

с 346.58

ЖЭТФ, 1967, т. 52, №1,

13/1X

К-906

с. 90-96

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2855



ЛИБРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Л.А. Кулюкина, А.Н. Мествиришвили, Д. Нягу,  
Н.И. Петров, В.А. Русаков, У Цзун-фань

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ  
И УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦ  
В  $K_{03}^0$ -РАСПАДЕ

1966

P-2855

Л.А. Кулюкина, А.Н. Мествиришвили<sup>х)</sup>, Д. Нягу,  
Н.И. Петров, В.А. Русаков, У Цзун-фань

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ  
И УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦ  
В  $K_{\beta\beta}^0$ -РАСПАДЕ

Направлено в ЖЭТФ

---

х) Институт физики АН Грузинской ССР.

Институт физики  
АН Грузинской ССР  
Тбилиси

4436/1  
нр.

В настоящей работе приводятся окончательные результаты исследования спектров и угловых корреляций частиц в распадах  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + e^+ + \nu$ , зарегистрированных методом магнитных камер Вильсона в пучках нейтральных частиц синхрофазотрона Объединенного института ядерных исследований.

По сравнению с данными, содержащимися в предыдущем сообщении<sup>/1/</sup> по этому вопросу, при завершении обработки объем материала по  $K_{s3}^0$ -распадам увеличен на 184 события, идентифицированных путем проверки кинематического соответствия  $K_{s3}^0$ -распаду  $V^0$ -событий, у которых одна или обе заряженные частицы имеют импульс  $P \leq 100$  Мэв/с. Добавление этих  $K_{s3}^0$ -распадов к 200  $K_{s3}^0$ -распадам, идентифицированным ранее по измерению относительной плотности почернения следов частиц с импульсом  $P \leq 80$  Мэв/с, повысило количество  $K_{s3}^0$ -распадов первой выборки<sup>х)</sup> до 384 событий. Это позволило нам произвести построение энергетических спектров электронов и распределений углов разлета между электроном и  $\pi$ -мезоном для случая, когда  $\pi$ -мезоны фиксированы в узком энергетическом интервале, и тем самым сделать более надежную и строгую проверку варианта распадного взаимодействия. Постановка опыта и условия отбора  $K_{s3}^0$ -распадов в лабораторной системе подробно описаны в нашей работе<sup>/1/</sup>. Суммарная примесь в  $K_{s3}^0$ -распадах первой выборки от  $K_{s3}^0$ - и  $K_{\pi^+\pi^0}$ -распадов составляет 3-4%. Кроме того, среди распадов, идентифицированных по измерениям плотности почернения, содержатся 7-8 пар Далитта от распада  $K_{3\pi^0}^0$ , у которых мог быть идентифицирован только один из электронов<sup>хх)</sup>. Экспериментальные распределения исправлены только на вклад от пар Далитта. Исправление было сделано путем вычитания из экспериментальных распределений соответствующих распределений для идентифицированных в опыте 28 пар Далитта, когда каждая из пар принималась за  $K_{s3}^0$ -распад.

Теоретические (расчетные) распределения получены с учетом условий отбора и идентификации  $K_{s3}^0$ -распадов в лабораторной системе путем моделирования  $V^0$ -событий

х) Вторую выборку составляют 180  $K_{s3}^0$ -распадов, идентифицированных по измерению потерь энергии распадными частицами при прохождении через свинцовую пластинку<sup>/1/</sup>.

хх) Идентификация пар Далитта описана в работе<sup>/2/</sup>.

на электронной вычислительной машине в предположении, что формфакторы по сильному взаимодействию не зависят от энергии  $\pi$ -мезона.

### Результаты опыта

В таблицах 1а и 1б и на рис. 1 представлены экспериментальные и теоретические спектры  $\pi$ -мезонов и электронов и распределения углов разлета этих частиц. Пунктирная линия на рис. 1 соответствует теоретическому распределению для V-варианта распадного взаимодействия. Приведенные в таблице и на рисунке ошибки измерения включают только статистические отклонения. Теоретические распределения построены на основе 672 испытаний.

Табл. 1а и 1б и рис.1 (см. стр.8, 10) показывают, что в хорошем согласии с опытом находится только векторный вариант взаимодействия. Значения формфактора  $g_V$  для пяти интервалов энергии  $\pi$ -мезона, определенные как частные от деления частот событий в каждом из этих интервалов для экспериментального и расчетного спектров (нормированных на 100%), приведены в таблице 2.

Т а б л и ц а 2

$\Delta E$ (Мэв)	$ g_V ^2$	$g_V$
140 - 166	$3,8 \pm 2,1$	$1,9 \pm 0,6$
166 - 192	$1,8 \pm 0,7$	$1,4 \pm 0,3$
192 - 218	$1,02 \pm 0,20$	$1,01 \pm 0,10$
218 - 244	$0,85 \pm 0,12$	$0,97 \pm 0,08$
244 - 270	$0,86 \pm 0,08$	$0,98 \pm 0,04$

При определении величины  $g_V$  предполагалась CP-инвариантность распадного взаимодействия. Если полученную зависимость формфактора  $g_V$  от энергии  $\pi$ -мезона представить в виде

$$g_V = 1 + \lambda \frac{q^2}{E^2},$$

где  $q^2$  есть квадрат четырехимпульса, переданного лептонной паре, то для коэффициента  $\lambda$  получается значение

$$\lambda = \left( \begin{matrix} 3,0 & + 5,5 \\ & - 4,0 \end{matrix} \right) \cdot 10^{-2}.$$

Как видно из таблицы 2, формфактор  $\xi_V$  слабо зависит от энергии  $\pi$ -мезона. Характер зависимости - медленное убывание формфактора с ростом энергии  $\pi$ -мезона - согласуется с приближенной теоретической оценкой, сделанной в работе /3/ на основе предположения о том, что фазы  $\pi K$ -взаимодействия определяются преимущественно  $\pi K$ -резонансом с массой  $M = 891$  Мэв. Аналогичный характер зависимости формфактора  $\xi_V$  от энергии  $\pi$ -мезона установлен при исследовании  $K_{s3}^0$ -распадов в работах /4,5/.

В имеющихся работах по исследованию трехчастичных лептонных распадов  $K^+$ -мезонов<sup>х)</sup> также наблюдается слабая зависимость формфактора  $\xi_V$  от энергии  $\pi$ -мезона, однако в этих работах для коэффициента  $\lambda$  получены как положительные, так и отрицательные значения. Поэтому при достигнутой точности измерения энергетических спектров частиц и угловых корреляций в  $K_{s3}$ -распадах, по-видимому, еще нельзя считать твердо установленным, что формфактор  $\xi_V$  убывает с ростом энергии  $\pi$ -мезона.

Чтобы проверить, нельзя ли согласовать расчетные (теоретические) распределения для S- и T-вариантов взаимодействия с экспериментальными данными за счет введения зависимости формфакторов  $\xi_S$  и  $\xi_T$  от энергии  $\pi$ -мезона, в нашей первой работе /1/ была проделана следующая модификация расчетных распределений, относящихся в первой выборке  $K_{s3}^0$ -распадов. Для теоретических спектров, соответствующих истинным конфигурациям, по трем энергетическим интервалам подбирались также значения формфакторов  $\xi_S$  и  $\xi_T$ , которые приводили к совпадению теоретических спектров  $\pi$ -мезонов со спектром, наблюдаемым на опыте. Затем с учетом найденной таким образом зависимости формфакторов от энергии  $\pi$ -мезона вновь вычислялись спектры электронов и распределения углов разлета этих частиц. Сравнение модифицированных расчетных распределений с соответствующими экспериментальными распределениями позволило тогда сделать вывод о том, что даже при учете зависимости формфакторов от энергии  $\pi$ -мезонов скалярный и тензорный варианты не проходят как единственные варианты взаимодействия. В части заключения о скалярном варианте это был новый вывод по сравнению с имевшимися тогда работами /4,7,8/ по исследованию K-распадов.

Благодаря увеличению статистики  $K_{s3}^0$ -распадов, этот вывод в настоящей работе подтверждается путем рассмотрения энергетических спектров электронов и распределений углов разлета  $\pi$ -мезона и электрона, когда энергия  $\pi$ -мезонов фиксирована в интервале  $\Delta E = 231 - 270$  Мэв (288  $K_{s3}^0$ -событий) и в интервале  $\Delta E = 244 - 270$  Мэв (212  $K_{s3}^0$ -событий). Указанные распределения для истинных конфигураций распадных частиц представлены в табл. 3 и 4 и на рис. 2 и 3 (см. стр. 9, 11). На рисунках пунктиром показаны расчетные распределения для векторного варианта взаимодействия.

х) См. также, например, обзор /6/.

Для первого интервала энергии  $\pi$ -мезонов расчетные распределения получены на основе 500 испытаний; для второго интервала - на основе 400 испытаний. Как видно из рассмотрения таблиц и рисунка, в обоих случаях только векторный вариант хорошо описывает экспериментальные распределения. В таблицу 5 сведены результаты проверки согласия расчетных и экспериментальных распределений по критерию  $\chi^2$  для первого интервала энергии  $\pi$ -мезона.

Т а б л и ц а 5

Распределение Вариант	Спектр электронов			Распределение $\cos \gamma_{e,\pi}$		
	V	S	T	V	S	T
Значение $\chi^2$	4,8	14,7	117,7	4,3	75,7	282,6
Ожидаемое значение $\chi^2$	3,0	3	3	3	4	4
Вероятность $P(\chi^2)$	0,18	0,005	$\leq 0,001$	0,25	$< 0,001$	$< 0,001$

Аналогичные данные получаются и для второго интервала энергии  $\pi$ -мезонов.

Из данных проверки следует, что скалярный и тензорный варианты исключаются, как единственные варианты взаимодействия с достоверностью выше 99,9%. Указанный вывод не связан с какими-либо предположениями о зависимости формфакторов по сильному взаимодействию от энергии  $\pi$ -мезона. На этой основе (в пренебрежении интерференционным членом скалярной и тензорной амплитуд)<sup>х)</sup> сделана оценка возможных вкладов S- и T-вариантов в распадное взаимодействие по методу минимизации распределения  $\chi^2$ . Она показала, что возможный суммарный вклад обоих вариантов не превышает 10-12%. При этом следует отметить, что из-за наличия примеси  $K_{\mu 3}^0$ -распадов, эта оценка является завышенной. В пределах ошибок она согласуется с аналогичными данными, полученными в работе /9/ при исследовании  $K^+$ -распадов.

Хорошее согласие экспериментальных спектров электронов и углов разлета  $\gamma_{e,\pi}$  с расчетными распределениями для векторного варианта взаимодействия указывает, что в пределах ошибок опыта отсутствует зависимость формфактора  $g_V$  от энергии электронов. Этот результат свидетельствует в пользу локальности слабого взаимодействия по лептонному току. Ввиду того, что масса скалярного баролептона, который может быть ответственен за нелокальность слабого взаимодействия по лептонному току (если последний вообще существует) по-видимому велика<sup>хх)</sup>, его проявление в  $K_{e 3}$ -распаде

х) При CP-инвариантности слабого взаимодействия этот интерференционный член равен нулю.

хх) По оценкам из спектров электронов в  $\beta$ -распаде ядер нижний предел массы баролептона лежит выше 2300 м.

при достигнутой точности измерения спектров заметить вряд ли возможно. Аналогичный вывод сделан в цитированной работе /9/.

Исследование спектров и угловых корреляций частиц в  $K_{s1}$ -распадах производилось в работах /4,5,7,8,9,10,11/. Выводы, полученные в этих работах о варианте распадного взаимодействия, согласуются между собой. Однако только в нашей работе впервые рассмотрены распределения при фиксированной энергии  $\pi$ -мезонов, в связи с чем сделанные заключения не связаны с какими-либо предположениями о зависимости факторов по сильному взаимодействию от энергии  $\pi$ -мезона.

В заключение авторы выражают благодарность научным сотрудникам Д. Котляревскому, Э. Оконову, Г. Тахтамышеву, Л. Чхадзе за помощь в работе и большой группе лаборантов за обслуживание экспериментальных установок и измерение снимков.

#### Л и т е р а т у р а

1. А. Мествиришвили, Д. Нягу, Н. Петров, В. Русаков, Л. Чхадзе, У Цзун-фань. Материалы XII международной конференции по физике высоких энергий 1984г., том 2, 124, Атомиздат, 1986;
2. Д.М. Котляревский, А.Н. Мествиришвили, Д. Нягу, Э.О. Оконов, Н.П. Петров, В.А. Русаков, Л.В. Чхадзе, У Цзун-фань. Ядерная физика, 1, 1035 (1985).
3. I.L.Acioli, S.W.MacDowell. Nuovo Cim, 24, 606 (1962).
4. D Luers, I.S.Mitra, W.I.Willis, S.S.Yamamoto. Phys.Rev., 133, 13, 1276 (1964).
5. A.Abashian, R.J.Abrams, D.W.Carpenter, G.P.Fisher, B.M.K.Nefkens, J.H.Smith. Материалы XII международной конференции по физике высоких энергий 1984 г., том 2, 87, Атомиздат, 1986.
6. Э.Н. Мальцев. Препринт ОИЯИ, P-2234, Дубна, 1985.
7. I.L.Brown, J.A.Cadyk, C.H.Tilling et. al, Phys. Rev. Lett, 7, 429 (1961).
8. G.Borroni, G.Rinando, A.E.Werbruck. Physics Lett, 2, 123 (1964).
9. G.L.Jensen, S.Francis, S.Shakice, E.P.Roc, D.Sinclair. Phys. Rev., 135, B, 1423 (1964).
10. G.E.Kalmus, A.Cerman, U.Camerin, G.Henderson. Материалы XII международной конференции по физике высоких энергий 1984 г., том 2, 139, Атомиздат, 1986.
11. E.Bellatti, E.Florini, A.Pullia, Physics Lett, 20, 690 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 августа 1986 г.

Таблица 1а Распределения для истинных конфигураций. Первая выборка

Спектр $\pi$ -мезонов					Спектр электронов			Распределение $\text{Cos}\delta_{e,\pi}$		
$\Delta\left(\frac{E}{E_{\text{max}}}\right)$	n %				$\Delta\left(\frac{E}{E_{\text{max}}}\right)$	n %		$\Delta\text{Cos}\delta_{e,\pi}$	n %	
	Опыт	Расчет				Опыт	Расчет		Опыт	Расчет
V		S	T	V	V					
0,0 ÷ 0,2	2,9 ± 0,8	0,8 ± 0,4	6,2 ± 1,0	0,6 ± 0,4	0,0 ÷ 0,2	20,4 ± 2,3	19,1 ± 2,1	1,0 ÷ 0,6	5,2 ± 1,2	2,0 ± 0,5
0,2 ÷ 0,4	6,3 ± 1,3	3,4 ± 0,8	16,6 ± 1,7	5,0 ± 0,9	0,2 ÷ 0,4	50,1 ± 3,7	46,2 ± 3,4	0,6 ÷ 0,2	9,0 ± 1,5	6,4 ± 0,7
0,4 ÷ 0,6	9,5 ± 1,5	9,3 ± 1,2	26,0 ± 2,1	23,9 ± 2,0	0,4 ÷ 0,6	24,5 ± 2,5	25,8 ± 2,6	0,2 ÷ -0,2	14,1 ± 1,9	14,4 ± 1,5
0,6 ÷ 0,8	27,9 ± 2,7	29,4 ± 2,4	36,6 ± 2,5	42,3 ± 2,7	0,6 ÷ 0,8	4,7 ± 1,2	7,7 ± 1,6	-0,2 ÷ -0,2	25,5 ± 2,6	24,6 ± 1,9
0,8 ÷ 1,0	54,6 ± 3,7	57,1 ± 2,7	14,6 ± 1,6	28,2 ± 2,2	0,8 ÷ 1,0	0,3 ± 0,3	1,2 ± 0,7	-0,6 ÷ -1,0	46,1 ± 3,5	52,6 ± 2,8

Таблица 1б Суммарные распределения. Первая выборка

Спектр $\pi$ -мезонов					Спектр электронов			Распределение $\text{Cos}\delta_{e,\pi}$			
$\Delta\left(\frac{E}{E_{\text{max}}}\right)$	Опыт	n %			$\Delta\left(\frac{E}{E_{\text{max}}}\right)$	Опыт	n %		$\Delta\text{Cos}\delta_{e,\pi}$	n %	
		Расчет					Расчет	Расчет		Опыт	Расчет
V	S	T	V	V							
0,0 ÷ 0,2	4,5 ± 1,0	4,0 ± 0,8	3,6 ± 0,8	0,4 ± 0,3	0,0 ÷ 0,2	18,1 ± 2,2	16,2 ± 1,6	1,0 ÷ 0,6	6,8 ± 1,3	3,6 ± 0,7	
0,2 ÷ 0,4	11,2 ± 1,8	7,2 ± 1,1	7,9 ± 1,2	4,9 ± 0,9	0,2 ÷ 0,4	44,5 ± 3,4	40,1 ± 2,7	0,6 ÷ 0,2	9,6 ± 1,6	8,4 ± 1,1	
0,4 ÷ 0,6	15,3 ± 2,0	14,8 ± 1,6	27,7 ± 2,1	23,7 ± 2,0	0,4 ÷ 0,6	23,0 ± 2,4	26,5 ± 2,0	0,2 ÷ -0,2	17,4 ± 2,1	14,4 ± 1,5	
0,6 ÷ 0,8	27,0 ± 2,6	28,7 ± 2,4	35,7 ± 2,4	38,3 ± 2,5	0,6 ÷ 0,8	11,3 ± 1,8	13,1 ± 1,4	-0,2 ÷ -0,6	25,7 ± 2,6	26,0 ± 2,0	
0,8 ÷ 1,0	42,0 ± 3,1	45,3 ± 2,8	25,1 ± 2,0	32,8 ± 2,3	0,8 ÷ 1,0	3,1 ± 0,9	4,1 ± 0,8	-0,6 ÷ -1,0	40,3 ± 3,3	47,6 ± 2,7	



Таблица 3. Распределения для истинных конфигураций  $\Delta E_{\pi} = 231 - 270 \text{ МэВ}$   
Первая выборка

$\Delta \left( \frac{E}{E_{\max}} \right)$	Спектр электронов				Распределение $\cos \delta_{e,\pi}$				
	Опыт	п %			$\Delta \cos \delta_{e,\pi}$	Опыт	п %		
		Расчет					Расчет		
		V	S	T		V	S	T	
0,0 ÷ 0,2	25,6 ± 3,0	24,3 ± 2,2	36,4 ± 2,5	56,7 ± 3,2	1,0 ÷ 0,6	2,9 ± 1,0	1,2 ± 0,5	12,8 ± 1,5	25,7 ± 2,1
0,2 ÷ 0,4	52,2 ± 4,3	48,1 ± 3,1	48,2 ± 2,9	38,8 ± 2,6	0,6 ÷ 0,2	6,1 ± 1,5	4,4 ± 0,9	14,5 ± 1,6	24,1 ± 2,1
0,4 ÷ 0,6	19,4 ± 2,6	21,8 ± 2,1	12,0 ± 1,4	2,4 ± 0,6	0,2 ÷ -0,2	11,8 ± 2,0	10,2 ± 1,4	19,0 ± 1,8	21,9 ± 2,0
0,6 ÷ 0,8	2,8 ± 1,0	5,2 ± 1,0	2,9 ± 0,8	1,4 ± 0,5	-0,2 ÷ -0,6	24,0 ± 2,9	23,8 ± 2,1	25,7 ± 2,1	19,0 ± 1,8
0,8 ÷ 1,0	0,0	0,6 ± 0,4	0,5 ± 0,3	0,7 ± 0,3	-0,6 ÷ -1,0	55,2 ± 4,4	60,4 ± 3,6	28,0 ± 2,2	9,3 ± 1,3

Таблица 4. Распределения для истинных конфигураций  $\Delta E_{\pi} = 244 - 270 \text{ МэВ}$   
Первая выборка

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

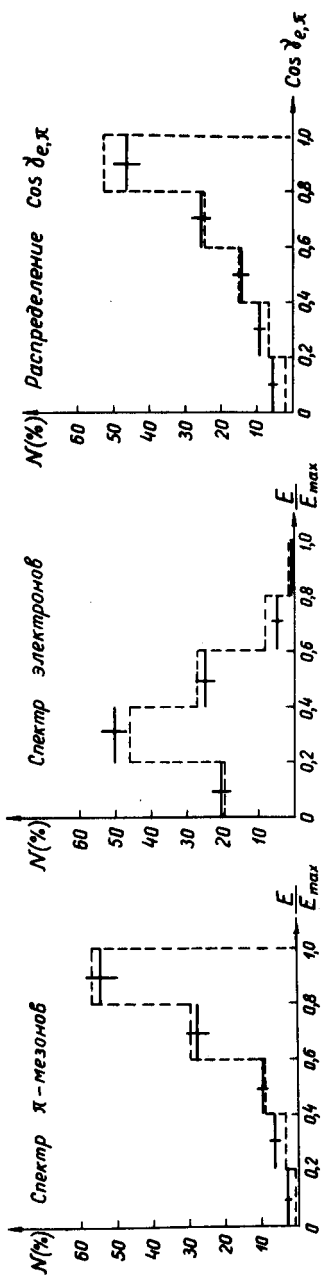


Рис. 1. Распределения для истинных конфигураций. Первая выборка

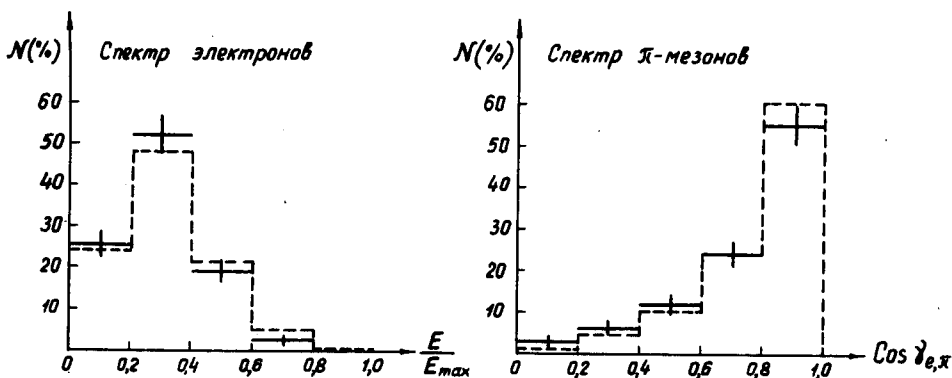


Рис. 2. Распределения для истинных конфигураций.  
Первая выборка.  $\Delta E_n = 231 - 270$  МэВ

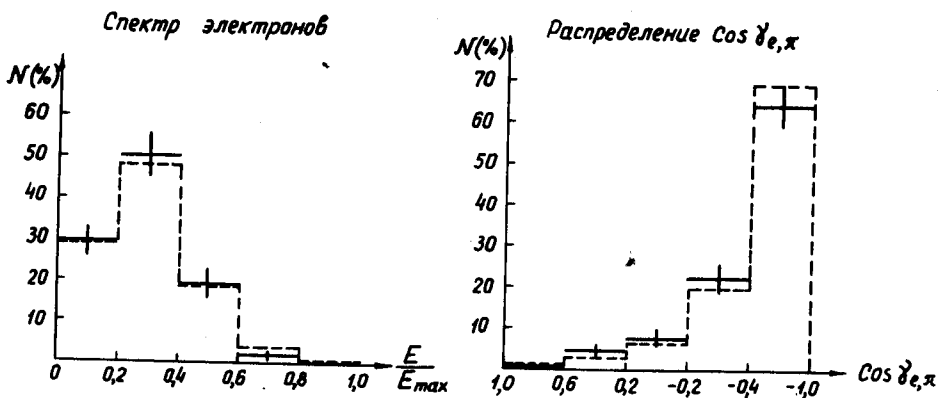


Рис. 3. Распределения для истинных конфигураций.  
Первая выборка.  $\Delta E_n = 244 - 270$  МэВ.