

К-339

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 10236

КЕКЕЛИДЗЕ
Владимир Дмитриевич

ИЗУЧЕНИЕ МАТРИЧНЫХ
ЭЛЕМЕНТОВ ПОЛУЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ
НЕЙТРАЛЬНЫХ ДОЛГОЖИВУЩИХ КАОНОВ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1976

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник Игорь Алексеевич
СЛАВИН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник Александр Тихонович
ФИЛППОВ

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник Сергей Петрович
ДЕНИСОВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт теоретической и экспериментальной физики
(ИТЭФ), г. Москва

Автореферат разослан " " 1976 г.

Защита диссертации состоится " " 1976 г.

в час на заседании специализированного совета Д-56/2
при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядер-
ных исследований, г. Дубна, Московской области, Лаборатория
высоких энергий ОИЯИ, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

М. Ф. Ликачев
М. Ф. ЛИКАЧЕВ

Полулептонные распады адронов представляют значительный интерес с точки зрения современных аспектов физики высоких энергий, поскольку в этих процессах законы слабых и сильных взаимодействий элементарных частиц проявляются одновременно. Следствием этого является большое количество экспериментальных работ, в том числе и положенных в основу данной диссертации, посвященных изучению полулептонных распадов адронов и, в частности, нейтральных долгоживущих каонов. Экспериментальная информация об этих распадах позволяет проверить как общую форму матричных элементов распадов, предсказываемую теорией слабых взаимодействий, так и структуру их отдельных частей. Одной из таких частей является адронный ток, структура которого зависит от свойств сильных взаимодействий распадных частиц.

В диссертации приведены результаты экспериментального исследования матричных элементов полулептонных распадов нейтральных долгоживущих каонов, а также структуры адронного тока.

Диссертация состоит из введения, восьми глав и трех приложений.

В первой главе излагаются выводы теоретических работ относительно основных параметров, характеризующих изучаемые распады и имеющих непосредственное отношение к обсуждаемым результатам.

Объединенный институт
высоких энергий
БИБЛИОТЕКА

Матричный элемент полуплептонных распадов каонов выражается через произведение адронного (J) и лептонного (j) токов:

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta J j, \quad (1)$$

где G - константа Ферми, а θ - угол Кабиббо.

В наиболее общем виде адронный ток представляется как сумма скалярного (J_s), векторного (J_v) и тензорного (J_T) токов, которые выражаются через так называемые скалярный (f_s), векторные (f_+ и f_-) и тензорный (f_T) формфакторы и комбинации четырехимпульсов каона (k_μ) и пиона (q_μ):

$$J_s \sim f_s; J_v \sim f_+(k_+ q_\mu) + f_-(k_- q_\mu); J_T \sim f_T(k_+ q_\mu - k_- q_\mu). \quad (2)$$

В качестве инвариантной переменной, от которой зависят формфакторы, обычно выбирают величину $t = (k_+ - q_\mu)^2$.

Определяют также формфактор $f(t) = f_+(t) + \frac{t}{M^2 - m^2} f(t)$, пропорциональный амплитуде распада со спин-четностью лептонной пары 0^+ (здесь M и m - массы каона и пиона, соответственно). Отношение векторных формфакторов обозначают $\xi(t) = f_-(t)/f_+(t)$.

Из-за отсутствия динамических моделей, предсказывающих определенную зависимость формфакторов от t , обычно используют их разложение в ряд Тейлора. При этом, в рамках экспериментальных точностей, хорошим приближением является линейная зависимость формфакторов от t . Например: $f_+(t) = f_+(0)(1 + \lambda_+ t/m^2)$ и $f_-(t) = f_-(0)(1 + \lambda_0 t/m^2)$. При изучении Ke_3^0 -распадов иногда рассматривают более сложные зависимости: квадратичную $f_+(t) = f_+(0)(1 + \lambda_+ t/m^2 + \lambda_+' t^2/m^4)$ и полюсную $f_+(t) = f_+(0)(1 - t/M_*^2)^{-1}$.

Если предположить наличие в адронном токе только векторной части (т.н. $V-A$ -теория слабых взаимодействий), то, используя соотношения (1) и (2), можно получить распределение событий в области Далитца, которое имеет вид:

$$P = A f_+(t)^2 + B f_+(t) f(t) + C f(t)^2. \quad (3)$$

Здесь A , B и C - известные коэффициенты, зависящие от кинематических переменных. В случае Ke_3^0 -распадов коэффициенты B и C , пропорциональные квадрату массы лептона, пренебрежимо малы. Следовательно, в этих распадах изучается только векторный формфактор $f_+(t)$, пропорциональный амплитуде распада со спин-четностью лептонной пары 1^- .

Вклад в матричный элемент распада скалярных и тензорных формфакторов можно оценить, аппроксимируя экспериментальную плотность распределения событий в области Далитца соответствующим выражением, полученным с использованием наиболее общего вида адронного тока. Такое распределение, без учета членов, пропорциональных массе электрона, записывается следующим образом:

$$P = F_0 (f_+(t)^2 + F_1 f_s^2 + F_2 f_T^2 + F_3 f_s f_T), \quad (4)$$

где скалярные и тензорные формфакторы предполагаются постоянными, а через $F_0 \div F_3$ обозначены кинематические коэффициенты.

Для оценки формфакторов с помощью дисперсионных соотношений используется информация о сдвиге фаз в $K\pi$ -рассеянии для S - и P -волн. В наиболее простом случае невчитаемых формфакторов получают: $\lambda_+ \approx m^2/M_*^2$ и $\lambda_0 \approx m^2/M_{\pi\pi}^2$, где M_* - масса K^* -мезона, а $M_{\pi\pi}$ - гипотетического скалярного π -мезона. Если рассматривать дисперсионные

соотношения с одним вычитанием, то в соответствующих выражениях для λ_+ и λ_0 появляется по одному дополнительному параметру: $\lambda_+ \approx \frac{h_*}{M_*^2} \cdot \frac{\mu^2}{M_*^2} \approx h_* \cdot 0,031$ и $\lambda_0 \approx \frac{h_{**}}{M_*^2} \cdot \frac{\mu^2}{M_*^2}$.
Здесь h_* и h_{**} — константы связи K^* и \mathcal{R} — мезонов, соответственно, с током и дивергенцией тока $K\pi$ -системы.

Предполагая, что справедлива SU_3 -алгебра токов, с учетом правила сумм Фубини-Фурлана, можно получить предсказание для параметра λ_0 : $\lambda_0 = -0,025 \pm 0,013$. Указанные возможные пределы изменения λ_0 соответствуют слабому (меньше 5%) нарушению симметрии. Различные модели нарушения симметрии и методы расчета правила сумм определяют другие допустимые области изменения параметров, характеризующих Ke_3 -формфакторы.

Соотношение Каллана-Треймана, вытекающее из теоремы мягких пионов и гипотезы частичного сохранения аксиального тока, определяет значение $f(t)$ в нефизической области: $f(M^2) = f_K / f_\pi = 1,27 \pm 0,03$ (f_K и f_π — формфакторы $K \rightarrow l + \nu$ и $\pi \rightarrow l + \nu$ распадов, соответственно). В этом случае, предполагая линейное поведение $f(t)$, параметр $\lambda_0 \approx 0,020$.

Настоящие экспериментальные исследования начаты в 1971 г. В то время экспериментальная ситуация по изучению Ke_3 -распадов была крайне противоречивой. Существовал ряд работ, посвященных изучению плохого согласия экспериментальных данных между собой. Даже к настоящему времени причины этого несогласия до конца не выяснены. Анализ некоторых проблем постановки таких экспериментов и возможному влиянию систематических ошибок на опубликованные результаты посвящена вторая глава диссертации.

В третьей главе описана установка и условия проведения экспериментов по изучению распадов нейтральных каонов при высоких энергиях.

Эксперименты проводились с помощью бесфильмового искрового спектрометра, работавшего на пучке нейтральных частиц серпуховского ускорителя на линии с ЭВМ БЭСМ-3М.

Спектрометр состоял из анализирующего магнита, 18-ти двухкоординатных искровых магнитоэлектрических камер, системы годоскопических счетчиков, детекторов мюонов^{/2/} и электронов^{/3/}.

Детектор электронов (ДЭ) состоял из счетчиков полного поглощения типа "сэндвич", в которых развивались и регистрировались лавины, вызванные взаимодействием электронов и пионов в свинце. Вследствие различных механизмов взаимодействия этих частиц со свинцом в сцинтилляторах выделялось разное количество света. Свет регистрировался фотоумножителями, спектры сигналов которых от электронов и пионов разделялись. Величины сигналов, соответствующие каждому зарегистрированному установочному событию, записывались на магнитные ленты. В течение всего эксперимента, проводившегося в два этапа, было записано около 1 000 000 событий.

Для изучения матричных элементов Ke_3 -распадов была разработана многоэтапная методика обработки экспериментальной информации, описанию которой посвящена четвертая глава.

Результаты каждого очередного этапа записывались и хранились на магнитных лентах. Такая методика позволила независимо и многократно контролировать любой этап обработки и осуществлять необходимые коррекции. Обработка проводилась в Дубне и в Тбилиси на ЭВМ СДС-1604А, СДС-6400 и БЭСМ-6.

Весь процесс обработки можно характеризовать тремя уровнями:

А. Выработка критериев идентификации $K_{e_3}^0$ -распадов и их выделение; построение распределений в области Далитца для $K_{e_3}^0$ -распадов и фоновых событий.

Б. Генерация $K_{e_3}^0$ -распадов методом Монте-Карло и последовательные коррекции для максимального приближения моделированной информации к экспериментальным условиям.

В. Изучение распределения $K_{e_3}^0$ -распадов в области Далитца и получение характеристик матричного элемента распада.

При обработке $K_{e_3}^0$ -распадов широко использовались программы^{/4,6,7/}, применявшиеся при изучении регенерации нейтральных каонов^{/5/}. Кроме того, был создан ряд дополнительных программ.

Спектр импульсов каонов восстанавливался по распадам $K_{e_3}^0$ двумя способами. Описание одного из способов приведено в работе^{/8/}, а второго - в тексте диссертации. Форма спектра, восстановленного по $K_{e_3}^0$ -распадам, хорошо согласуется с аналогичным спектром, полученным при анализе $K_{\mu_3}^0$ -распадов^{/9/}.

В пятой главе приведены условия выделения $K_{e_3}^0$ -распадов, процедура идентификации электронов и оценка фоновых событий на основе анализа амплитуд ДЭ^{/10/}.

В процессе согласования информации об экспериментальных и моделированных $K_{e_3}^0$ -распадах были выработаны условия отбора событий по геометрии распада и по кинематическим характеристикам.

Для кинематических параметров были получены две группы ограничений: ограничения, не зависящие и зависящие от π - и e -идентификаций продуктов $K_{e_3}^0$ -распада.

Существенную роль при отборе событий играли условия идентификации продуктов распада, выработанные в процессе анализа информации от детектора электронов.

Окончательные критерии идентификации электронов были получены методом последовательных приближений. При этом калибровка ДЭ чередовалась с уточнением второй группы кинематических ограничений.

Выработанные критерии идентификации электронов позволили получить предварительные физические результаты^{/11/}.

В шестой главе описана процедура получения физических результатов при изучении распределения $K_{e_3}^0$ -распадов в области Далитца^{/12/}. Проанализировано 46 800 событий, оставшихся после процедуры вычитания фона и расположенных в области $0 \leq t \leq 0,1 \text{ ГэВ}^2$, в которой эффективность регистрации $K_{e_3}^0$ -распадов обеспечивает необходимую статистику для анализа.

Изучалось модельно независимое поведение векторного фактора в функции $t - f_+(t)$, а также параметры его разложения в рамках линейной, квадратичной и полюсной аппроксимаций. Определялся вклад скалярных и тензорных факторов в матричный элемент распада.

Седьмая глава посвящена совместному анализу распределений событий в области Далитца для K_{e3}^0 и $K_{\mu 3}^0$ распадов.

Для выделения $K_{\mu 3}^0$ распадов использовалась информация о сигналах счетчиков мюонного детектора, записанная на магнитные ленты вместе с другой информацией о событии.

Проанализировано 82 386 экспериментальных и ИИЗИ5 моделированных $K_{\mu 3}^0$ распадов. Область изучения факторов ограничивалась значениями: $0,01 \leq t \leq 0,11 \text{ ГэВ}^2$. В "диагональном" варианте модельно независимого анализа было получено по десять значений факторов f_{+i} и f_i , усредненных в каждом из десяти равномерных интервалов по t во всей области их определения /13/. Было замечено, что почти в каждом интервале t существует два минимума χ^2 как функции f_{+i} или f_i . Оба соответствующих решения хорошо согласуются с гипотезой линейной зависимости факторов от t . Первому из решений соответствует значение $\lambda_0 > 0$, а второму - $\lambda_0 < 0$. Более точные значения параметров линейного разложения факторов λ_+ и λ_0 определялись в "полном" варианте модельного анализа. Распределение событий в области Далитца, разбитой на равномерные интервалы по t_1, t_2 и E_{ν} , аппроксимировалось соответствующим выражением, и решение находилось методом минимизации функционала χ^2 . Для проверки

устойчивости конечных результатов ошибка, входящая в определение χ^2 , вычислялась двумя способами: в первом, приближенном, случае учитывалась общая статистика моделированных распадов, а во втором - ошибка рассчитывалась по более точной формуле, обоснованной в диссертации.

При определении параметров λ_+ и λ_0 , так же как и в случае модельно независимого анализа, было получено два решения. Значение параметра λ_+ , соответствующее первому решению, хорошо согласуется с аналогичным параметром, определенным при анализе K_{e3}^0 распадов. Этот факт можно рассматривать одновременно как подтверждение гипотезы μ - e -универсальности, так и как указание на выбор правильного решения.

В рамках этой гипотезы был осуществлен совместный анализ K_{e3}^0 и $K_{\mu 3}^0$ распадов. В результате совместного анализа были получены наиболее точные значения параметров λ_+ и λ_0 .

В заключительной главе приведено обсуждение основных результатов диссертации, которые можно разделить на методические и физические.

Методические результаты

1. Для изучения K_{e3}^0 распадов была разработана многоэтапная методика обработки экспериментальной информации. Характерной особенностью методики является процесс последовательного выделения K_{e3}^0 распадов с чередованием анализа амплитуд детектора электронов и кинематических характеристик распада.

2. Создан ряд программ статистической обработки и анализа сигналов детектора электронов. В программу моделирования K_{e3}^0 распадов введена подпрограмма учета тормозного излучения электронов.

3. На основе анализа амплитуд сигналов детектора электронов разработана оригинальная процедура идентификации заряженных продуктов распада. С помощью описанной процедуры было осуществлено надежное выделение изучаемых распадов с малой (меньше, чем 3,3%) примесью фона.

4. Разработана методика оценки и учета фоновых событий. В результате применения процедуры вычитания фона была устранена систематическая зависимость значений параметра λ_+ от условий выделения событий. В других экспериментальных работах такая процедура не приводится.

Выполнение вышеуказанных работ устранило многие систематические погрешности, свойственные другим экспериментам. Это позволило получить физические результаты, которые по точности находятся на уровне наилучших.

Физические результаты

1. При исследовании K_{e3}^0 -распадов установлено, что главный вклад в матричный элемент распада вносит член, пропорциональный векторному формфактору. Возможный вклад скалярного и тензорного формфакторов мал, а именно: $f_s/f_+(0) \leq 0,08$ и $f_T/f_+(0) \leq 0,2$ при 95% уровне достоверности. Эти ограничения являются наиболее строгими по сравнению с другими, полученными в аналогичных экспериментах. Эти результаты означают, что форма матричного элемента K_{e3}^0 -распада соответствует той, которая предсказывается $V-A$ -теорией слабых взаимодействий. Результаты таких экспериментов, как β -распад нейтрона и измерение отношений парциальных ширины $K_{\mu 2}^-$ и K_{e2}^- распадов, также подтверждают справедливость такой теории.

2. С учетом справедливости $V-A$ -теории слабых взаимо-

действий, в рамках модельно независимого анализа определено поведение векторного формфактора f_+ в зависимости от квадрата четырехимпульса t , переданного лептонной паре (рис. 1).

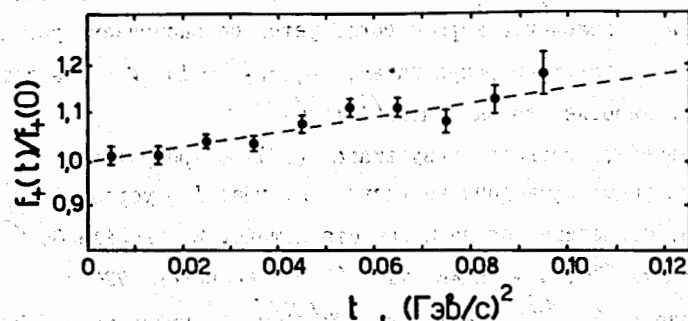


Рис. 1. Зависимость векторного формфактора f_+ от t .

Наблюдается хорошее согласие полученного результата с моделью линейной зависимости формфактора f_+ от t . Такое поведение формфактора согласуется с аналогичными результатами, приведенными в работах ^{/14-16/}. Видно также, что достигнутая точность в определении параметров f_{+i} позволяет осуществить анализ формфактора $f_+(t)$ в рамках моделей нелинейного поведения. Точность же большинства других экспериментальных работ не позволяет аппроксимировать поведение векторного формфактора какой-либо другой, кроме линейной, зависимости. Этим частично объясняется тот факт, что, в основном, теоретические предсказания в этой области относятся к параметрам разложения формфактора в рамках линейной модели. Возможно, в дальнейшем, при наличии достаточного количества точных экспериментальных работ, теоретические модели будут давать оценки параметров сложных функций, описывающих поведение $f_+(t)$.

3. Значение параметра линейного разложения векторного формфактора, полученное при изучении K_{e3}^0 -распадов, оказалось равным $\lambda_+ = 0,032 \pm 0,004$. Оно является наиболее точным по сравнению с другими работами, где использовались ливневые детекторы электронов, и хорошо согласуется со значением, усредненным по всем известным результатам, $(0,030 \pm 0,0015)$ и с результатами двух наиболее точных работ^{/14, 16/}.

Сравнение данного результата (I2) с результатами других работ приведено на рисунке 2, где: I - усредненный результат экспериментов на малой статистике; 2 - Basile 68^{/23/}; 3 - Bisi 71^{/24/}; 4 - Chien 71^{/25/}; 5 - Neuhofer 72^{/28/}; 6 - Buchanan 75^{/26/}; 7 - Albrow 73^{/27/}; 8 - Brandenburg 73^{/29/}; 9 - Wang 74^{/15/}; 10 - Gjesdal 73^{/14/}; II - Blumenthal 75^{/16/}.

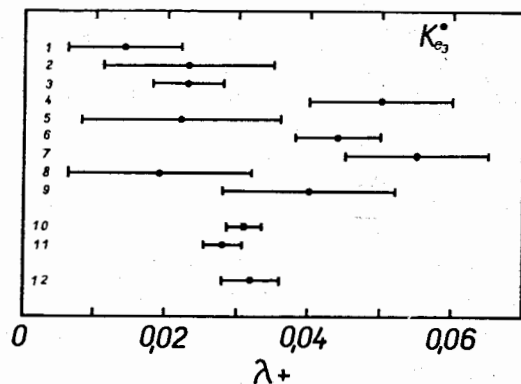


Рис. 2. Сравнение значения параметра λ_+ , полученного при анализе K_{e3}^0 распадов в данной работе (I2), с результатами других экспериментов.

В ходе анализа K_{e3}^0 -распадов показано сильное влияние фона на определение параметра λ_+ . Последнее обстоятельство

может быть одной из причин, объясняющей расхождение результатов ряда экспериментов. Нам удалось исключить влияние фона на окончательный результат. Была проверена устойчивость полученного результата относительно других систематических эффектов.

Определенное значение параметра λ_+ хорошо согласуется с предсказаниями, полученными на основе дисперсионных соотношений с одним вычитанием, при условии, что константа связи K_{π}^* -мезона с $K\pi$ -состоянием $h_{\pi} \approx 1 \text{ ГэВ}^2$.

4. В рамках квадратичной модели разложения формфактора $f_+(t)$ определены параметры: $\lambda_+ = 0,031 \pm 0,013$ и $\lambda'_+ = 0,0003 \pm 0,0030$.

Видно, что в рассматриваемой области изменения t , ограниченной эффективностью регистрации K_{e3}^0 -распадов, в пределах точности эксперимента, квадратичный член в разложении формфактора $f_+(t)$ отсутствует. Этот результат не подтверждает выводов работы^{/1/}, объясняющих противоречие экспериментальных данных по определению параметра λ_+ присутствием в разложении векторного формфактора квадратичного члена.

При аппроксимации поведения векторного формфактора $f_+(t)$ полюсной моделью для параметра M_* получена величина $835 \pm 45 \text{ МэВ}/c^2$, близкая к массе K^{\pm} -мезона ($892 \text{ МэВ}/c^2$). Это указывает на удовлетворительное согласие эксперимента с моделью K^* -доминантности в $K\pi$ -состоянии.

5. С использованием более точной формулы учета статистических ошибок в распределениях моделированных событий, обоснованной в диссертации, был заново осуществлен анализ $K_{\mu 3}^0$ -распадов работы^{/13/} и получены новые значения параметров λ_+ и λ_0 . Так же как в работе^{/13/}, в распределении величины χ^2 наблюдаются два минимума, соответствующих двум возможным реше-

ниям при определении этих параметров. Меньшему значению χ^2 соответствует решение с положительным значением параметра λ_0 : $\lambda_+ = 0,038 \pm 0,007$ и $\lambda_0 = 0,045 \pm 0,009$. Соответствующий эллипс корреляций приведен на рисунке 3(2).

6. Сопоставляя значения параметра λ_+ , полученные при анализе K_{e3}^0 - и $K_{\mu 3}^0$ -распадов, видно, что они хорошо согласуются друг с другом. С учетом того, что такое согласие должно наблюдаться в рамках гипотезы μ -e-универсальности, можно сделать вывод о справедливости этой гипотезы для K_{e3}^0 -распадов.

7. С привлечением гипотезы μ -e-универсальности впервые осуществлен совместный анализ формфакторов в K_{e3}^0 и $K_{\mu 3}^0$ -распадах, зарегистрированных в одном эксперименте. В результате этого анализа получены более точные значения параметров

$\lambda_+ = 0,034 \pm 0,004$ и $\lambda_0 = 0,048 \pm 0,007$, а соответствующий эллипс корреляций заметно уменьшился (рис. 3(3)). С использованием этих параметров и их корреляций вычислено значение параметра $\xi(0) = 0,17 \pm 0,03$.

На рисунке 4 приведено сравнение полученных результатов (заштрихованный эллипс) с известными данными. По определению отношений парциальных ширины $K_{\mu 3}^0$ и K_{e3}^0 -распадов $(K_{\mu 3}^0/K_{e3}^0)^{3/2}$ видно хорошее согласие со значением, усредненным по всем известным результатам, а также с результатом последнего, наиболее точного, эксперимента по измерению поляризации μ -мезонов в $K_{\mu 3}^0$ -распадах (SHEN 75)^{31/}. Однако полученный результат не согласуется с данными по определению параметров λ_+ и λ_0 методом анализа $K_{\mu 3}^0$ -распадов в области Далитца в экспериментах ALBROW 72^{32/}, PEACH 73^{33/}, DONALDSON 74^{34/} и с экспериментом по измерению поляризации μ -мезонов SANDWEISS 73^{35/}.

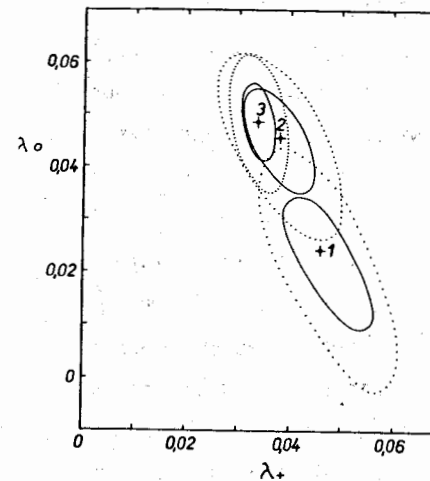


Рис. 3. Эллипсы корреляций между параметрами λ_+ и λ_0 . 1 - результат анализа $K_{\mu 3}^0$ -распадов с ошибками, рассчитанными по приближенной формуле ^{13/}. 2 - результат анализа $K_{\mu 3}^0$ -распадов с ошибками, рассчитанными по точной формуле. 3 - результат совместного анализа K_{e3}^0 и $K_{\mu 3}^0$ -распадов (ошибки рассчитаны по точной формуле). Во всех случаях сплошная линия соответствует одному-, а пунктирная - трем стандартным отклонениям.

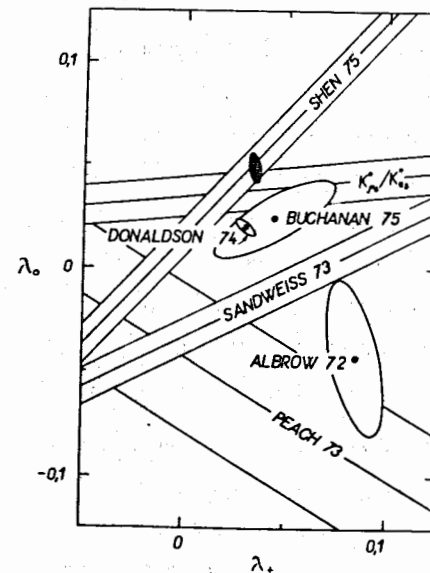


Рис. 4. Сравнение результата, полученного при совместном анализе K_{e3}^0 и $K_{\mu 3}^0$ -распадов (заштрихованный эллипс), с результатами других экспериментов.

В результате проведенного анализа сделан вывод, что такие эффекты, как наличие двух минимумов, сильное влияние фона и статистических неопределенностей в распределениях моделированных распадов, являются наиболее существенными из числа ответственных за расхождение известных данных по определению параметров λ_+ и λ_0 . В работах^{/32-35/} не приводится анализ этих эффектов.

Если предположить, что линейное поведение формфактора $f(t)$ распространяется в нефизическую область больших t , то полученный результат для λ_0 противоречит соотношению Каллана-Треймана и, в рамках этой гипотезы, позволяет считать, что киральная $SU_2 \otimes SU_2$ -симметрия является плохой схемой сильных взаимодействий. Однако не исключено, что в нефизической области больших t формфактор описывается нелинейной функцией. Тогда соотношение Каллана-Треймана может оставаться справедливым.

Большое положительное значение параметра λ_0 указывает на сильное нарушение SU_3 -симметрии.

Предполагая справедливость дисперсионных соотношений для невичитаемых формфакторов, полученное значение параметра λ_0 можно рассматривать как указание на существование скалярного полюса (α -мезон) в $K\pi$ -состоянии с массой около $400 \text{ МэВ}/c^2$.

8. С учетом полученных значений параметров λ_+ и λ_0 с хорошей точностью было рассчитано отношение парциальных ширин $K_{\mu 3}^0$ и $K_{e 3}^0$ -распадов $R_{\mu e} = 0,71 \pm 0,02$. Этот результат хорошо согласуется со значением, усредненным по всем известным результатам, $(0,695 \pm 0,019)^{/30/}$ и с результатами большинства работ, в которых параметр $R_{\mu e}$ определялся непосредственно^{/17,36-42/}. В основу диссертации положены результаты, опубликованные в работах^{/3,10-13/}.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.-M.Chounet, J.-M.Gaillard and M.K.Gaillard. Phys. Rep., 4С, 199, 1972.
2. К.-Ф.Альбрехт и др. ОИИ, PI-7503, Дубна, 1973.
3. В.К.Бирулев и др. ОИИ, PI-7307, Дубна, 1973.
4. Г.Вестергомби и др. ОИИ, PI0-7284, Дубна, 1973.
5. В.К.Бирулев и др. ОИИ, PI-9434, Дубна, 1976.
6. CERN Program Library, D506, 1971.
7. К.-Ф.Альбрехт и др. ОИИ, PI-7549, Дубна, 1973.
8. Г.Тахтамышев. ОИИ, 2543, Дубна, 1966.
9. Г.Вестергомби и др. ОИИ, PI-7739, Дубна, 1974; ЯФ 20, 371, 1974.
10. Б.Н.Гуськов и др. ОИИ, PI-9321, Дубна, 1975.
11. В.К.Бирулев и др. Высокие энергии и элементарные частицы. ОИИ Д-1, 2-8405, 241, Дубна, 1974.
12. В.К.Бирулев и др. Ядерная физика, т. 24, 340, 1976; ОИИ, PI-9539, Дубна, 1976.
13. К.-Ф.Альбрехт и др. Ядерная физика, т. 9, 1247, 1974; Phys. Letters, 48B, 393, 1974; KFKI-73-46, Budapest, 1973; XVIII Int. Conf. on High Energy Phys. Contr. Paper 764/B5-1, Tbilisi, 1976.
14. S.Gjesdal et al., as cited in V.Soergel, J.Phys.(Paris), Colloq. 34, C1-83, 85, 1973.
15. L.Wang et al. Phys. Rev., 90, 540, 1974.
16. R.Blumenthal et al. Phys. Rev. Letters, 34, 164, 1975.
17. D.Luers et al. Phys. Rev., 135B, 1276, 1964.
18. G.P.Fisher et al. ANL-7130, 83, 1965.
19. A.Firestone et al. Phys. Rev. Letters, 18, 176, 1967.
20. J.A.Kadyk et al. Phys. Rev. Letters, 19, 597, 1967.

21. J.P.Lowys et al. Phys. Letters, 24B, 75, 1967.
22. S.H.Aronson et al. Phys. Rev. Letters, 20, 287, 1968.
23. P.Basile et al. Phys. Letters, 26B, 543, 1968.
24. V.Bisi et al. Phys. Letters, 36B, 533, 1971.
25. C.-Y. Chien et al. Phys. Letters, 35B, 261, 1971.
26. C.B.Buchanan et al. Phys. Rev., 11D, 457, 1975.
27. M.G.Albrow et al. Nucl. Phys., B 58, 22, 1973.
28. G.Neuhofer et al. Phys. Letters, 41B, 642, 1972.
29. G.W.Brandenburg et al. Phys. Rev., 8D, 1978, 1973.
30. Review of Particle Properties. Review of Modern Phys., 48, 1976.
31. G.Shen. LBL-4275, Thesis, 1975.
32. M.G.Albrow et al. Nucl. Phys., B44, 1, 1972.
33. K.J.Peach et al. Phys. Letters, 43B, 441, 1973.
34. G.Donaldson et al. Phys.Rev. Letters, 31, 337, 1973.
35. J.Sandweiss et al. Phys. Rev. Letters, 30, 1002, 1973.
36. Л.А.Кулюкина и др. ЖЭТФ, 26, 20, 1968.
37. R.L.Adair and L.B.Leipuner. Phys. Letters, 12, 67, 1964.
38. P.Astbury et al. Phys. Letters, 16, 80, 1965.
39. X. de Bouard et al. Nuovo Cim., 52A, 662, 1967.
40. G.J.B.Hawkins et al. Phys. Rev., 156, 1444, 1967.
41. H.W.K.Hopkins et al. Phys. Rev. Letters, 19, 185, 1967.
42. I.A.Budagov et al. Nuovo Cim., 57A, 182, 1968.

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. В.К.Бирулев, ..., В.Д.Кекелидзе и др. ОИЯИ, PI-7307, Дубна, 1973.
2. К.-Ф.Альбрехт, ..., В.Д.Кекелидзе и др. Ядерная физика, т. 19, 1247, 1974; Phys. Letters, 48B, 393, 1974; KFKI-73-46, Budapest, 1973; XVIII Int. Conf. on High Energy Phys. Contr. Paper 764/B5-1, Tbilisi, 1976.
3. В.К.Бирулев, ..., В.Д.Кекелидзе и др. Высокие энергии и элементарные частицы, ОИЯИ, ДИ, 2-8405, 24I, Дубна, 1974.
4. Б.Н.Гуськов, В.Д.Кекелидзе и др. ОИЯИ, PI-932I, Дубна, 1975.
5. В.К.Бирулев, ..., В.Д.Кекелидзе и др. Ядерная физика, т. 24, 340, 1976; ОИЯИ, PI-9539, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 ноября 1976 года.