

С 346.58

A-67

ЯФ, 1966, т. 4, № 2, 5/II-66

С. 360 - 366.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2488



М. Аникина, Г. Варденга, М. Журавлева,  
Д. Котляревский, В. Новиков, Э. Оконов,  
Г. Тахтамышев, У. Цзун-фань, Л. Чхаидзе

ПОИСКИ НОВЫХ СХЕМ РАСПАДА  $K_2^0$ -МЕЗОНА

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1965

P-2488

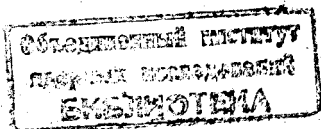
3939/1, ир

М. Аникина, Г. Варденга, М. Журавлева,  
Д. Котляревский,<sup>х/</sup> В. Новиков, Э. Оконов,<sup>х/</sup>  
Г. Тахтамышев, У. Цзун-фань, Л. Чхидзе

ПОИСКИ НОВЫХ СХЕМ РАСПАДА  $K_2^0$ -МЕЗОНА

Направлено в ЯФ

<sup>х/</sup> Институт физики АН Грузинской ССР.



В настоящее время основные распады долгоживущего  $K^0$ -мезона ( $K_2^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$ ,  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \bar{\nu}$  и  $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ ) надежно идентифицированы и достаточно хорошо изучены. Цель настоящей работы — поиски других распадов  $K_2^0$ -мезона.

### 1. Распады $K_2^0$ -мезона с участием нейтральных лептонных токов

Хотя существующие теории не исключают в принципе нейтральных лептонных токов<sup>х/</sup>, распадные процессы такого типа до сих пор экспериментально не были обнаружены. Благоприятные возможности определения степени запрета нейтральных лептонных токов дают поиски распадов  $K_2^0 \rightarrow e^+ e^-$ ,  $K_2^0 \rightarrow \mu^+ e^-$ ,  $K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Действительно, эти двухчастичные распады легко идентифицируются среди обычных трехчастичных распадов  $K_2^0$ -мезона и обладают существенно большим фазовым объемом по сравнению с другими процессами, содержащими нейтральные лептонные токи (например,  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ ).

Можно было бы ожидать, что по аналогии с распадами  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  и  $K^+ \rightarrow e^+ \nu$  в рамках универсальной (V-A) — теории распад  $K_2^0 \rightarrow e^+ e^-$  будет подавлен по сравнению с распадом  $K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Однако уже сейчас очевидно, что процессы с участием нейтральных лептонных токов, если не запрещены, то по крайней мере сильно подавлены, что само по себе противоречит "универсальности". Поэтому представляют интерес поиски как распадов  $K \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , так и распадов  $K_2^0 \rightarrow e^+ e^-$ , безотносительно к предсказаниям (V-A)-теории. Что же касается распада  $K_2^0 \rightarrow \mu^+ e^-$ , то его существование зависит еще и от того, являются ли строгими законы сохранения электрического и мюонного зарядов (в отдельности).

При исследовании распадов  $K_2^0$ -мезонов в камере Вильсона<sup>2,3/</sup> была сделана оценка верхнего предела для вероятностей  $W_1 (K_2^0 \rightarrow e^+ e^-)$ ,  $W_2 (K_2^0 \rightarrow \mu^+ e^-)$ ,  $W_3 (K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$  xx/

х/ Универсальная (V-A)-теория<sup>1/</sup> учитывает отсутствие нейтральных лептонных токов чисто феноменологически.

xx/ Здесь и в дальнейшем вероятности оценивались по отношению ко всем  $K_2^0$ -распадам, имеющим заряженные продукты ( $K_2^0 \rightarrow$  заряд),  $\ell$  — общее обозначение лептонов.

$$\frac{W_{1,2,3}(K_2^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-)}{W(K_2^0 \rightarrow \text{заряж.})} \leq 2 \cdot 10^{-3} \quad /3/$$

Впоследствии с помощью искровых камер<sup>/4,5/</sup> оценка верхнего предела  $W(K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$  была улучшена.

$$\frac{W(K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{W(K_2^0 \rightarrow \text{заряж.})} \leq (1 \div 2) \cdot 10^{-4}$$

В настоящей работе проведены тщательные поиски распадов  $K_2^0 \rightarrow e^+ e^-$ ,  $K_2^0 \rightarrow \mu^+ e^-$  и  $K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  на большем, чем в работах<sup>/2,3/</sup>, статистическом материале. Из 4500  $V^0$ -событий, зарегистрированных в пучке  $K_2^0$ -мезонов с помощью большой камеры Вильсона, было отобрано 1116 хорошо измеряемых  $K_2^0$ -распадов<sup>x/</sup>. Для того, чтобы исключить возможные имитации от распадов регенерированных  $K_1^0$ -мезонов, не учитывались события, находящиеся на расстоянии  $L$ , меньшем трех длин распада  $K_1^0$ -мезона ( $L \leq 8$  см) от передней стенки и пластин камеры. Было исключено 87 событий, расположенных в этой области. Фон от имитаций распадами  $K_1^0$ -мезонов, регенерированных в газе камеры, пренебрежимо мал.

Отобранные события анализировались с использованием кинематических критериев двухчастичных распадов:

1. Угол суммарного импульса заряженных распадных частиц с направлением полета  $K_2^0$ -мезонов  $\theta_t = 0$ .
2. Масса распавшейся частицы в предположении какой-либо моды двухчастичного распада  $M_t = M_{K_2^0} = 498$  Мэв.

В результате проведенного анализа были получены распределения всех событий по параметрам  $M_t$  и  $\theta_t$ . Наиболее важные области этих распределений ( $M_t > 400$  Мэв,  $\theta_t < 18^\circ$ ) для всех трех схем распада приведены на рис. 1.

В тех случаях, когда нейтрино вылетает в направлении движения  $K_2^0$ -мезона,  $K_{\mu 2}^0$ - и  $K_{e 2}^0$ -распады могут имитировать двухчастичные распады. Этот фон оценивался методом Монте-Карло с учетом ошибок измерения и с использованием энергетического спектра  $K_2^0$ -мезонов. Результаты этого расчета, нормированные на общее число проанализированных событий, приведены на рис. 1 в нижней части клеток (в скобках). Интервалы в распределениях ( $M_t, \theta_t$ ) соответствуют приблизительно средним экспериментальным ошибкам

$$\begin{aligned} \Delta M_t &= 30 \text{ Мэв,} \\ \Delta \theta_t &= 3^\circ. \end{aligned}$$

x/ Условия опыта и использованные критерии отбора подробно описаны в наших предыдущих работах<sup>/6,7/</sup>. Следует отметить, что критерии отбора не вносят существенных систематических ошибок.

Распределение ( $M_t, \theta_t$ ) для области, близкой к 2-частичным распадам, иллюстрируется также таблицей I, только здесь за стандартную ошибку в каждом отдельном случае бралась ошибка измерения данного события.

Как видно из этой таблицы, не было найдено ни одного события, согласующегося в пределах одной стандартной ошибки со схемами распада  $K_2^0 \rightarrow e^+ e^-$  и  $K_2^0 \rightarrow \mu^+ e^-$ . Для схемы  $K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  в область одной стандартной ошибки попадает одно событие, что соответствует числу ожидаемых имитаций. Во всех остальных областях (см. рис. 1) экспериментальное распределение также хорошо согласуется с расчетными распределениями, построенными в предположении отсутствия распадов типа  $K_2^0 \rightarrow e^+ e^-$ ,  $K_2^0 \rightarrow \mu^+ e^-$ ,  $K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

Из анализа приведенных распределений можно заключить, что среди 1018  $K_2^0$ -распадов нами не было зарегистрировано ни одного двухчастичного распада. Полученный результат дает возможность оценить верхний предел относительной вероятности этих распадов.

$$\frac{W_1(K_2^0 \rightarrow e^+ e^-)}{W(K_2^0 \rightarrow \text{заряж.})} \leq 10^{-3},$$

$$\frac{W_2(K_2^0 \rightarrow \mu^+ e^-)}{W(K_2^0 \rightarrow \text{заряж.})} \leq 10^{-3},$$

$$\frac{W_3(K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{W(K_2^0 \rightarrow \text{заряж.})} \leq 10^{-3},$$

что соответствует абсолютной вероятности этих распадов<sup>x/</sup>  $W_i \leq 10^4 \text{ сек}^{-1}$ .

## 2. Поиски распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$

Теоретические оценки ожидаемой вероятности распада  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  связаны со значительными трудностями, так как этот распад возникает за счет прямого испускания  $\gamma$ -кванта (тормозное излучение здесь сильно подавлено). С другой стороны, экспериментальные данные о распаде  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  могут дать важную информацию о возможных виртуальных процессах, которые преобладают в этом распаде.

В настоящее время имеется предварительное сообщение о наблюдении 2-х случаев, которые можно интерпретировать как распады  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ <sup>/8/</sup>. Рассчитанная по этим данным относительная вероятность оказалась равной  $\approx 0,016$ , что немного превышает теоретические оценки.

x/ При этой оценке использовались данные об относительной вероятности распада  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0(0,285)/8/$  и времени жизни  $K_2^0$ -мезона  $\tau = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ сек}^{/8/}$ .

В нашем эксперименте распад  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  можно зарегистрировать по образованной  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонами вилке и связанной с ней электронно-позитронной паре, рожденной в свинцовой пластине ( $\rho = 5 \text{ г/см}^2$ ), которая помещалась в середине камеры Вильсона. Для каждого из 912 отобранных  $K_2^0$ -распадов был проведен кинематический расчет в предположении схемы  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . В тех случаях, когда рассчитанная энергия распавшегося  $K_2^0$ -мезона давала физические значения, определялась точка попадания  $\gamma$ -кванта в пластину. Область попадания  $\gamma$ -кванта тщательно просматривалась, и найденные при этом электронно-позитронные пары были измерены. Из-за значительного фона малоэнергичных электронов и позитронов на измерения отбирались пары с импульсом  $P_{\pm} \geq 10 \text{ Мэв/с}$ . Последующий кинематический анализ показал, что ни одно из зарегистрированных нами событий нельзя считать распадом  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ .

Для оценки верхнего предела вероятности этого типа распада необходимо учесть эффективность его регистрации которая в нашем случае равнялась

$$\epsilon = \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \epsilon_3 = 0,074,$$

где  $\epsilon_1 = 0,23$  - вероятность попадания  $\gamma$ -квантов в пластину,

$\epsilon_2 = 0,63$  - вероятность конверсии  $\gamma$ -кванта в пластине,

$\epsilon_3 = 0,51$  - относительное число электронно-позитронных пар, вышедших из пластины с  $P_{\pm} \geq 10 \text{ Мэв/с}$ .

Величины  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_3$  были получены путем моделирования с учетом угловых и энергетических распределений  $\gamma$ -квантов от распада  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  в системе центра масс /10,11/ и нашего спектра  $K_2^0$ -мезона. Вероятность конверсии  $\epsilon_2$  оценивалась в результате усреднения.

Было получено:

$$\frac{W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}{W(K_2^0 \rightarrow \text{заряж.})} \leq 1,5 \cdot 10^{-2}.$$

Если учесть вероятность распада  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$  /8/ и время жизни  $K_2^0$ -мезона /8/, то

$$W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) < 2 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}.$$

Полученный результат не противоречит оценке, сделанной нами ранее на основании анализа четырехлучевых распадов ( $\pi^+ \pi^-$ -мезоны и пара Далитта):

$$W(K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) \leq 5 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1/8}.$$

До настоящего времени не было проведено систематических поисков новых нейтральных долгоживущих частиц, хотя такие частицы могли бы в принципе существовать (см., например, /12/). Мы провели анализ 1116  $V^0$ -событий для отбора случаев с аномально большой энергией распада, которые не удовлетворяют предельным кинематическим соотношениям для самого "энергичного" из известных распадов  $K_2^0$ -мезонов:  $K_2^0 \rightarrow \pi^{\pm} e^{\mp} \nu$  x/.

Для каждого события рассчитывались эффективная масса заряженных частиц  $M_t$  в предположении  $K_{s3}$ -распада и поперечный импульс всех распадных частиц: заряженных  $P_1^{\pm}$  и нейтральной  $P_1^0$ . Затем было построено распределение  $M_t$  и  $P_1$ . Для анализа отбирались события, у которых а)  $M_t > 488 \text{ Мэв}$ , б)  $P_1 \geq 228 \text{ Мэв/с}$ .

Результат анализа первой группы событий приведен в таблице 2, из которой видно, что нами не было зарегистрировано ни одного события со значением  $M_t$ , превосходящим  $M_{K_2^0} = 488 \text{ Мэв}$  более чем на 2 стандартные ошибки. Как показывают количественные оценки, небольшие превышения предельного значения  $M_{K_2^0} = 488 \text{ Мэв}$  (в 12 случаях) являются результатом ошибок измерений. Подавляющее число событий второй группы ( $P_1 \geq 228 \text{ Мэв/с}$ ) также лежит вблизи граничной области и является результатом ошибок измерений. Другой источник событий с  $P_1 \geq 228 \text{ Мэв/с}$  - это распады  $K_2^0$ -мезонов (преимущественно  $K_{s3}$ ), рассеявшиеся в передней стенке камеры и свинцовой пластине. Ожидаемое число таких событий, по нашим оценкам, составляет 12. Если считать эти события распределенными равномерно по четырем интервалам  $\Delta P_1$ , а остальные события с  $P_1 \geq 228 \text{ Мэв/с}$  (из-за ошибок) - распределенными по Гауссу, то получим распределение, которое следует ожидать в предположении, что аномальных событий нет.

Расчетное и экспериментальное распределение (см. таблицу 3) хорошо совпадают между собой, что указывает на отсутствие каких-либо распадов с аномально большим  $P_1$ .

В заключение авторы выражают благодарность З.Ш. Манджавидзе, А.Н. Мествиришвили, Н.И. Петрову, В.А. Русакову за помощь в работе и группе лаборанток за обработку  $V^0$ -событий.

x/ В эту группу событий могут попасть и другие, не обнаруженные до сих пор  $K_2^0$ -распады (например,  $K_2^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ , который может иметь аномально большой поперечный импульс  $P_1^0$ ).

Л и т е р а т у р а

1. R.Feinmann, M.Gell-Mann, Phys.Rev., 109, 193 (1958).
2. M.Bardon, K.Lande, L.Lederman, W.Chinowsky. Ann.Phys., 5, 156 (1958).
3. М. Аникина, Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, А. Розанова, В. Русаков. ЖЭТФ, 42, 130 (1962).
4. A.Abashian, R.Abrams, D.Carpenter, G.Fisher, B.Netkens, I.Smith. Phys. Rev. Lett., 13, 243 (1964).
5. X.De Bourd, D.Dekkers, E.Jordan, R.Mermod, T.Willlts, K.Winter, P.Scharff, L.Valentín, M.Virargent, M.Bott-Bodenhausen. Phys. Lett., 15, 58 (1965).
6. М. Аникина, Г. Варденга, М. Журавлева, Д. Котляревский, Д. Нягу, Э. Оконов, Г. Тахтамышев, У. Цзун-фань, Л. Чхайдзе. Препринт ОИЯИ, Р-2090, Дубна, 1965.
7. Д. Котляревский, А. Мествиришвили, Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, В. Русаков, Л. Чхайдзе, У Цзун -фань. Препринт ОИЯИ, Р-1918, Дубна, 1964.
8. A.Rosenfeld, A.Barbaro-Cattleri, W.Barkas, P.Bastien, I.Kurz, M.Roos. Preprint UCRL-8030 (1965).
9. F.Eisler, T.Bacon, H.Norpins . Материалы XII международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г.
10. М. Цуккерман. ЖЭТФ, 45, 188 (1963).
11. А. Балдия, В. Гольдянский, Н. Розенталь. Кинематика ядерных реакций, Москва, ИЛ, 1959.
12. В. Гришин, Г. Конылов. Препринт ОИЯИ, Р-1750, Дубна, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 декабря 1965 г.

$K_S^0 \rightarrow e^+e^-$

590	0	0	0	0	0	0
	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)
550	0	0	0	0	0	0
	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)
530	0	0	0	0	0	0
	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)
500	0	0	0	0	0	0
	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)
470	0	0	1	1	0	1
	(0.17)	(0.17)	(0.24)	(0.17)	(0.04)	(0.04)
440	0	2	0	1	0	0
	(0.68)	(1.68)	(0.82)	(0.34)	(0.17)	(0.14)
	0	5	6	9	12	15

$\theta_i$

a)

$K_S^0 \rightarrow e^+\mu^-$

590	0	0	0	0	0	0
	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)
550	0	0	3	0	0	0
	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)
530	0	0	0	0	0	0
	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)
500	0	0	2	1	0	2
	(0.4)	(0.6)	(0.58)	(0.37)	(0.07)	(0.04)
470	1	3	0	3	0	0
	(1.7)	(3.23)	(1.67)	(0.85)	(0.37)	(0.24)
440	2	3	3	3	0	1
	(4.22)	(7.16)	(5.38)	(2.28)	(1.02)	(0.6)
	0	5	6	9	12	15

$\theta_i$

b)

$K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$

590	0	0	0	0	0	0
	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)
550	0	0	0	0	0	0
	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)	(0.04)
530	0	0	1	0	0	0
	(0.8)	(0.27)	(0.27)	(0.14)	(0.04)	(0.04)
500	0	2	0	2	0	1
	(0.8)	(1.26)	(0.54)	(0.24)	(0.24)	(0.10)
470	2	0	1	1	0	1
	(2.15)	(3.68)	(2.83)	(1.33)	(0.34)	(0.27)
440	1	7	5	3	1	3
	(3.20)	(4.40)	(3.24)	(2.28)	(1.43)	(1.09)
	0	5	6	9	12	15

$\theta_i$

в)

Р и с. 1. Распределение по параметрам  $M_i - \theta_i$  для схем распада а)  $K_S^0 \rightarrow e^+e^-$ , б)  $K_S^0 \rightarrow \mu^+e^-$ , в)  $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ .  
В верхней половине клетки приводится экспериментальное число попавших событий, в нижней половине (в скобках) - расчетное число имитаций от  $K_{S1}$  и  $K_{\mu 2}$  -распадов.

Т а б л и ц а 1

Распределение событий по параметрам  $M_1 - \theta_1$

Интервалы стандарт ошибок	$K_2^0 - e^+ e^-$	$K_2^0 - e^+ m^-$	$K_2^0 - m^+ m^-$
0-1	$\begin{matrix} 0 \\ (0,03) \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0 \\ (0,32) \end{matrix}$	$\begin{matrix} 1 \\ (0,73) \end{matrix}$
0-2	$\begin{matrix} 1 \\ (0,55) \end{matrix}$	$\begin{matrix} 4 \\ (3,84) \end{matrix}$	$\begin{matrix} 3 \\ (6,22) \end{matrix}$
0-3	$\begin{matrix} 4 \\ (4,1) \end{matrix}$	$\begin{matrix} 18 \\ (15,5) \end{matrix}$	$\begin{matrix} 18 \\ (17,4) \end{matrix}$

Т а б л и ц а 2

Распределение событий с  $M_1 > 498$  Мэв в предположении  $K_{2,3}$ -распада.

$\frac{M_t - 498}{\Delta M_t}$	Нэксп.
0 - 1	11
1 - 2	1
2 - 3	0
0 - 3	12

Т а б л и ц а 3

Распределение событий с  $P_1 > 228$  Мэв.

$\frac{P_1 - 228}{\Delta P_1}$	Нэксп.	Нрасч.
0 ÷ 1	43	46
1 ÷ 2	21	18
2 ÷ 3	9	6
> 3	4	6
<u>Сумма</u>	77	76