

с 346

903



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1 - 5214

Ю.А. Будагов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
СВОЙСТВ ПРОЦЕССОВ РАСПАДА $K_L^0 - 2\Pi^0$, $K_L^0 - 2\gamma$,
 $K_L^0 - 3\Pi^0$, $K_L^0 - \Pi^+ \Pi^- \Pi^0$, $K_L^0 - \Pi^0 \nu_1$ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ДЛЯ СР-НЕИНВАРИАНТНОГО ПРОЦЕССА $K_L^0 - 2\Pi^0$
МОДУЛЯ АМПЛИТУДЫ η_{∞}

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1970

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР,
доктор физико-математических наук,
профессор

И.И. Гуревич

доктор физико-математических наук,
профессор

С.Я. Никитин

доктор физико-математических наук
профессор

С.С. Герштейн

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе АН СССР.

Автореферат разослан " " _____ 1970 г.

Защита диссертации состоится " " _____ 1970 г.
на заседании Ученого совета Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Адрес: г. Дубна, Московской области, Объединенный институт
ядерных исследований, Лаборатория ядерных проблем.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

О.А. Займидорога

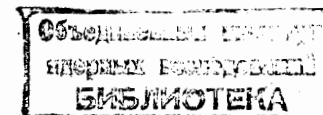
1 - 5214

Ю.А. Будагов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
СВОЙСТВ ПРОЦЕССОВ РАСПАДА $K_L^0 - 2\Pi^0$, $K_L^0 - 2\gamma$,
 $K_L^0 - 3\Pi^0$, $K_L^0 - \Pi^+\Pi^-\Pi^0$, $K_L^0 - \Pi^1\nu_1$ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ДЛЯ СР-НЕИНВАРИАНТНОГО ПРОЦЕССА $K_L^0 - 2\Pi^0$
МОДУЛЯ АМПЛИТУДЫ $7/_{\infty}$

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени доктора физико-математических наук



Слабые взаимодействия представляют один из основных разделов современной физики элементарных частиц. Результаты экспериментального исследования процессов этих взаимодействий привели к существенным изменениям представлений о свойствах симметрии. Они дали также толчок глубокому развитию теории слабых взаимодействий.

Многие замечательные успехи в данном направлении были достигнуты благодаря изучению свойств долгоживущих нейтральных K -мезонов и процессов их взаимодействия. Однако полученные результаты не только не уменьшили необходимости проведения дальнейших исследований, но и выдвинули также ряд новых вопросов принципиального характера. Исключительное значение для теории приобрели те из них, которые обусловлены явлением несохранения комбинированной четности в процессах распада K_L^0 -мезонов. В ряду других проблем, также представляющих немалый интерес, стоят исследования точности выполнения феноменологических правил отбора и свойств формфакторов, которые включает в себя современная универсальная $(V-A)$ -теория слабых взаимодействий.

Сформулированные выше проблемы могут во многих отношениях найти свое решение в исследованиях свойств различных процессов распада K_L^0 -мезонов, которым посвящена реферируемая диссертация.

В результате выполнения целого цикла этих исследований оказалось возможным получить важные новые сведения о свойствах процессов слабых взаимодействий, которые отсутствовали до начала (1966г.) наших исследований, а также новые данные, существенно превосходящие по своей точности полученные ранее в других экспериментах. Диссертация состоит из введения и семи глав; основные результаты кратко суммированы в заключении.

Все материалы, вошедшие в диссертацию, были получены в 1965-69 гг.

Исследования свойств распадов K_L^0 - мезонов, лежащие в ее основе, были выполнены автором совместно с сотрудниками группы пропан-фреоновой пузырьковой камеры Европейского центра ядерных исследований; в диссертации также частично использованы результаты новой методики обработки треков электронов в пузырьковых камерах с тяжелой жидкостью. Эти результаты были получены автором в экспериментах на метровой пропановой пузырьковой камере Лаборатории ядерных проблем при выполнении программы исследований πN - взаимодействий совместно с сотрудниками группы члена-корреспондента АН СССР В.П.Джелепова. Облучение камеры осуществлялось на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Все материалы, вошедшие в диссертацию, опубликованы в периодической печати и отчетах Лабораторий (I, 3-7, II-I3, I6, I9-2I, 26, 27, 30).

Основные результаты были доложены на международных конференциях в Принстоне (1967г), Гейдельберге (1967г), Москва (1968г), Вене (1968г), Женеве (1969г).

Ниже излагается содержание диссертации.

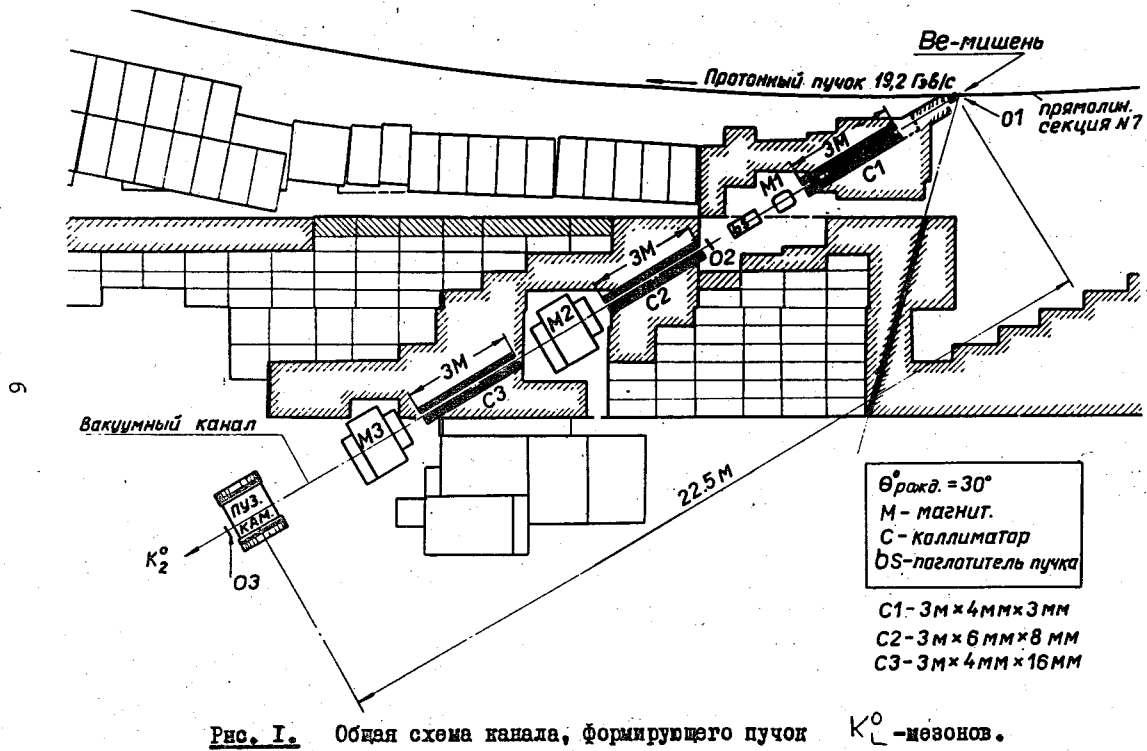
Во введении дан краткий обзор главных этапов в развитии экспериментальных и теоретических исследований процессов слабых взаимодействий. Перечислен ряд крупных проблем этой области физики элементарных частиц и указаны те из них, в решении которых изучение свойств процессов распадов K_L^0 - мезонов играет особо важную роль.

Первая глава содержит главные соотношения феноменологического анализа процессов распада K_L^0 - мезонов, развитого в работах Ли Бу, Янга и других авторов. В ней кратко перечисляются основные клас-

сы моделей, выдвинутых для объяснения эффекта нарушения комбинированной четности в распадах этих мезонов. Дается сжатое изложение положений и выводов теории, необходимых для анализа и интерпретации полуплеетонных и нелептонных распадов K_L^0 - мезонов, исследовавшихся в диссертации.

Вторая глава содержит описание канала, формирующего пучок K_L^0 - мезонов, и основные параметры этого пучка. Общий вид канала показан на рис. I. Пучок характеризуется высокой степенью коллимации. В месте прохождения через вакуумный канал внутри пузырьковой камеры его поперечный размер составил ϕ 2 см при угловой расходимости $\approx (\pm 10^{-3})$ радиана. Это практически исключило возможность регенерации K_L^0 — K_S^0 внутри рабочего вещества камеры и в материале стенок вакуумного канала, внутренний диаметр которого был равен 4 см. Исследование характеристик распределения протонов отдачи от сопутствующего K_L^0 потоку нейтронного фона показало, что примесь регенерированных K_S^0 - мезонов очень мала и ее можно полностью пренебречь.

На рис. 2 показан импульсный спектр $\Phi_k(p)$ распадающихся в камере K_L^0 -мезонов, рассчитанный с помощью специально разработанного нами варианта программы "GRIND" для восстановления кинематики распада K_L^0 — $\pi^+\pi^-\pi^0(I)$. Средний импульс выведенного пучка K_L^0 - мезонов был равен ≈ 900 Мэв/с; это удовлетворяло требованиям эффективной регистрации γ -квантов в рабочем веществе камеры (CF_3Br) одновременно с их надежным пространственным разделением. Знание спектра $\Phi_k(p)$ обеспечило возможность моделирования методом Монте-Карло всех условий эксперимента, а также учета фона от распадов K_L^0 — $3\pi^0$ с четырьмя конвертировавшими в рабочем объеме фотонами.



Был рассчитан спектр импульсов $\Phi_M(P)$ K_L^0 -мезонов, рождающихся на мишени (рис.2), который сравнивался с предсказаниями различных эмпирических формул и термодинамической модели. Полученные результаты нашли важное применение при описании процесса образования K -мезонов протонами на сложных ядрах, и были учтены в расчёте профиля магнитного фокусирующего устройства (HORN) в нейтринном эксперименте 1967-1968гг в ЦЕРН'е, а также в проекте подобного эксперимента на ускорителе ИФЗ(2).

Третья глава посвящена описанию комплекса экспериментальных исследований, целью которых являлось определение модуля амплитуды

$$\eta_{\infty} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} = |\eta_{\infty}| e^{i\phi_{\infty}}$$

Величина $|\eta_{\infty}|$ входит в число основных параметров феноменологического анализа и интерпретации результатов экспериментов по исследованию CP-неинвариантных процессов распада K_L^0 -мезонов.

Основная идея описываемого здесь опыта состояла в том, чтобы, пропустив пучок K_L^0 -мезонов через вакуумный канал внутри большой пузырьковой камеры, заполненной тяжелым фреоном, регистрировать случаи распада K_L^0 -мезонов по схемам $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ и $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$. Непосредственно на опыте нами была измерена величина отношения вероятностей распадов $\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\pi^0) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)$, которая далее была использована для вычисления $|\eta_{\infty}|$.

Главная трудность эксперимента связана с необходимостью выделения очень слабого эффекта распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ среди большого количества распадов $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ с четырьмя конвертировавшими в рабочем объеме пузырьковой камеры фотонами.

Для преодоления этой трудности было выполнено всестороннее исследование свойств фона $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 4\gamma$, а также определена эффективность выделения случаев распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$.

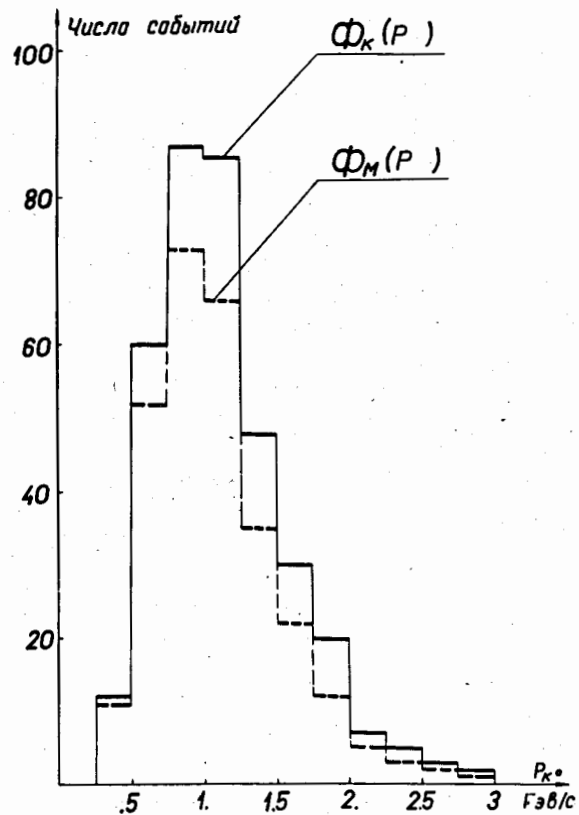


Рис. 2. Распределения по импульсам K_L^0 -мезонов, проходящих через пузырьковую камеру — $\Phi_K(P)$ и рождающихся на мишени — $\Phi_M(P)$.

Рассмотрим подробнее содержание III главы. В начале её сообщаются основные параметры пузырьковой камеры. Объем камеры составляет 1200 литров, заполнение — $C F_3 B r$. Камера установлена в зазоре электромагнита с напряженностью магнитного поля в ее медианной плоскости — 27000 гаусс. Большой размер камеры по сравнению с радиационной длиной фреона (диаметр камеры равен 110 см, глубина её 100 см; радиационная длина фреона $X_0 = 11,4$ см) обеспечил регистрацию γ -квантов с эффективностью, близкой к 90%. Возможность наблюдения событий и обмера следов частиц в области камеры, затененной вакуумной трубой, обеспечивалась тем, что к расширительной мембране было прикреплено длинное плоское зеркало. Всего получено 800 000 фотографий; из них 400 000 проанализированы с целью поиска " $N\gamma$ " — событий ($N = 2 \pm 6$). Правила отбора строго классифицированы количественно, что необходимо для моделирования эксперимента методом Монте-Карло на всех стадиях его выполнения. В результате было отобрано 17200 событий, из числа которых 3100 относились к категории "4 γ -кандидатов".

Обмер отобранных случаев распада K_L^0 -мезонов производился в плоскости, содержащей проекцию снимка в масштабе 1/1.7 (уменьшение); точность отсчета в этой плоскости составляла 0,1 мм. Результаты измерений обрабатывались с помощью программы геометрической реконструкции событий "DRAT" (3), позволяющей определить импульсы (P), глубинные (λ) и азимутальные углы (φ) γ -квантов.

В результате тщательных исследований, выполненных независимыми методами, было установлено, что измерения величин P, λ , φ не содержат существенных систематических ошибок, а их погрешности рассчитываются корректно. В таблице I представлена сводка, характеризующая точности определения координат точек конверсий γ -квантов, их глубинных и азимутальных углов и энергий.

Таблица I

П а р а м е т р	П о г р е ш н о с т ь
X и Y - координаты точек конверсии	$\pm 0,2$ мм
Z - координаты точек конверсии	$\pm 2,0$ мм
Глубинный угол	$240/(E_{МЭВ})^{0,8}$ градусов
Азимутальный угол	$115/(E_{МЭВ})^{0,8}$ градусов
Энергия гамма-кванта (по кривизне треков e^+e^- - пары)	$\pm 24\%$
Энергия гамма-квантов (по полной длине треков ливня)	$\pm 20\%$
- " - (совместное использование обоих методов)	$\pm 16\%$

Эти результаты были использованы при моделировании эксперимента методом Монте-Карло, исследовании свойств фона, а также при расчете эффективности выделения случаев $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ - распадов с помощью применявшейся системы программ обработки.

Измерения энергий γ - квантов двумя независимыми методами (а) по кривизне треков e^+, e^- - конверсионной пары и (б) по полной длине треков ливня согласуются между собой. На рис.3 представлено распределение величин $\chi' = (E_a - E_b) / (\sigma_a^2 + \sigma_b^2)^{1/2}$, где E и σ - значение энергии и погрешности в ней для каждого из методов; сплошной кривой показана ожидаемая (расчетная) форма этого распределения.

При определении энергий γ - квантов (E_γ) по измерениям радиусов кривизн e^+, e^- - треков конверсионной пары и учете потерь на тормозное излучение электронов (позитронов) была использована новая методика, разработанная в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и изложенная в наших работах⁽⁴⁻⁷⁾.

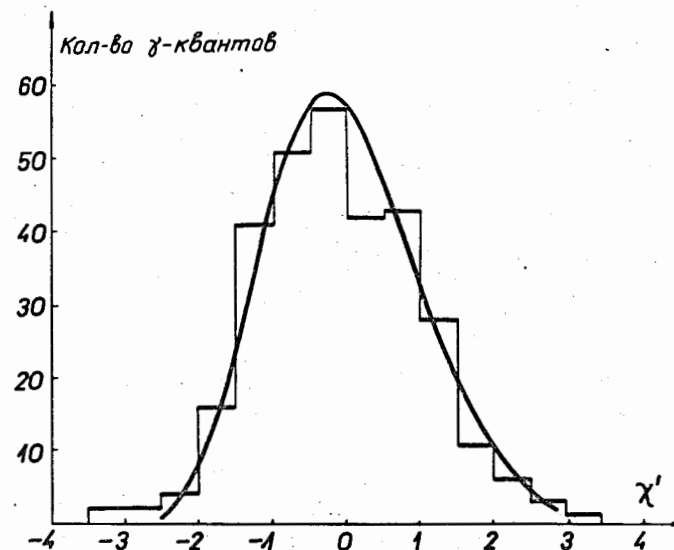


Рис. 3. Распределение различий $\chi' = (E_a - E_b) / (\sigma_a^2 + \sigma_b^2)^{1/2}$ величин энергий гамма-квантов, определенных (а) по кривизне треков e^+e^- - пары конверсии, и (б) по полной длине треков ливня; σ - погрешности величин E .

Учет радиационных потерь (4-7) привел к существенному улучшению точности определения величин E_γ в данном эксперименте по сравнению с точностью, получавшейся для программы, которая первоначально основывалась на методе Бэра-Миттнера учета этих потерь. Кинематический анализ состоял в том, что для каждого "4 γ "-события методом χ^2 осуществлялась подгонка (фит) измеренных величин p , λ , φ для γ -квантов к гипотезе $X^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$; масса $M(X^0)$ являлась свободной переменной; импульс $P(X^0)$ по направлению считался совпадающим с осью пучка K_L^0 -мезонов. В результате фита был получен спектр эффективных масс $M(X)$ (рис.4) для тех "4 γ "-событий, которые прошли также ряд специальных критериев отбора, предназначенных для уменьшения фона без существенной потери эффекта.

Из трех возможных способов объединения четырех γ -квантов в два π^0 -мезона в каждом событии удерживалась лишь та комбинация, которой соответствует наибольшая вероятность $P(X^2)$ в фите. Исследования событий типа $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ методом Монте-Карло показали, что в 96% случаев распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ величина вероятности $P(X^2)$ для правильного метода объединения γ -квантов выше её значения во всех ложных комбинациях. Требовалось, чтобы эта вероятность удовлетворяла условию $P(X^2) \geq 10\%$, и чтобы импульс $P(X^0)$ после фита находился в пределах (0,4+2,0) Гэв/с. Важным дополнительным способом уменьшения фона было также применение критерия отбора по углу между двумя гамма-квантами. В результате было отобрано 30 событий, значения эффективных масс которых после фита находились в интервале (468 + 548) Мэв. . Пределы этого интервала несколько несимметричны относительно значения $M(K^0)$, поскольку отношение эффект/фон благоприятнее в области более высоких значений массы.

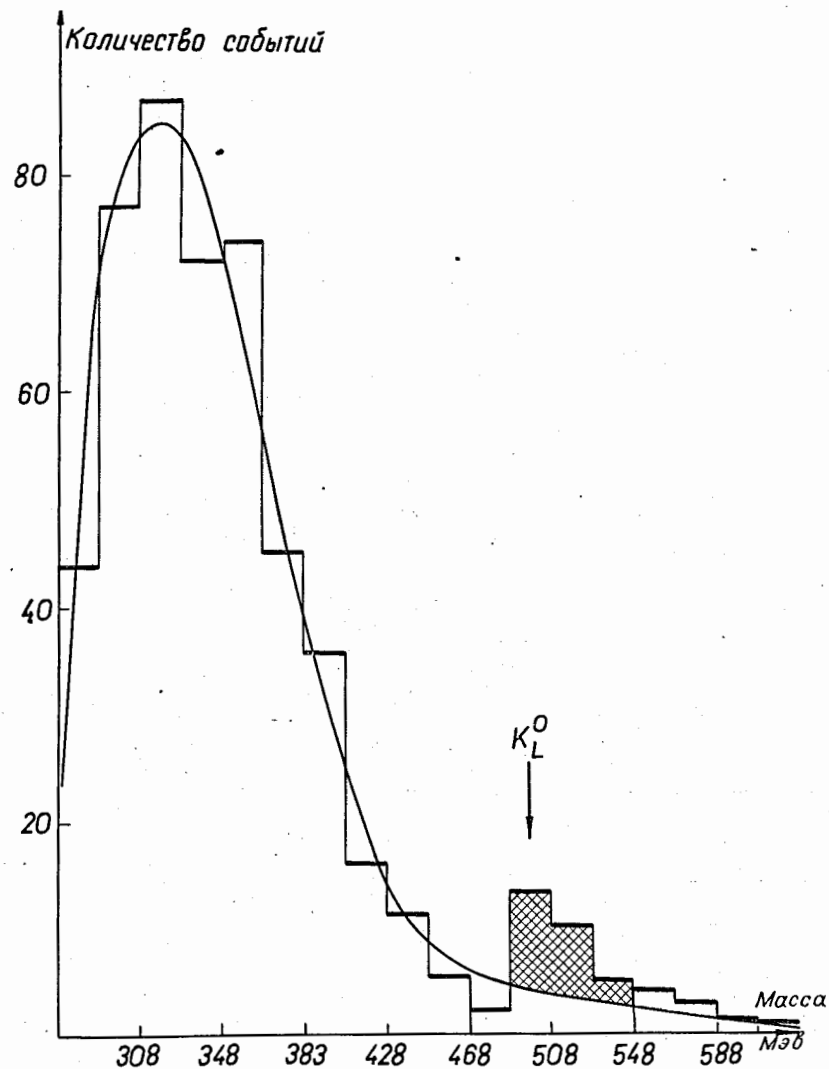


Рис. 4. Распределение по эффективной массе (гистограмма) четырех γ -квантов, удовлетворяющих гипотезе распада $X^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ и прошедших все критерии отбора; сплошной кривой показано распределение по эффективной массе, полученное в результате применения всей системы обработки и генерированное методом Монте-Карло фоновым случаям $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ с четырьмя "конвертированными" γ -квантами.

Кривая на рис.4 описывает фон, полученный в результате применения нашей системы обработки к полученным методом Монте-Карло ≈ 3500 случаям распада $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 4\gamma$. В области $M(K^0)$ имеется пик, обязанный существованию процесса распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$.

Сравнение экспериментального и расчетного распределений на рис.4 показало, что из 30 событий в интервале масс (468+548) Мэв, 15 ± 6 событий обязаны процессу распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$.

Эффективность детектирования и успешного измерения случаев распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ равна $0,38 \pm 0,08$; вероятность того, что событие " $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ ", измеренное и обработанное по всем программам, применяемым в настоящем эксперименте, будет иметь массу после фита в пределах (468+548) Мэв и будет удовлетворять всем вышеприведенным критериям, равна $0,72 \pm 0,03$. Отсюда следует, что отношение вероятностей распадов $\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\pi^0) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)$ при полном количестве зарегистрированных " $N\gamma$ "-событий 17 200 равно

$$R = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)} = (3,2 \pm 1,5) 10^{-3}.$$

Дополнительно к описанному выше способу кинематического анализа " $N\gamma$ "-событий и выделения реакций $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ нами был применен также другой метод⁽⁸⁾. Он основывается на введении функции правдоподобия $\mathcal{L}(\alpha)$ для описания всего набора " $N\gamma$ "-событий, зарегистрированных в эксперименте; в качестве параметра α , определяемого при нахождении максимума $\mathcal{L}(\alpha)$, используется величина отношения $\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\pi^0) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)}$. Результат этого второго метода дает значение $\alpha = (3,3 \pm 2,2) 10^{-3}$ в согласии с предыдущим способом анализа.

В качестве окончательного результата нами выбрана величина $R = (3,2 \pm 1,5) 10^{-3}$ как более точная. Воспользовавшись величинами, приведенными в таблицах свойств элементарных частиц⁽⁹⁾,

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{"все заряд"})} = 0,275 \pm 0,011; \tau(K_L^0) = (5,4 \pm 0,2) 10^{-8} \text{ сек};$$

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{"все моды"})} = 0,313 \pm 0,006; \tau(K_S^0) = (8,62 \pm 0,06) 10^{-11} \text{ сек},$$

находим $|\eta_{\infty}|^2 = (3,5 \pm 1,7) 10^{-6}$, где цитируемая ошибка учитывает статистическую ошибку и погрешности в величинах использованных поправочных коэффициентов. Соответствующее значение модуля есть $|\eta_{\infty}| = (1,87 \pm 0,41 \pm 0,57) 10^{-3}$.

Принимая во внимание измеренные в других экспериментах величины $|\eta_{+-}| = (1,90 \pm 0,05) 10^{-3}$, $\Phi_{+-} = (39,8 \pm 6,0)^0$, $R_{e\epsilon} = (1,42 \pm 0,17) 10^{-3}$, $\Phi_{00} = (17 \pm 3)^0$, а также соотношения $\eta_{+-} = \epsilon + \epsilon'$ и $\eta_{00} = \epsilon - 2\epsilon'$, методом χ^2 нами были определены величины $|\eta_{\infty}|$, которые равны:
(а) $|\eta_{\infty}| = (1,4 \pm 0,2) 10^{-3}$, если Φ_{ϵ} является свободной переменной,
(б) $|\eta_{\infty}| = (2,0 \pm 0,7) 10^{-3}$, если фиксировать $\Phi_{\epsilon} = (43 \pm 1)^0$ в соответствии с условием унитарности и при учете $|\mathcal{L}\pi\rangle$ -состояний.

Аналогичный анализ, учитывающий последний результат группы Руббиня⁽¹⁰⁾ для фазы $\Phi_{+-} = (45,5 \pm 7,1)^0$, дал $|\eta_{\infty}| = (1,7 \pm 0,7) 10^{-3}$ и $|\eta_{00}| = (2,0 \pm 0,7) 10^{-3}$. Величина $|\eta_{\infty}|$, измеренная в нашем эксперименте, находится в согласии с приведенными выше значениями $|\eta_{\infty}|$; все вместе они в пределах погрешностей измерений совпадают с величиной $|\eta_{+-}|$. Результаты данного эксперимента в их предварительной форме сообщались в работах⁽¹¹⁻¹³⁾.

В последней части III главы дан краткий обзор результатов экспериментов других авторов, которые исследовали свойства процессов распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$, а также точность выполнения C , $CP(T)$ - инвариантностей в иных процессах.

Содержание III главы позволяет сделать следующие выводы:

1. Результат нашего эксперимента свидетельствует, что модули амплитуд η_{+-} и η_{00} могут быть равны, а правило отбора по изотопическому спину $|\Delta I| = 1/2$ может не нарушаться в процессе распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$. Это восстанавливает модель сверхслабого взаимодействия Вольфенштейна, допускающую переходы с $|\Delta S| = 2$ (типа $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$) как возможное объяснение нарушения CP-инвариантности в распадах K_L^0 - мезонов.

2. Выполненный нами анализ методом χ^2 также показывает, что все известные значения величин $|\eta_{+-}|$, Φ_{+-} , Φ_{00} , $\text{Re } \epsilon$ и определяемая условием унитарности Φ_ϵ согласуются с предсказанием модели Вольфенштейна о равенстве модулей амплитуд η_{+-} и η_{00} .

3. Полученные в других измерениях значения аргументов амплитуд η согласуются с предсказанием, следующим из условия унитарности при учете $|2\pi\rangle$ - состояний.

4. При существующем уровне точности измерений ряд других моделей нарушения CP-чётности также не может быть отвергнут.

В четвертой главе описаны исследования, позволившие определить вероятность весьма редкого процесса распада $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$. До начала нашего эксперимента были известны только два измерения его относительной вероятности, которые находились в противоречии; Криги и др.⁽¹⁴⁾ получили $(1,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$, тогда как Кронин и др.⁽¹⁵⁾ получили $(7,4 \pm 1,6) \cdot 10^{-4}$.

В результате просмотра свыше 200 000 фотографий и последующего кинематического анализа отобранных событий типа " 2γ " с помощью специально модифицированной нами программы "GRIND" было получено распределение инвариантных масс $M(X^0)$ для событий, которые удовлетворяли гипотезе " $X^0 \rightarrow 2\gamma$ " (рис.5). В области $M(X^0) > 350$ Мэв вклад фона мал и им можно пренебречь. С учетом всех потерь и эффективности программ кинематического анализа на $1100 \pm$

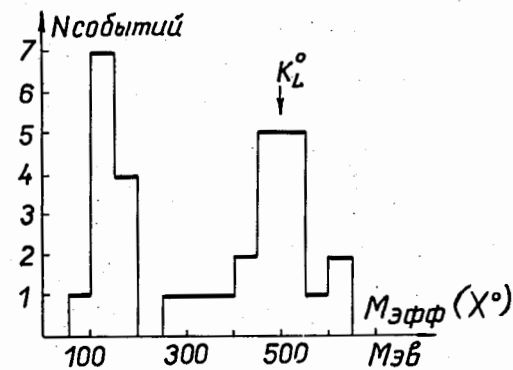


Рис. 5. Распределение по эффективной массе двух гамма-квантов, удовлетворяющих гипотезе распада $X^0 \rightarrow 2\gamma$ и прошедших все критерии отбора.

270 случаев распада $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ приходится 28 ± 8 случаев распада $K_L^0 \rightarrow 2\eta$. Отсюда следует, что

$$\Gamma_1 = \Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\eta) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0) = (2,5 \pm 0,7) 10^{-3}.$$

Используя определенную нами величину отношения вероятностей распадов

$$\Gamma_2 = \Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{"все"}) = 0,209 \pm 0,011, \text{ находим}$$

$$R = \Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\eta) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{"все"}) = (5,3 \pm 1,5) 10^{-4},$$

что согласуется с результатом Кронина⁽¹⁵⁾. С учетом нашего значения для Γ_2 , являющегося наиболее точным измерением этой величины, результат Кронина становится равным $(6,7 \pm 1,4) 10^{-4}$.

Усреднение результата данного эксперимента с величиной, полученной Кронинем, дает наиболее точную из существующих величину отношения

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\eta)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{"все"})} = (4,5 \pm 0,5) 10^{-4}.$$

Приводится сравнение указанной величины с предсказаниями для нее, следующими из теории. Использование алгебры токов вместе с гипотезой ЧСАВТ и $SU(3)$ даёт для отношения $\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\eta) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{"все"})$ величину $(3,0 \pm 1,2) 10^{-4}$. Струминский и Игнатович⁽¹⁸⁾ на основе модели кварков получили соотношения между вероятностями распадов гиперонов и К-мезонов; пользуясь величиной отношения $\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow p\eta) / \Gamma(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)$, они предсказали для относительной вероятности распада $K_L^0 \rightarrow 2\eta$ величину, составляющую $\approx 1 \times 10^{-4}$. Результаты эксперимента находятся в количественном согласии с предсказанием первой модели и качественно не противоречат выводу модели кварков.

В пятой главе излагаются результаты исследования свойств процессов распадов K_L^0 - мезонов по схемам $K_L^0 \rightarrow 3\pi$ и $K_L^0 \rightarrow \pi\ell\bar{\nu}_\ell$ (19,20,21). В результате совместной обработки данных группами в ЦЕРН^е

(где работал автор данной диссертации), Орсе и Эколь Политехник были измерены отношения вероятностей распадов $R = \Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$; $R' = \Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{"все заряж."})$ и $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi\ell\bar{\nu}_\ell) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi\ell\bar{\nu}_\ell)$. Полученные результаты сведены в таблицу II; величины

Отношение	ЦЕРН	Орсе	Эк. Полит.
R	$1,80 \pm 0,13$	$1,62 \pm 0,13$	$(1,72 \pm 0,16)$
R'	$(0,290 \pm 0,023)$	$0,252 \pm 0,014$	$0,277 \pm 0,021$
r	$0,71 \pm 0,05$		

в скобках получены с использованием значения отношения

$$R'' = \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{"все заряж."}) = 0,161 \pm 0,005^{(22)}.$$

Объединяя величины R, R' и R'', получаем для них методом χ^2 следующие новые значения, являющиеся ещё более точными:

$$R = 1,66 \pm 0,08; R' = 0,26 \pm 0,010; R'' = 0,159 \pm 0,0045.$$

Согласно⁽²³⁾, если амплитуда с $|\Delta I| = 1/2$ или с $|\Delta I| = 3/2$ является основной в процессе распада $K_L^0 \rightarrow 3\pi$, то отношение R с учетом различия масс π^+ и π^0 - мезонов равно 1,83. Более сложные расчеты Девлина⁽²⁴⁾, учитывающие линейные и квадратичные (по переменным для графика Далитца) матричные элементы, предсказывают $R = 1,71$. Наш результат согласуется с обоими предсказаниями.

Были определены величины абсолютных вероятностей распадов $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$, $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $K_L^0 \rightarrow \pi\ell\bar{\nu}_\ell$, рассчитанные методом χ^2 на основе объединения приведенных результатов для величин R, R' и R'' с новым точным измерением времени жизни K_L^0 -мезона $\tau(K_L^0) = (5,15 \pm 0,14) 10^{-8}$ сек⁽²⁵⁾; результат представлен в таблице III.

Таблица III

Распад	Относительная вероятность	Абсолютная вероятность, сек ⁻¹ × 10 ⁻⁶
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	$0,209 \pm 0,011$	$4,05 \pm 0,23$
$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$0,126 \pm 0,004$	$2,44 \pm 0,10$
$K_L^0 \rightarrow \pi \ell \bar{\nu}_\ell$	$0,665 \pm 0,012$	$12,91 \pm 0,42$

Эти результаты относятся к наиболее точным. Они широко используются другими авторами при нормировке относительных вероятностей распадов K_L^0 — мезонов и проверке выполнения правила отбора $|\Delta I| = 1/2$ в распадах K^+ и K_L^0 — мезонов.

Выполнена проверка изотопического правила отбора $|\Delta I| = 1/2$, основанная на данных табл. III и измеренных другими авторами вероятностей распадов K^\pm мезонов по разным схемам; результаты проверки приведены в таблице IV.

Таблица IV

Предсказание правила	Настоящий эксперимент	"Эксперимент" "предсказание"
$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi \ell \bar{\nu}_\ell)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi \ell \bar{\nu}_\ell)} = 2,024$	$1,94 \pm 0,08$	$0,96 \pm 0,04$
$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-)} = 1,11$	$0,90 \pm 0,06$	$0,81 \pm 0,05$

Представленные в табл. IV результаты свидетельствуют, что в распадах $K \rightarrow \pi \ell \bar{\nu}_\ell$ правило отбора выполняется удовлетворительно, а также указывают на его нарушение в распадах по схеме $K \rightarrow 3\pi$.

Были рассчитаны энергетические спектры π -мезонов в с.ц.м. K^0 — мезонов, распадающихся по схеме $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. В линейном приближении по энергии π -мезона для матричного элемента этого процесса рас-

пада определены наклоны прямых линий, аппроксимирующих спектры. Величина наклона спектра π^0 -мезонов $\alpha_0 = (-0,202 \pm 0,034)$ сравнена со средним значением наклона спектров π^\pm -мезонов от распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$, следующим из экспериментов других авторов. В пределах погрешностей измерений эти наклоны совпадают в соответствии с предсказанием правила $|\Delta I| = 1/2$. Результаты проверки этого правила показали, таким образом, что наиболее существенно отклоняется от предсказания величина отношения вероятностей распадов K^+ и K^0 — мезонов по схеме $K_{3\pi}$. Нужно, однако, подчеркнуть коррелированность этой величины с величиной использованного значения времени жизни $\tau(K_L^0)$. Правило $|\Delta I| = 1/2$ для $K_{3\pi}$ -распадов выполнится, если окажется, что $\tau(K_L^0)$ измерено с существенной систематической ошибкой. Действительно, как показывает проведенный нами анализ методом χ^2 , оба правила — полуплеетонное и нелептонное — $|\Delta I| = 1/2$ выполняются при значении $\tau(K_L^0) = 4,7 \pm 0,09 \cdot 10^{-8}$ сек, что примерно на три ошибки ниже значения $\tau(K_L^0)$ (25).

В шестой главе приведены результаты исследований, позволивших (определить) отношения вероятностей распадов: (26,27)

$$R_1 = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi \mu \bar{\nu})}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi e \bar{\nu})} = 0,648 \pm 0,030 \text{ и}$$

$$R_2 = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{"все заряд."})} = 0,157 \pm 0,010$$

Величина R_2 является одной из двух наиболее точно измеренных в настоящее время; она может быть использована для последующего анализа данных о распадах K_L^0 — мезонов с целью получения более точного нового набора значений абсолютных скоростей распадов этих мезонов по различным каналам.

Результат определения величины R_1 являлся в момент его получения наиболее точным среди других измерений этой величины.

Полученное значение R_1 было использовано для:

а) дополнительного подтверждения выполнения правила отбора $|\Delta I|=1/2$ в полуплептонных распадах K^0 и K^+ -мезонов; полученные при этом результаты представлены в таблице У.

Таблица У

Предсказание правила " $\Delta I=1/2$ "	Результат настоящего эксперимента	"Эксперимент" "Предсказание"
$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \nu)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ \nu)} = 1$	$0,98 \pm 0,05$	$0,98 \pm 0,05$
$\frac{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \nu)}{\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ e^- \nu)}$		

б) нового определения величины отношения формфакторов $\xi(0) = f_+(0)/f_-(0)$ в процессах распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \ell^+ \ell^-$ при нулевом переданном 4-импульсе от K_L^0 -мезона к лептонной паре. Величины R_1 и $\xi(0)$ связаны выражением, полученным Кабиббо⁽²⁸⁾ в предположении векторной связи и m_e -универсальности. Параметризуя энергетическую зависимость формфакторов в виде $f_{\pm}(q^2) \approx f_{\pm}(0) [1 + \lambda_{\pm} q^2/m_{\pi}^2]$ и полагая выполненной Т-инвариантность (что дает $\text{Im} \xi = 0$), находим с помощью соотношения⁽²⁸⁾, что при $\lambda_+ = 0,02 \pm 0,015$ ⁽²⁹⁾ и $\lambda_- = 0$

$$\xi(0) = -6,36 \pm 0,30 \text{ или } \xi(0) = -0,22 \pm 0,30.$$

Сопоставление полученного результата $\xi(0) = -0,22 \pm 0,30$ (первое решение должно быть отброшено в силу чрезмерно большой величины $\xi(0)$) с данными других опытов, где измерялась величина $\xi(0)$, показывает, что в настоящее время ввиду известной противоречивости этих данных невозможно прийти к определенному заключению относительно величины параметра $\xi(0)$.

В главе VI приводится также оценка отношения вероятности распадов

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \nu)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \nu)} = 0,0075 \pm 0,0040,$$

впервые полученная в описываемом эксперименте.

Седьмая глава содержит описание метода определения энергий гамма-квантов (E_{γ}) по полной длине (L) треков электронно-позитронного ливня, развивающегося в рабочем веществе пузырьковой камеры⁽³⁰⁾

Был разработан новый способ параметризации соотношения $E_{\gamma} = f(L)$. Получены выражения для вычисления величин энергий и их погрешностей E_{γ} и ΔE_{γ} в широком интервале значений E_{γ} , измеряемых в рассматриваемом эксперименте. Величины E_{γ} и ΔE_{γ} зависят от зарегистрированной длины треков ливня L и потенциальной длины ρ , доступной для наблюдаемого развития ливня:

$$E_{\gamma} = [2,2I + 1,49 (1 - e^{-L/22})] L (1 + 0,019 \frac{L}{\rho}),$$

$$\Delta E_{\gamma} / E_{\gamma} = 0,17 + 1,7 \frac{E_{\gamma}}{\rho},$$

где $[E] = \text{Мэв}$, $[L] = [\rho] = \text{см}$.

Объединение результата данного метода определения E_{γ} с результатом измерений по кривизне " e^+e^- "-треков привело к существенному выигрышу (до 50%) в точности определения E_{γ} по сравнению с точностью каждого из методов. Это в свою очередь увеличило эффективность выделения случаев $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ -распадов из числа фоновых событий $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$, когда только четыре гамма-кванта конвертируют в камере.

Основные результаты и выводы, полученные в настоящей диссертации, могут быть сформулированы следующим образом:

1) Рассчитан и создан канал, формирующий пучок K_L^0 -мезонов требуемой интенсивности. Пучок характеризуется высокой степенью коллимирования, позволившей исключить регенерацию внутри рабочего вещества камеры и материале стенок вакуумного канала.

2) С помощью 1200-литровой пузырьковой камеры, установленной в магнитном поле напряженностью 27 000 гаусс и заполненной фреоном CF_3Br (радиационная длина 11,4 см), получено в указанном пучке 800000 фотографий. Из них 400000 были проанализированы с целью исследова-

ния свойств различных процессов распада K_L^0 -мезонов.

3) Определено отношение вероятностей распадов $\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\pi^0) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0) = (3.2 \pm 1.5) 10^{-3}$ и получена величина $|\eta_{\infty}|^2 = (3.5 \pm 1.7) 10^{-6}$. Этот результат позволил заключить, что (а) в пределах погрешностей измерений величин η_{+-} и η_{00} возможность их равенства, как этого требует модель сверхслабого взаимодействия, не может быть исключена; (б) правило отбора по изотопическому спину $|\Delta I| = 1/2$ в CP-неинвариантном процессе распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ может не нарушаться.

4) Определена величина отношения вероятностей распадов $\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0) = (2.5 \pm 0.7) 10^{-3}$. С учетом измеренной нами относительной вероятности распада $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ получено $\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{"все"}) = (5.3 \pm 1.5) 10^{-4}$. Этот результат является одним из двух известных в настоящее время и хорошо согласующихся измерений величины вероятности весьма редкого процесса распада $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$. Приведенная величина вероятности удовлетворительно согласуется с предсказаниями теории, основывающимися на применении алгебры токов, гипотезы ЧСАВТ и $SU(3)$, а также следующими из модели кварков.

5) Определены величины отношений вероятностей распадов:

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все})} = 0.209 \pm 0.011; \quad \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{"все заряд."})} = 0.157 \pm 0.011$$

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все})} = 0.126 \pm 0.004; \quad \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все})} = 0.648 \pm 0.030$$

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi\ell\nu_\ell)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все})} = 0.665 \pm 0.012; \quad \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi e\nu)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все})} = 0.648 \pm 0.030$$

а также величины абсолютных вероятностей распадов: $W(K_L^0 \rightarrow 3\pi^0) = (4.05 \pm 0.23) 10^6 \text{сек}^{-1}$; $W(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (2.44 \pm 0.10) 10^6 \text{сек}^{-1}$; $W(K_L^0 \rightarrow \pi\ell\nu_\ell) = (12.91 \pm 0.42) 10^6 \text{сек}^{-1}$.

6) В линейном приближении (по энергии π^0 -мезонов) для матричного элемента распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ определен наклон $\alpha_{\infty} = -0.202 \pm 0.034$ прямой линии, аппроксимирующей энергетический спектр π^0 -мезонов в с.ц.м. K^0 -мезонов.

7) Выполнена проверка правила отбора $|\Delta I| = 1/2$ в процессах распада K^\pm и K^0 -мезонов по схемам $K_{3\pi}^*$ и K_{ρ_3} . Полученные результаты свидетельствуют, что в K_{ρ_3} -распадах это правило выполняется удовлетворительно, а также указывают на его нарушение в $K_{3\pi}^*$ -распадах.

8) Определена величина $\xi(0) = -0.22 \pm 0.30$ отношения формфакторов ξ_+ / ξ_- при нулевом переданном 4-импульсе от каона к лептонной паре.

9) Получена оценка отношения вероятностей распадов $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi e \nu) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu) = 0.0075 \pm 0.040$, ранее не определявшаяся.

10) Разработан метод определения энергий γ -квантов (E_γ) по полной длине (L) треков электронно-позитронного ливня, развивающегося в камере. Дан новый способ параметризации соотношения $E_\gamma = f(L)$. Объединение методов измерения E_γ по кривизне e^+e^- -треков пары конверсии и по полной длине ливня позволило достигнуть точности, превосходящей (до 50%) точность определения величин E_γ каждым из методов в отдельности. Результатом этого было существенное увеличение эффективности выделения случаев распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ среди большого количества фоновых событий $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ с четырьмя конвертированными в камере гамма-квантами.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Budagov, H. Burmeister, D.C. Cundy, W. Krenz, G. Myatt, F. Nezzrick, H. Sletten, G. Trilling, W. Venus, H. Yoshiki. CERN report NPA/Int. 67-20.
2. I. Budagov, D.C. Cundy, W. Knight, B. Langeseth, G. Myatt, D. Perkins, B. Pattison, C.A. Ramm, S. Tovey, K.-M. Vahlbruch, W. Venus, H. Wachsmuth. CERN preprint NPA/Int. 68-18.
3. K. Soop. CERN preprint NPA Int. 66-13.
4. Ю.А. Будагов, А.Г. Володько, В.Б. Флягин, П.В. Шляпников. Препринт ОИЯИ, Р-1971, Дубна, 1965; ПТЭ, № 1, 70 (1966).
5. Ю.А. Будагов, А.Г. Володько, В.Б. Флягин, П.В. Шляпников. Препринт ОИЯИ № 2154, Дубна, 1965.
6. Ю.А. Будагов, В.П. Желепов, Р.В. Малышев, В.Б. Флягин, П.В. Шляпников. Препринт ОИЯИ № 2668, Дубна, 1966.
7. Ю.А. Будагов, В.Б. Виноградов, А.Г. Володько, Л.Н. Гердэков, В.П. Желепов, С.В. Клименко, В.Г. Новиков, И. Паточка, В.Б. Флягин, П.В. Шляпников. ПТЭ, № 6, 5 (1967).
8. C. Raicaud. These de doctorat d'Etat. Paris, Serie A no.233, Orsay (1966).
9. N. Barach-Schmidt, A. Barbaro-Galtieri, Le Roy R. Price, UCRL-8030, Aug. 1968.
10. P. Darriulat, K. Kleinknecht, K. Rubbia et al. CERN preprint, 14/VIII (1970), paper no.2.
11. I. Budagov, D.C. Cundy, F. Nezzrick, G. Myatt et al. X4-collaboration report; Princeton 1967 - Weak Interaction Colloquium, Princeton, USA, Nov. 1967.
12. I. Budagov, D.C. Cundy, G. Myatt, F.A. Nezzrick, G.H. Trilling et al. 14th Intern. Conf. on H.E. Physics, Vienna, 1968, paper no.377.
13. I. Budagov, D.C. Cundy, G. Myatt, F.A. Nezzrick, G.H. Trilling et al. CERN preprint, NPA Oct. 1968; P.L. 28B, no.3, 215 (1968).
14. L. Creege, J.D. Fox, H. Frauenfelder et al., P.R.L. 17, 150 (1966).
15. J. Cronin, P. Kunz, W. Risk, P. Wheeler, P.R.L. 18, 25 (1967).
16. R. Arnold, I. Budagov, D.C. Candy, G. Myatt, F.A. Nezzrick et al., CERN preprint, Aug. 1968, 14th Intern. Conf. on H.E. Physics, Vienna, 1968, paper no.378; P.L. 28B, no.1, 56 (1968).

17. S. Oneda, J. Pati. P.R. 155, 1621 (1967).
18. Б. Струминский, Н. Игнатович, Препринт ОИЯИ P2 2954 (1966).
19. I. Budagov, H. Burmeister, D.C. Cundy, W. Krenz, G. Myatt et al., Proceedings of Intern. Conf. on Elementary Particles; p. 279, Heidelberg (1967).
20. I. Budagov, H. Burmeister, D.C. Cundy, W. Krenz, G. Myatt et al., N.Cim. 57A, 182 (1968).
21. I. Budagov, D.C. Cundy, G.H. Trilling. Proceedings of Intern. Conf. on Elementary Particles, p. 280, Heidelberg (1967).
22. H.W. Hopkins et al. P.R.L. 19; 185 (1967).
23. G.H. Trilling. Proceedings of the Intern. Conf. on Weak Interactions, ANL-7130 (1965).
24. T.J. Devlin. P.R.L. 20, 683 (1968).
25. T.J. Devlin et al. P.R.L. 18, 54 (1967).
26. I. Budagov, H.W. Hopkins, W. Krenz et al., 14th Intern. Conf. on H.E. Physics, Vienna, 1968; paper no. 242.
27. I. Budagov, H.W. Hopkins, W. Krenz et al. P.R.L. 23, no.8, 427 (1969).
28. N. Cabibbo. Proceedings of the XIIIth Intern. Conf. on H.E. Physics, Berkeley, California, 1966.
29. S. Aronson, K. Wendell. P.R. 175, 1708 (1968).
30. R. Arnold. I. Budagov, F.A. Nezzrick, W. Venus. CERN preprint, NPA, April 1968; Journal de Physique, 20 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел

2 июля 1970 года