

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



7739

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛ  
1 - 7739

Д.Вестергомби, А.С.Вовенко, В.Генчев,  
В.Д.Кекелидзе, В.Г.Кривохижин, В.В.Кухтин,  
М.Ф.Лихачев, Э.Надь, Х.-Э.Рызек, И.А.Савин,  
Л.В.Сильвестров, Г.Г.Тахтамышев, П.Тодоров

ИМПУЛЬСНЫЙ СПЕКТР  $K^0$ -МЕЗОНОВ,  
РОЖДЕННЫХ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 70 ГЭВ  
НА ЯДРАХ АЛЮМИНИЯ

**1974**

**ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

1 - 7739

Д.Вестергомби, А.С.Вовенко, В.Генчев,  
В.Д.Кекелидзе, В.Г.Кривохижин, В.В.Кухтин,  
М.Ф.Лихачев, Э.Надь, Х.-Э.Рызек, И.А.Савин,  
Л.В.Сильвестров, Г.Г.Тахтамышев, П.Тодоров

ИМПУЛЬСНЫЙ СПЕКТР  $K^0$ -МЕЗОНОВ,  
РОЖДЕННЫХ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 70 ГЭВ  
НА ЯДРАХ АЛЮМИНИЯ

*Направлено в ЯФ*

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

Энергетическое распределение вторичных частиц, образующихся в неупругих процессах  $E \cdot d^3\sigma / dp^3 = F(p_{\perp}, p_{\parallel}^*, s)$ , является функцией нескольких переменных. В качестве таких переменных обычно выбираются поперечный ( $p_{\perp}$ ) и продольный ( $p_{\parallel}$ ) импульсы частиц в с.ц.м. и квадрат полной энергии  $s$ . Согласно Фейнману /1/, при  $s \rightarrow \infty$  это распределение зависит только от двух переменных:

$$E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3} = F(p_{\perp}, X), \quad \text{где} \quad X = \frac{p_{\parallel}^*}{p_{\max}^*} \quad /1/$$

Для функции  $F(p_{\perp}, X)$  делаются дополнительные предположения: а/ считается, что она факторизуема /2/, т.е.  $F(p_{\perp}, X) = g(p_{\perp}) \cdot h(X)$ , а  $g(p_{\perp})$  и  $h(X)$  рассматриваются как функции Гаусса:  $g(p_{\perp}) = \exp(-A_2 p_{\perp}^2)$ ,  $h(X) = \exp(-A_3 X^2)$ , либо б/ считается, что  $F(p_{\perp}, X)$  зависит только от  $p_{\perp}$  /3,4/. В первом случае:

$$E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3} = A_1 \cdot \exp(-A_2 p_{\perp}^2 - A_3 X^2), \quad /2/$$

а во втором:

$$E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3} = A_1 \cdot \exp(-A_2 p_{\perp}^2 - A_3 p_{\perp}^2). \quad /3/$$

Аппроксимация экспериментально полученного импульсного распределения  $K_L^0$ -мезонов функциями типа /2/ и /3/ и получение удовлетворительного согласия дают

возможность проверить правильность сделанных предположений и определить граничные энергии, при которых предельные соотношения в рамках достигнутой точности выполняются.

В данной работе представлены результаты измерения импульсного спектра  $K_L^0$ -мезонов по распадам  $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\pm \nu$  и  $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^0$ . Различается несколько видов спектров:

а/. Начальный падающий спектр  $S(p_i)$ . Это спектр  $K_L^0$ -мезонов на выходе внутренней мишени ускорителя.

б/. Распадный спектр  $S_1(p_i)$ . Это спектр распавшихся в распадном объеме  $K_L^0$ -мезонов. Он отличается от начального падающего спектра тем, что вероятность распада  $K_L^0$ -мезона зависит от его импульса:  $S_1(p_i) \approx S(p_i) / p_i$

в/. Зарегистрированный спектр  $S_0(p_i)$ . Это спектр тех распавшихся в распадном объеме  $K_L^0$ -мезонов, которые зарегистрированы установкой. Он отличается от распадного спектра, так как эффективность установки зависит от импульса  $K^0$ -мезонов:  $S_0(p_i) = \epsilon(p_i) \cdot S_1(p_i)$ .

Распады  $K_L^0$ -мезонов, использованные для определения спектра, были зарегистрированы в эксперименте по изучению трансмиссионной регенерации  $K_L^0 - K_S^0$  в водороде на ускорителе с энергией 70 ГэВ в Серпухове <sup>/5/</sup>.  $K_L^0$ -мезоны рождались во взаимодействиях пучка первичных протонов с внутренней алюминиевой мишенью диаметром 2 мм и длиной 2 см и выводились под углом 1°. Для регенерации распадов использовался магнитный искровой спектрометр, работавший на линии с ЭВМ <sup>/6/</sup>.

В эксперименте <sup>/5/</sup> зарегистрировано около  $10^6$  распадов, основную часть которых составляют трехчастичные распады  $K_{\mu 3}^0$ ,  $K_{e 3}^0$  и  $K_{\pi 3}^0$ .

Для отбора  $K_{\mu 3}^0$ -событий использовались следующие критерии: 1/ геометрические условия на точку распада и треки распадных частиц; 2/ срабатывание одного из счетчиков мюонного детектора <sup>/7/</sup>; 3/ инвариантная масса двух заряженных частиц ( $m_C$ ) в предположении, что обе являются пионами, вне интервала  $0,4878 \pm 0,0008$  ГэВ, 4/ совместимость кинематики данного события с кинематикой распадов данного типа; 5/  $E_{K_{1,2}}$

в интервале 12-52 ГэВ, где  $E_{K_{1,2}}$  - два возможных значения энергии распавшегося  $K^0$ , определенной по двум заряженным частицам.

Для отбора  $K_{3\pi}^0$ -событий использовались следующие критерии: 1/ аналогично  $K_{\mu 3}^0$   $2/ (p'_t)^2 > 0$ ,

$$(p'_0) = \frac{(m_K^2 - m_0^2 - m_C^2)^2 - 4 m_0^2 m_C^2 - 4 m_K^2 p_t^2}{4(p_t^2 + m_C^2)}$$

где  $m_K$  - масса  $K^0$ -мезона,  $m_0$  - масса  $\pi^0$ -мезона,  $p_t$  - поперечная составляющая суммарного импульса двух заряженных частиц; 3/  $m_C < 0,4$  ГэВ; 4/ выбрасывание  $K_{\mu 3}^0$ -событий, идентифицированных при помощи мюонного детектора; 5/ и 6/ аналогичны 4/ и 5/ отбора  $K_{\mu 3}^0$ . Результаты использования указанных критериев показаны в табл. 1. Доля фоновых распадов среди  $K_{\mu 3}^0$ -событий оценивается на уровне 3%, соответственно для  $K_{\pi 3}^0$ -событий - 14%. Оставшийся фон вычитался статистически с помощью моделирования.

Оба распада моделировались с помощью программы Монте-Карло <sup>/8/</sup>, которая учитывала эффекты, связанные с многократным кулоновским рассеянием заряженных частиц в веществе установки.

Таблица 1  
Число событий после применения критериев отбора

Критерии отбора	Число событий	
	$K_{\mu 3}^0$	$K_{\pi 3}^0$
I-3	I200I5	24960
I-4	I0I058	22207
I-5(6)	887I0	20I45

Спектр  $S(p_i)$  был восстановлен при помощи метода, предложенного в работе /9/. Как известно, вычисление импульса  $K_L^0$ -мезона в трехчастичных распадах, когда регистрируются только две вторичные заряженные частицы, неоднозначно, и спектр может быть определен только статистически. Используемый метод состоит в следующем. Область импульсов, в которой мы хотим найти спектр, разбиваем на  $n$  интервалов. Для событий, генерированных методом Монте-Карло, имеем их распределение  $G_j$ ,  $j = 1, \dots, n$  по одному из значений импульса, которое является истинным значением. Это распределение представляет зарегистрированный спектр моделированных событий. Для событий в каждом интервале этого спектра можно найти распределение ложных значений при данном истинном:  $g_{ij}$ ,  $i, j = 1, \dots, n$ , в котором первый индекс соответствует ложному значению импульса, а второй - истинному. Отношение  $p_{ij} = g_{ij}/G_i$  представляет вероятность того, что ложное значение лежит в  $i$ -ом интервале, когда истинное лежит в  $j$ -ом интервале.

Для экспериментальных событий можно получить распределение значений импульса  $a_{ij}$ . Здесь первый индекс соответствует меньшему, а второй - большему значению импульса  $K$ -мезона. Пусть в эксперименте истинные значения импульсов зарегистрированных распадов определяются числами  $S_0(p_j)$ . Из определения  $p_{ij}$ ,  $a_{ij}$  и  $S_0(p_j)$  следует, что

$$a_{ij} = S_0(p_i) \cdot p_{ji} + S_0(p_j) \cdot p_{ij} - \delta_{ij} S_0(p_j) p_{ij}, \quad /4/$$

где  $i \geq j$ , а  $\delta = 1$ , если  $i = j$ , или 0, если  $i \neq j$ . Первый член в правой части уравнения /4/ дает число случаев, когда истинное значение импульса находится в  $i$ -ом интервале, а ложное в  $j$ -ом; второй член - наоборот, а третий учитывает случай с  $i = j$ . Для величин  $a_{ij}$  получается  $n(n+1)/2$  уравнений, где число неизвестных параметров  $S_0(p_j)$  равно  $n$ . Эта система уравнений решается методом наименьших квадратов. Полученные значения параметров  $S_0(p_j)$  дают экспериментальный зарегистрированный спектр. Учитывая затем эффектив-

ность установки и вероятности распада как функции импульса  $K_L^0$ -мезона, мы можем определить распадный спектр, а также начальный падающий спектр.

На рис. 1 представлены спектры, полученные из данных по  $K_{\mu 3}^0$  и  $K_{\pi 3}^0$ -распадам. Так как нам неизвестно полное число протонов, падающих на мишень, мы не

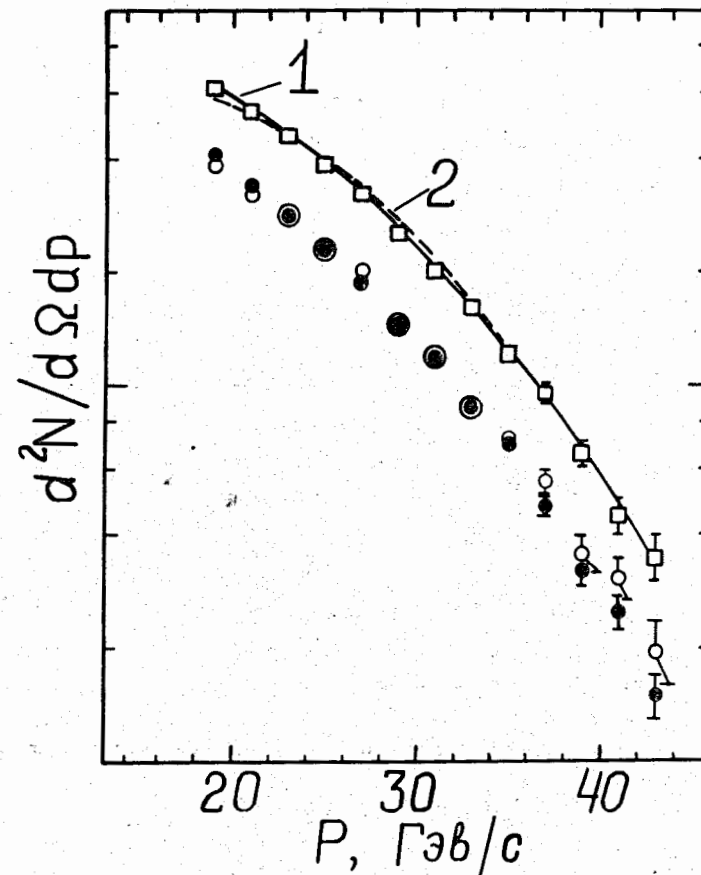


Рис. 1. Спектр падающих  $K_L^0$ -мезонов, полученный по распадам  $K_{\mu 3}^0$  (●) и  $K_{\pi 3}^0$  (○) и комбинированный спектр (□). Линии 1 и 2 - аппроксимация комбинированного падающего спектра по формулам /3/ и /2/ соответственно.

Таблица 2  
Зависимость спектра падающих  $K_L^0$ -мезонов от параметров матричных элементов  $K_{\mu 3}^0$  и  $K_{\pi 3}^0$ -распадов

$P_{K_L^0}$ (Гэв/с)	$\lambda_+ = 0,046,$ $\lambda_0 = 0,024,$ $\zeta_0 = 1,0^{/15/}$	$\lambda_+ = 0,035,$ $\lambda_0 = 0,031,$ $\zeta_0 = 1,04$	$\alpha_0 = -0,269$	$\alpha_0 = -0,31$
18-20	108,3±5,3	108,6±5,4	203,5±21,9	201,2±21,7
20-22	95,1±4,5	95,4±4,5	151,0±11,4	150,1±11,3
22-24	79,6±3,7	79,9±3,8	141,7±8,7	141,6±8,7
24-26	66,0±3,1	66,2±3,1	113,4±6,4	114,2±6,4
26-28	55,1±2,6	55,3±2,6	100,8±5,4	101,5±5,4
28-30	43,6±2,1	43,7±2,1	74,6±4,1	75,0±4,1
30-32	34,1±1,7	34,1±1,7	61,5±3,5	61,7±3,5
32-34	27,1±1,4	27,2±1,4	46,9±2,9	46,9±2,9
34-36	20,8±1,1	20,8±1,1	35,0±2,5	35,1±2,5
36-38	16,2±0,9	16,2±0,9	28,3±2,3	28,4±2,3
38-40	11,2±0,7	11,2±0,7	17,8±2,1	18,1±2,1
40-42	7,7±0,5	7,7±0,5	15,9±2,1	16,3±2,1
42-44	6,1±0,5	6,1±0,5	9,7 ± 1,9	10,0±1,9

можем вычислить сечение рождения каонов. Поэтому спектр приведен в произвольном масштабе. Как видно, оба спектра хорошо совпадают друг с другом. Комбинированный спектр представлен на том же рисунке и для удобства сдвинут.

При вычислении эффективности регистрации установкой трехчастичных мод распада  $K^0$ -мезонов использовалась определенная форма их матричных элементов. Поскольку параметры, описывающие энергетическое распределение вторичных частиц в  $K_{\mu 3}^0$ -распаде /  $\lambda_+$ ,  $\lambda_0$ ,  $\zeta_0$  см. подробнее /<sup>10,11/</sup> и  $K_{\pi 3}^0$ -распаде /  $\alpha_0$ , см. /<sup>12/</sup> еще продолжают уточняться, мы исследовали устойчи-

вость результатов восстановления спектра по отношению к их возможному изменению. Параметры распадов варьировались в широких пределах, перекрывающих все известные экспериментальные значения. Оказалось, что форма спектра устойчива и изменения его значений даже для крайних величин параметров значительно меньше статистических ошибок. Для иллюстрации в табл. 2 приведены формы спектров для двух наборов параметров, характеризующих распады  $K_{\mu 3}^0$  и  $K_{\pi 3}^0$ . Первый столбец табл. 2 соответствует результатам работы /<sup>15/</sup>.

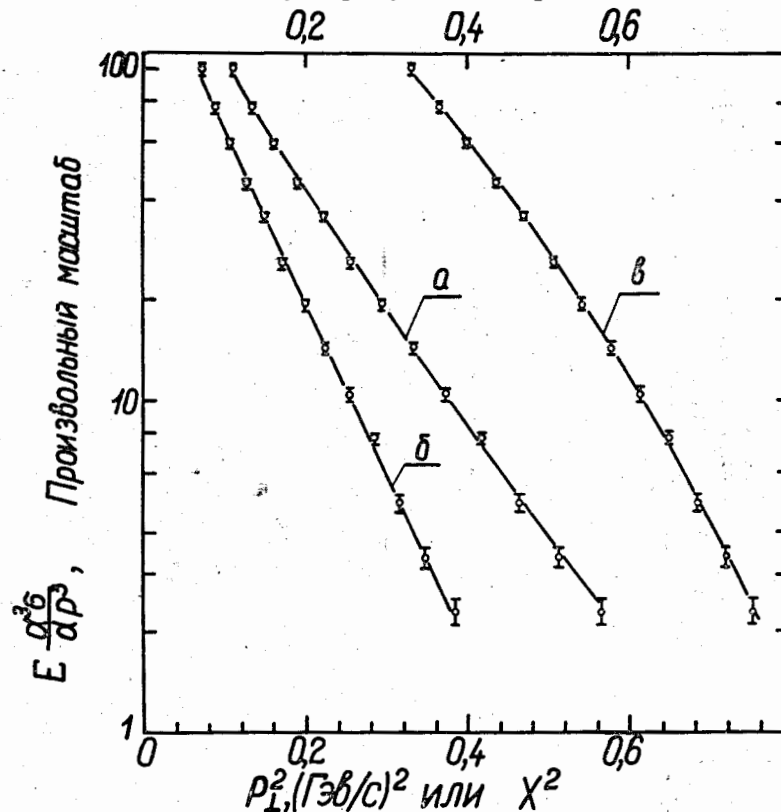


Рис. 2. Аппроксимация комбинированного спектра  $K_L^0$ : а - функции распределения /2/ или /3/ в зависимости от  $p_L^2$ ; б - функция распределения /2/ в зависимости от  $\chi^2$ ; в - функция распределения /3/ в зависимости от  $p_L$  /шкала по оси абсцисс сверху/.

Таблица 3

Параметры функций, аппроксимирующих экспериментальные данные по измерениям спектров  $K_L^0$ -мезонов, рожденных первичными протонами разными энергиями.

Параметры	Функция (2)			Функция (3)
	19,2 ГэВ	24 ГэВ	70 ГэВ	
$A_1$	0,028±0,001	0,058±0,003	0,0223±0,0007	0,045±0,011
$A_2$	6,7 ±0,2	7,0 ±0,3	6,7 ±0,2	2,6 ±1,0
$A_3$	3,7 ±0,2	3,0 ±0,1	3,7 ±0,1	5,8 ±1,0
$\chi^2/DF$	1,58	2,08	1,16	0,44

Полученный комбинированный спектр был аппроксимирован формулами /2/ и /3/. Результаты аппроксимации приведены в табл. 3 и на рис. 1 и 2. В табл. 3 для сравнения показаны также результаты аппроксимации по формуле /3/ данных /13,14/ при 19,2 и 24 ГэВ.

Проделанный анализ показывает, что экспериментальные данные по форме спектра  $K_L^0$ -мезонов согласуются с обеими теоретическими функциями. В пределах достигнутой точности для практических применений можно пользоваться любой из факторизаций /2/ или /3/.

Сравнение параметров, описывающих спектры при разных энергиях, показывает, что форма спектра  $K_L^0$ -мезонов практически не зависит от энергии первичных протонов, когда она меняется в пределах /19,2-70/ ГэВ.

#### Литература

1. R.P.Feynman. Phys.Rev.Lett., 23, 1415 (1969).
2. Л.Д.Соловьев. Препринт ИФВЭ, СЭФ, 71-108, 1971.
3. B.Alper et al. Phys.Lett., 44B, 521 (1973).
4. M.Banner et al. Phys.Lett., 41B, 547 (1972).
5. V.K.Birulev et al. JINR, E1-6851, Dubna, 1972.
6. С.Г.Басиладзе и др. ОИЯИ, P1-5361, Дубна, 1970.
7. К.-Ф.Альбрехт и др. ОИЯИ, 1-7305, Дубна, 1973.
8. К.-Ф.Альбрехт и др. ОИЯИ, 1-7549, Дубна, 1973.
9. Г.Тахтамышев. ОИЯИ, 2543, Дубна, 1966.
10. Mary K.Caillard. Ref. TH 1693-CERN.
11. L.M.Chounet et al. Phys.Rev., 4C, 201 (1972).
12. B.M.K.Nefkens et al. Phys.Rev., 157, 1233 (1967).
13. J.Allaby, F.Binon, A.Diddens et al. CERN 70-12.
14. T.Eichten et al. Nucl.Phys., B44, 333 (1972).
15. K.-F.Albrecht et al. Preprint KFKI-73-46, 1973, Budapest.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 февраля 1974 года.