

С 346.58

К-734

25/5-65



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ АКАДЕМИИ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР

Д.М. Котляревский, А.Н. Мествиришвили, Д. Нягу,
Э.О. Оконов, Н.И. Петров, В.А. Русаков,
Л.В. Чхайдзе, У Цзун-фань

P-1919

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ
И УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ЧАСТИЦ
В РАСПАДАХ $K_2^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu$

29, 1965, т 1, вып. 6, стр 1035-1044

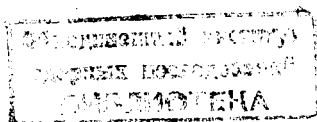
Д.М. Котляревский, А.Н. Мествиришвили, Д. Нягу,
Э.О. Оконов, Н.И. Петров, В.А. Русаков,
Л.В. Чхидзе, У Цзун-фань

P-1919

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ
И УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ЧАСТИЦ
В РАСПАДАХ $K_2^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu$

Направлено в журнал "Ядерная физика"

Дубна 1964



2888/348

Для класса распадов, в которых не сохраняется странность сильновзаимодействующих частиц, вопрос о варианте распадного взаимодействия экспериментально изучен еще недостаточно. По данным исследования спектров и угловых корреляций частиц в K_{e3} -распадах, интерпретация которых с точки зрения определения варианта взаимодействия является наиболее простой, опубликовано всего три работы^{1-3/}. В этих работах в результате сравнения полученных данных с предсказаниями теории, проведенного отдельно для каждого из трех возможных V - , S - и T -вариантов взаимодействия, было установлено, что в согласии с теорией универсального слабого ($V - A$) -взаимодействия векторный вариант хорошо описывает спектры и угловые корреляции распадающихся частиц. Скалярный вариант удается согласовать с экспериментальными данными только в предположении о резкой зависимости формфактора по сильному взаимодействию от энергии π -мезона. Тензорный вариант исключается как единственный вариант взаимодействия.

В настоящей работе, посвященной исследованию распадов $K_s^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \nu$, удалось показать, что скалярный вариант также исключается как единственный вариант, ответственный за взаимодействие, и на этой основе сделать количественную оценку возможных вкладов V - , S - и T -вариантов в распадное взаимодействие. Работа выполнена на пучке нейтральных частиц синхрофазотрона Объединенного института ядерных исследований методом камеры Вильсона в магнитном поле.

Условия опыта и идентификация K_{e3} -распадов

Схема опыта представлена на рис. 1. Источником K^0 -мезонов является внутренняя свинцовая мишень (1) размером $70 \times 40 \times 30$ мм³, помещаемая в пучок ускоренных протонов с энергией $E=10$ Гэв. Нейтральные частицы, испускаемые мишенью под углом 90° к направлению пучка циркулирующих протонов, выходят из вакуумной камеры (4) ускорителя через окно (2) в стенке (3), проходят через три свинцовых коллиматора (7,9 и 12) и направляются в камеру Вильсона (КВ), расположенную в межполюсном зазоре электромагнита (13,14,15). Для очистки пучка нейтральных частиц от γ -квантов перед первым коллиматором помещен свинцовый конвертор (6) толщиной 110 г/см². Удаление заряженных частиц из пучка производится с помощью специального отклоняющего магнита (8) (установленного в проеме железного яра (10) магнита ускорителя между первым и вторым коллиматорами), а также магнитным полем ускорителя и элек-

тромагнитом камеры Вильсона. Длина и ширина магнитной дорожки отклоняющего магнита равны 500 мм и 200 мм, соответственно; напряженность магнитного поля составляет 10 килоэрстед. Третий коллиматор представляет собой свинцовую стенку толщиной 400 мм, перекрывающую зазор между обмотками электромагнита камеры Вильсона. Для пропуска пучка в ней проделано прямоугольное отверстие сечением $180 \times 440 \text{ мм}^2$. Сечения двух первых коллиматоров соответственно равны $100 \times 170 \text{ мм}^2$ и $130 \times 330 \text{ мм}^2$. Расстояние камеры до свинцовой стенки — 600 мм; общее расстояние от мишени до середины камеры — 6,2 метра. Защита камеры от фонового излучения осуществляется железным яром (15) электромагнита и бетонной кладкой (11), примыкающей к стене здания синхрофазотрона.

Камера Вильсона имеет прямоугольную конструкцию; длина камеры — 1000 мм, ширина — 600 мм, высота освещаемого объема — $170 \text{ мм}^x/$. Посередине камеры перпендикулярно пучку падающих частиц в ряде экспозиций помещалась свинцовая пластинка толщиной $5,8 \text{ г/см}^2$, предназначенная для идентификации электронов распада по сбросу импульса при прохождении. Камера наполнялась техническим аргоном до давления 1,3 атмосферы (абсолютных); в качестве рабочей жидкости использовалась смесь этилового спирта (70% по объему) и воды (30% по объему). С целью уменьшения капельного фона в рабочем цикле камеры предусмотрена прекомпрессия рабочего объема с последующим медленным расширением. Длительность рабочего цикла камеры — 100 секунд. Освещение рабочего объема камеры производится импульсными лампами через окна в боковых стенках. Фотографирование осуществляется сверху через отверстие в полюсе электромагнита. Увеличение изображения составляет $M = 1/12$. Напряженность магнитного поля в центре камеры составляет 8700 эрстед. В цикле ускорения, который использовался камерой Вильсона, синхрофазотрон работал на пониженной интенсивности, равной $(1,5-2) \cdot 10^8$ ускоренных протонов в импульсе. В таком режиме работы одно V^0 -событие от распада K_2^0 -мезона наблюдалось в среднем на 2,5 снимка. Фоновая нагрузка камеры обуславливалась главным образом протонами, выбиваемыми нейтронами пучка из передней стенки камеры и свинцовой пластинки. Их количество на каждый снимок составляет в среднем 40–50 шт. Среднее количество звезд в газе равно 6 на снимок. При этом относительная доля звезд, в составе которых имеются π -мезоны, по причине сравнительно низкой энергии пучковых нейтронов ($E = 100 \text{ Мэв}$) меньше 10^{-3} . Конверсионные электронные пары от γ -квантов, имеющих в пучке, наблюдались в отношении 1:100 к V^0 -событиям от распада K_2^0 -мезонов. При указанных фоновых условиях имитация актов распада K_2^0 -мезонов другими процессами мала.

^{x/} Камера изготовлена в Институте физики Академии наук Грузинской ССР под руководством З.Ш. Манджвандзе.

Регистрация V^0 -событий производилась путем трехкратного просмотра фотоснимков тремя различными наблюдателями. Последний просмотр добавлял к двум предыдущим не более 2% событий. Измерение следов V^0 -событий производилось на репротекторе и автоматическом координатном приборе. Последующая обработка измерений и кинематический анализ актов распада осуществлялись на электронной счетной машине. При этом определение импульса частицы производилось с учетом топографии магнитного поля, в котором помещалась камера. K_{e3} -распады идентифицировались двумя методами. В первом из них отбор электронов распада производился по данным измерений относительной плотности почернения следов распадных частиц с импульсами $P \leq 80 \text{ Мэв/с}$. В качестве следов сравнения с минимальной плотностью почернения использовались боковые следы μ -мезонов^{x/} с импульсом $P = 600-800 \text{ Мэв/с}$. Считалось, что след принадлежит электрону, если его относительная плотность почернения не превышает величину 1,70. Как показали специально проведенные калибровочные измерения плотности почернения следов электронов и π -мезонов^{xx/}, при использовании указанного критерия отбора электронов по плотности почернения следов суммарный вклад в отобранные электроны распада от μ - и π -мезонов не превышает 3%. Во втором методе отбора регистрировались все прохождения распадных частиц через свинцовую пластинку и из них отбирались только те, у которых проходящая частица или образует электронный ливень, или испытывает сброс импульса более чем на 35%. Из отобранных таким образом прохождений затем исключались события, где измеренный сброс импульса совпадает в пределах ошибок с расчетным значением ионизационного сброса для π - или μ -мезона. Так как это были π - и μ -мезоны с импульсом, не превышающим

$P = 100 \text{ Мэв/с}$, то дополнительным критерием для их исключения служило также измерение плотности почернения следа проходящей частицы до и после пластинки. Если учесть, что ошибка измерения импульса не превышает 13%, то суммарная примесь в отобранные электроны от μ - и π -мезонов не превышает 7%. Заключительной операцией идентификации электронов распада являлась проверка кинематического соответствия отобранных V^0 -событий K_{e3} -распаду; оказалось, что в случае идентификации электронов с импульсами $P \leq 80 \text{ Мэв/с}$ она может быть использована в качестве самостоятельного критерия отбора.

Для того, чтобы при сравнении экспериментальных и теоретических характеристик K_{e3} -распада учесть влияние геометрии камеры Вильсона на отбор конфигураций

^{x/} На каждом снимке имеется в среднем по два боковых следа μ -мезонов.

^{xx/} Относительно плотности почернения следов электронов с импульсом $P \geq 30 \text{ Мэв/с}$ равна $1,35 \pm 0,17$; относительная плотность почернения следов π -мезонов с импульсами $P = 80 \text{ Мэв/с}$ составляет $2,3 \pm 0,33$.

распадных частиц в лабораторной системе к идентифицированным обоими методами

K_{e3}^0 -распадам, применялись следующие геометрические критерии отбора:

1. Длина стрелы прогиба следа распадной частицы $l \geq 0,75$ мм.
2. Углы испускания распадных частиц лежат вне области $\theta = 90^\circ \pm 10^\circ$.
3. Длина следа проходящей частицы до пластинки не менее 10 см; после пластинки - не менее 5 см.

Первым и вторым критериями исключались K_{e3}^0 -распады, у которых импульсы одной или обеих частиц не могут быть измерены вообще или не могут быть измерены с точностью лучше 13% по причинам малой длины следов и расположения следов под небольшим углом по отношению к базисной линии фотоаппарата. Третьим критерием обеспечивалась надежность фиксации прохождения распадных частиц через свинцовую пластинку. На статистике 8000 V^0 - событий от распада K_2^0 -мезонов с учетом перечисленных критериев отбора по первому методу было идентифицировано 200 K_{e3}^0 -распадов (первая выборка); по второму методу - 160 K_{e3}^0 -распадов (вторая выборка). Вклад в первую выборку от других видов распада не превышает 6 событий; во вторую выборку - 10 событий. Указанные три геометрические критерия отбора применялись затем при моделировании K_{e3}^0 -распадов в освещаемом объеме камеры Вильсона, выполненном методом Монте-Карло на электронной вычислительной машине раздельно для V-, S- и T-вариантов взаимодействия в предположении о независимости формфакторов g_V , g_S и g_T от энергии π - мезона. В результате этого моделирования (сделанного с учетом энергетического спектра K_2^0 -частиц в месте расположения камеры) для K_{e3}^0 -распадов обеих выборок получены расчетные энергетические спектры π -мезонов и электронов и распределения углов разлета указанных частиц в системе покоя K_2^0 -мезона. По данным измерения импульсов электрона и π -мезона для энергии распавшегося K_2^0 -мезона в большей части K_{e3}^0 -распадов получаются два значения (истинное и ложное) и соответственно две конфигурации распадных частиц в системе покоя K_2^0 -мезона. Для K_{e3}^0 -распадов первой выборки в 188 случаях из 200 проведено надежное разделение истинных и ложных значений энергии распавшихся K_2^0 -мезонов. Для K_{e3}^0 -распадов второй выборки такое разделение провести не удалось. Поэтому для второй выборки распределения построены на основе распадных конфигураций, отвечающих обоим значениям энергии K_2^0 -мезона (суммарные распределения). Для первой выборки построены как распределения для истинных конфигураций, так и суммарные распределения. В ходе моделирования и при анализе экспериментальных результатов выяснилось, что распределения для ложных распадных конфигураций не сильно отличаются от распределений для истинных распадных конфигураций, и те и другие в одинаковой мере характерны для заданного варианта взаимодействия. Расчетные суммарные распределения построены на основе 500 испытаний, распределения для истинных конфигураций - на основе 250 испытаний. На

рис. 2 изображен энергетический спектр K_2^0 - мезонов в месте расположения камеры. Он получен путем аппроксимации экспериментального спектра истинных и ложных значений энергии K_2^0 -мезонов (по всем 380 K_{e3}^0 -распадам) суммой аналогичных расчетных спектров, соответствующих набору энергий K_2^0 -мезонов от 25 Мэв до 300 Мэв, по методу минимизации распределения χ^2 . На рисунке кружочками показаны значения интенсивностей K_2^0 -мезонов различных энергий, полученные в результате расчета. Энергетический спектр K_2^0 -мезонов, полученный только по K_{e3}^0 -распадам первой выборки (где произведено практически полное выделение истинных значений энергии распавшихся K_2^0 -мезонов) находится в удовлетворительном согласии с приведенным на рис. 2 спектром.

Экспериментальные результаты

Экспериментальные и расчетные энергетические спектры π -мезонов и электронов и распределения угла разлета ($y_{e\pi}$) этих частиц представлены в таблицах 1а и 1б (первая выборка) и таблице 2 (вторая выборка). Приведенные в таблицах ошибки определения величин включают только статистические отклонения. Для наглядности распределения, соответствующие K_{e3}^0 -распадам первой выборки, показаны на рис. 3а и 3б графически. Крестиками отмечены теоретические распределения для векторного варианта взаимодействия. Как видно из рассмотрения таблиц 1а, 1б, 2 и рисунков 3а и 3б в предположении о независимости формфакторов по сильному взаимодействию от энергии π -мезона, в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными находится только векторный вариант взаимодействия. Чтобы убедиться, можно ли согласовать расчетные распределения для скалярного и тензорного вариантов с экспериментальными распределениями, если учесть зависимость формфакторов от энергии π -мезона, была проделана следующая модификация расчетных распределений. Для расчетных спектров, соответствующих истинным конфигурациям, по трем энергетическим интервалам 0-65 Мэв; 65-104 Мэв и 104-130 Мэв (первая выборка) подбирались такие значения формфакторов, которые приводили к совпадению расчетных спектров π -мезонов для каждого варианта взаимодействия с экспериментальным спектром этих частиц. Затем с учетом найденной таким образом из данных опыта зависимости формфакторов от энергии π -мезона вновь вычислялись спектры электронов и распределения углов разлета $y_{e\pi}$. Полученные модифицированные расчетные распределения для K_{e3}^0 -распадов первой выборки сведены в таблицы 3а и 3б. В таблице 4 приведены значения квадратов модулей формфакторов (выраженные в относительных единицах), которые использовались при расчете модифицированных распределений.

Т а б л и ц а 4

Интервал энергий π -мезона	$ g_v ^2$	$ g_s ^2$	$ g_t ^2$
0-65 Мэв	$2,2 \pm 0,8$	$0,32 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,3$
65-104 Мэв	$0,90 \pm 0,16$	$0,83 \pm 0,1$	$0,52 \pm 0,1$
104-130 Мэв	$0,94 \pm 0,12$	$3,2 \pm 0,8$	$1,84 \pm 0,27$

В таблице 5 представлены результаты проверки согласия расчетных модифицированных (суммарных) распределений с соответствующими экспериментальными распределениями по критерию χ^2 .

Т а б л и ц а 5

Вариант взаимодействия	V		S		T	
	E_0	$\gamma_{оп}$	E_0	$\gamma_{оп}$	E_0	$\gamma_{оп}$
Распределение						
Значение χ^2	1,7	4,1	11	29	50	50
Ожидаемое значение χ^2	3	4	3	4	3	4

Сравнение экспериментальных и расчетных модифицированных распределений позволяет сделать следующие выводы:

1. Модифицированные расчетные распределения для векторного варианта взаимодействия находятся в хорошем согласии с экспериментальными распределениями (см. таблицу 5). В соответствии с предсказаниями теории ^{/5,6,7,8/} квадрат модуля формфактора $|g_v|^2$ слабо зависит от энергии π -мезона, медленно возрастая по мере убывания энергии. Аналогичная энергетическая зависимость формфактора установлена в цитированной работе ^{/1/} Люерса и др.

2. Скалярный вариант нельзя согласовать с экспериментальными данными и при учете энергетической зависимости формфактора. Таким образом, скалярный вариант исключается как единственный вариант взаимодействия. Достоверность этого (с учетом ошибки определения энергетической зависимости формфактора) выше 99,9%.

3. Тензорный вариант также нельзя согласовать с экспериментальными данными, если учитывать зависимость формфактора от энергии π -мезона. Таким образом, тензорный вариант полученными экспериментальными данными также исключается как

единственный вариант взаимодействия. Достоверность этого (с учетом ошибок определения энергетической зависимости формфактора) выше 99,9%.

Из указанных выводов следует, что векторный вариант или является единственным вариантом, ответственным за распад K_{e3}^0 -мезонов, или, по крайней мере, дает главный вклад в распадное взаимодействие. На этой основе нами сделана оценка возможных вкладов S- и T-вариантов в распадное взаимодействие в предположении о постоянстве формфакторов без учета в матричном элементе интерференционных членов. Ввиду незнания формфакторов отбрасывание этих членов является неизбежным. Но оно является более или менее оправданным, ибо член, включающий амплитуды для S- и T-вариантов, могущий давать существенный вклад в матричный элемент ^{/4/}, в данном случае мал. Оценка, выполненная по методу минимизации распределения χ^2 , показала, что вклад в распадное взаимодействие от S- и T-вариантов не превышает 10-15%. Учитывая то обстоятельство, что модифицированные распределения для

S- и T-вариантов также сильно отличаются от экспериментальных распределений, предположение о постоянстве формфакторов, очевидно, мало влияет на величину оценки. Модифицированные распределения для K_{e3} -распадов второй выборки дают несколько меньшую информацию о варианте распадного взаимодействия. По ним (как и в работах ^{/1-3/}) удается исключить как чистый вариант взаимодействия только тензорный вариант. Это связано с тем фактом, что в случае K_{e3} -распадов первой выборки разница между экспериментальными и расчетными распределениями для S-варианта при постоянном формфакторе g_s значительно больше, чем в случае K_{e3} -распадов второй выборки; в то время как возможность устранения этой разницы за счет введения энергетической зависимости формфактора меньше, так как спектр π -мезонов для первой выборки ближе к монохроматическому, чем для второй. Правда, следует отметить, что согласование распределений для S-варианта в случае второй выборки достигается за счет введения очень сильной зависимости формфактора g_s от энергии π -мезона (см. таблицу 4), которая является мало вероятной.

Одновременно с исследованием варианта распадного взаимодействия была найдена величина зарядового отношения. Она получена на большей статистике распадов, включающей все идентифицированные K_{e3} -распады независимо от длины распадных частей и того, измеряется или нет импульс распадного π -мезона. При этом в случае идентификации K_{e3} -распадов по второму методу электронами считались те распадные частицы, которые при прохождении через свинцовую пластинку испытывают сброс импульса более 50%.

Полученное зарядовое отношение равно:

$$\frac{N(\pi^+) - N(\pi^-)}{N(\pi^+) + N(\pi^-)} = 0,015 \pm 0,080.$$

Примесь в идентифицированные электроны распада от π^- и η^- -мезонов не превышает в данном случае 10 событий.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Б.М. Понтекерво за полезные дискуссии, научным сотрудникам Г.Г. Тахтамышеву, Л.В. Чхаидзе за помощь в работе, Э.Л. Андроникашвили, В.И. Векслеру, В.П. Джелепову, З.Ш. Манджавидзе и И.В. Чувило - за стимулирование работы. Л.А. Кулюхиной - за проведение вычислений. Авторы благодарны также работникам отдела обслуживания синхрофазотрона и лаборантам, обеспечившим экспонирование камеры в пучке частиц и регистрацию и измерение V^0 -событий.

Л и т е р а т у р а

1. D.Luers, I.S.Mitra, W.I.Willis, S.S.Yamamoto. Phys. Rev., 113 B, 1276 (1964).
2. I.L.Brown, J.A.Kadyk, G.H.Trilling and oth. Phys. Rev. Lett., 7, 423 (1961).
3. G.Borreani, G.Rinando and A.E.Werbruck, Physics Lett., 12, 123, 1964.
4. Л.Б. Окунь, ЖЭТФ, 33, 525 (1957).
5. J.Bernstein and S.Weinberg. Phys. Rev., Lett., 5, 481 (1960).
6. S.W.Mac Dowell, Phys.Rev., 116, 1047 (1959).
7. P.Dennery and H.Primakoff, Phys. Rev., 131, 1334 (1963).
8. N.Brene, LEgardt and B.Ouist, Nucl.Phys., 22, 553 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 декабря 1964 г.

Т а б л и ц а 1а

Первая выборка. Суммарные распределения

Спектр π^- -мезонов				Спектр электронов				Распределение $\cos \theta_{e,\pi}$						
$\theta (E_{\pi})$ ($E_{\pi \text{ макс}}$)	N (%)			$\theta (E_e)$ ($E_{e \text{ макс}}$)	N (%)			$\cos \theta_{e,\pi}$	N (%)					
	Опыт	Расчет			Опыт	Расчет			Опыт	Расчет				
		V	S			T	V			S	T			
0-2	6,3±1,8	5,4±1,1	4,0±0,9	1,6±1,1	0-2	18,3±3,0	16,2±1,8	18,8±2,0	4,0±1,2	-1,0	35,5±4,3	38,6±2,8	12,9±1,8	6,5±2,3
2-4	10,6±2,3	8,6±1,4	9,3±1,9	6,3±2,2	2-4	44,5±4,7	42,9±3,1	50,6±3,3	43,7±5,9	-8	22,3±3,4	26,8±2,4	18,2±1,8	12,5±3,2
4-6	13,5±2,7	10,3±1,6	24,2±2,3	19,2±3,9	4-6	23,0±3,4	27,2±2,4	23,7±2,1	15,2±3,5	-2	18,7±3,1	17,1±2,0	18,8±2,0	23,0±4,3
6-8	27,2±3,7	28,0±2,4	35,0±2,7	37,6±5,5	6-8	10,5±2,3	14,0±1,6	5,8±1,0	0,5±0,5	2	13,8±2,7	1,5±1,6	24,8±2,3	27,9±4,7
8-10	42,4±4,7	47,7±3,3	27,6±2,4	35,2±5,3	8-10	3,7±1,4	2,9±0,8	0,1±0,3	0,4±0,4	6	8,7±2,3	6,0±1,1	25,9±2,3	28,9±4,9

Т а б л и ц а 1б

Первая выборка. Распределения для истинных конфигураций

Спектр π^- -мезонов				Спектр электронов				Распределение $\cos \theta_{e,\pi}$						
$\theta (E_{\pi})$ ($E_{\pi \text{ макс}}$)	N (%)			$\theta (E_e)$ ($E_{e \text{ макс}}$)	N (%)			$\cos \theta_{e,\pi}$	N (%)					
	Опыт	Расчет			Опыт	Расчет			Опыт	Расчет				
		V	S			T	V			S	T			
0-2	3,6±1,4	1,4±0,8	6,8±1,7	0,8±0,6	0-2	17,8±3,0	22,3±3,3	15,6±2,4	34,1±4,0	1,0	36,5±4,4	43,6±4,8	7,6±1,8	4,4±1,4
2-4	6,1±1,8	2,4±1,1	15,6±2,5	4,4±1,4	2-4	53,6±5,3	48,5±4,9	42,8±4,1	46,2±4,4	-6	25,1±3,8	24,7±3,4	18,4±2,7	14,0±2,1
4-6	7,7±2,0	5,7±1,7	22,4±3,0	24,3±2,8	4-6	20,9±3,2	24,3±3,4	32,8±3,6	13,7±2,4	-2	19,5±3,2	18,0±3,0	21,6±2,9	25,5±3,2
6-8	25,0±3,6	29,6±3,8	36,8±3,8	42,5±4,1	6-8	6,6±1,8	3,4±1,3	8,4±1,8	0,0±0,0	2	10,8±2,3	10,0±2,1	25,2±3,2	24,0±3,4
8-10	57,7±5,4	60,9±5,3	18,4±2,8	32,8±3,4	8-10	1,0±0,7	0,5±0,5	0,4±0,4	0,0±0,0	6	6,1±1,8	2,8±1,1	27,2±3,3	30,4±3,6

Т а б л и ц а 2.

Вторая выборка. Суммарные распределения

Спектр π^- -мезонов				Спектр электронов				Распределение $\cos \theta_{e,\pi}$						
$\theta (E_{\pi})$ ($E_{\pi \text{ макс}}$)	N (%)			$\theta (E_e)$ ($E_{e \text{ макс}}$)	N (%)			$\cos \theta_{e,\pi}$	N (%)					
	Опыт	Расчет			Опыт	Расчет			Опыт	Расчет				
		V	S			T	V			S	T			
0-2	9,3±2,4	5,1±1,0	27,2±2,1	7,1±1,1	0-2	8,7±1,6	13±0,4	3,1±0,7	9,3±1,4	-10	57,3±4,0	63,2±5,8	34,6±3,0	44,0±2,8
2-4	14,0±3,0	12,7±1,4	24,4±2,1	18,0±1,8	2-4	21,0±3,8	15,1±1,8	12,9±1,8	23,0±2,3	-6	28,7±3,6	23,5±2,0	21,0±2,8	7,8±1,3
4-6	20,1±3,6	18,8±1,8	23,7±2,0	25,8±2,3	4-6	32,3±4,7	32,2±2,3	26,4±2,1	24,5±2,1	-2	11,2±2,7	8,8±1,3	18,5±1,8	18,8±1,6
6-8	24,0±3,8	28,7±2,3	13,7±1,8	28,6±2,4	6-8	27,8±4,3	34,6±2,4	37,9±2,6	14,8±1,8	2	6,8±2,1	3,8±0,7	13,3±1,7	21,5±2,1
8-10	31,8±4,4	33,7±2,4	11,0±1,4	20,5±2,0	8-10	18,2±3,1	14,9±1,7	18,7±1,8	23,3±2,3	6	4,0±1,6	1,4±0,3	20,5±1,9	18,1±1,8

Таблица 3а

Первая выборка. Модифицированные суммарные распределения

Спектр K_2 -мезонов				Спектр электронов				Распределение Co^{60}			
$\Delta(E_x)$ (E_{max})	N(%)			$\Delta(E_e)$ (E_{max})	N(%)			ΔCo^{60}	N(%)		
	Расчет				Расчет				Расчет		
	V	S	T		V	S	T		V	S	T
0-2	58±16	20±09	20±08	0-2	172±20	306±24	495±31	-10	375±30	165±18	30±14
2-4	93±21	94±19	44±09	2-4	421±31	408±28	351±28	-6	262±25	289±21	172±19
4-8	116±23	140±24	125±18	4-8	284±25	190±19	141±18	-2	170±20	176±19	191±20
8-10	270±35	274±32	210±21	8-10	115±18	77±12	95±03	2	124±17	224±21	289±28
	463±46	464±42	537±58		28±08	19±06	08±04	10	69±13	206±20	232±23

Таблица 3б

Первая выборка. Модифицированные распределения для истинных конфигураций

Спектр электронов				Распределение Co^{60}			
$\Delta(E_e)$ (E_{max})	N(%)			ΔCo^{60}	N(%)		
	Расчет				Расчет		
	V	S	T		V	S	T
0-2	208±31	361±30	531±56	-10	434±48	152±25	83±18
2-4	474±40	440±40	347±37	-6	228±33	257±32	155±25
4-8	260±32	197±28	122±22	-2	198±31	196±28	28,9±2,6
8-10	54±18	41±13	40±00	2	141±22	2,5±2,9	300±33
	84±04	01±01	40±00	10	27±1,2	18,0±2,6	233±2,9

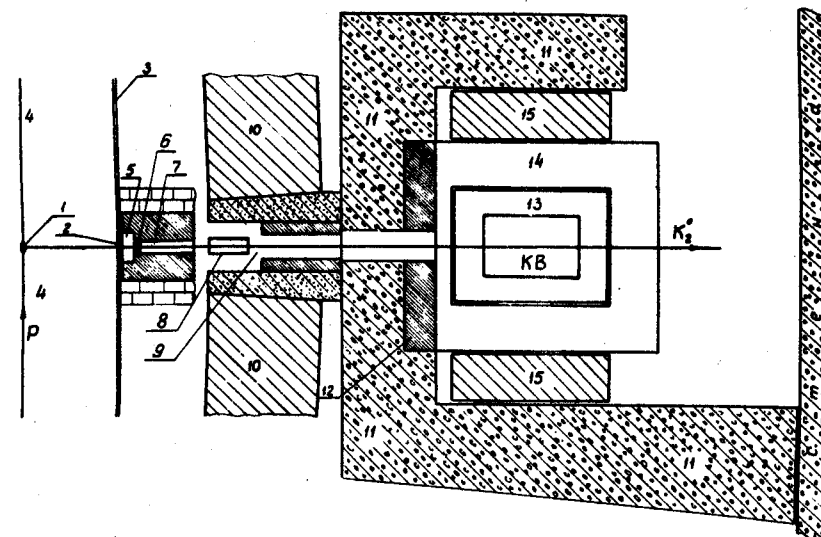


Рис. 1

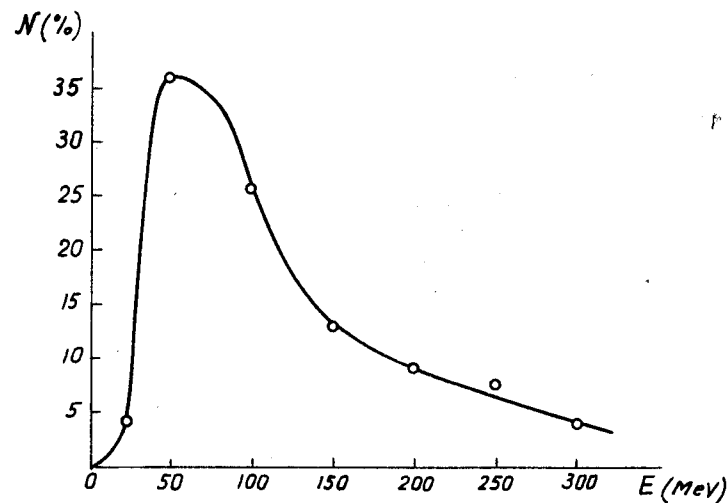
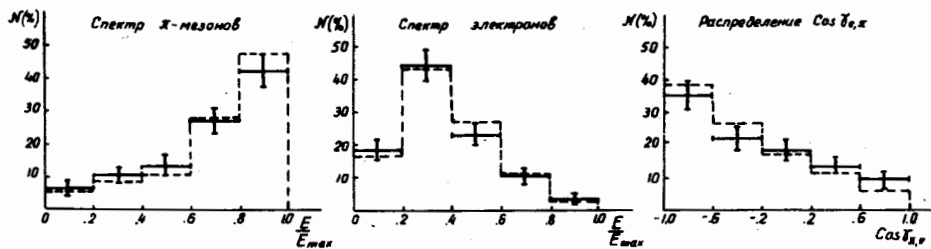


Рис. 2. Энергетический спектр K_2^0 -мезонов.



Р и с. 3а. Первая выборка. Суммарные распределения.

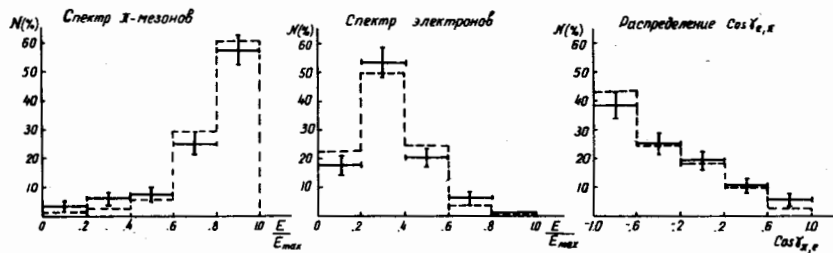


Рис. 3.б. Первая выборка. Распределения для истинных конфигураций.