

с 346.58

3/мч-65

A-67

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2190



ЛАБОРАТОРИЯ  
ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

М. Аникина, Г. Варденга, М. Журавлева, Д. Котляревский,  
А. Мествиришвили, В. Новиков, Д. Нягу, Э. Оконов,  
Г. Тахтамышев, У Цзун-фань, Л. Чхайдзе

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ  
 $K_2^0$  -МЕЗОНОВ

ЯФ, 1966, т3, в2, с316-320.

1965

P-2100

3416/2 чг.

М. Аникина, Г. Варденга, М. Журавлева, Д. Котляревский<sup>x/</sup>,  
А. Мествришвили<sup>x/</sup>, В. Новиков, Д. Нягу, Э. Оконов,  
Г. Тахтамышев, У Цзун-фань, Л. Чхадзе<sup>x/</sup>

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ  
 $K_2^0$  - МЕЗОНОВ

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

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

1. Исследование структуры слабых взаимодействий странных частиц является одной из основных задач теории слабых взаимодействий. Большую часть информации дают трехчастичные лептонные схемы распада  $K_2^0$ -мезонов. В настоящее время имеются сведения о варианте взаимодействия, ответственном за  $K_{s3}^0$ -распад, а также об энергетической зависимости формфакторов в этом распаде. Данные находятся в согласии с предсказаниями (V-A)-варианта теории слабых взаимодействий<sup>х/</sup>. Имеющиеся данные по  $K_{\mu 3}$ -распаду очень бедны и, как правило, являются косвенными. В частности, в работе<sup>1/2/</sup> было показано, что, пользуясь ( $\mu - e$ )-универсальностью и определенными предсказаниями о формфакторах, можно получить согласие с V-вариантом взаимодействия, ответственным за  $K_{s3}^0$ - и  $K_{\mu 3}$ -распады, и исключить S-вариант взаимодействия.

В настоящей работе мы провели более детальный анализ, который позволил получить отношение между модами распада  $K_{\mu 3}$  и  $K_{s3}^0$ , а также определить величину и знак отношения формфакторов.

2. Согласно (V-A)-теории слабых взаимодействий для распада  $K_2^0 \rightarrow \pi + e + \nu$  ток сильновзаимодействующих частиц можно записать в виде:

$$J_{\alpha} = f_{+} \cdot (P_K + P_{\pi})_{\alpha} + f_{-} \cdot (P_K - P_{\pi})_{\alpha}, \quad /3/$$

где  $P_K$ ,  $P_{\pi}$  - 4-импульсы K- и  $\pi$ -мезонов соответственно, а  $f_{+}$  и  $f_{-}$  - функции, слабо зависящие от квадрата переданного лептонам импульса (формфакторы).

Существуют определенные предсказания об отношении формфакторов  $\xi = \frac{f_{-}}{f_{+}}$ . Из предсказаний унитарной симметрии  $\xi = 0$ <sup>4/</sup>, из дисперсионных соотношений Бернштейна и Вайнберг получили  $-\xi = 0,2$ <sup>5/</sup>, а Мак-Дауэл  $-\xi < 0,3$ <sup>6/</sup>.

3. Обычно отношение формфакторов находят из уравнения, получаемого из ( $\mu - e$ )-универсальности<sup>7/</sup>. При этом считается, что формфакторы не зависят от энергии  $\pi$ -мезона.

х/ Подробную сводку данных можно найти в рапортёрском докладе И.В. Чувило на XII международной конференции по физике высоких энергий в Дубне<sup>1/1/</sup>.

$$R = \frac{\Gamma(K_{\mu_3})}{\Gamma(K_{e_3})} = 0,651 + 0,128 \xi + 0,0189 \xi^2. \quad (1)$$

Измеряя  $R$ , мы получаем 2 решения для  $\xi$ . Дальнейшая информация о том, какое из двух решений является истинным, содержится в спектрах вторичных частиц, в различных угловых корреляциях и поляризации  $\mu$ -мезонов<sup>/8/</sup>, возникающих от распада  $K_2^0$ -мезонов. Трудности идентификации вторичных частиц от распада  $K_2^0$ -мезонов требуют таких способов анализа, в которых вторичные частицы не идентифицируются. Один из таких способов использован в данной работе.

4. Экспериментальная установка и условия опыта подробно описаны в работе<sup>/2,9/</sup>. Здесь мы приведем только основные данные. Среди  $\approx 4500$   $V^0$ -событий, зарегистрированных в магнитной камере Вильсона (100 x 60 x 17 см), экспонированной в пучке нейтральных частиц на синхрофазотроне ОИЯИ (после наложения жестких критериев отбора), было отобрано 1116  $K_2^0$ -распадов. Статистическим методом удалось выделить группу распадов  $K_{3\pi}$  (300 событий) и 816 лептонных распадов.

В эксперименте мы имеем данные о двух импульсах заряженных вторичных частиц и направлении движения  $K_2^0$ -мезона. Разделение проводилось при помощи некоторого параметра  $E'_3$  (см. работу<sup>/2/</sup>) с использованием известного нам спектра  $K_2^0$ -мезонов. В группе  $K_{3\pi}$ -событий фон  $K_{e_3}$ -и  $K_{\mu_3}$ -распадов составляет 7-10%, а в группе ( $K_{e_3}, K_{\mu_3}$ ) фон  $K_{3\pi}$ -событий составляет 1-2%. Другие примеси ничтожны и составляют менее 2% от общего числа событий. Возможности идентификации лептонных распадов очень ограничены. Нам удалось надежно идентифицировать лишь 55  $K_{e_3}$ . Идентификация проводилась по ионизации для распадных электронов с импульсом  $\leq 80$  Мэв. Моделирование методом Монте-Карло показало, что такие события составляют 12% от всех  $K_{e_3}$ -распадов, удовлетворяющих критериям отбора. Поскольку экспериментальные критерии отбора оставляют 36%  $K_{e_3}$ -событий и 44%  $K_{\mu_3}$ -событий для отношения вероятностей, получаем  $R = 0,64 \pm 0,16$ . Статистически более полную информацию об отношении формфакторов можно получить из анализа всей группы лептонных распадов.

5. Параметром исследуемого распределения выбрана величина

$$M_{\xi_3} = \sqrt{(E_+ + E_-) - (\vec{p}_+ + \vec{p}_-)^2},$$

где  $\vec{p}_+$ ,  $\vec{p}_-$  — импульсы положительной и отрицательной частицы в лабораторной системе, а  $E_+$ ,  $E_-$  — энергии, вычисленные в предположении, что обе частицы являются  $\pi$ -мезонами. Естественно, получение теоретических распределений такого параметра для лептонных распадов невозможно обычным расчетным путем, однако не представляет труда получение их методом Монте-Карло. Причем в этом случае удает-



ся учесть и введенные критерии отбора событий, и спектр  $K_2^0$ -мезонов, и размазывание спектра из-за ошибок измерения. Для пояснения этого отметим этапы моделирования распределений:

а) Разыгрываются события на плоскости Далица для  $K_{s3}$ - и  $K_{\mu_3}$ -распадов с плотностью вероятности по формулам Мак-Дауэла /8/ в различных предположениях о варианте взаимодействия при постоянных формфакторах.

б) Затем осуществляется переход в лабораторную систему согласно импульсному спектру  $K_2^0$ -мезонов.

в) После этого моделируется процесс измерения. Другими словами, к полученным значениям импульсов и углов добавляются ошибки измерений, рассчитанные методом Монте-Карло, согласно известным экспериментальным распределениям ошибок измерений. Затем отбрасываются события, не подчиняющиеся критериям отбора, по которым отбирался экспериментальный материал.

г) После этого вычисляются все интересующие нас параметры, строятся гistogramмы и выводятся поправочные коэффициенты. На рис. 1 дано распределение  $M_{t_5}$  для V-варианта взаимодействия при различных предположениях о формфакторах для  $K_{\mu_3}$ - и для  $K_{s3}$ -распада. Из этих распределений видно, что  $M_{t_5}$  является чувствительным параметром к формфакторам и к соотношению между модами  $K_{\mu_3}$  и  $K_{s3}$ , особенно в первых интервалах распределения величины  $M_{t_5}$ . И это понятно, т.к.  $M_{t_5}$  практически отображает свойства спектра нейтрино в системе покоя  $K_2^0$ -мезона  $\chi$ . С другой стороны, другие инвариантные параметры распада, как, например, поперечные импульсы, оказались менее чувствительными к формфакторам, к соотношению ветвей распада, а также к варианту взаимодействия. Помимо этого, параметр  $M_t$  менее чувствителен к ошибкам и не зависит от точности определения направления  $K_2^0$ -мезонов, а следовательно, и рассеяние  $K_2^0$ -мезонов не вносят дополнительных искажений.

6. Исследуется группа 816 событий в целях поиска варианта взаимодействия, ответственного за лептонные распады.  $M_{t_5}$ -распределение для скалярного (S)-варианта взаимодействия при различных соотношениях между модами распада  $K_{\mu_3}$  и  $K_{s3}$  дает очень плохое согласие с экспериментальными данными. Минимальное значение величины  $\chi^2$  достигает 120 при ожидаемом  $10 \ln(\chi^2) \ll 0,001$ . V-вариант взаимодействия хорошо описывает экспериментальное распределение  $M_{t_5}$  в широком диапазоне отношений формфакторов  $\xi = \frac{f_-}{f_+}$  и соотношений между модами распада  $K_2^0$ , однако после наложения требования  $(\mu - e)$  - универсальности (1)

$\chi / C$  истинными массами  $M_t$  энергия нейтрино  $E_\nu$  связана равенством  $E_\nu = \frac{M_0^2 - M_t^2}{2M}$ ; в нашем методе анализа замена  $M_t$  на  $M_{t_5}$  не меняет общей картины распределений.

число возможных значений  $R$  и  $\xi$  резко уменьшается. Это можно видеть из рисунка 2, где представлена функция  $\chi^2$  в зависимости от  $R(\xi)$ . Два значения, соответствующие уравнению (1), естественно, дают два решения. При этом ветвь 1 соответствует значениям параболы  $R(\xi_1)$ , а ветвь 2 -  $R(\xi_2)$ . Полученные 2 минимума  $\chi^2$ -кривой соответствуют величинам  $\xi_1 = +0,8$  и  $\xi_2 = -8$ . Причем оба найденных значения обладают малыми значениями  $\chi^2$ :  $\chi_{\xi_1}^2 = 14$  и  $\chi_{\xi_2}^2 = 13$  соответственно, при ожидаемых 8, что соответствует  $p(\chi_{\xi_1}^2) = 0,12$  и  $p(\chi_{\xi_2}^2) = 0,18$ . Если считать за 1 стандартную ошибку уменьшение вероятности в  $e$  раз, тогда:

$$\xi_1 = 0,8 \begin{matrix} +0,6 \\ -0,4 \end{matrix} \quad \text{и} \quad \xi_2 = -8 \begin{matrix} +1,2 \\ -0,8 \end{matrix}$$

и отношение вероятностей:

$$R_1 = 0,78 \begin{matrix} +0,10 \\ -0,08 \end{matrix} \quad \text{и} \quad R_2 = 0,87 \begin{matrix} +0,10 \\ -0,8 \end{matrix}$$

Выбор между  $\xi_1$  и  $\xi_2$  может быть сделан при известном точном значении  $R$ , полученном прямыми методами. Мы воспользовались всеми данными, которые имеются в литературе в настоящее время:

$0,73 \pm 0,15^{/7/}$ ;  $0,70 \pm 0,05^{/10/}$ ;  $0,78 \pm 0,15^{/11/}$ ;  $0,81 \pm 0,19^{/12/}$ . Эти данные мы расположили на рис. 2 в виде линий с точками, параллельных оси ординат (там же указаны ссылки). Все они группируются внутри ошибки величины  $R_1$ . Средневзвешенное этих данных, включая и наши данные, дает величину  $R = 0,73 \pm 0,04$ , что по ветви 1 кривой  $\chi^2$  соответствует величине  $\xi = \frac{f}{f_+} = 0,8 \begin{matrix} +0,2 \\ -0,3 \end{matrix}$  (на рис. 2 указано вертикальной линией с перекрестием, соответствующим ошибке). Полученные величины  $R$  и  $\xi$  несколько выше значений, предсказываемых на основании моделей, которые указаны в 3 пункте (1-2 стандартных отклонения). В этом случае  $p(\chi^2) = 0,11$ , в то время как по ветви 2 (рис. 2) значение  $R = 0,73$  ( $\xi = -8$ ) соответствует  $p(\chi^2) = 0,01$ . На рис. 3 представлено экспериментальное распределение  $M_{\xi}$  816 лептонных распадов, точками дано теоретическое распределение, соответствующее значению  $\xi = +0,8$ .

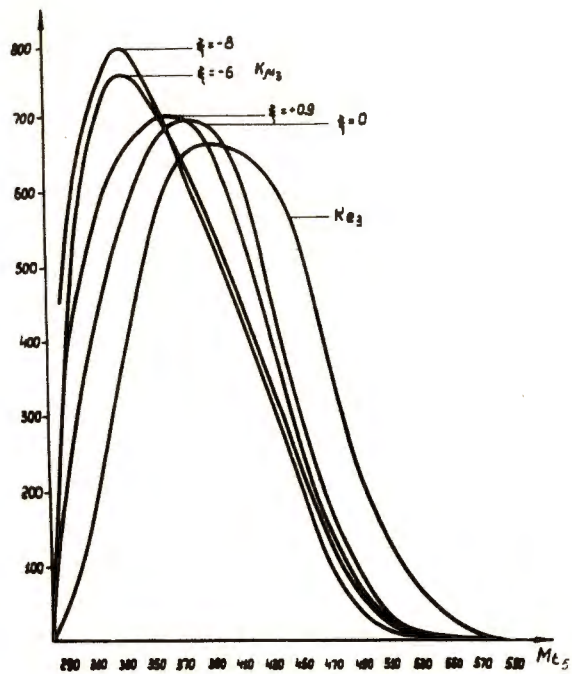
Нужно отметить, что подобное же заключение можно сделать и по смешанному распределению поперечных импульсов  $P_{\perp}^+$  и  $P_{\perp}^-$ . Однако это распределение менее чувствительно к изменению отношения формфакторов.

В заключение авторы хотят выразить благодарность группе лаборантов за проведенные измерения.

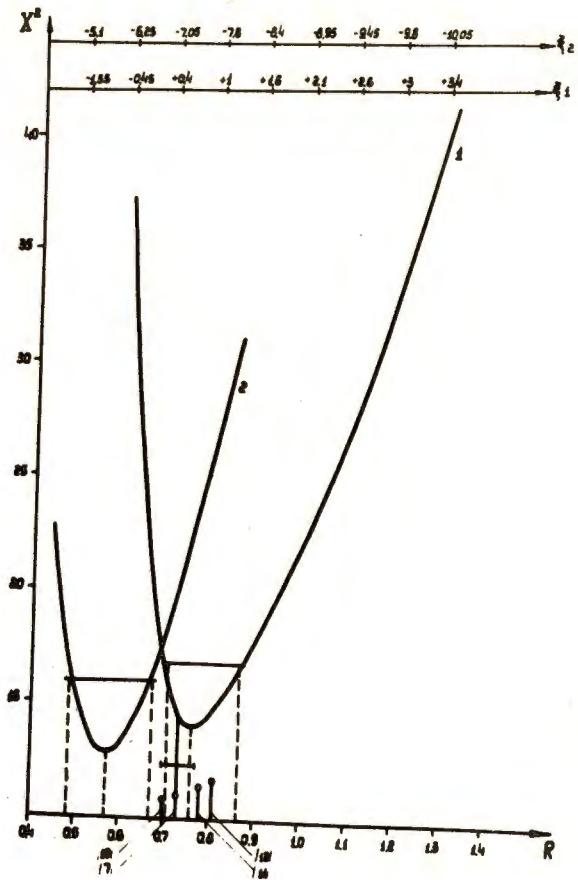
Л и т е р а т у р а

1. И.В. Чувпю. XII международная конференция по физике высоких энергий. Препринт ОИЯИ, P-1780, Дубна, 1964.
2. М. Аникина, Г. Варденга, М. Журавлева, Д. Котляревский, Ю. Лукстыньш, А. Местви-ршвили, Д. Нягу, Э. Оконов, Г. Тахтамышев, У Цзун-фань, Л. Чха-идзе. Препринт ОИЯИ, P-2065, Дубна, 1965.
3. N. Brene, L. Egardt, B. Ovist. *Nucl. Phys.*, 22, 553 (1961).
4. Л.Б. Окунь. Слабое взаимодействие элементарных частиц. Физматгиз, 1963.
5. J. Bernstein and S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 5, 481 (1960).
6. S.W. MacDowell. *Phys. Rev.*, 116, 1047 (1959).
7. D. Luers, Y.S. Mitra, W.V. Willis and S.S. Iamamoto. *Phys. Rev.*, 133, 1276 (1964).
8. S.W. MacDowell. *Nuovo Cimento*, 6, 1445 (1957).
9. Д. Котляревский, А. Мествиришвили, Д. Нягу, Э. Оконов, Н. Петров, В. Русаков, У Цзун-Фань, Л. Чхадзе. Препринт ОИЯИ, P- 1919, Дубна, 1964.
10. F.R. Eisler, T.C. Vascon and H.W. Hopkins .  
XII международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
11. De Bonard, D. Dekkers, B. Jordan, R. Mermod, T. B. Willits, K. Winter, P. Sharff, Y. Valentin, M. Vivargent, M. Bodenhausen. *Phys. Lett.*, 15, 58 (1965).
12. R.K. Adair, L.P. Leipuner. *Phys. Lett.*, 12, 67 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 мая 1965 г.

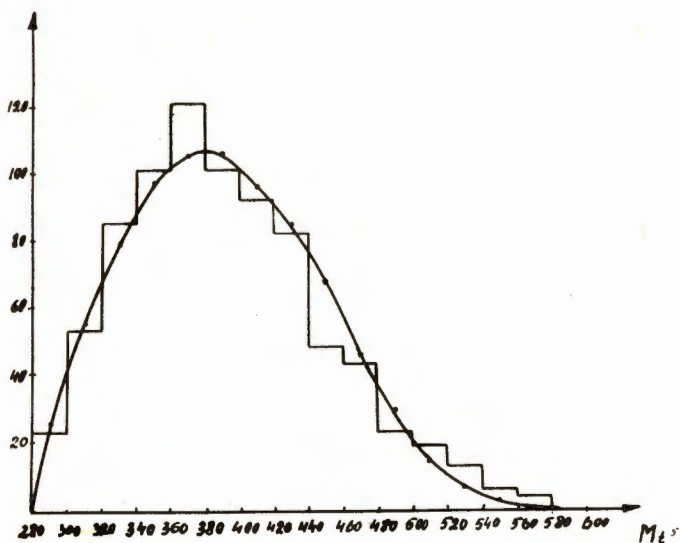


Р и с. 1. Распределение  $M_{t_5}$  для различных предположений об отношении формфакторов  $\xi = \frac{f_1}{f_2}$  в  $K_{\mu_3}$ -распаде и для  $K_{e_3}$ -распада. (Каждая кривая получена на статистике в 5000 событий).



Р и с. 2. Зависимость  $\chi^2$  от соотношения ветвей распада  $R$ . Две кривые (1,2) соответствуют двум решениям уравнения. Соответствующие значения  $\xi_1$  и  $\xi_2$  приведены на верхних абсциссах.





Р и с. 3. Распределение 816  $K_{\mu_3}^-$  и  $K_{0_3}^-$ -событий. Сплошная гистограмма - экспериментальное распределение, точками дано теоретическое распределение, полученное для  $R = 0,76$ ,  $\xi = 0,8$ .