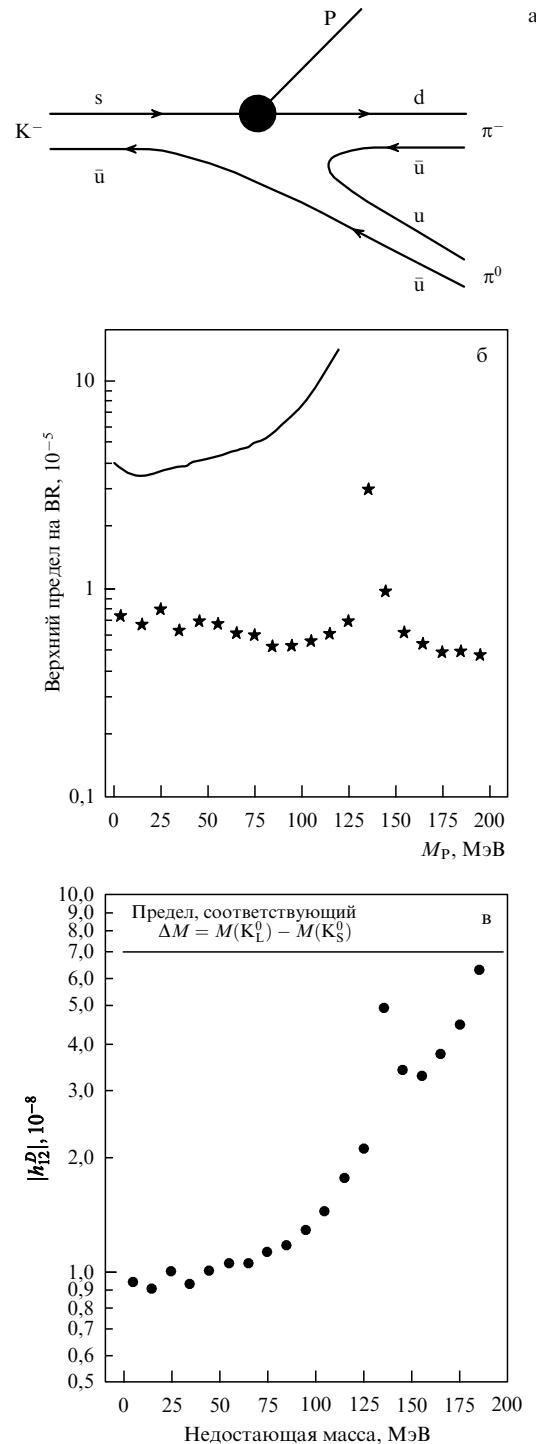


Рис. 14. Поиски Р-голдстинно: (а) диаграмма распада $K^- \rightarrow P \pi^- \pi^0$ с испусканием Р-голдстинно, (б) верхние пределы для $\text{BR}(K^- \rightarrow P \pi^- \pi^0)$ в зависимости от массы Р-голдстинно. Точки — результат опытов ИСТРА+ [101], сплошная кривая — результат измерений на установке E787 [102], (в) границы для $|h_{12}^D|$, полученные в [101], которые сравниваются с предсказаниями для $|h_{12}^D|$, полученными из разности масс $\Delta M = M(K_L^0) - M(K_S^0)$.

новке с очень хорошей охранной системой позволят исследовать распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 P$ с чувствительностью по бренчингу не хуже $10^{-9} - 10^{-10}$. Поэтому станет возможным существенно уточнить информацию о параметре нарушения суперсимметрии \sqrt{F} . Сейчас для случая максимального CP-нарушения в скварковом секторе

($\text{Im } \delta_{12}^D \sim \text{Re } \delta_{12}^D$ и $\delta_{12}^D \sim 2 \times 10^{-9}$) были получены оценки $\sqrt{F} > 30$ ТэВ [100]¹.

В заключение приведем некоторые комментарии, связанные с возможными распадами $P \rightarrow 2\gamma; e^+e^-$. Двухфотонный распад будет доминировать практически во всей области допустимых параметров. Время жизни сголдстино зависит от величины

$$g_\gamma = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{M_{\gamma\gamma}}{F}$$

($M_{\gamma\gamma} = M_1 \cos^2 \theta_W + M_2 \sin^2 \theta_W$ определяет константу связи между сголдстино и фотонами; здесь M_i — массы суперпартнеров калибровочных полей). Если время жизни достаточно велико, сголдстино вылетает из установки ("невидимое" сголдстино). Как показано в [100] для $M_{\gamma\gamma} \sim 100$ ГэВ и $\sqrt{F} \gtrsim 1$ ТэВ, сголдстино с массой $M_P < 10$ МэВ будет вылетать из установки. Для $\sqrt{F} \gtrsim 10$ ТэВ сголдстино будут невидимыми до $M_P \sim 200$ МэВ. В опытах на ИСТРЕ+ проводились поиски "невидимых" сголдстино. Представляется, что для будущих экспериментов в КОРИО наилучшая чувствительность также будет для "невидимых" сголдстино, хотя в принципе станут возможными и поиски $P \rightarrow 2\gamma$ -распадов внутри детектора.

6. Поиски распада $K^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma$

Распад

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma, \quad (95)$$

представляющий собой $0^+ \rightarrow 0^-$ -переход, запрещен в обычной теории:

а) законом сохранения углового момента,

б) калибровочной инвариантностью электромагнитных взаимодействий.

Поэтому поиски распада (95) открывают возможности поисков новых физических явлений в некоторых экзотических теориях, в которых могут иметь место нарушения лоренцевой инвариантности [104], нелокальные эффекты, связанные с суперструнами [105], введение некоторого нового векторного поля [106], некоммутативные модели, в которых фотон уже не ведет себя как U(1) калибровочный бозон [107]. В некоммутативной теории приведены даже некоторые оценки вероятности аномального распада $K^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma$:

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma) \simeq 1,0 \times 10^{-5} \frac{(1 \text{ ГэВ})^4}{\Lambda_{NC}^4}, \quad (96)$$

где Λ_{NC} — энергетическая шкала для проявления эффектов некоммутативности. Для $\Lambda_{NC} \simeq 0,10; 0,25; 0,50; 1,0$ ТэВ вероятность $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma) \simeq 1,0 \times 10^{-13}; 2,6 \times 10^{-15}; 1,6 \times 10^{-16}; 1,0 \times 10^{-17}$ соответственно.

Для Λ_{NC} получены разные оценки:

$\Lambda_{NC} > 68$ ГэВ (из нейтринных данных);

$\Lambda_{NC} > 118$ ГэВ (из верхней границы для бренчинга $\text{BR}(Z \rightarrow \gamma\gamma) < 5,2 \times 10^{-5}$).

Соответствующий бренчинг (95) составляет согласно (96)

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma) < 5 \times 10^{-13} - 5 \times 10^{-14}.$$

В работе [107] подчеркивается, что соотношение (96) получено в статическом пределе и учет динамических эффектов может существенно увеличить

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma).$$

В других моделях [104–106] никакие оценки для этого бренчинга не приводятся. Так как надежные теоретические оценки $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma)$ отсутствуют, то задача эксперимента — провести поиски распада (95) с максимально возможной чувствительностью (имея в виду значение этого бренчинга $\sim 10^{-12}$ как некоторый возможный ориентир).

Чувствительность экспериментов по поискам распада (95) начиная с 1969 г. постоянно повышается. В последнем опыте на установке E787 [108] получено ограничение $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma) < 3,6 \times 10^{-7}$ (90 % C.L.). На усовершенствованной установке E949, на которой были продолжены исследования $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ и других редких каонных распадов, удалось существенно увеличить чувствительность поисков распада (95). В основном это связано с усовершенствованием системы сбора данных и триггерной системы модифицированной установки. Теперь оказалось возможным использовать триггерный сигнал для поисков (95) без предварительного прескейлинга.

Экспериментальная установка BNL E949 представлена на рис. 15. События, соответствующие распаду (95), выделялись как двухчастичные распады останавливающихся каонов с импульсом π^+ -мезона 227 МэВ/с и энергией фотона, вылетающего в прямо противоположном направлении, $E_\gamma = 227$ МэВ. При этом должны были отсутствовать сигналы в калориметрах 1, 2 (т.е. требуется подавление фона с помощью хорошей охранной системы). События (95) не были найдены, и был установлен новый верхний предел [109]:

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma) < 2,3 \times 10^{-9} \text{ (90 % C.L.)}. \quad (97)$$

Новые опыты с повышением чувствительности соответствующих поисков распада (95) представляются очень желательными.

7. Опыты с "меченными" π^0 -мезонами, образующимися в K-распадах

Помимо прямых исследований редких K-распадов, большой интерес представляют исследования ряда тонких свойств π^0 -мезонов, которые могут быть выделены значительно чище в распадах K-мезонов по сравнению с образованием π^0 -мезонов в адронных взаимодействиях. Это так называемый метод "меченых π^0 -мезонов". Мы проиллюстрируем его особенности и его возможности на двух примерах.

7.1. Исследование распадов $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ в опытах KTeV с использованием распадов $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$

Впервые точные данные о распаде $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$, основанные на большой статистике, которые позволили убедиться, что ширина этого распада превышает унитар-

¹ Как нам стало известно из материалов обсуждений на KAON-2005 Workshop, Evanston, US, June 2005, поиски распадов нейтральных каонов с испусканием P-сголдстино будут в ближайшее время проводиться при анализе данных на установках KTeV и KEK 391A (В.Ф. Образцов, частное сообщение).

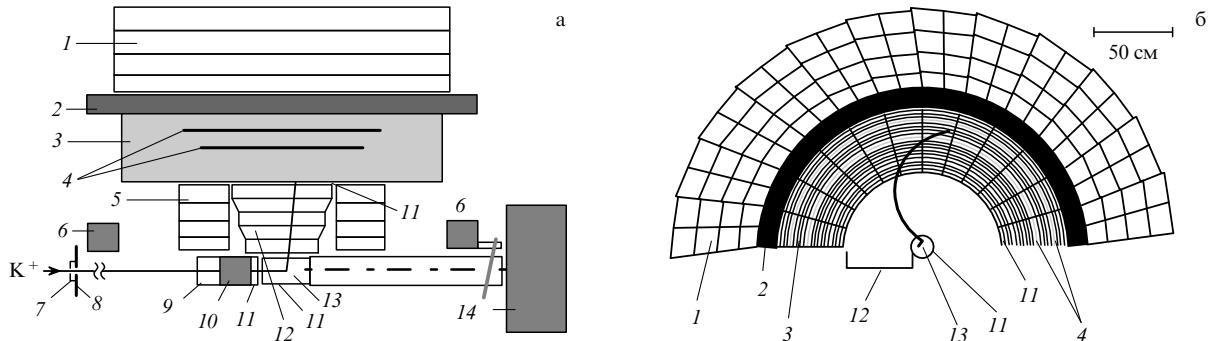


Рис. 15. Экспериментальная установка BNL E949: (а) вид сбоку, (б) вид сзади. Эта установка является модернизированным вариантом установки BNL E787 и отличается от нее усиленной охранной системой и усовершенствованными триггерными системами и системой сбора данных. На рисунке показаны верхние половины установки. K^+ — пучок сепарированных каонов; 1 — боковая охранная система из многосекционных калориметров, прослоененных свинцом; 2, 6 — дополнительные детекторы охранной системы; 3 — пробежные сцинтилляционные счетчики; 4 — дрейфовые трубы; 5 — торцевая охранная система из спектрометров CsI; 7 — черенковский счетчик для идентификации K^+ -мезонов; 8 — передняя охранная система; 9 — замедлитель пучковых каонов из BeO; 10 — активный замедлитель каонов; 11 — сцинтилляционные счетчики; 12 — дрейфовая камера магнитного спектрометра; 13 — активная мишень из сцинтилляционных фиберных счетчиков; 14 — задняя охранная система. Охранная система имела практически 4π-геометрию и эффективно подавляла фон от фотонов и заряженных частиц. Измерение импульса и пробега π^+ -мезона в магнитном спектрометре и пробежных счетчиках и регистрация цепочки распадов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ позволила идентифицировать π^+ -мезоны в рабочем диапазоне.

ную нижнюю границу, были получены в работе [110] на установке KTeV при исследовании распадов $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$. Схема экспериментальной установки KTeV приведена на рис. 16а.

Для выделения событий $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ отбирались события K_L^0 -распада с e^+, e^- и четырьмя γ -линиями. Спектр эффективных масс $M(e^+e^-)$, полученный в этих опытах, представлен на рис. 16б, из которого видно, что пик, соответствующий распаду $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$, выделяется очень хорошо. После вычитания фона в пике содержится $253,6 \pm 16,6$ событий. Определялась величина бренчинга

$$\text{BR} \left(\pi^0 \rightarrow e^+e^-, \left(\frac{M(e^+e^-)}{M_{\pi^0}} \right)^2 > 0,95 \right) = \\ = (6,09 \pm 0,40 \pm 0,24) \times 10^{-8}$$

(с учетом радиационных поправок). При экстраполяции этого результата к значению бренчинга в наименшем приближении без излучения в конечном состоянии получена величина

$$\frac{\Gamma_{e^+e^-}(\text{наименший порядок})}{\Gamma_{\text{tot}}} = \\ = (7,04 \pm 0,46 \pm 0,28) \times 10^{-8}$$

(эта величина более удобна для сравнения с теоретическими моделями). Она превышает унитарную нижнюю границу более чем на четыре стандартных отклонения.

Все остальные данные для распада $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$, полученные либо в адронных процессах с перезарядкой, либо в каонных опытах с малой статистикой (см. [20]), отличаются большим разбросом значений для бренчинга и большими ошибками.

В опытах KTeV исследовался также распад $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$, служивший для определения формфактора π^0 -мезона и для нормировки. Для этого отбирались события K_L^0 -распада с e^+, e^- и пятью γ -линиями. Данные о наклоне формфактора согласуются с предсказаниями

модели векторной доминантности. Общее обсуждение формфакторов нейтральных мезонов в распадах типа $M \rightarrow l^+l^-\gamma$, $M \rightarrow M'l^+l^-$ см. в [111].

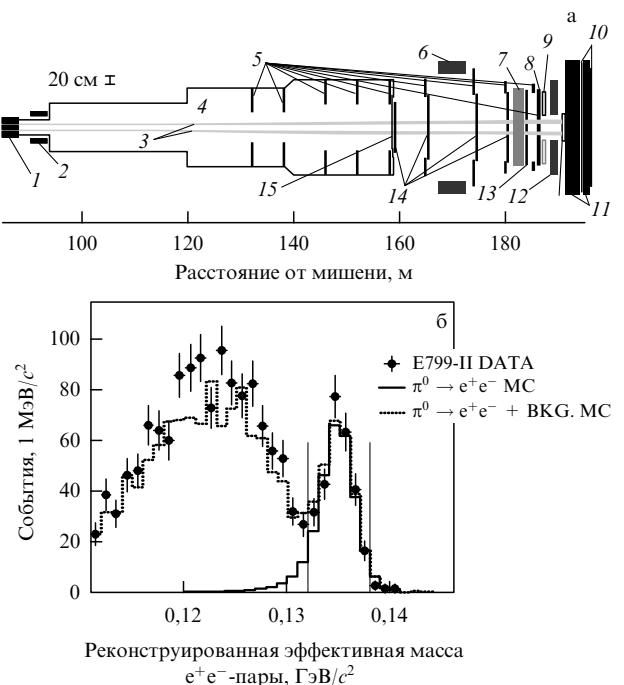


Рис. 16. (а) Схема экспериментальной установки KTeV: 1 — коллиматор, 2 — отклоняющий магнит, 3 — два пучка K_L -мезонов, 4 — распадный объем, 5 — счетчики охранной системы, 6 — магнит спектрометра; 7 — счетчики с переходным излучением для регистрации электронов; 8 — электромагнитный калориметр со счетчиками CsI, 9 — охранные системы, убирающие фон от адронов, 10 — гаммоскопический магнитный детектор, 11 — мюонный фильтр, 12 — задний счетчик антисовпадений, 13 — мюонные гаммоскопы, 14 — дрейфовые камеры, 15 — выходное окно области высокого вакуума. (б) Спектр $M(e^+e^-)$ в распадах $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow e^+e^- +$ (четыре фотонных линии). Показаны результаты MC-симуляции для фона и сигнала $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$. Вертикальные точечные линии указывают сигнальную область $0,132 < M(e^+e^-) < 0,138$ ГэВ.

7.2. Верхний предел для вероятности $\text{BR}(\pi^0 \rightarrow v\bar{v})$ из эксперимента BNL E949 при анализе "меченых" пионов в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$

Рассмотрим прежде всего возможные теоретические оценки для вероятности $\text{BR}(\pi^0 \rightarrow v\bar{v})$. Этот распад запрещен сохранением углового момента для безмассовых нейтрино с левой спиральностью и антинейтрино с правой спиральностью. После обнаружения нейтринных осцилляций стало очевидным, что массы нейтрино отличаются от нуля. Тогда распад $\pi^0 \rightarrow v\bar{v}$ в принципе может происходить, но будет иметь место сильное киральное подавление его вероятности. Если нейтрино связано с Z^0 -бозонами стандартным слабым взаимодействием, то [112]

$$\text{BR}(\pi^0 \rightarrow v\bar{v}) = 6,3 \times 10^{-8} \left(\frac{m_v}{M_{\pi^0}} \right)^2 \sqrt{1 - 4 \left(\frac{m_v}{M_{\pi^0}} \right)^2}$$

(для каждого типа нейтрино). (98)

Из очень слабого экспериментального ограничения для $m(v_\tau) < 18,2$ МэВ [20] и из (98) имеем

$$\text{BR}(\pi^0 \rightarrow v\bar{v}) < 1,1 \times 10^{-9}. \quad (99)$$

Из космологической оценки $m_v < 0,23$ эВ [20], и предел для вероятности распадов на все три типа v становится очень малым:

$$\text{BR}(\pi^0 \rightarrow v\bar{v}) < 2,9 \times 10^{-18} \times 6,3 \times 10^{-8} = 1,8 \times 10^{-25}. \quad (100)$$

Очень сильное киральное подавление распадов $\pi^0 \rightarrow v\bar{v}$ в СМ с малыми массами нейтрино открывает некоторые новые возможности для этого распада за счет аномальных взаимодействий вне рамок СМ, которые снимают киральное подавление. Таковым является аномальное псевдоскалярное взаимодействие. В работе [113] изучалось влияние псевдоскалярного (а также тензорного и скалярного) взаимодействий на $\text{BR}(\pi^0 \rightarrow v\bar{v})$. При этом верхние пределы для констант этих аномальных взаимодействий были получены в предположении, что именно эти взаимодействия обусловливают массы нейтрино. Лагранжиан $\pi v\bar{v}$ -взаимодействия с аномальным псевдоскаляром имеет вид

$$\mathcal{L}_{\pi v\bar{v}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{F_\pi M_\pi^2}{m_u + m_d} (a_{\text{PS}, II'}^{\text{uu}} - a_{\text{PS}, II'}^{\text{dd}}) \pi^0 \bar{v}_I \gamma_5 v_{I'}. \quad (101)$$

Здесь $F_\pi = 92,4$ МэВ — постоянная π -распада; $m_u = m_d = (m_u + m_d)/2 = 4$ МэВ [20], а для констант взаимодействия $a_{\text{PS}, II'}^{\text{qq}}$ используется полученный ранее верхний предел $< 10^{-3}$. В этих предположениях о существовании нестандартного псевдоскалярного взаимодействия для $m_v < 0,23$ эВ (из космологических данных) получен верхний предел

$$\text{BR}(\pi^0 \rightarrow v\bar{v}) = 10^{-4} (a_{\text{PS}, II'}^{\text{uu}} - a_{\text{PS}, II'}^{\text{dd}})^2 < 10^{-10}. \quad (102)$$

Экспериментальные пределы для вероятности распада $\pi^0 \rightarrow v\bar{v}$, существовавшие ранее, соответствовали

$$\text{BR}(\pi^0 \rightarrow v\bar{v}) < 8,3 \times 10^{-7} \text{ (90 \% C.L.)} \quad (\text{BNL E787 [114]}); \quad (103)$$

$$\text{BR}(\pi^0 \rightarrow v_\mu \bar{v}_\mu) < 1,6 \times 10^{-6} \text{ (90 \% C.L.)} \quad (\text{эксперимент beam-dump LSND [115]}). \quad (104)$$

Сейчас появился новый, улучшенный результат BNL E949 [112]:

$$\text{BR}(\pi^0 \rightarrow v\bar{v}) < 2,7 \times 10^{-7} \text{ (90 \% C.L.)}. \quad (105)$$

В этом эксперименте в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ для останавливающихся каонов "мечение" π^0 -мезона осуществлялось при регистрации π^+ -мезона с импульсом 205 МэВ/с. Для выделения распада $\pi^0 \rightarrow v\bar{v}$ требовалось, чтобы $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ -распад не сопровождался никакими другими сигналами в детекторе.

Несмотря на очень эффективную охранную систему установки E949, достигнутый предел для вероятности распада (105) определялся фоном от незарегистрированных фотонов из распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Число фоновых событий составляло около 10^2 , что снижало чувствительность опытов по поискам распада $\pi^0 \rightarrow v\bar{v}$ на два порядка. Причина остаточной неэффективности охранной системы объяснялась флуктуациями развития фотонных ливней при энергии ~ 20 МэВ и фотоядерными реакциями с образованием нейтронов (т.е. недетектируемых частиц в охранной системе).

В связи с этим представляется интересным в будущих опытах на установке КОРИО искать распады $\pi^0 \rightarrow v\bar{v}$ для "меченых" π^0 -мезонов, образующихся в распадах $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$. Охранная система установки КОРИО должна быть более эффективной, чем в установке E949. Поэтому можно надеяться на уменьшение фона от незарегистрированных фотонов и на существенное повышение чувствительности поисков распада $\pi^0 \rightarrow v\bar{v}$ ².

7.3. Поиски распадов $\pi^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$ для "меченых" π^0 -мезонов

В опытах на установке BNL E865, на которой искались распады с несохранением лептонных ароматов $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ e^-$ [116], был также получен верхний предел для распада $\pi^0 \rightarrow \mu^+ e^-$ в процессе $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$:

$$\boxed{\mu^+ e^-}$$

$$\text{BR}(\pi^0 \rightarrow \mu^+ e^-) < 3,8 \times 10^{-10} \text{ (90 \% C.L.)}. \quad (106)$$

В то же время в опытах на КТeV при исследовании "меченых" π^0 -мезонов в распаде $K_L^0 \rightarrow 3\pi$ получен верхний предел [117]

$$\text{BR}(\pi^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp) < 7,85 \times 10^{-10} \text{ (90 \% C.L.)}. \quad (107)$$

Этот процесс выделяется очень хорошо, и поэтому при увеличении статистики возможно повышение чувствительности для поисков распадов $\pi^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$.

8. Заключение

Поиски аномальных процессов в редких распадах являются необходимой составной частью программы поисков эффектов Новой физики, лежащей вне рамок Стандартной модели. Хотя обзор носит общий характер, его направление тесно связано с будущими опытами на сверхпроводящем сепарированном каонном канале ИФВЭ на новой установке ОКА, которые, как мы надеемся, начнутся в конце 2006 г. В связи с этим в приложении 9.1 представлены краткие данные о сепарированном каонном канале и об установке ОКА.

² Когда этот обзор готовился к печати, стало известно, что эксперимент КОРИО отменен.

Материалы обзора докладывались на нескольких заседаниях Chicago Flavor Seminar (17 января 2003 г. и 27 февраля 2004 г.), на совещаниях Сотрудничества СКМ и на семинаре BNL (13 марта 2003 г.). Я признателен участникам этих семинаров за полезные замечания. Я благодарен С.С. Буланову, Д.В. Вавилову, В.В. Киселеву, Т. Коматсубара, П. Куперу, М.В. Либанову, К. Мизучи, Э.Я. Нураеву, В.Ф. Образцову, Л.Б. Окуню, С.В. Троицкому, Р. Чирхарду за многочисленные стимулирующие обсуждения и за помошь в работе.

Когда текст статьи готовился к печати, стало известно о прекращении проектов СКМ и КОРИО. Тем не менее упоминание этих экспериментов в тексте обзора сохранено по историческим причинам. Возможно, что подобные эксперименты будут проведены в ЦЕРНе.

9. Приложения

9.1. Сверхпроводящий сепарированный канал K⁺-мезонов ИФВЭ и установка ОКА

Канал сепарированных K-мезонов ИФВЭ будет работать по схеме Пановского с двумя высокочастотными сепараторами. Для сепарации частиц в каонном канале используются высокочастотные сверхпроводящие сепараторы Карлсруэ–ЦЕРН [118], которые в 1978–1980 гг. применялись в ЦЕРН в сепарированных пучках на Ω-спектрометре [119]. В соответствии со специальным соглашением эти сепараторы были переданы в ИФВЭ. Они прошли несколько полномасштабных испытаний с криогенной системой, созданной в ИФВЭ. В настоящее время они монтируются в состав канала сепарированных частиц, схема которого показана на рис. 17.

В таблице 6 приведены ожидаемые параметры каонного канала ИФВЭ. На рисунке 18 представлена возможная интенсивность K⁺-пучка в зависимости от допустимых примесей ($\pi^+ + p$)/K⁺.

Таблица 6. Свойства канала сепарированных K-мезонов ИФВЭ

Параметры пучка	Значение
Мишень	50 см Be
Энергия первичных протонов	65–70 ГэВ
Интенсивность протонного пучка	10^{13} р цикл ⁻¹
Число циклов в час	4×10^2
Импульс K ⁺ -пучка	12 (или 18) ГэВ/с
$\delta p/p$	$\pm 4\%$
Горизонтальный аксептанс канала	± 10 мрад
Вертикальный аксептанс канала	± 19 мрад
Длина канала	~ 200 м
Интенсивность K ⁺ -пучка на распадном участке	5×10^6 K ⁺ цикл ⁻¹
Длительность сброса	1,8 с
Примесь ($\pi^+ + p$)/K ⁺ в пучке	< 25 %
Мюонное "гало"	< 100 %
Параметры сепараторов	
Частота	2865 МГц
Длина волны	10,46 см
Эффективная длина дефлектора	2,74 м
Число секций в дефлекторе	104
Среднее поле	1,2 МВ м ⁻¹
Рабочая температура	1,8 К
Расстояние l между сепараторами	76,3 м

Установка ОКА (рис. 19), на которой будут проводиться исследования на канале сепарированных каонов, включает в себя основные элементы установок СФИНКС, ГАМС и ИСТРА+ и будет дополнена новой аппаратурой, электроникой, быстродействующей системой сбора данных (DAQ). В состав установки ОКА входят следующие основные элементы:

1. Магнитный спектрометр K⁺-пучка: пропорциональные камеры с шагом ± 1 мм; черенковские счетчики (пороговые и RICH), шесть триггерных сцинтилляционных гадоскопов; измерение импульса K⁺-мезона с точностью $\delta p/p \simeq 1\%$.

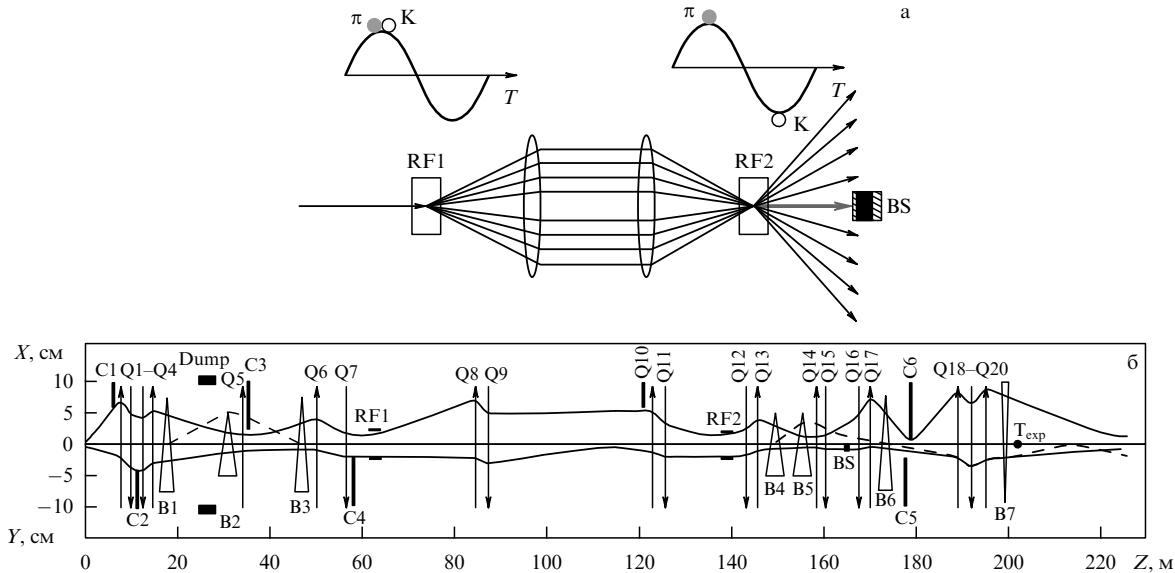


Рис. 17. (а) Принцип работы высокочастотных сепараторов по схеме Пановского: после второго сепаратора K⁺-мезоны проходят через коллиматор, а π^+ и p поглощаются в специальном поглотителе: RF1, RF2 — высокочастотные сепараторы, BS — поглотитель пучка. (б) Схема магнито-оптического канала для сепарированного K⁺-пучка ИФВЭ: C1–C6 — коллиматоры, Q1–Q20 — квадрупольные магниты, B1–B7 — дипольные магниты, Dump — поглотитель пучка, RF1, RF2 — высокочастотные сепараторы, BS — поглотитель, T_{exp} — экспериментальная мишень.

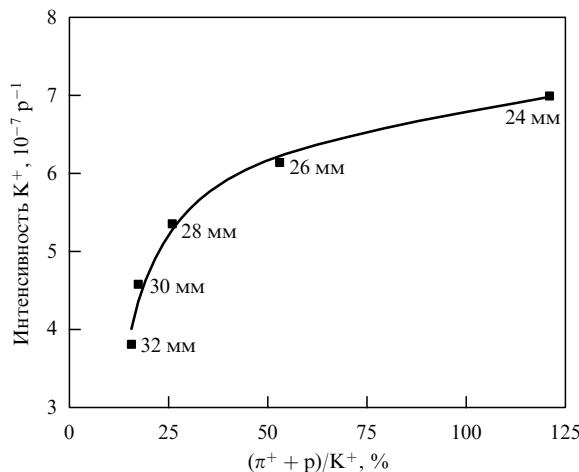


Рис. 18. Зависимость возможной интенсивности K^+ -мезонов на один пучковый протон в сепарированном пучке от примеси $(\pi^+ + p)/K^+$: точки соответствуют толщинам поглотителя, для которых проводилось МК-моделирование, сплошная кривая — результат фита.

2. Распадный объем с охранной системой длиной $l = 10,5$ м; 670 охранных счетчиков типа сэндвичей свинец—сцинтиллятор ($20 \times (5 \text{ мм Sc} + 1,5 \text{ мм Pb})$) с фиберным сбором света.

3. Магнитный спектрометр для распадных частиц: магнит с интегралом поля $\int B ds \sim 1$ Тл м; апертура 200×90 см; пропорциональные камеры, дрейфовые трубы, гodosкопы.

4. Черенковский детектор вторичных электронов (в части измерений).

5. Электромагнитные калориметры GAMS-2000 + GAMS-EHS (~ 4000 счетчиков из свинцового стекла и 100 PWO-кристаллов).

6. Мюонный идентификатор: четыре секции адронного калориметра железо/сцинтиллятор; вторая очередь установки — мюонный пробежный детектор с апертурой 3×3 м с 20 плоскостями дрейфовых трубок $\varnothing 3$ см.

7. Триггерная система:

T_1 (K^+ -мезон (Sc + C-счетчики)) $\rightarrow 5 \times 10^6$ триггерных запусков;

T_2 (K^+ -распад и гodosкопическая логика) $\rightarrow 5 \times 10^5$ триггерных запусков;

T_3 (подавление процесса $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ (порог в ЕМ-калориметре ~ 1 МИР)) $\rightarrow 2 \times 10^5$ триггерных запусков;

T_4 (PC-ферма для подавления $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$) $\rightarrow 1 \times 10^5$ триггерных запусков.

8. DAQ $\sim 2 \times 10^5$ цикл $^{-1}$ = 25 Мб с $^{-1}$ (5000 ADC с временем конверсии 10 мкс); 1000 TDC (0,8 нс (CERN HPTGC)); 10^4 PC (10 нс сдвиговые регистры).

В таблицах 7 и 8 представлены ориентировочные оценки возможностей эксперимента. Данные табл. 8 соответствуют эффективному числу K^+ -распадов по распадной базе $3,1 \times 10^{11}$. Их следует рассматривать как предварительные и ориентировочные. С одной стороны, в этих расчетах установка еще не оптимизирована (например, для распада $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$). С другой стороны, для нестандартных процессов следует учесть дополнительный фактор потерь, связанный с триггерными условиями, с отборами для подавления фоновых процессов и т.д. Вопрос о различных триггерных сигналах находится пока еще в стадии изучения. Возможно, что для распадов с электронами в триггерных условиях

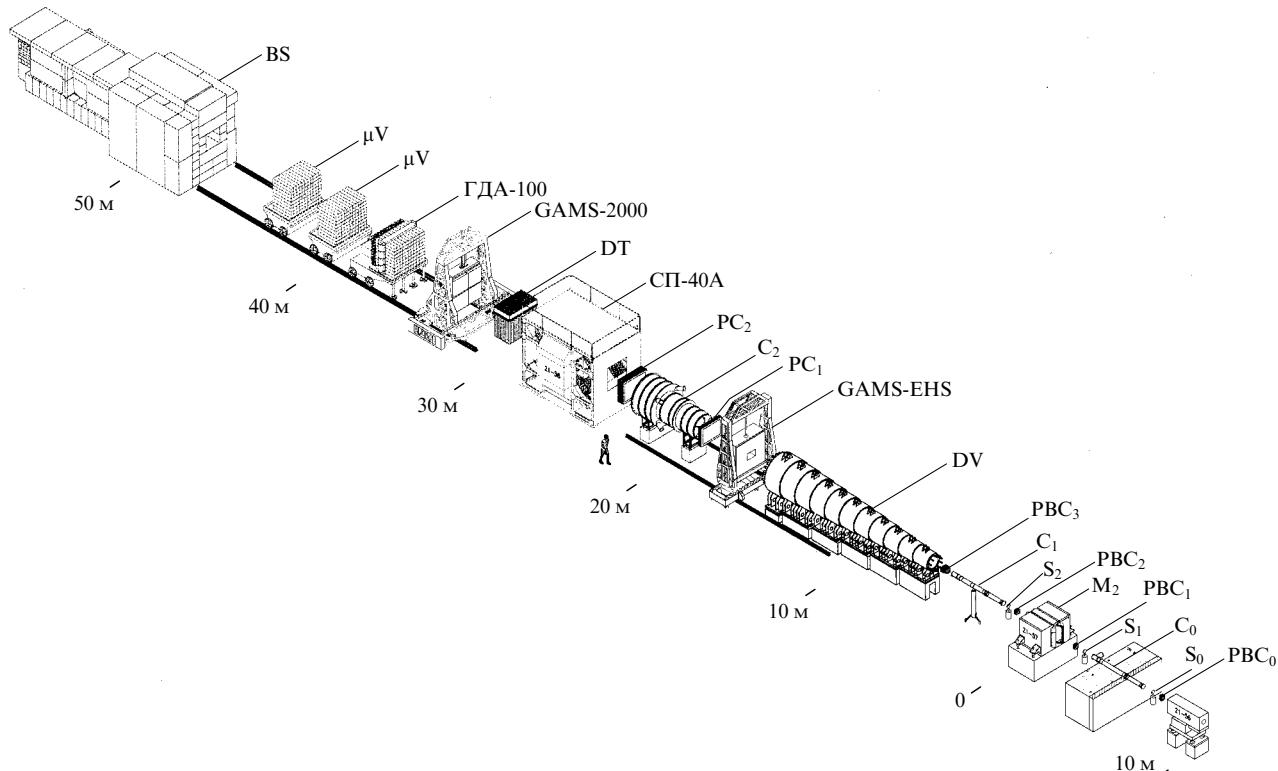


Рис. 19. Схема экспериментальной установки ОКА (см. текст): $PBC_0 - PBC_3$ — пропорциональные пучковые счетчики, $S_0 - S_2$ — сцинтилляционные гodosкопы, $C_0 - C_2$ — черенковские счетчики, M_2 — магнит, DV — распадный канал, GAMS-EHS и GAMS-2000 — черенковские электромагнитные калориметры, PC_1 и PC_2 — пропорциональные камеры, СП-40А — магнит спектрометра, DT — дрейфовые трубы, ГДА-100 — адронный калориметр, μV — мюонное вето, BS — поглотитель пучка.

Таблица 7. Возможности эксперимента ОКА

Параметр	Значение
Распадная длина	10,5 м
Вероятность каонного распада	$\sim 11\%$
Время измерений	$3,5 \times 10^3$ ч
Число циклов	$1,4 \times 10^6$
Число каонных распадов	$\sim 7,8 \times 10^{11}$
Эффективность эксперимента	0,05–0,30
Чувствительность эксперимента	$2,6 \times 10^{-11} - 4 \times 10^{-12}$
Фактор потерь на мертвое время, простой и т.д.	2,5
Реальное число K^+ -распадов	$3,1 \times 10^{11}$
Реальная чувствительность	$6,5 \times 10^{-11} - 1,0 \times 10^{-11}$

потребуется использование черенковского детектора для идентификации электронов. Пока также не ясно, какие процессы из табл. 8 можно исследовать одновременно, а для каких потребуется проведение специальных экспозиций.

Основные направления исследований на установке ОКА могут быть суммированы следующим образом:

1. Поиски новых типов взаимодействий, лежащих вне рамок Стандартной модели — новые скалярные (S), псевдоскалярные (P) и тензорные (T) аномальные слабые взаимодействия и другие отступления от ($V - A$)-теории в лептонных и полулептонных процессах. Особое внимание будет уделено очень чувствительным поискам псевдоскалярных взаимодействий при измерении $BR(K^+ \rightarrow e^+ v_e(\gamma)) / BR(K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu(\gamma))$.

2. Исследование распадов $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ v_\mu \gamma$ и $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v_e \gamma$ и поиски прямого нарушения СР-инвариантности в распадах заряженных каонов в СР-нечетных тройных корреляциях $p_\gamma(p_{\pi^0} \times p_{\mu^+}) / M_K^3$.

3. Дальнейшие поиски новых легких частиц, образующихся в K -распадах (Р-сголдстино).

4. Исследования адронных взаимодействий при малых энергиях и проверка предсказаний адронных моделей (киральная пертурбативная теория ChPT, КХД на решетках, дисперсионные правила сумм и т.д.). Здесь будут продолжены прецизионные исследования форм-факторов в распадах K_{l_3} и $K_{\pi^+ l^+ l^-}$, а также получены

новые данные для $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma \gamma$ и других распадных процессов.

5. Исследование радиационного распада $\pi^+ \rightarrow e^+ v_e \gamma$ (поиски возможного аномального тензорного взаимодействия).

6. Исследования по адронной спектроскопии и поиски новых адронов, исследования редких радиационных распадов адронов и кулоновских процессов в $K^\pm N$ - и $\pi^\pm N$ -взаимодействиях.

Эта программа обсуждалась в работах [55, 71, 120]. Первый сеанс на установке ОКА начнется в ноябре 2006 г.

9.2. Новые работы

В процессе подготовки статьи к публикации появились некоторые новые работы, связанные с распадами $K \rightarrow \pi v \bar{v}$. Для полноты картины эти новые данные отражены в настоящем приложении.

1. В работе [121] проведены более точные пертурбативные КХД-расчеты, учитывающие следующее NNLO-приближение (Next-Next-to-Leading Order) для оценки влияния с-кварков (см. раздел 3.2). В расчетах [121] используются входные параметры, несколько отличные от данных табл. 3 и раздела 3.2. Приведем здесь эти значения параметров и основные результаты, полученные в [121]:

$$\begin{aligned} m_c(m_c) &= 1,30 \pm 0,05 \text{ ГэВ}, \\ \alpha_S(M_Z) &= 0,1187 \pm 0,0020 \text{ (константа сильного взаимодействия)}, \\ \text{Im } \lambda_t &= (1,407_{-0,098}^{+0,096}) \times 10^{-4}, \\ \text{Re } \lambda_t &= (-3,13_{-0,017}^{+0,020}) \times 10^{-4}, \\ \text{Re } \lambda_c &= (-0,22006_{-0,00091}^{+0,00093}). \end{aligned} \quad (\text{П.1})$$

Кроме того, для нормировочных бренчингов распадов $K \rightarrow \pi v \bar{v}$ используется старая величина

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v_e) = (4,93 \pm 0,07) \times 10^{-2},$$

которая, по-видимому, несколько занижена. В разделе 3.2 используется новая величина этого бренчинга

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v_e) = (5,14 \pm 0,06) \times 10^{-2}.$$

Таблица 8. Ожидаемая статистика каонных распадов в опытах на установке ОКА (предварительные оценки)

Распад	BR	Акцептанс	Статистика	PDG
$K^+ \rightarrow e^+ v_e$	$1,55 \times 10^{-5}$	0,45	$2,2 \times 10^6$	$\sim 10^3$
$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v_e$	$5,1 \times 10^{-2}$	0,18	$2,8 \times 10^9$	$\sim 10^6$ (*)
$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ v_\mu$	$3,2 \times 10^{-2}$	0,27	$2,7 \times 10^9$	$\sim 10^6$ (*)
$K^+ \rightarrow e^+ v_e \gamma$	$3,8 \times 10^{-5}$	0,30	$3,5 \times 10^6$	$\sim 10^2$
$K^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu \gamma$	$5,5 \times 10^{-3}$	0,40	$6,8 \times 10^8$	2×10^3
$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ v_e \gamma$	$2,6 \times 10^{-4}$	0,12	$9,7 \times 10^6$	~ 6000 (*)
$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ v_\mu \gamma$	2×10^{-5}	0,18	$1,1 \times 10^6$	~ 550 (*)
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$5,6 \times 10^{-2}$	0,62	$1,1 \times 10^{10}$	4×10^9 (*)
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	$1,7 \times 10^{-2}$	0,17	$0,9 \times 10^9$	2×10^8 (*)
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ v_e$	$3,9 \times 10^{-5}$	0,26	$3,1 \times 10^6$	4×10^5
$K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ v_e$	$2,1 \times 10^{-5}$	0,08	$5,3 \times 10^5$	35
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \mu^+ v_\mu$	$1,4 \times 10^{-5}$	0,62	$2,7 \times 10^6$	7
$K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \mu^+ v_\mu$	$0,7 \times 10^{-5}$	0,16	$3,4 \times 10^5$	—
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$	$2,8 \times 10^{-4}$	0,21	$1,8 \times 10^7$	10^4
$K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma \gamma$	$1,1 \times 10^{-6}$	0,30	$1,0 \times 10^5$	31
$K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$	$2,7 \times 10^{-7}$	0,10	$0,84 \times 10^4$	$\sim 10^4$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$	$5,0 \times 10^{-8}$	0,35	$0,54 \times 10^4$	4×10^2

Примечание. В графе PDG для некоторых каналов (*) приведены данные, полученные в ряде последних работ.

В результате расчетов [121] получены новые значения:

$$m_t(m_t) = 163,0 \pm 2,8 \text{ ГэВ}, \quad (\Pi.2)$$

$$X(x_t) = 1,464 \pm 0,041.$$

Определен параметр $P_c(v\bar{v})$, обусловленный влиянием с-кварков в распаде $K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v}$:

а) уточненное значение $P_c(v\bar{v})$ в NLO-приближении (Next-to-Leading Order)

$$\begin{aligned} P_c(v\bar{v}) &= 0,367 \pm 0,037_{\text{theory}} \pm 0,033_{m_c} \pm 0,009_{z_S} = \\ &= (0,37 \pm 0,06) \left(\frac{0,2248}{\lambda} \right)^4, \end{aligned} \quad (\Pi.3)$$

б) новое значение $P_c(v\bar{v})$ в NNLO-приближении

$$\begin{aligned} P_c(v\bar{v}) &= 0,371 \pm 0,009_{\text{theory}} \pm 0,031_{m_c} \pm 0,009_{z_S} = \\ &= (0,37 \pm 0,04) \left(\frac{0,2248}{\lambda} \right)^4. \end{aligned} \quad (\Pi.4)$$

Воспользовавшись соотношением для $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM}}$

$$\begin{aligned} \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM}} &= K_+ \left[\frac{X(x_t)}{\lambda} \right]^2 \times \\ &\times \left\{ \left[\text{Re } \lambda_c \frac{(P_c(v\bar{v}) + \delta P) \lambda^4}{X(x_t)} + \text{Re } \lambda_t \right]^2 + (\text{Im } \lambda_t)^2 \right\} \end{aligned} \quad (\Pi.5)$$

(с учетом поправки δP для эффектов больших расстояний [56]), из [121] можно найти

$$\begin{aligned} \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM}} &= (7,93 \pm 0,77_{P_c} \pm 0,84_{\text{other}}) \times 10^{-11} = \\ &= (7,9 \pm 1,3) \times 10^{-11} \text{ (NLO)}, \end{aligned} \quad (\Pi.6)$$

$$\begin{aligned} \text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM}} &= (7,96 \pm 0,49_{P_c} \pm 0,84_{\text{other}}) \times 10^{-11} = \\ &= (8,0 \pm 1,1) \times 10^{-11} \text{ (NNLO)}. \end{aligned}$$

Если использовать для нормировки $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ v_e) = (5,14 \pm 0,06) \times 10^{-2}$, то из (П.6) можно получить

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM}} = (0,82 \pm 0,14) \times 10^{-10} \text{ (NLO)}, \quad (\Pi.7)$$

$$\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM}} = (0,83 \pm 0,11) \times 10^{-10} \text{ (NNLO)}.$$

Эти данные следует сравнить с результатами [121].

Итак, точность теоретических NNLO-расчетов для $P_c(v\bar{v})$ и $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ v\bar{v})_{\text{SM}}$ увеличивается в несколько раз по сравнению с точностью NLO-приближения. Сейчас ошибка в этих величинах определяется ошибками в m_c и в значениях параметров СКМ-матрицы кваркового смешивания.

2. В эксперименте KLOE [122] получены новые данные о времени жизни $\tau(K_L^0) = (50,84 \pm 0,23)$ нс, а также значения

$$f_+^{K^0} |V_{us}| = \begin{cases} 0,21638 \pm 0,00067 \text{ (из } K_{e3}), \\ 0,21732 \pm 0,00087 \text{ (из } K_{\mu 3}), \\ 0,21673 \pm 0,00053 \text{ (усредненное значение).} \end{cases} \quad (\Pi.8)$$

Отсюда и из данных для $f_+^{K^0} = 0,961 \pm 0,008$ определена величина матричного элемента СКМ-матрицы

$$|V_{us}| = 0,2257 \pm 0,0022. \quad (\Pi.9)$$

Список литературы

1. Fukuda S et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **86** 5651 (2001); Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **87** 071301 (2001); **89** 011302 (2002); Davis R (Jr.) (Homestake Collab.) *Rev. Mod. Phys.* **75** 985 (2003)
2. Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 1562 (1998); **82** 2644 (1999); Fukuda S et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **85** 3999 (2000)
3. Eguchi K et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 021802 (2003)
4. Ahn M H et al. (K2K Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 041801 (2003); hep-ex/0212007
5. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **33** 549 (1957); **34** 247 (1958)
6. Alberico W M, Bilenky S M *AIP Conf. Proc.* **721** 350 (2004); hep-ph/0311053
7. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **53** 1717 (1967)
8. Maki Z, Nakagawa M, Sakata S *Prog. Theor. Phys.* **28** 870 (1962)
9. Ландесберг Л Г *УФН* **173** 1025 (2003); *ЯФ* **69** 771 (2006)
10. Petcov S T *ЯФ* **25** 641, 698 (1977)
11. Bilenky S M, Pontecorvo B *Phys. Rep.* **41** 225 (1978)
12. Ambrose D et al. (BNL E871 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 5734 (1998)
13. Corcoran M (for the KTeV Collab.), Invited talk at *Workshop on e⁺e⁻ in the 1 GeV to 2 GeV Range: Physics and Accelerator Prospects, Alghero, Italy, Sept. 2003; eConf C0309101 THWP003* (2003); hep-ex/0402033
14. Sher A et al. (BNL E865 Collab.) *Phys. Rev. D* **72** 012005 (2005); hep-ex/0502020; Appel R et al. (BNL E865 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **85** 2450 (2000)
15. Appel R et al. (BNL E865 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **85** 2877 (2000)
16. Rajaram D et al. (HyperCP Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **94** 181801 (2005); hep-ex/0505025
17. Brooks M L et al. (MEGA Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **83** 1521 (1999)
18. Bellgardt U et al. (SINDRUM Collab.) *Nucl. Phys. B* **299** 1 (1988)
19. Dohmen C et al. (SINDRUM II Collab.) *Phys. Lett. B* **317** 631 (1993)
20. Eidelman S et al. (Particle Data Group) *Phys. Lett. B* **592** 1 (2004)
21. Aubert B et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **92** 121801 (2004); hep-ex/0312027; Abe K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **92** 171802 (2004); hep-ex/0310029
22. Okada Y *J. Korean Phys. Soc.* **45** S467 (2004); hep-ph/0402077
23. Kuno Y, Okada Y *Rev. Mod. Phys.* **73** 151 (2001); hep-ph/9909265
24. Barkov L M et al., Research Proposal to PSI R-99-05.1 (Villigen, Switzerland: Paul Scherrer Institute, 1999); <http://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/>; Bachman M et al., MECO Proposal to BNL (1997); <http://meco.ps.uci.edu/>; Machida S et al. "A letter of intent to the J-PARK 50 GeV proton synchrotron experiments" (2003), <http://www-ps.kek.jp/jhf-npl/LOIlist/pdf/L26.pdf>
25. Cahn R N, Harari H *Nucl. Phys. B* **176** 135 (1980)
26. Libanov M V, Troitsky S V *Nucl. Phys. B* **599** 319 (2001); hep-ph/0011095; Frère J-M, Libanov M V, Troitsky S V *Phys. Lett. B* **512** 169 (2001); hep-ph/0012306; *J. High Energy Phys. (JHEP11)* 025 (2001); hep-ph/0110045; Frère J-M et al. *J. High Energy Phys. (JHEP06)* 009 (2003); hep-ph/0304117; *J. High Energy Phys. (JHEP03)* 001 (2004); hep-ph/0309014
27. Ландесберг Л Г *ЯФ* **68** 1240 (2005); hep-ph/0410261
28. Окунь Л Б *Лептоны и кварки* 2-е изд. (М.: Наука, 1990)
29. Finkemeier M, in *The Second DAΦNE Physics Handbook* (Eds L Maiani, G Pancheri, N Paver) (Frascati: LNF, 1995) p. 389
30. Буланов С С, Дипломная работа (М.: МФТИ, 1999)
31. Агеев Е С и др. "Эксперименты с заряженными каонами на сепарированном каонном пучке ускорителя ИФВЭ", <http://www.oka.ihep.su/Members/zopeadmin/oka-papers/pred.ps/view> (Протвино: ИФВЭ, 2003) c. 89
32. Steiner H J et al. *Phys. Lett. B* **36** 521 (1971)
33. Chizhov M V *Phys. Lett. B* **381** 359 (1996); hep-ph/9511287; *Mod. Phys. Lett. A* **8** 2753 (1993)
34. Yushchenko O P et al. (Collab. ISTRA+) *Phys. Lett. B* **589** 111 (2004)
35. Yushchenko O P et al. (Collab. ISTRA+) *Phys. Lett. B* **581** 31 (2004)
36. Ющенко О П "Исследование K_b -распадов на установке ИСТРА+, поиск аномальных распадов калибровочных бозонов на установке DELPHI", Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (Протвино: ИФВЭ, 2004)
37. Alexopoulos T et al. (KTeV Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **93** 181802 (2004); hep-ex/0406001
38. Shimizu S et al. (KEK-E246 Collab.) *Phys. Lett. B* **495** 33 (2000); Horec K et al. (KEK-E246 Collab.) *Phys. Lett. B* **513** 311 (2001); hep-ex/0106006; Levchenko A S et al. (KEK-E246 Collab.) *ЯФ* **65** 2294 (2002) hep-ex/0111048

39. Tesarek R J (KTeV Collab.), hep-ex/9903069; Lai A et al. (NA48 Collab.) *Phys. Lett. B* **604** 1 (2004); hep-ex/0410065
40. Bijnen J, Colangelo G, Ecker G *Ann. Phys. (New York)* **280** 100 (2000); Post P, Schilcher K *Eur. Phys. J. C* **25** 427 (2002)
41. Grossman Y *Nucl. Phys. B* **426** 355 (1994); Bélanger G, Geng C Q *Phys. Rev. D* **44** 2789 (1991)
42. Peccei R, in *Kaon Physics* (Eds J L Rosner, B D Winstein) (Chicago: Univ. of Chicago Press, 2001) p. 23
43. Kiselev V V, Likhoded A K, Obraztsov V F, hep-ph/0204066
44. Ecker G, Pich A, de Rafael E *Nucl. Phys. B* **291** 692 (1987)
45. Bergström L, Singer P *Phys. Rev. Lett.* **55** 2633 (1985); *Phys. Rev. D* **43** 1568 (1991)
46. Шабалин Е П *Письма в ЖЭТФ* **22** 117 (1975)
47. D'Ambrosio G et al. *J. High Energy Phys. (JHEP08)* 004 (1998)
48. Despande A L, Ph.D. Thesis (New Haven, Conn.: Yale Univ., 1995)
49. Allegro C et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 278 (1992)
50. Appel R et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 4482 (1999)
51. Adler S et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 4756 (1997)
52. Ma H et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 2580 (2000)
53. Dukes E C, hep-ex/0205063
54. Burkhardt H et al. *Phys. Lett. B* **512** 317 (2001); hep-ph/0011345
55. Ландсберг Л Г *ЯФ* **64** 1811 (2001)
56. Cheng C-H, Geng C Q, Hu I-L *Phys. Rev. D* **67** 074029 (2003); hep-ph/0302207
57. Bolotov V N et al. (ISTRA Collab.) *Phys. Lett. B* **243** 308 (1990)
58. Počanić D (for the PIBETA Collab.) *Int. J. Mod. Phys. A* **20** 472 (2005); hep-ph/0407198
59. Pobladue A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 061803 (2002); hep-ex/0204006
60. Gabrielli E *Phys. Lett. B* **301** 409 (1993)
61. Voloshin M B *Phys. Lett. B* **283** 120 (1992)
62. Pobladue A A *Phys. Lett. B* **238** 108 (1990)
63. Hardy J C, Towner I S *Phys. Rev. Lett.* **94** 092502 (2005); nucl-th/0412050
64. Shanker O *Nucl. Phys. B* **206** 253 (1982)
65. Davidson S, Bailey D, Campbell B A Z. *Phys. C* **61** 613 (1994)
66. Gershtein S S, Likhoded A A, Onishchenko A I *Phys. Rep.* **320** 159 (1999)
67. D'Ambrosio G, Isidori G *Int. J. Mod. Phys. A* **13** 1 (1998)
68. Шабалин Е П *УФН* **171** 951 (2001)
69. Franzini P, in *The Second DAΦNE Physics Handbook* Vol. 1 (Eds L Maiani, G Pancheri, N Paver) (Frascati: INFN, 1992) p. 15
70. Ammosov V V et al., Preprint N98-2 (Protvino: Inst. for High Energy Phys., 1998)
71. Obraztsov V F, Landsberg L G *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **99** (3) 257 (2001); Landsberg L G *ЯФ* **65** 1795 (2002)
72. Кекелидзе В Д, Доклад на заседании Научно-технического совета ИФВЭ, 22 декабря, 1999; Batley R et al., Proposal CERN-SPSC-P-253 (1999); CERN/SPSC 2000-003
73. White C G et al. (Hyper CP Collab.) *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **71** 451 (1999); Leros N et al. *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **99** (3) 211 (2001)
74. Lee-Franzini J, in *The Second DAΦNE Physics Handbook* Vol. 1 (Eds L Maiani, G Pancheri, N Paver) (Frascati: INFN, 1992) p. 761; Maiani L, Paver N, in *The Second DAΦNE Physics Handbook* Vol. 1 (Eds L Maiani, G Pancheri, N Paver) (Frascati: INFN, 1992) p. 239
75. Dib C O, Peccei R D *Phys. Lett. B* **249** 325 (1990)
76. Bel'kov A A et al. *Phys. Lett. B* **232** 118 (1989); hep-ph/0010142
77. Shabalin E P, Preprint ITEP-8-98 (Moscow: Inst. for Theoretical and Experimental Phys., 1998)
78. Makulec I (for the NA48/2 Collab.), hep-ex/0505081
79. Choong W-S, Ph.D Thesis (Berkeley: Univ. of California, 2000); Akopdzhanov G A et al. (TNF-IHEP Collab.) *Eur. Phys. J. C* **40** 343 (2005); hep-ex/0406008
80. Zhitnitsky A R *ЯФ* **31** 1024 (1980)
81. Efrosinin V P et al. *Phys. Lett. B* **493** 293 (2000); hep-ph/0008199
82. Peccei R D, hep-ph/9909236
83. Braguta V V, Chalov A E, Likhoded A A *Phys. Rev. D* **66** 034012 (2002); hep-ph/0205203
84. Garisto R, Kane G *Phys. Rev. D* **44** 2038 (1991); Fabbrichesi M, Vissani F *Phys. Rev. D* **55** 5334 (1997); Wu G-H, Ng J N *Phys. Lett. B* **392** 93 (1997)
85. Bélanger G, Geng C Q *Phys. Rev. D* **44** 2789 (1991)
86. Kobayashi M, Lin T-T, Okada Y *Prog. Theor. Phys.* **95** 361 (1995)
87. Abe M et al. (KEK-E246 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **83** 4253 (1999)
88. Abe M et al. (KEK-E246 Collab.) *Nucl. Phys. A* **721** 445 (2003); hep-ex/0211049
89. Asano Y et al., in *Letters of Intent for Nuclear and Particle Physics Experiments at the J-PARC*, J-PARK 03-6, L19; <http://www-ps.kek.jp/jhf-np/LOIlist/pdf/L19.pdf>
90. Kudenko Yu G, Khotjantsev A N *ЯФ* **63** 890 (2000)
91. Braguta V V, Likhoded A A, Chalov A E *Phys. Rev. D* **65** 054038 (2002)
92. Tchikilev O et al. (ISTR+ Collab.), hep-ex/0506023
93. Braguta V V, Likhoded A A, Chalov A E *Phys. Rev. D* **68** 094008 (2003)
94. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998); *Phys. Rev. D* **59** 086004 (1999)
95. Ellis J, Hagelin J S, Rudaz S *Phys. Lett. B* **192** 201 (1987); Ellis J, Hagelin J S *Nucl. Phys. B* **217** 189 (1983)
96. Adler S et al. (E787 Collab.) *Phys. Lett. B* **537** 211 (2002); hep-ex/0201037
97. Wilczek F *Phys. Rev. Lett.* **49** 1549 (1982)
98. Atiya M S et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 2521 (1993)
99. Giudice Y F, Rattazzi R *Phys. Rep.* **322** 419 (1999); Горбунов Д С, Дубровский С Л, Троицкий С В *УФН* **169** 705 (1999); Dubovsky S L, Gorbunov D S, Troitsky S V, hep-ph/9905466
100. Gorbunov D S, Rubakov V A *Phys. Rev. D* **64** 054008 (2001); Gorbunov D S *Nucl. Phys. B* **602** 213 (2001)
101. Tchikilev O G et al. (ISTR+ Collab.) *Phys. Lett. B* **602** 149 (2004)
102. Adler S et al. (E787 Collab.) *Phys. Rev. D* **63** 032004 (2001)
103. Comfort J R et al., KOPIO Project Conceptual Design Report, BNL (August 2005)
104. Coleman S, Glashow S L *Phys. Rev. D* **59** 116008 (1999)
105. Kane G *Phys. Today* **50** (2) 40 (1997)
106. Kane G L *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **8** 469 (1989)
107. Trampetic J *Acta Phys. Pol. B* **33** 4317 (2002); hep-ph/0212309
108. Adler S et al. (E787 Collab.) *Phys. Rev. D* **65** 052009 (2002)
109. Artamonov A V et al. (E949 Collab.) *Phys. Lett. B* **623** 192 (2005); hep-ex/0505069
110. Alavi-Harati A et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 922 (1999)
111. Landsberg L G *Phys. Rep.* **128** 301 (1985)
112. Artamonov A V et al. (E949 Collab.) *Phys. Rev. D* **72** 091102 (2005); hep-ex/0506028
113. Prézeau G, Kurlov A *Phys. Rev. Lett.* **95** 101802 (2005); hep-ph/0409193
114. Atiya M S et al. (BNL E787 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **66** 2189 (1991)
115. Auerbach L B et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 091801 (2004)
116. Appel R et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2450 (2000)
117. Wolfe M C, KTeV Note (2000)
118. Citron A et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **155** 93 (1978); **164** 31 (1979)
119. Lengeler H, Plane D E, Preprint CERN SPS/EBP/79-16 (Geneva, 1979)
120. Landsberg L G, Obraztsov V F, in *Proc. of the Workshop on K Physics: KAON-99, Chicago, June 21–26, 1999* (Eds J L Rosner, B D Winstein) (Chicago: Univ. of Chicago Press, 2000) p. 589; Landsberg L G, Obraztsov V F, Vavilov D V, Talk on *BNL Workshop on Future Kaon Experiments at the AGS, May 13, 2004*
121. Buras A J et al., hep-ph/0508165
122. Ambrosino F et al. (KLOE Collab.) *Phys. Lett. B* **632** 43 (2006)

Searches for anomalous interactions in rare kaon decays

L.G. Landsberg

State Scientific Center of Russian Federation "Institute for High Energy Physics",
142281 Protvino, Moscow Region, Russian Federation

Searches for new physics in rare anomalous K-meson decays are reviewed, including searches for lepton-flavor violation; anomalous scalar, pseudoscalar, and vector interactions; anomalous T (or CP) violation; and new light particles (P-sgoldstinos). Experiments with ‘tagged’ π^0 -mesons from $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ and $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ decays are also discussed, as well as other related phenomena and future prospects offered by new experimental facilities.

PACS numbers: **12.60.-i**, 13.20.Eb, 13.25.Es

Bibliography — 122 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (8) 801–832 (2006)

Received 14 July 2005, revised 15 February 2006
Physics—Uspekhi **49** (8) (2006)