

C. 346
П-305



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1 - 4275

Н. И. Петров

ИССЛЕДОВАНИЕ
РАСПАДНЫХ СВОЙСТВ K_L^0 -МЕЗОНОВ
МЕТОДОМ КАМЕРЫ ВИЛЬСОНА
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Специальность - 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1969

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук профессор М.И.Подгорецкий,
доктор физико-математических наук профессор Р.М.Суляев,
доктор физико-математических наук профессор В.Г.Кириллов-Угрюмов

Ведущее предприятие:

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова ГКАЭ СССР

Автореферат разослан " " 1969 г.

Защита диссертации состоится " " 1969 г. на заседании Учёного Совета Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ

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

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Учёный секретарь Совета ЛЯП
кандидат физико-математических наук

О.А.Займидорога

1 - 4275

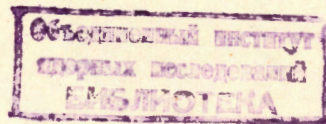
Н.И.Петров

ИССЛЕДОВАНИЕ
РАСПАДНЫХ СВОЙСТВ K^0_L -МЕЗОНОВ
МЕТОДОМ КАМЕРЫ ВИЛЬСОНА
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Специальность - 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной степени доктора физико-математических наук

5484/61



Содержанием диссертации являются результаты исследования распадных свойств K_L^0 -мезонов, выполненного большим коллективом физиков с помощью двух камер Вильсона в магнитном поле на синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований. Это исследование, начатое в 1959 г., явилось после опыта группы Ледермана^{/1/}, в котором было доказано существование долгоживущей компоненты нейтральных K -мезонов, первой экспериментальной работой, посвященной детальному изучению распадов указанных частиц. В то время экспериментальная проверка выводов теории универсального слабого (V-A)-взаимодействия для распадов, идущих с изменением странности, находилась в начальной стадии. Поэтому изучение свойств K -мезонов (заряженных и нейтральных), представляющих среди других странных частиц наибольшие возможности для проверки выводов теории, имело большой научный интерес. Особая актуальность исследования свойств нейтральных K -мезонов обуславливалась еще тем обстоятельством, что поиски распадов K_L^0 -мезонов, абсолютно запрещенных гипотезой CP-инвариантности, позволяли произвести проверку этой гипотезы, сформулированной в 1956 г. Ландау^{/2/} и Ли и Янгом^{/3/}.

Поскольку в упомянутой работе^{/1/} группы Ледермана были получены самые предварительные данные о распадах K_L^0 -мезонов, перед исследованием была поставлена задача возможно более полного анализа распадных схем K_L^0 -частиц, получения широкого набора количественных данных и их сравнения с предсказаниями теории.

Очевидно, что поставленная задача предполагала необходимость безвыборочной регистрации всех каналов распада K_L^0 -мезонов с измерением импульсов заряженных распадных частиц. К моменту начала наших опытов (когда искровых и стримерных камер еще не было) единственным прибором, позволяющим производить такую регистрацию распадов в наиболее чистых условиях — почти в вакууме, — являлась камера Вильсона в магнитном поле.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Во введении изложены основные положения теории универсального (V-A) — взаимодействия и сформулированы задачи исследования.

В первой главе содержится описание выводов теории применительно к экспериментальным данным, полученным в опыте.

Во второй и третьей главах дается изложение постановки опыта и методики обработки снимков с камер.

Самая большая — четвертая глава диссертации посвящена анализу измеренных V^0 -событий и обсуждению полученных на основе этого анализа количественных результатов опыта.

В заключении содержится краткая сводка результатов опыта и выводов, сделанных при их обсуждении.

II. Постановка опыта

С целью снижения уровня фона от посторонних частиц в рабочих объемах камер и расширения возможностей для измерения импульсов и идентификации распадных частиц камеры экспонировались в пучках K_L^0 -частиц сравнительно низкой энергии. Схема опыта с цилиндрической камерой Вильсона /4/ диаметром 400 мм, с помощью которой были начаты исследования, представлена на рис. 1.

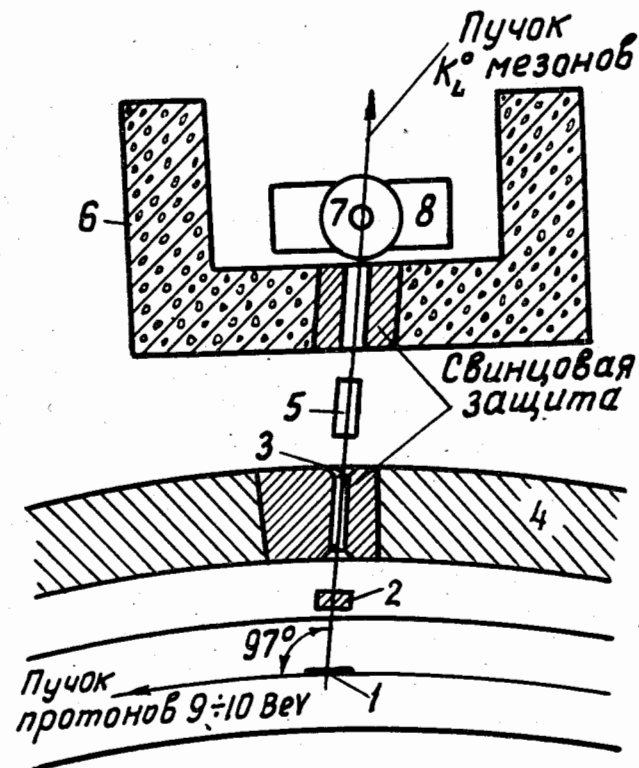


Рис. 1.

Источником K^0 -частиц служит внутренняя свинцовая мишень (1), помещаемая в пучок ускоренных протонов с энергией $E = 9-10$ Гэв. Пучок нейтральных частиц, испускаемых мишенью под углом 97° к направлению движения протонов, формируется двумя свинцовыми коллиматорами (3). Вход в передний коллиматор закрыт свинцовым конвертором (2) толщиной 100 г/см^2 . Для удаления из пучка заряженных частиц используется отклоняющий магнит (5), расположенный после первого коллиматора. В очистке пучка от заряженных частиц эффективно участвуют также магнитное поле ускорителя и поле электромагнита (8) типа МС-4, в зазоре которого помещается камера Вильсона (7). Расстояние от среза последнего коллиматора до камеры более одного метра, поэтому все K^0 -частицы, рожденные в стенках коллиматоров, на пути до камеры успевают распасться. Защита от фонового излучения обеспечивается железным яром электромагнита (8) и специальной бетонной кладкой, примыкающей к стене здания синхрофазотрона. Общее расстояние от внутренней мишени (1) до середины камеры равняется 8 м.

Начиная с 1962 г., параллельно с первой установкой в пучке нейтральных частиц экспонировалась метровая прямоугольная камера Вильсона в магнитном поле, изготовленная в Институте физики АН Грузинской ССР/18/. При работе с метровой камерой схема опыта осталась практически неизменной. В случае цилиндрической камеры среднее значение вертикальной составляющей напряженности магнитного поля равняется 14500 э; неоднородность поля в освещенной области не превышает 3%. Для прямоугольной камеры указанные характеристики равны 8800 э и 10% соответственно. Длительности рабочих циклов цилиндрической и прямоугольной камер составляют 77 и 100 сек. Фотографирование камер производилось двухобъективными фотоаппаратами. При экспонировании камер в пучках нейтральных частиц ускоритель работал на пониженной интенсивности, составляющей $(1,0 + 2,0) \cdot 10^8$ протонов на один импульс. При этих условиях

одно V^0 -событие от распада K^0 -мезона на цилиндрической камере приходилось в среднем на 4-5 фотоснимков; на прямоугольной камере - на 2,5-3 снимка. В ряде экспозиций в рабочие объемы камер помещались свинцовые пластинки толщиной $5,8 \text{ г/см}^2$, предназначенные для идентификации распадных частиц по потере импульса при прохождении через пластинки. Энергетический спектр K_L^0 -мезонов в месте расположения прямоугольной камеры показан на рис. 2. Средняя энергия K_L^0 -мезонов составляет $E = 150$ Мэв; средняя энергия распавшихся в камерах K_L^0 -частиц равна $E = 115$ Мэв.

III. Методика обработки снимков с камер Вильсона

В начале исследования в нашем распоряжении имелся только метод измерения следов частиц с помощью репроцирования их изображений, который был хорошо отработан в Лаборатории ядерных проблем/5,6/ и широко использовался для обработки камерных пленок. Позднее, когда для регистрации K_L^0 -распадов стала использоваться прямоугольная камера, с целью расширения фронта работ по измерению фотоснимков этот метод был дополнен координатным методом измерения следов с помощью полуавтоматического прибора.

Обработка экспериментальных материалов производилась в следующем порядке:

- а) просмотр фотоснимков и регистрация V^0 -событий от распада K^0 -мезонов и их предварительная идентификация;
- б) измерение зарегистрированных при просмотре V^0 -событий, включая измерения относительной плотности почернения следов;
- в) подсчет результатов приборных измерений на ЭВМ и кинематическая идентификация схем распада;
- г) моделирование распадов K_L^0 -мезонов в освещаемом объеме камеры и анализ полученных результатов.

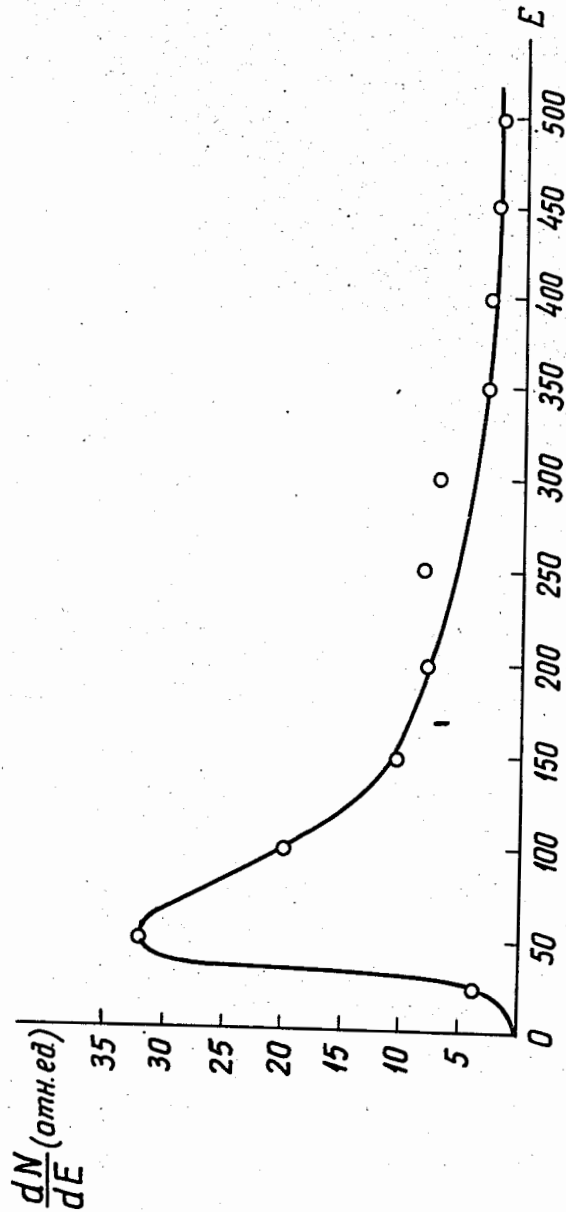


Рис. 2 Энергетический спектр K_L^0 -мезонов в месте расположения камеры.

Просмотр фотоснимков производился независимо тремя операторами. Средняя эффективность визуального обнаружения ν^0 -событий составляет 90-91%. Было показано, что эффективность регистрации ν^0 -событий, соответствующих разным каналам распада K_L^0 -мезонов (за исключением пар Далитца от $K_{3\pi^0}^0$ -распада), в пределах ошибок одинакова.

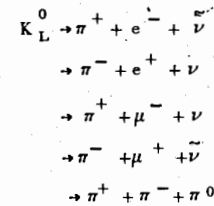
Измерения относительной плотности почернения следов производились только для следов частиц, импульс которых $P \leq 100$ Мэв/с. При машинной обработке результатов измерений импульсы частиц вычислялись с учётом топографии магнитного поля. Для частицы, длина проекции следа которой на плоскость снимка равна 10 см, а радиус кривизны следа - 100 см, в случае прямоугольной камеры полная ошибка измерения импульса составляет 10%. Для обеспечения условий надежного измерения импульсов распадных частиц вводились критерии отбора ν^0 -событий по длине следов и углов испускания распадных частиц.

Идентификация схем распада производилась двумя методами:

а) путем идентификации природы распадных частиц на основе измерения относительной плотности почернения следов и измерения потерь импульса частицами при прохождении через свинцовую пластинку;

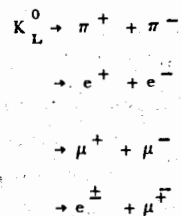
б) путем проверки кинематического соответствия ν^0 -события заданной схеме K_L^0 -распада.

Для трехчастичных распадов по результатам



измерений вычислялись значения энергии распавшегося K_L^0 -мезона. Когда распадная схема не "проходит", значения энергии получаются комплексными.

С целью проверки V^0 -событий на двухчастичные распад-ные схемы



вычислялось значение массы распавшейся частицы.

Вследствие того, что измерить и идентифицировать удавалось только распады, имеющие определенные конфигурации в лабораторной системе (например, K_{s3}^0 -распады с электронами небольшой энергии), сравнение характеристик идентифицированных распадов с соответствующими теоретическими распределениями производилось с учётом отбора V^0 -событий в лабораторной системе координат. Указанный учёт осуществлялся "исправлением" безвыборочных теоретических распределений посредством моделирования K_L^0 -распадов в освещаемом объеме камеры по методу Монте-Карло.

IV. Основные экспериментальные результаты и выводы

Количественные результаты получены на основе обработки свыше 35 тысяч парных снимков с камер, проведенной в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Всего на снимках было обнаружено 9,4 тысяч V^0 -событий от распада K_L^0 -мезонов^{x/}.

^{x/} Полное количество зарегистрированных в опыте V^0 -событий составляет 14,4 тыс; 5 тысяч V^0 -событий обработаны в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Среди 9,4 тысяч V^0 -событий идентифицировано:

- 866 K_{s3}^0 -распадов;
- 28 $K_{\mu 3}^0$ -распадов;
- 29 пар Далица от распада $K_{3\pi^0}^0$;
- 7 распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \gamma$
 $\rightarrow e^+ + e^-$;
- 440 распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$.

Фотоснимки отдельных распадов представлены на рис. 3-6.

Направление движения распавшегося K_L^0 -мезона показано стрелкой внизу снимка.

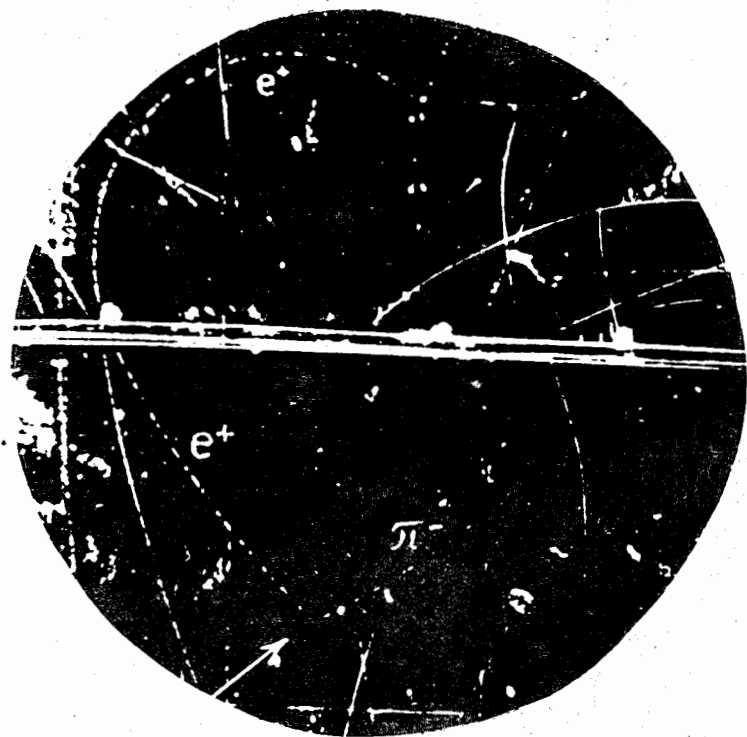
§1. Энергетические спектры и угловые корреляции частиц в K_{s3}^0 -распаде

Для построения энергетических спектров и угловых распределений использовались 554 полностью обмеренных K_{s3}^0 -распадов. Поскольку наиболее полные сведения о варианте распадного взаимодействия получены при анализе 394 K_{s3}^0 -распадов с малоэнергетичными электронами ($E_{\text{лаб.}} \leq 100$ Мэв), ниже приводятся данные только для этой группы (первой выборки) K_{s3}^0 -распадов.

Экспериментальный и теоретические спектры π -мезонов представлены в таблице 1.

Экспериментальный спектр соответствует истинным значениям энергии распавшихся K_L^0 -мезонов^{x/}.

^{x/} Теоретические спектры вычислены в предположении, что формфакторы по сильному взаимодействию являются постоянными величинами.



↑
Рис.3. K_{e3}^0 - распад.



↑
Рис.4. $K_{μ3}^0$ - распад.

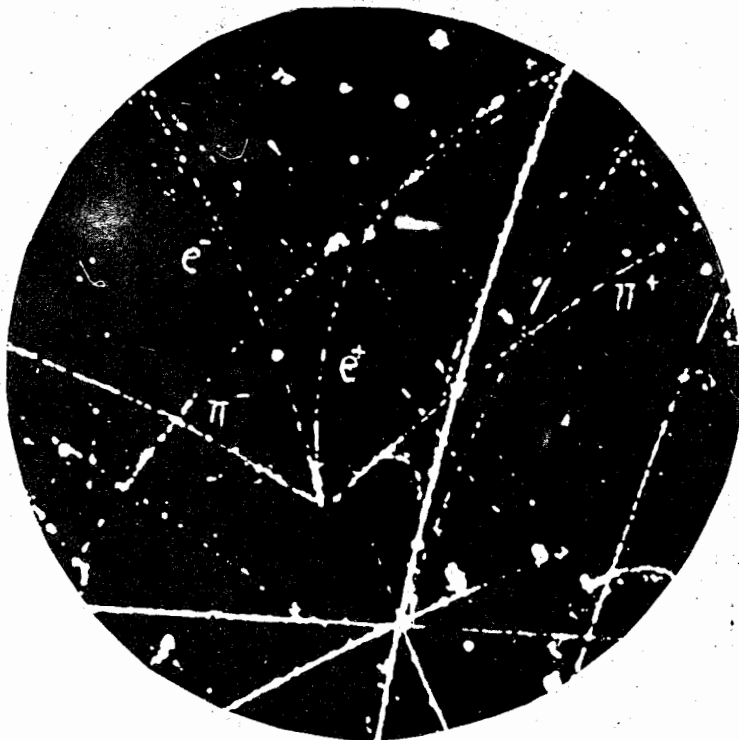


Рис. 5. Распад $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ $\leftarrow \begin{matrix} \gamma \\ e^+ e^- \end{matrix}$

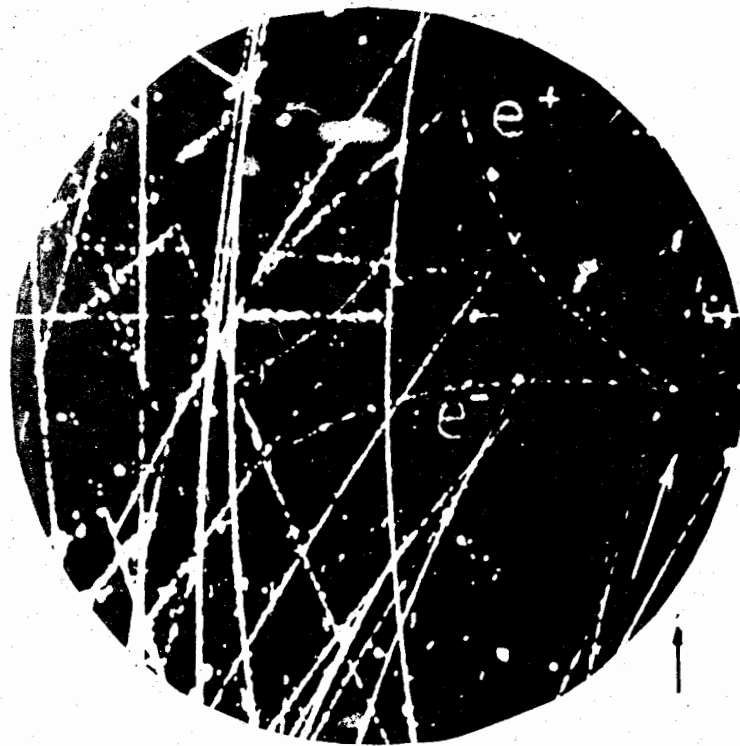


Рис. 6. Электронно-позитронная пара.
С большой степенью вероятности пара
соответствует распаду $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ $\leftarrow \begin{matrix} \gamma \\ e^+ e^- \end{matrix}$

Таблица 1
Спектр π^- -мезонов

$\Delta \left(\frac{E}{E_{\max}} \right)$	n (%)			
	О П Ы Т	Р а с ч е т		
		v	s	T
0,0 \div 0,2	2,9 \pm 0,8	0,8 \pm 0,4	6,2 \pm 1,0	0,6 \pm 0,4
0,2 \div 0,4	6,3 \pm 1,3	3,4 \pm 0,8	16,6 \pm 1,7	5,0 \pm 0,9
0,4 \div 0,6	9,5 \pm 1,5	9,3 \pm 1,2	26,0 \pm 2,1	23,9 \pm 2,0
0,6 \div 0,8	27,9 \pm 2,7	29,4 \pm 2,4	36,6 \pm 2,5	42,3 \pm 2,7
0,8 \div 1,0	54,6 \pm 3,7	57,1 \pm 2,7	14,6 \pm 1,6	28,2 \pm 2,2

Из сравнения распределений видно, что только векторный вариант взаимодействия хорошо описывает экспериментальные данные. В случае этого варианта взаимодействия формфактор имеет следующие значения:

$\Delta \left(\frac{E}{E_{\max}} \right)$	f_+ (отн. ед.)
0,0 \div 0,2	1,9 \pm 0,6
0,2 \div 0,4	1,4 \pm 0,3
0,4 \div 0,6	1,01 \pm 0,10
0,6 \div 0,8	0,97 \pm 0,06
0,8 \div 1,0	0,86 \pm 0,06

Характер зависимости - медленное убывание формфактора с ростом энергии π^- -мезона согласуется с теоретическими оценками. Если найденную зависимость представить в виде:

$$f_+(q^2) = f_+(0) \left(1 + \lambda \frac{q^2}{m_\pi^2} \right),$$

где q^2 - квадрат четырех-импульса, переданного паре лептонов, то для коэффициента λ получается значение $\lambda = (3,0_{-4,0}^{+5,5}) \cdot 10^{-2}$.

Таблица II Распределения для истинных конфигураций $\Delta E_\pi = 244 - 270$ мев.
Первая выборка.

$\Delta \left(\frac{E}{E_{\max}} \right)$	Спектр электронов				Распределение $\cos \theta_{e,\pi}$				
	Опыт	П % Расчет			$\Delta \cos \theta_{e,\pi}$	Опыт	П % Расчет		
		V	S	T			V	S	T
0,0 \div 0,2	29,1 \pm 3,6	28,8 \pm 2,7	41,4 \pm 2,6	62,8 \pm 6,9	1,0 \div 0,6	0,9 \pm 0,6	1,2 \pm 0,5	9,3 \pm 1,2	15,9 \pm 3,5
0,2 \div 0,4	50,2 \pm 4,8	48,1 \pm 3,4	38,5 \pm 2,5	36,4 \pm 5,2	0,6 \div 0,2	4,8 \pm 1,5	2,8 \pm 0,9	9,7 \pm 1,3	18,2 \pm 3,7
0,4 \div 0,6	18,9 \pm 2,9	18,6 \pm 2,1	15,6 \pm 1,6	0,8 \pm 0,8	0,2 \div -0,2	7,7 \pm 1,9	6,5 \pm 1,3	17,8 \pm 1,7	22,7 \pm 4,1
0,6 \div 0,8	1,8 \pm 0,9	3,9 \pm 1,0	4,2 \pm 0,8	0,0	-0,2 \div -0,6	22,3 \pm 3,2	19,9 \pm 2,2	27,8 \pm 2,1	26,5 \pm 4,5
0,8 \div 1,0	0,0	0,6 \pm 0,4	0,3 \pm 0,2	0,0	-0,6 \div -1,0	64,3 \pm 5,4	69,5 \pm 4,1	35,4 \pm 2,4	16,7 \pm 3,6

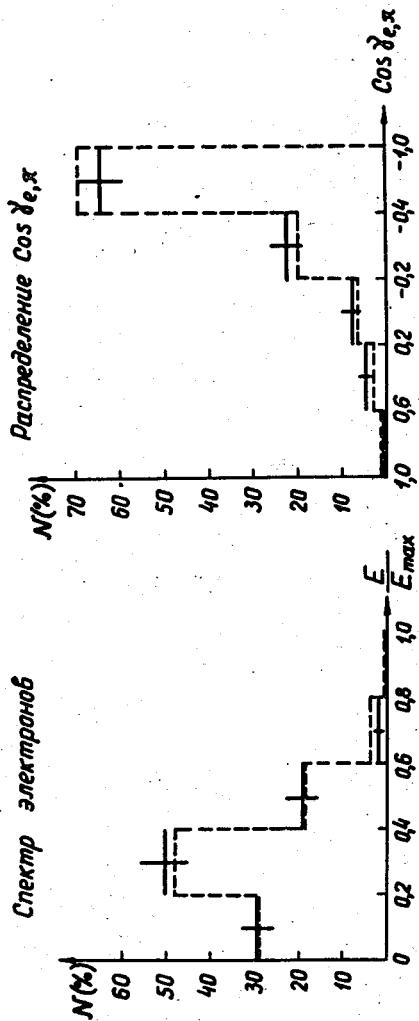


Рис. 7. Распределения для истинных конфигураций. Первая выборка. $\Delta E_{\pi} = 244 - 270 \text{ MeV}$.

В таблице II и на рис. 7 производится сравнение экспериментальных и теоретических спектров электронов и распределений углов разлета π -мезонов и электронов при энергии π -мезонов, фиксированной в интервале $\Delta E = 244 + 270 \text{ MeV}$. Это сравнение, произведенное нами впервые, представляет собой наиболее строгую проверку варианта распадного взаимодействия, свободную от каких-либо предположений о формфакторах по сильному взаимодействию. Проверка согласия экспериментальных и теоретических распределений по методу χ^2 позволяет сделать следующие заключения:

- а) скалярный и тензорный варианты исключаются как единственные варианты взаимодействия с достоверностью выше 99,9%;
- б) только векторный вариант "проходит" как единственный вариант взаимодействия;
- в) величина возможного суммарного вклада в распадное взаимодействие со стороны S- и T-вариантов не превышает 10-15%;
- г) в пределах ошибок отсутствует зависимость формфактора f_+ от энергии электрона.

Заключение о том, что скалярный вариант не проходит как единственный вариант взаимодействия, сделано нами впервые.

Из сравнения измеренного отношения вероятностей $K_{\mu 3}^0$ и $K_{e 3}^0$ - распадов с отношением, вычисленным по характеристикам $K_{\mu 3}^+$ - распада [7], следует, что

$$\frac{f_+(K_{\mu 3}^0)}{f_+(K_{e 3}^0)} = 0,97 \pm 0,19.$$

Этот результат свидетельствует в пользу эквивалентности электронов и мюонов в слабом взаимодействии.

§2. Поиски двухлептонных распадов

K_L^0 -мезонов

Поиски двухлептонных распадов производились путем кинематической идентификации V^0 -событий. Поскольку в условиях нашего опыта имитация двухчастичных распадов K_L^0 -мезонов может обуславливаться только трехчастичными распадами тех же частиц, при осуществлении поиска в качестве дополнительных критериев отбора использовались требования, вытекающие из условий компланарности двухчастичного распадного события, а именно, равенство нулю поперечной составляющей суммарного импульса заряженных распадных частиц и равенство 180° разности азимутальных углов направлений их испускания:

$$P_+^\perp = P_-^\perp ; |\phi_+ - \phi_-| = 180^\circ .$$

Первый поиск двухчастичных лептонных распадов был осуществлен нами на основе измерения 780 V^0 -событий с цилиндрической камеры. Считалось, что V^0 -событие является двухлептонным распадом K_L^0 -мезона, если измеренные значения массы K_L^0 -мезона, поперечной составляющей суммарного импульса и разности азимутальных углов отличались от требуемых значений не более, чем на одно стандартное отклонение. В итоге проверки среди 780 V^0 -событий с цилиндрической камеры не было найдено ни одного двухлептонного распада K_L^0 -мезона, что дает следующие значения верхней границы относительной вероятности двухлептонных распадов:

$$W \left(\begin{array}{l} K_L^0 \rightarrow e^+ + e^- \\ \rightarrow \mu^+ + \mu^- \\ \rightarrow e^\pm + \mu^\mp \end{array} \right) \leq 1,3 \cdot 10^{-3} .$$

Из сравнения указанного значения верхней границы с вероятностью $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ -распада следует, что отношение константы взаимодействия между нейтральными токами $G_{\text{нейтр.}}$ к обычной константе G взаимодействия между заряженными токами равно:

$$\frac{G_{\text{нейтр.}}^2}{G^2} \leq 4 \cdot 10^{-4} .$$

Эта первая оценка вероятности двухлептонных распадов определяла более высокую степень подавления взаимодействия между нейтральными токами, нежели оценка, полученная по вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-$.

Позднее поиски распада $K_L^0 \rightarrow e^+ + e^-$ были продолжены по событиям с прямоугольной камеры. Среди отобранных 3000 V^0 -событий не было найдено ни одного распада $K_L^0 \rightarrow e^+ + e^-$.

§3. Проверка следствий гипотезы CP-инвариантности

В нашем опыте проверены следующие следствия гипотезы CP-инвариантности:

- абсолютный запрет распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$;
- равенство единице зарядового отношения для K_{e3}^0 -распада;
- идентичность спектров импульсов электронов и позитронов в K_{e3}^0 -распаде и π^\pm -мезонов - в $K_{3\pi}^0$ -распаде.

А. Оценка верхней границы вероятности распада

$$K_L^0 \rightarrow 2\pi$$

Поиск распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ производился таким же образом, как и поиск двухлептонных распадов. Среди 780 V^0 -событий было найдено два события, согласующихся в пределах ошибок измерения с указанной схемой распада. За счёт имитации распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ трехчастичными распадами, согласно расчёту, должно было наблюдаться тоже два события. Поэтому из наших данных для верхней границы относительной вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ получается значение:

$$(K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-) \leq 2,5 \cdot 10^{-3} .$$

По сравнению с единственной имевшейся в то время оценкой, полученной группой Ледермана^{/1/}, нам удалось понизить значение верхней границы этой вероятности в три раза.

Б. Определение зарядового отношения в K_{e3}^0 -распаде

Зарядовое отношение определено по всей статистике идентифицированных K_{e3}^0 -распадов, включающей 866 событий. В указанную статистику добавлены 28 $K_{\mu 3}^0$ -распадов, идентифицированных по μ, e -распаду и характеру остановки распадающей частицы в газе камеры. Среди всех идентифицированных лептонных распадов найден 451 распад с положительными π -мезонами и 443 распада с отрицательными π -мезонами.

Зарядовое отношение R равно:

$$R = \frac{N(\pi^+)}{N(\pi^-)} = 1,04 \pm 0,7.$$

Самое первое среди имеющихся определение^{/8/} зарядового отношения было сделано нами в 1961 г. на основе 97 K_{e3}^0 -распадов, зарегистрированных цилиндрической камерой. Оно равнялось $R = 0,90 \pm 0,18$. Несмотря на большую ошибку измерения, эта оценка в то время представляла определенный интерес, так как данные группы Ледермана^{/1/} не исключали возможность, что зарядовое отношение сильно отличается от единицы.

В. Спектры импульсов частиц и античастиц

Спектры импульсов в лабораторной системе для π^+ - и π^- -мезонов из $K_{3\pi}^0$ -распада и электронов и позитронов из K_{e3}^0 -распада представлены на рис. 8 и 9. Для построения спектров π^+ - и π^- -мезонов использовано 440 актов распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, выделенных статистическим мето-

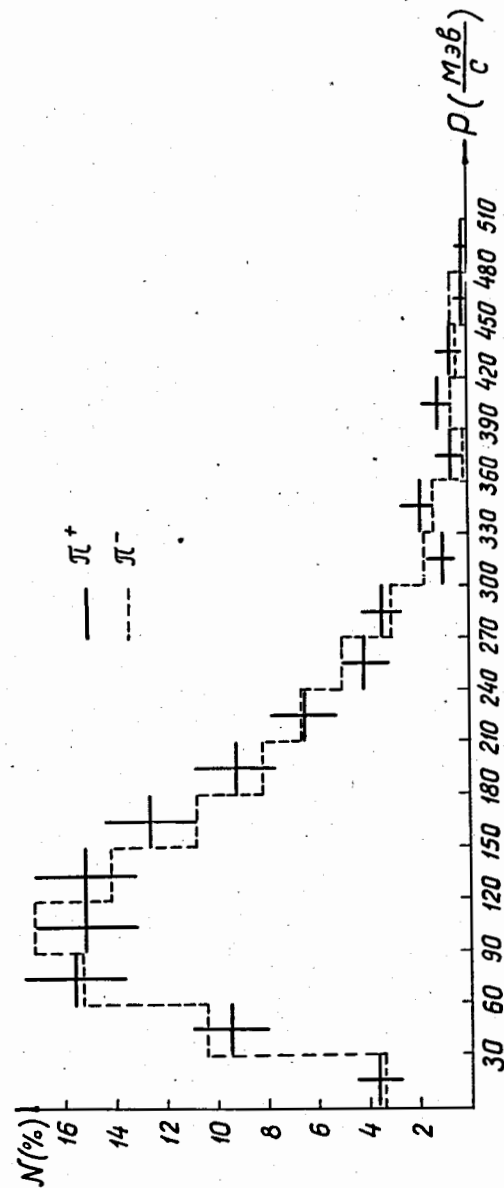


Рис. 8. Спектры импульсов π^+ и π^- -мезонов для распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$

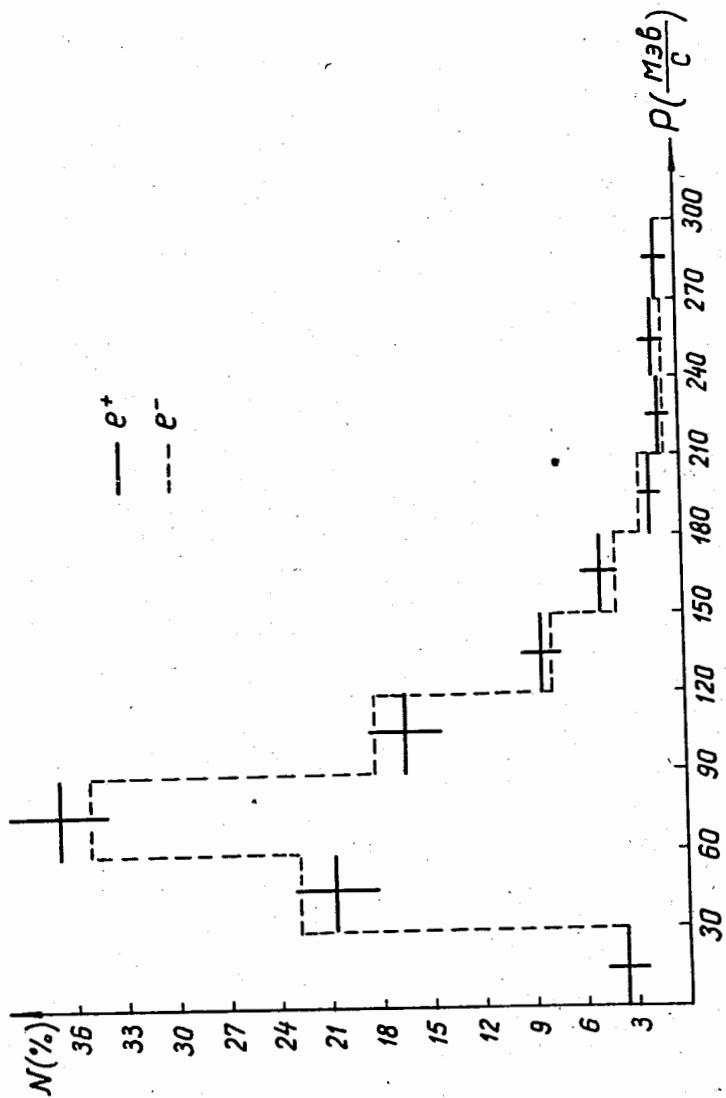


Рис. 9. Спектры импульсов позитронов и электронов для распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^+ + \bar{\nu}(\nu)$.

дом. Спектры позитронов и электронов построены по 866 K_{s3}^0 -распадам, использованным для определения зарядового отношения. На рис. 8,9 пунктирная линия соответствует отрицательным частицам. Как видно из сравнения спектров, в пределах ошибок опыта спектры частиц и античастиц не отличаются друг от друга. Количества распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, у которых

$$P_{\pi^+} > P_{\pi^-} \quad \text{и} \quad P_{\pi^+} < P_{\pi^-} .$$

равны 228 и 212, соответственно.

Наши результаты по проверке следствий гипотезы CP -инвариантности не содержат результатов, не согласующихся с этой гипотезой. Факт наблюдения двух событий, кинематически соответствующих распаду $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, может быть объяснен эффектом имитации двухчастичных распадов трехчастичными распадами. Одновременно этот факт означает, что примесь амплитуды перехода, нарушающей CP -чётность, мала и поэтому CP -чётность является достаточно точным квантовым числом.

В представлении волновой функции K_L^0 -частицы

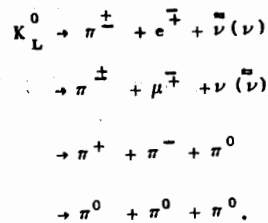
$$|K_L^0\rangle = |K_2^0\rangle + \epsilon |K_1^0\rangle$$

величина параметра ϵ , определяющего вклад амплитуды, нарушающей CP -чётность, по нашим данным, по модулю не превышает $|\epsilon| \leq 2,8 \cdot 10^{-3}$.

Определение вероятностей трехчастичных распадов K_L^0 -мезонов и проверка следствий правил $\Delta I = 1/2$

В ходе анализа ν^0 - событий от распада K_L^0 - мезонов в дополнение к данным о схемах распада, полученным группой Ледермана/1/, нами было доказано существование схемы нейтрального распада и более непосредственно определена природа нейтральной частицы в трехчастичном распаде, содержащем π^+ и π^- -мезоны. При этом были измерены вероятности трехчас-

тичных лептонных и нелептонных распадов, дающих главный вклад в полную вероятность распада:



А. Относительная вероятность K_{S3}^0 -распада

Для определения относительной вероятности K_{S3}^0 -распада использовались V^0 -события, идентифицированные в результате измерения потерь импульса распадными частицами при прохождении через свинцовую пластинку. С целью практического сведения к нулю вклада в проходящие электроны от π^- и μ^- -мезонов к электронам были отнесены проходящие частицы с потерей импульса $\frac{\Delta P}{P} > 50\%$. Для определения полного количества проходящих электронов вводились затем поправки на прохождения электронов, в которых получаются безлучевые ливни, и на прохождения с потерей импульса $\frac{\Delta P}{P} \leq 50\%$. Первая поправка вводилась по данным экспериментальных работ^{/9/}; вторая - на основе теоретической функции разброса потерь на излучение^{/10/}. На прямоугольной камере зарегистрировано 1095 случаев прохождения распадных частиц через пластинку. Исправленное полное количество прохождений электронов составляет 181,4. По этим данным с учётом вычисленных по методу Монте-Карло вероятностей прохождения заряженных продуктов распада через пластинку найдено, что относительная вероятность (по отношению ко всем распадам с заряженными продуктами) равна:

$$W(K_{S3}^0) = (51 \pm 6)\%.$$

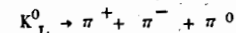
Впервые определение вероятности K_{S3}^0 -распада было сделано нами в 1960 г. по материалу с цилиндрической камеры^{/11/}. Тогда было найдено, что относительная вероятность K_{S3}^0 -распада равна:

$$W(K_{S3}^0) = (48 \pm 11)\%.$$

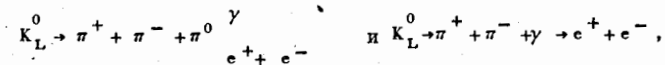
Средневзвешенное значение относительной вероятности по двум определениям составляет:

$$W(K_{S3}^0) = (49,8 \pm 5,2).$$

Б. Относительная вероятность распада



Среди всех зарегистрированных V^0 -событий найдено 9 четырехлучевых событий, из которых 7 полностью обмеряются. Для каждого из этих событий установлено, что две распадные частицы являются электроном и позитроном, а две другие не могут быть K^- -мезонами или протонами. Значения массы распавшейся частицы, вычисленные в предположении двух схем распада



показали, что только в случае первой схемы они совпадают в пределах ошибок с массой K_L^0 -мезона. Таким образом, по наблюдению продуктов распада нейтральной частицы было доказано, что в трехчастичном распаде с двумя заряженными π^- -мезонами нейтральной частицей является π^0 -мезон.

Определение вероятности распада произведено методом статистического разделения схем распада^{/12/}, а именно путем согласования экспериментального и расчётного распределений 1400 V^0 -событий по параметру E'_3 .

$$E'_5 = \frac{M_k^2 - m_\pi^2 + M_l^2}{2\sqrt{M_l^2 - P_l^+{}^2}}$$

(где M_l - эффективная масса заряженных продуктов распада, найденная в предположении, что заряженные распадные частицы являются π -мезонами; P_l^+ - поперечная составляющая импульса нейтральной частицы), представляющему собой энергию распавшегося K_L^0 -мезона в системе, где продольная составляющая суммарного импульса заряженных распадных частиц равна нулю. Согласование распределений производилось по методу минимизации функции χ^2 . В итоге было найдено, что относительная вероятность распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ равна:

$$W(K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0) = (16,7 \pm 1,6)\%.$$

Экспериментальное и теоретическое (пунктирная линия) распределения V^0 -событий по параметру E'_5 для значения $W(K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0) = 16,4$ представлены на рис. 10.

Поскольку теоретическое распределение включает только $K_{\mu 3}^0$, $K_{\mu 3}^0$ -и $K_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ -распады, факт его согласования с экспериментальным распределением является доказательством того, что указанные распады дают главный вклад в распад K_L^0 -мезонов на заряженные продукты.

В. Относительная вероятность $K_{\mu 3}^0$ -распада

Вероятность $K_{\mu 3}^0$ -распада определена по измеренным вероятностям $K_{\mu 3}^0$ - и $K_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ -распадов как величина, дополняющая их сумму до единицы:

$$W(K_{\mu 3}^0) = (33,5 \pm 5,5)\%.$$

Измеренное отношение вероятностей лептонных распадов составляет:

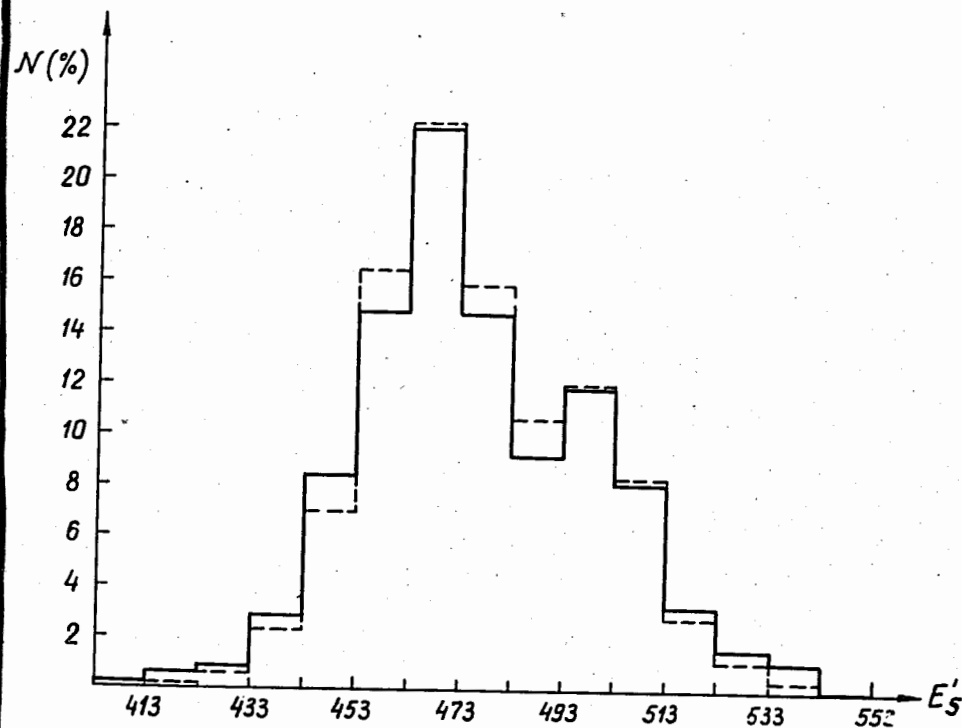


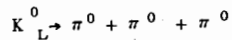
Рис. 10. Экспериментальное распределение V^0 -событий по параметру E'_5 . Пунктиром показано расчетное распределение для $W_{\pi^+\pi^-\pi^0} = 16,2\%$.

$$\frac{W(K_{\mu 3}^0)}{W(K_{e 3}^0)} = 0,67 \pm 0,13$$

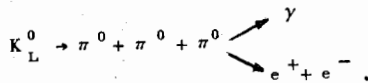
Значения отношения ξ формфакторов f_- и f_+ , найденные по измеренному отношению вероятностей, равны:

$$\xi_1 = 0,2^{+0,8}_{-1,2}; \quad \xi_2 = -7,0^{+1,1}_{-0,9}$$

Г. Обнаружение и определение вероятности распада



Распад обнаружен в результате отождествления электронно-позитронных пар, импульс которых составляет угол более 20° с направлением пучка K_L^0 -мезонов, с электронно-позитронным парами от последующего распада одного из π^0 -мезонов по схеме Далитца:



Это отождествление произведено на основе сравнения экспериментальных и теоретических [13] распределений пар по углу разлета $(\frac{\omega}{\omega_0})$ и квадрату отношения эффективной массы пары к массе π -мезона, которые представлены на рис. 11 и 12.

$$\omega_0 = \frac{|\bar{P}_+ + \bar{P}_-|}{E_+ + E_-}$$

Значение относительной вероятности распада $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$, найденное по 29 зарегистрированным парам Далитца с учётом поправки на вклад от пар внешней конверсии и эффективности регистрации пар, составляет

$$W(K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0) = (31 \pm 7) \% .$$

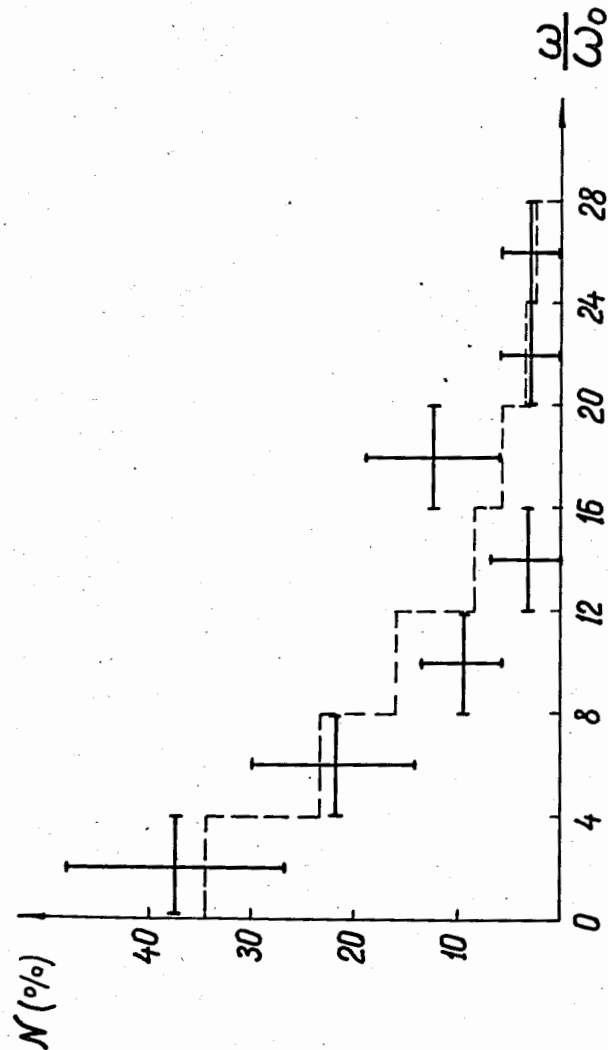


Рис. 11. Распределение отобранных пар по углу расбора

Пунктиром показано расчетное распределение для пар Далитца от распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow e^+ e^-$

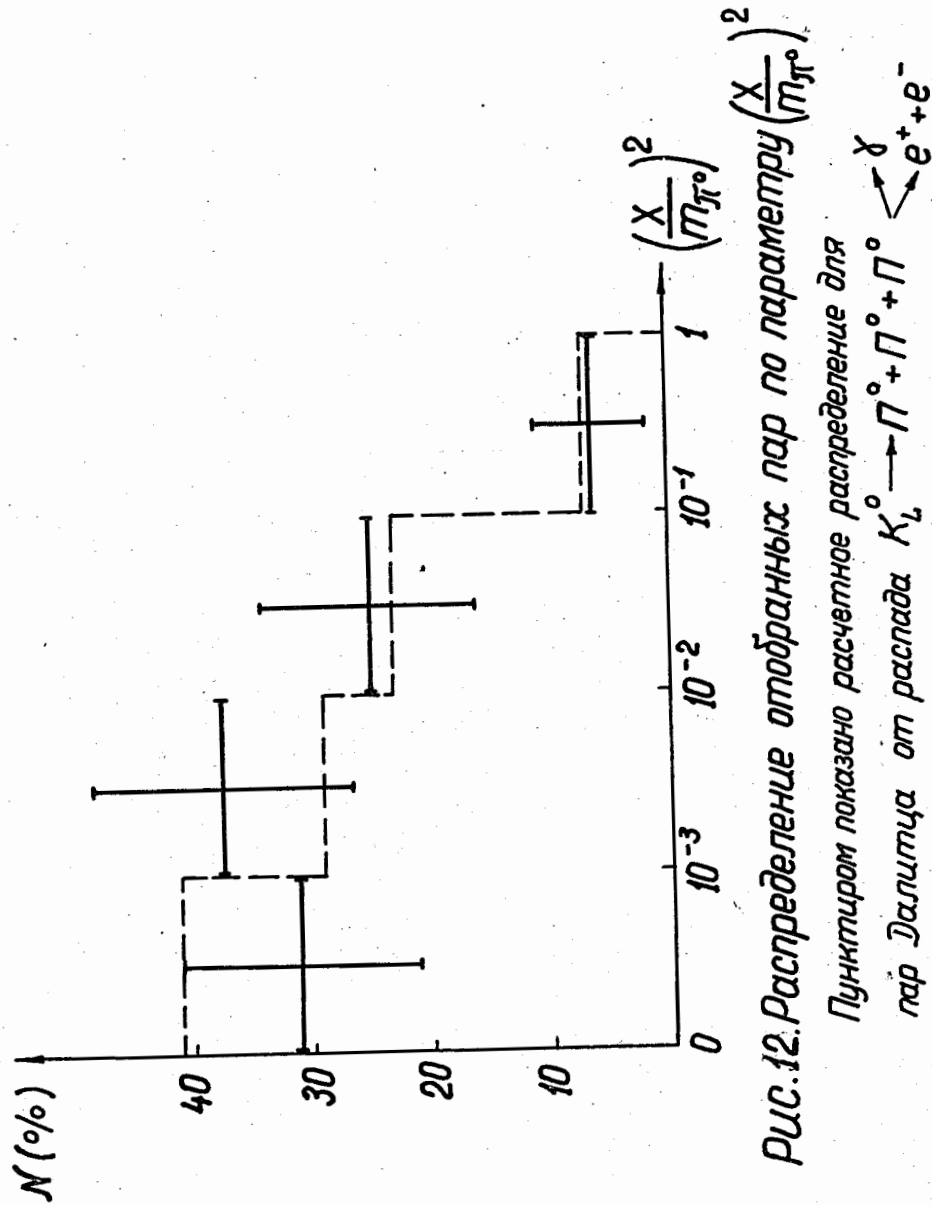


Рис. 12. Распределение отобранных пар по параметру $(\frac{X}{m_{\pi^0}})^2$. Пунктиром показано расчетное распределение для пар Далицца от распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$

Д. Проверка следствий правила отбора $\Delta I=1/2$

Сравнение измеренных относительных вероятностей с их значениями, вычисленными на основе правила $\Delta I=1/2$ по измеренным вероятностям K^+ -распадов/14/, произведено в таблице III.

Таблица III

K_L^0 -распада	Относительная вероятность (%)	
	Опыт	Расчет
K_{s3}^0	$49,8 \pm 5,2$	$49,1 \pm 3,2$
$K_{\mu 3}^0$	$33,5 \pm 5,5$	$31,4 \pm 5,2$
$K_{\pi^+ \pi^- \pi^0}^0$	$16,7 \pm 1,6$	$19,5 \pm 1,9$
$K_{\pi^0 \pi^0 \pi^0}^0$	$31,0^{+7}_{-6}$	$29,2 \pm 3,0$

При вычислении вероятностей использовались соотношения, полученные без учета различия масс заряженных и нейтральных K^- и π^- -мезонов и взаимодействия π^- -мезонов в конечном состоянии, которые являются точными только для лептонных распадов. Как видно из таблицы, в пределах ошибок опыта для лептонных распадов правило $\Delta I=1/2$ выполняется. Для нелептонных распадов вследствие значительных ошибок измерения вероятностей, а также неточности использованных при вычислении вероятности соотношений, по нашим данным, нельзя исключить возможность заметного вклада переходов с $\Delta I=3/2$.

VI. Заключение

В результате опыта получен широкий набор количественных результатов и произведено их сравнение с выводами теории универсального слабого (V-A)-взаимодействия, а именно:

1. Для K_{e3}^0 -распадов измерены спектры электронов π -мезонов и распределение углов разлета этих частиц; при этом данные о спектре электронов и распределении углов разлета электронов и π -мезонов для случая, когда π -мезоны фиксированы в узком энергетическом интервале, получены впервые.

На их основе:

- сделано заключение о варианте распадного взаимодействия, свободное от каких-либо предположений о формфакторах по сильному взаимодействию;
- установлена зависимость формфактора f_+ от энергии π -мезона;
- показано, что в пределах ошибок опыта формфактор по сильному взаимодействию не зависит от энергии электрона;
- сделана оценка отношения формфакторов f_+ для $K_{\mu 3}^0$ и K_{e3}^0 -распадов.

2. Произведены оценки значений верхних границ относительных вероятностей двухлептонных распадов и определена степень подавления взаимодействия между нейтральными токами.

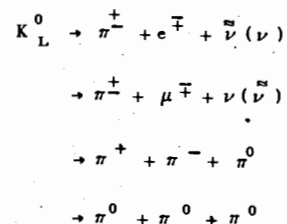
3. С целью проверки гипотезы CP-инвариантности слабого взаимодействия измерены:

- значение верхней границы вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$;
- зарядовое отношение в K_{e3}^0 -распаде;
- спектры импульсов электронов и позитронов в K_{e3}^0 -распаде и π^+ - и π^- -мезонов в $K_{3\pi}^0$ -распаде.

Из данных по величине вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ сделана оценка вклада амплитуды, не сохраняющей CP-четность, в распадное взаимодействие.

В опыте установлено различие между вероятностями распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ в горизонтальном и наклонном пучках K_L^0 -частиц.

4. Измерены относительные вероятности лептонных и не-лептонных трехчастичных распадов



и проверены следствия правила отбора $\Delta I=1/2$.

5. Проведен анализ распадных схем K_L^0 -мезонов:

- впервые доказано существование распада $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$;
- по впервые наблюдавшимся четырехлучевым событиям от K_L^0 -распада более непосредственным образом определена природа нейтральной частицы в трехчастичном распаде, содержащем π^+ - и π^- -мезоны. На основе этих данных, а также данных по измерению вероятностей других распадов установлены основные каналы распада K_L^0 -мезонов.

Таким образом, совокупность количественных результатов, полученных при исследовании распадных свойств K_L^0 -мезонов, позволила провести проверку основных выводов теории универсального слабого (V-A)-взаимодействия, включая гипотезы и правила отбора, не вытекающие непосредственно из теории.

Результаты исследований, описанных в диссертации, опубликованы в печати /8,11,15-25/ и доложены на международных конференциях по физике высоких энергий /26-30/.

Основные данные опыта получены в соавторстве с Д.М.Котляревским, Л.А.Кулюкиной, А.Н.Мествиришвили, Д.Нягу, Э.О.Оконовым, В.А.Русаковым, А.М.Розановой, Г.Г.Тахтамышевым, Л.В.Чхаидзе, У Цзун-фань, М.Х.Аникиной и М.С.Журавлевой.

1. M.Bardon, K.Lande, L.M.Lederman, W.Chinowsky. *Ann. Phys.* 5, 156 (1958).
2. Л.Д.Ландау. *ЖЭТФ*, 32, 405 (1957).
3. T.D.Lee, R.Ohene, C.N.Yang. *Phys. Rev.* 106, 340 (1957).
4. В.П.Джелепов, М.С.Козодаев, Н.И.Петров, В.Т.Осипенко, В.А.Русаков, *ПТЭ* №3, 3 (1956).
5. А.Т.Василенко, М.С.Козодаев, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов, Ю.А.Шербаков, *ПТЭ* №6, 34 (1957).
6. В.Г.Иванов, Н.И.Петров, В.А.Русаков. *Материалы совещания по камерам Вильсона, диффузионным и пузырьковым камерам*, вып. V, стр. 45, ОИЯИ, Дубна, 1959.
7. A.C.Callazam, U.Camerini, R.D.Hartman et al, *Phys. Rev.* 150, 1153 (1966).
8. М.Х.Аникина, Д.В.Нягу, Э.О.Оконов, Н.И.Петров, А.М.Розанова, В.А.Русаков. *ЖЭТФ*, 42, 130 (1962).
9. Ch.A l'Andlay. *Journal de Phys. et le Radium*, 16, 176 (1955). *Nuovo Cim.* 12, 859 (1954).
10. L.Eiges. *Phys. Rev.* 76, 264 (1949).
11. Д.Нягу, Э.О.Оконов, А.М.Розанова, В.А.Русаков. *ЖЭТФ*, 40, 1618 (1961).
12. A.Astier, L.Blaskovic, M.M.de Conreges et al. *Proc. of the Aix-en-Provence International Conference on Elementary Particles* (1961), p. 227.
13. N.Croll, W.Wada. *Phys. Rev.* 98, 1355 (1955).
14. F.S.Shaklee, C.L.Ensen, B.P. Roe, D.Sinclair, *Phys. Rev.* 136B, 1423 (1964).
15. Э.О.Оконов, Н.И.Петров, А.М.Розанова, В.А.Русаков. *ЖЭТФ*, 39, 67 (1960).
16. М.Х.Аникина, О.Н.Гогитидзе, М.С.Журавлева, А.А.Козлов, Д.М.Котляревский, З.Ш.Манджavidze, А.Н.Мествиришвили, Д.Нягу, Э.О.Оконов, Н.И.Петров, А.М.Розанова, В.А.Русаков, Г.Г.Тахтамышев, Л.В.Чхaidze, У Цзун-фань, А.А.Черелов. *ЖЭТФ*, 45, 469 (1963).

17. М.Х.Аникина, М.С.Журавлева, Д.М.Котляревский, З.Ш.Манджavidze, А.Н.Мествиришвили, Д.Нягу, Э.О.Оконов, Н.И.Петров, В.А.Русаков, Г.Г.Тахтамышев, Л.В.Чхaidze, У Цзун-фань. *ЖЭТФ*, 46, 59 (1964).
18. Г.Н.Варденга, Д.М.Котляревский, А.Н.Мествиришвили, Д.В.Нягу, Э.О.Оконов, Н.И.Петров, В.А.Русаков, У Цзун-фань. *Препринт ОИЯИ, Р-1920, Дубна 1964.*
19. А.Мествиришвили, Д.Нягу, Н.Петров, В.Русаков, У Цзун-фань. *Препринт ОИЯИ, Р-2450, Дубна 1965.*
20. Д.М.Котляревский, А.Н.Мествиришвили, Д.Нягу, Э.О.Оконов, Н.И.Петров, В.А.Русаков, Л.В.Чхaidze, У Цзун-фань. *Я.Ф.* 1, 1035 (1965).
21. А.Н.Мествиришвили, Д.Нягу, Н.И.Петров, В.А.Русаков, У Цзун-фань. *Препринт ОИЯИ Р-2449, Дубна, 1965.*
22. Д.Нягу, Э.Оконов, Н.И.Петров, В.Русаков, Г.Тахтамышев, У Цзун-фань. *ЯФ*, 3, 903 (1966).
23. А.Н.Мествиришвили, Д.Нягу, Н.И.Петров, В.А.Русаков, У Цзун-фань. *Препринт ОИЯИ Р-2892, Дубна 1966.*
24. Л.А.Кулюкина, А.Н.Мествиришвили, Д.Нягу, Н.И.Петров, В.А.Русаков, У Цзун-фань. *ЖЭТФ*, 52, 90 (1967).
25. Л.А.Кулюкина, А.Н.Мествиришвили, Д.Нягу, А.Н.И.Петров, В.А.Русаков, У Цзун-фань. *ЖЭТФ*, 53, 29 (1967).
26. D.V.Neagy, E.O.Okonov, N.I.Petrov, A.M.Rosanova, V.A.Rusakov. *Proc. of the 1960 Annual International Conference on High Energy Physics at Rochester*, p. 603 (1961).
27. N.M.H.Anikina, M.S.Zhuravleva, D.M.Kotliarevsky, Z.C.Mandjavidze, A.N.Mestvirishvily, D.Neagy, E.O.Okonov, N.I.Petrov, A.M.Rosanova, V.A.Rusakov, G.G.Tachtamishev, L.V.Chehaidze. *Proc. 1962 Intern. Conference on High Energy Physics at CERN*, p. 452.
28. Д.Нягу, Э.Оконов, Н.Петров, В.Русаков, Г.Тахтамышев, У Цзун-фань. *Материалы XII международной конференции по физике высоких энергий (1964), том. 1, стр. 115 (1966).*

29. А.Мествиришвили, Д.Нягу, Н.Петров, В.Русаков, Л.Чхидзе, У Цзун-фань. Материалы XII международной конференции по физике высоких энергий (1964), том. 2, стр. 126 (1966).
30. L.A.Kulukina, A.N.Mestvirishvily, D.Neagy, N.I.Petrov, V.A.Rusakov, U Zun-fan. Proc. of the XIII International Conference on High Energy Physics 1967, p.40. Summary of Experimental Data on K-decays.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 января 1969 года.