

С 346.56

А-67

4/VI-65



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ АН ГРУЗИНСКОЙ ССР

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

P - 2065

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДОВ K_2^0 -МЕЗОНОВ

ЯФ, 1965, т 2, в 3, с 471-484.

Дубна 1965

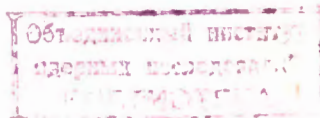
3233/3 нр.

М.Аникина, Г.Варденга, М.Журавлева,
Д.Котляревский, Ю.Лукстиньш, А.Мествришвили,
Д.Нягу, Э.Ожонов, Г.Тахтамышев, У Цэун-фань,
Л.Чхандзе

P - 2065

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДОВ K_2^0 -МЕЗОНОВ

Направлено в журнал
"Ядерная физика"



В последнее время появилось несколько работ, посвященных систематическому изучению свойств K_2^0 -мезонов^{/1-4/}. В работе Люэrsa и др.^{/1/}, выполненной с водородной пузырьковой камерой, изучались свойства лептонных $K_{e_3} \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu$, $K_{\mu_3} \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \nu$ и адронного ($K_{\pi\pi} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$) распадов. Подобные же данные, примерно на равномощном статистическом материале (500 событий), получены Адейром и Лейпунером^{/2/} в аналогичных условиях. Группа Абашана и др.^{/3/} при помощи искровых камер изучала свойства K_2^0 -мезонов, производя идентификацию каждой моды распада. Всего было зарегистрировано в этой работе ~1000 K_{e_3} , ~2000 K_{μ_3} и ~300 $K_{\pi\pi}$ распадов. В нашем сообщении на XII Международной конференции по физике высоких энергий в Дубне мы представили предварительные результаты анализа 683 K_2^0 -мезонов, зарегистрированных в камере Вильсона^{/4/}. В настоящей работе проведен более полный анализ на большем статистическом материале (1082 K_2^0 -события).

Экспериментальная установка

Данный эксперимент осуществлен на синхрофазотроне ОИЯИ^{х)}. Камера Вильсона размером 100 x 80 x 17 см³, помещенная в магнитное поле средней напряженности 9000 эрстед, экспонировалась в пучке K_2^0 -мезонов, отбравшихся под углом $(90 \pm 2)^\circ$ к пучку ускоренных протонов, падающих на свинцовую мишень. Расстояние между мишенью и камерой Вильсона равнялось 8 м. Пучок K_2^0 формировался системой из 3-х коллиматоров. Фон заряженных частиц благодаря очистке магнитным полем синхрофазотрона практически отсутствовал.

1. Характеристика пучка

Интенсивность пучка протонов, ускоренных до энергий 10 Эв, составляла $(1,5 - 2,5) \cdot 10^8$ частиц на 1 цикл. В среднем на 3 кадра регистрировалось одно ν^0 -событие. Кроме K_2^0 , в нашем канале имелся фон нейтронов и γ -квантов.

Нейтронный поток образовывал в среднем 30-40 протонов отдачи из передней стенки камеры (0,7 см латуни) и из свинцовой пластины, помещенной в центре камеры (0,5 см свинца), и в среднем 5 звезд в газе камеры (аргон при давлении 1,2 атмосферы) на кадр. Протоны отдачи лимитировали загрузку камеры и позволяли использовать только (0,5 - 1) % от полной интенсивности пучка протонов синхрофазотрона. Импульсный спектр, построенный по протонам отдачи, приведен на рис. 1. Стрелкой указаны пороги рождения одного и двух π -мезонов.

х)

Подробное описание установки имеется в работе^{/5/}.

Установленный на входе пучка свинцовый фильтр, толщиной 10 см, сильно подавлял фон γ -квантов. На ~ 100 кадров приходится 1 конверсия γ -кванта, вылетевшего из мишени. На рис. 2 показан спектр γ -квантов из мишени.

Оба эти источника фона не могут создать заметной доли событий, не отличимых от вилков распада K_2^0 . Энергетический спектр K_2^0 -мезонов приведен на рис. 3. Этот спектр получен на основании $K_{3\pi}$ событий, идентифицированных по электронам, претерпевшим при прохождении свинцовой пластины, помещенной в центре камеры, сброс импульсов $\geq 30\%$ и по идентифицированным $K_{3\pi}$ событиям.

Ввиду известной двузначности энергии K_2^0 -мезона, возникающей при ее определении по импульсам вторичных заряженных частиц и направлению движения K_2^0 для получения спектра K_2^0 , была использована следующая процедура. Строилась экспериментальная гистограмма $w'(E_{K_2^0})$, на которую наносились оба решения для полной энергии K_2^0 - истинное и ложное. Участок 500-1000 Мэв, который, по существу, охватывает весь спектр $w'(E_{K_2^0})$, разбивался на 10 интервалов. Для каждого из этих интервалов выполняется уравнение:

$$N'_i = N_i + \sum_{k=1}^{10} N_k g_{ik}, \quad (1)$$

где N_i - число событий в i -том интервале, отвечающее истинному спектру $w(E_{K_2^0})$; N'_i - экспериментальное число событий в том же интервале для спектра $w'(E_{K_2^0})$; g_{ik} - вес, с которым K -тый интервал в $w(E_{K_2^0})$ дает вклад ложных значений в i -тый интервал $w'(E_{K_2^0})$. Эти веса (g_{ik}) получены методом Монте-Карло. Таким образом, система (1) из десяти уравнений с 10 неизвестными N_i дает возможность определить искомый спектр $w(E_{K_2^0})$.

2. Фотографирование

Фотографирование производилось стереофотоаппаратом с объективами "Руссар-плазмат" с фокусным расстоянием $F = 81$ мм при диафрагме 9, на две отдельные пленки база фотоаппарата 300 мм.

Съемка производилась через отверстие в полюсе магнита. Оси объективов перпендикулярны верхнему стеклу камеры Вильсона и параллельны магнитному полю. Среднее увеличение 12,5. На прижимных стеклах фотоаппарата и на верхнем стекле камеры были нанесены кресты, которые давали возможность производить привязку точек трека к системе координат, связанной с камерой Вильсона.

3. Ошибки измерений

Средняя ошибка в импульсе составляет 7% при среднем импульсе $200 \frac{\text{Мэв}}{c}$ и средней длине 10 см. Учитываются ошибки из-за ложной кривизны (20 метров), многократного рассеяния - 2%, магнитного поля -3% и измерительная. Если считать, что обратная величина импульса распределена по Гауссу, то средне-квадратичная ошибка этой

величины составляет $\sim 3,5 \cdot 10^{-4}$ Мэв⁻¹. Ошибки в определении азимутального угла и угла вылета $1,5^\circ$, а угла разлета $\sim 2^\circ$, неточность в направлении движения K_2^0 -мезон зона составляет $2,5^\circ$.

II. Просмотр и отбор событий на измерения и для анализа, методика обработки

Среди ~ 15000 рабочих фотографий в результате 3-кратного просмотра было найдено 4500 ν^0 событий. Эффективность просмотра оценивалась согласно работе^{/8/} и оказалась равной $\epsilon = 0,89 \pm 0,08$. Измерялись все события, треки которых имели длину проекции $l \geq 3$ мм на пленке и не были направлены параллельно базе. События измерялись дважды на полуавтоматах, и затем обсчитывались по программам^{/7,8/} на машине М-20. Для анализа свойств K_2^0 -мезонов отбирались события, которые удовлетворяли следующим критериям:

1. угол вылета (θ_{\pm}) от 0° до 70° и от 110° до 180° ;
2. длина трека в пространстве $L_{\pm} \geq 8$ см;
3. углы разлета (ω) K_2^0 -событий от 10° до 180° ;
4. импульсы $P_{\pm} < 700$ Мэв/с, при этом отбрасывались события, у которых оба импульса P_+ и $P_- < 70$;
5. два измерения импульсов совпадают в пределах экспериментальной ошибки.

Экспериментальная ошибка не должна превышать двукратную среднеквадратичную ошибку аппроксимации трека параболой, определяемую длиной трека, числом измеренных точек и средней ошибкой измерения точек (12 микрон на пленке). Углы должны совпадать с точностью не хуже 3° . Кроме того были отброшены Λ^0 -частицы, родившиеся в пластине и идентифицированные по повышенной ионизации протона в выбранном нами импульсном интервале, а также подавляющее большинство пучковых γ -квантов, пар Далица, $\pi - \mu$ -распадов, μ -е распадов и т.д. Благодаря использованию всех этих критериев практически удалось избавиться от фона, а также улучшить точность измерений. Естественно, что наложение критериев отбора требует введения поправок.

Определение геометрических поправок, а также угловых и импульсных характеристик распадов K_2^0 -мезонов проводилось методом Монте-Карло. Лептонные распады моделировались в предположении векторного (ν) и скалярного (s) вариантов взаимодействия, а распад $K_{3\pi}$ - в предположении постоянной плотности распределения на плоскости Далица. Были получены следующие распределения:

1. по углам вылета (θ_+ и θ_-), заряженных частиц относительно оси пучка;
2. по углам разлета (ω) - заряженных частиц;
3. по параметру E'_s (энергия K_2^0 в системе, где сумма продольных составляющих импульса заряженных вторичных частиц равна нулю);

4. по параметру M_t - суммарной массе заряженных частиц в предположении $K_{3\pi}$ моды для всех схем распада K_2^0 - мезона;
5. по энергии нейтральной частицы T_0 в распаде $K_{3\pi}$

Эти распределения получены с учетом ошибок измерений и наложением критериев 1 и 2. Все это дает возможность получить эффективности, связанные с первыми 4-мя критериями. Предполагалось, что пятый критерий одинаково влияет на все схемы распада и не влияет на остальные вероятности. Его эффективность ϵ_5 условно взята равной 1 (хотя этот критерий отбрасывал ~ 28 % событий). Полученные эффективности даны в таблице 1.

Таблица 1
Эффективности, связанные с критериями отбора^{х)}

Схема распада	По углу вылета (θ_{\pm})	По длинам треков L	По импульсам P_{\pm}	По углам разлета ω	Полная эффективность
	ϵ_1	ϵ_2	ϵ_3	ϵ_4	ϵ
$K_{3\pi}$	0,84±0,03	0,76±0,02	0,98±0,01	0,96±0,01	0,60±0,03
K_{π_3}	0,59±0,02	0,64±0,02	0,99±0,01	0,92±0,01	0,35±0,02
K_{μ_3}	0,67±0,02	0,70±0,02	0,99±0,01	0,94±0,01	0,44±0,02

Каждое из расчетных распределений получено на статистике 10-15 тысяч событий для каждого варианта. Ошибка в эффективности из-за неточного знания спектра не превышает 2 %.

Для проверки мы сравнивали полученные эффективности с теми, которые получаются из так называемой "невыборочной статистики". "Невыборочной статистикой" мы называем часть событий, которая была обработана без наложения критериев отбора, и в которой получены все угловые и геометрические характеристики.

Из результатов обработки этой статистики мы получили, что эффективность регистрации - 90 %, причем теряется область углов вылета $70 - 110^\circ$ и углов разлета $160 - 180^\circ$.

Эффективности, полученные из невыборочной статистики и расчетным путем (моделированием) при соотношении мод распада $\Gamma(+ - 0) : \Gamma(K_{\pi_3}) : \Gamma(K_{\mu_3}) = 0,19 : 0,49 : 0,32$, сравниваются в таблице II.

III. Статистическое разделение схем распада K_2^0

Ввиду того, что возможности идентифицировать вторичные частицы очень ограничены, мы только в очень небольшой части случаев (~5 %) можем определить, к какой из трех схем распада принадлежит событие.

х) Эффективности получены в результате последовательного применения критериев.

Таблица II

Сравнение эффективностей, полученных из розыгрышей
и из "невыборочной статистики"

Способ получения эффективности	ϵ_1	ϵ_2	$\epsilon_1 \epsilon_2$
невыборочная статистика	0,88	0,84	0,43
метод Монте-Карло	0,88	0,67	0,44

Наиболее эффективным является статистическое разделение нелептонного ($K_{3\pi}$) и лептонных схем распада. $K_{3\pi}$ -распад обладает малым энерговыделением (Q) и малыми поперечными импульсами (P_{\perp}) вторичных частиц по сравнению с K_{e3} и $K_{\mu 3}$. В переменных Q и $P_{\perp 0}$ кинематически разрешенная область Q и $P_{\perp 0}$ содержит лишь небольшую примесь K_{e3} и $K_{\mu 3}$ -распадов для любого варианта взаимодействия ответственного за лептонный распад. Для выделения $K_{3\pi}$ мы применили параметр, аналогичный использованному Астье и др. /11/ и Люэром и др. /1/

$$E'_5 = \frac{M_0^2 + M_t^2 - m_0^2}{2\sqrt{M_t^2 + P_{\perp 0}^2}},$$

где m_0 и M_0 массы π_0 и K_0 соответственно; M_t суммарная масса заряженных частиц в предположении, что они являются π -мезонами, т.е. $E_+ = \sqrt{P_+^2 + m_{\pi^+}^2}$; $E_- = \sqrt{P_-^2 + m_{\pi^-}^2}$; $P_{\perp 0}$ - поперечный импульс нейтральной частицы. В системе, где продольные составляющие импульсов заряженных частиц равны и противоположны друг другу, полная энергия K_2^0 будет равна E'_5 . Теоретическое распределение E'_5 получено моделированием различных схем распада K_2^0 -мезона с учетом ошибок и указанных критериев. На рис. 4 даны экспериментальные и теоретические распределения, нормированные на полное число событий, для K_{e3} , $K_{\mu 3}$ и $K_{3\pi}$ (кривая а, в, и с -соответственно).

Теоретические кривые получены в следующих предположениях:

1. Формфакторы для s и v вариантов взаимодействия постоянны.
2. Для v -варианта взаимодействия формфакторы $K_{\mu 3}$ распада $f_+ = \text{const}$, $f_- = 0$ /1/ (как этого требует унитарная симметрия). Как видно из рис. 4, события с $E'_5 > 493$ являются в основном $K_{3\pi}$ распадами, а с $E'_5 < 493$ - лептонными распадами.

События, попавшие в область $E'_5 < 493$ МэВ, мы анализируем для определения варианта взаимодействия. При этом предполагалось, что $\frac{\Gamma(K_{\mu 3})}{\Gamma(K_{e3})} = 0,85$, как этого требует μ -е универсальность (при сделанных выше предположениях о формфакторах f_+ и f_-). Анализ распределения по псевдомассам M_t позволяет сделать следующие выводы (теоретические распределения параметра M_t получены методом Монте-Карло).

1. s -вариант взаимодействия не согласуется с экспериментальным распределением ни при каких соотношениях между вероятностями $K_{\mu 3}$ и K_{e3} распадов ($P(\chi^2) < 0,001$).

2. ν -вариант взаимодействия согласуется с экспериментальным распределением ($P(\chi^2) = 0,05$). На рис. 5 приведены теоретическое и экспериментальное распределения M_t .

I. Соотношение между модами распада K_2^0

Для получения относительных вероятностей распада K_2^0 использованы следующие соотношения:

$$1. \frac{N_{K_{\mu 3}}}{N_{K_{e 3}}} = 0,65;$$

$$2. N_{K_{3\pi}} \epsilon_{\pi} g'_{\pi} + N_{K_{e 3}} \epsilon_e g'_{e 3} + N_{K_{\mu 3}} \epsilon_{\mu} g'_{\mu} = N_{E'_5 < 493};$$

$$3. N_{K_{3\pi}} \epsilon_{\pi} g''_{\pi} + N_{K_{e 3}} \epsilon_e g''_{e 3} + N_{K_{\mu 3}} \epsilon_{\mu} g''_{\mu} = N_{E'_5 > 493}.$$

Для всех мод распада g' , g'' веса событий с $E'_5 < 493$ и $E'_5 > 493$, соответственно, а ϵ_{π} , ϵ_e , ϵ_{μ} и $N_{K_{3\pi}}$, $N_{K_{e 3}}$, $N_{K_{\mu 3}}$ — эффективности и истинное число распадов K_2^0 — мезонов. Для всех мод: $g' + g'' = 1$

$$N_{E'_5 < 493} = 751; \quad N_{E'_5 > 493} = 331.$$

Для определения числа событий $N_{K_{3\pi}}$, $N_{K_{e 3}}$, $N_{K_{\mu 3}}$ мы из данных, представленных на рис. 4, определяем g' и g'' .

В результате получаем следующие относительные вероятности:

$$w(K_{3\pi}) = \frac{\Gamma_2(+ - 0)}{\Gamma_2(\text{заряж.})} = 0,194 \pm 0,023$$

$$w(K_{e 3}) = \frac{\Gamma_2(K_{e 3})}{\Gamma_2(\text{заряж.})} = 0,486 \pm 0,06$$

$$w(K_{\mu 3}) = \frac{\Gamma_2(K_{\mu 3})}{\Gamma_2(\text{заряж.})} = 0,32 \pm 0,05,$$

где $\Gamma_2(\text{заряж.}) = \Gamma_2(+ - 0) + \Gamma_2(K_{e 3}) + \Gamma_2(K_{\mu 3})$ — абсолютная вероятность распада K_2^0 на заряженные моды. Полученная вероятность $w(K_{3\pi})$ мало чувствительна к величине $R_1 = \frac{\Gamma_2(K_{\mu 3})}{\Gamma_2(K_{e 3})} = \frac{N_{K_{\mu 3}}}{N_{K_{e 3}}} = 0,65$, а именно: если $0,60 \leq R_1 \leq 0,80$ (это крайнее расхождение в экспериментальных данных по величине R_1 см. табл. III и ^{124/}, то $0,190 < w(K_{3\pi}) < 0,195$. Ошибки относительных вероятностей вычислены с учетом как статистических, так и систематических ошибок.

Данные настоящей работы и ^{110/}, полученные в одном эксперименте, но различными способами идентификации, дают $w(K_{\mu 3}) = 0,326 \pm 0,06$. При этом мы пренебрегали распадами $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$, вероятность которых мала ($\leq 2\%^{14/}$).

2. Правило отбора $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ в лептонных распадах.

В лептонных распадах правило отбора $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ для сильно взаимодействующих частиц следует из модели Сакаты и из теории Кабиббо ^{130/}, использующей SU_3 -симметрию сильных взаимодействий при описании слабых взаимодействий.

Таблица III
Данные по вероятностям распада K_2^0

$w(K_{3\pi})$	$w(K_{e3})$	$w(K_{\mu3})$	R_1	
$0,194 \pm 0,023$				настоящий эксперимент
	$0,48 \pm 0,07$			/10/
$0,157 \pm 0,030$	$0,487 \pm 0,05$	$0,356 \pm 0,070$	$0,73 \pm 0,15$	/1/
$0,151 \pm 0,020$			$0,81 \pm 0,19$	/2/
$0,185 \pm 0,035$				/9/
$0,169 \pm 0,013$	$0,485 \pm 0,040$	$0,346 \pm 0,042$	$0,71 \pm 0,10$	средние данные

Это правило отбора предсказывает:

$$R_\ell = \frac{\Gamma_2(K_{e3}) + \Gamma_2(K_{\mu3})}{\Gamma_+(K_{e3}) + \Gamma_+(K_{\mu3})} = 2.$$

Из работы /24/ $\Gamma_{+2}(K_{e3}) + \Gamma(K_{\mu3}) = (6,28 \pm 0,39) \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$.

Из наших данных следует $\Gamma_2(K_{e3}) + \Gamma_2(K_{\mu3}) = (12,1 \pm 2) \cdot 10^6 \text{сек}^{-1} \times$

$$R_\ell = 1,92 \pm 0,34.$$

Этот результат хорошо согласуется с $|\Delta I| = \frac{1}{2}$.

IV. Анализ свойств $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$

Для анализа свойств трехпионного распада исследовалась либо: 1) вся группа событий с $E'_5 > 493$ Мэв, где подавляющее большинство (- 86%) $K_{3\pi}^0$ -распадов (280 распадов), либо 2) индивидуально отобранные вероятностным методом $K_{3\pi}^0$ -распады (229) в области $E'_5 > 498$ Мэв. Во втором случае дополнительно использовался $w(T_{K_2^0})$ -энергетический спектр K_2^0 (рис. 3). При этом составлялись величины $A_i = g_i w(T_{K_2^0})$, где индекс i пробегает 10 значений, соответствующих пяти схемам распада $\pi^{\pm} + e^{\mp} + \nu$, $\pi^{\pm} + \mu^{\mp} + \nu$, $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$) и двум возможным в каждом случае решениям для энергии K -мезона. Соотношения между весами следующие: $g_{K_{e3}} : g_{K_{\mu3}} : g_{K_{3\pi}} = 6,4 : 7,6 : 86$, соответствующие области $E'_5 > 493$. Событие идентифицируется как K_{e3}^0 или $K_{\mu3}^0$ и исключается, если наибольшая величина A_i для этих схем $\geq A_i$ для $K_{3\pi}^0$ -распада. Такая процедура снижает величину фона лептонных распадов в области $E' > 493$ Мэв с -14% до -6%, а в области $E'_5 > 498$ Мэв фон составляет всего - 4%.

х) Абсолютная вероятность распада на лептонные моды получена из абсолютной вероятности Γ_2 (заряд), приведенной в таблице 5.

I. Анализ распределения по энергии π^0 -мезона в системе центра масс $w(T_0)$

Рассмотрим группу событий, выделенных первым способом ($E'_0 > 493$) с вычитанием фона лептонных распадов. На рис. 6 представлены экспериментальное распределение $w(T_0)$ и теоретические кривые, рассчитанные в различных предположениях. Экспериментальная гистограмма не согласуется с фазовой кривой (1) ($P(\chi^2) \ll 0,001$). Если использовать приближение, рассмотренное Вайнбергом^{/11/}: $dN = (1 + \frac{a T_0}{M_0}) d\Phi(T_0)$, где $\Phi(T_0)$ - элемент фазового пространства, а M_0 - масса K^0_2 -мезона, то наилучшее согласие с гистограммой ($P(\chi^2) = 0,30$ получается при

$$a = -8,2 \pm 1,3 \quad (\text{кривая 2}).$$

На рис. 7 приведена кривая χ^2 , с помощью которой определялось значение a и Δa^x .

В таблице IV приведены данные по a из различных работ.

Таблица IV

Величина a	Ссылки
$-8,2 \pm 1,3$ $-0,9$	настоящий экспер.
$-7,3 \pm 1,7$	/1/
$-7,7 \pm 1,8$	/2/
$-8,2 \pm 1$	/3/
$-7,9 \pm 0,6$	средние данные

В работе Зингера и Брауна^{/12/} исследовалась возможность распада K^0_2 -мезона, через промежуточное виртуальное состояние с участием σ дилциона ($M_\sigma = 400$ Мэв, $\Gamma_\sigma = 100$ Мэв) с изотопическим спином $I=0$ и $J^{PG} = 0^{++}$. Ими получено для распределения $w(T_0)$ следующее выражение:

$$dN = \frac{cd \Phi(T_0)}{(A - T_0)^2 + B^2}; \quad \text{где} \quad A = \frac{(M_0 - m_\sigma)^2 - M_0^2}{2M_0}, \quad B = \frac{M_0 \Gamma_\sigma}{2M_0}.$$

Наши данные дают $M = 350 \pm 10$ Мэв, $\Gamma = 75 \pm 15$ Мэв (кривая 3, рис. 6, $P(\chi^2) = 0,30$). Эти значения были получены из условия максимума $P(\chi^2)$ на плоскости $M_\sigma, \Gamma_\sigma^{(x)}$. Следует подчеркнуть, что аналогичные распределения $w(T_+)$ и $w(T_-)$ (рис. 9) находятся в хорошем согласии с фазовой кривой $P(\chi^2) = 0,47$ для π^+ и $P(\chi^2) = 0,23$,

^{x)} Ошибка соответствует изменению $P(\chi^2)$ в e раз.

для π^+ и $P(\chi^2) = 0,23$ для π^- . Спектры π^+ и π^- совпадают: ($P(\chi^2) = 0,83$). Эти выводы и весь последующий анализ относятся к группе $K_{3\pi}$ событий, отобранных вторым способом.

2. Диаграмма Далица для $K_{3\pi}$ распада

На рисунке 9 (а) представлено распределение точек на диаграмме Далица для 229 K_2^0 -событий. На рис. 9 (а,в) приводится распределение по так называемым переменным Далица x и y /29/

$$x = \frac{\sqrt{3}}{Q}(T_+ - T_-) \quad y = \frac{3T_0}{Q} - 1 = \frac{2T_0}{T_{\max}} - 1$$

Экспериментальное распределение, исправленное на эффективность регистрации, можно аппроксимировать следующими выражениями:

$$w(x) = 1 \\ w(y) = 1 - (0,8 \pm 0,3)y,$$

которые определяют следующий вид квадрата матричного элемента $|M(x,y)|^2 = 1 - (0,8 \pm 0,2)y$. При этом $N_{x>0} = 115$ и $N_{x<0} = 114$.

3. Анализ возможных механизмов перехода $K_{3\pi}$

Выводы, полученные в предыдущих разделах этой главы, дают возможность провести сравнение с тремя предложенными механизмами перехода.

а) Прямой переход с взаимодействием в конечном состоянии. В этом случае, как показано Грибовым и др. /19,32/, $K_{3\pi}$ распад можно представить диаграммами (рис. 10 а). Из работы Сайера и Вали /17/ следует, что энергетические спектры непарных π^+ -мезонов в r' и π^0 в K_2^0 -распадах одинаковы в случае выполнения правила отбора $|\Delta I| = \frac{1}{2}$. Тогда из формул Грибова /32/ в линейном приближении из данных Ферро-Лузи и др. /15/ по r^- распаду и из наших данных, получается следующее выражение, связывающее длины рассеяния S -волнового $\pi\pi$ -рассеяния a_0 и a_2 , соответствующие значениям изотопического спина 0 и 2:

$$a_0^2 - 0,9 a_0 a_2 + 0,4 a_2^2 = -0,6 \pm 0,8.$$

К сожалению, в настоящее время все имеющиеся по K_2^+ -частицам данные, равно как и данные по K_2^0 -мезонам, не позволяют провести анализ углового распределения продуктов распада с точностью, достаточной для получения еще одного уравнения, которое дало бы возможность определить длины рассеяния a_0 и a_2 .

в) Взаимодействие через однопionное промежуточное состояние. Рядом авторов /16, 17, 18/ рассматривается механизм перехода K_2^0, r' и η -частиц в 3π через однопionное промежуточное состояние. В этом случае конечная псионная вершина одинакова для всех трех распадов (рис. 10 в) и, следовательно, их матричные элементы

пропорциональны и различаются лишь постоянным множителем. Матричный элемент пере-
хода через однопиконное промежуточное состояние описывается выражением,

$$M = c(1 + b \frac{s_2 - s_0}{m^2}), \quad \text{где } \frac{s_2 - s_0}{m^2} = -\frac{2}{3} \frac{Q M_0}{17, 19, 20, 21/} \text{ у. Наши данные дают величину}$$

$b = 0,27 \pm 0,05$. Сравнение с данными работ /17, 19, 20, 21/ дает следующие отноше-
ния: $b_{K_2^0} / b_{\pi^+} = 1,13 \pm 0,22$; $b_{K_2^0} / b_{\eta} = 1,65 \pm 0,40$ вместо ожидаемой 1. Данные
нашего эксперимента не исключают возможности перехода через однопиконное взаимодей-
ствие.

с) В первой части этой главы (рис. 6, кривая 3) была проанализирована возмож-
ность перехода через промежуточное σ -дипиконное состояние (график Фейнмана пока-
зан на рис. 10 с). Таким образом, имеющиеся экспериментальные данные не дают воз-
можности однозначно решить вопрос о том, какой из трех рассмотренных механизмов
распада является основным.

4. Проверка следствий CP-инвариантности

В случае, если CP-инвариантность сохраняется, спектры $w(T_+)$ и $w(T_-)$ оди-
наковы /17/, здесь T_+ , T_- энергия π^+ и π^- соответственно. Нами было показано в
первой части этой главы (рис. 8), что эти спектры хорошо совпадают. Отношение числа
событий, где $T_+ > T_-$, к числу событий, где $T_+ < T_-$, должно равняться единице.
Вайнберг и Трейман /22/ предлагают использовать это отношение для обнаружения сте-
пени несохранения CP-инвариантности. В нашем случае $\frac{N(T_+ > T_-)}{N(T_+ < T_-)} = \frac{115}{114} = 1 \pm 0,13$,
Это говорит о том, что, очевидно, степень нарушения CP не велика. Для того, чтобы
таким способом было обнаружено нарушение CP порядка $\epsilon = 2 \cdot 10^{-3}$ /23/ нужна
статистика $\approx 10^6$ распадов $K_{3\pi}$.

5. Проверка предсказаний правила отбора $|\Delta I| = \frac{1}{2}$

В настоящий момент все экспериментальные данные по нелептонным распадам хо-
рошо удовлетворяют правилу отбора $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ /24/. В частности, оно хорошо выпол-
няется в распадах $K_2^0 \rightarrow 3\pi$. Однако хорошая выполнимость правила отбора $|\Delta I| = \frac{1}{2}$
в случае $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ распада может быть обусловлена двумя причинами:

1. Лагранжиан слабого взаимодействия для нелептонных распадов допускает лишь
переходы с $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ (правило $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ является строгим).

2. Лагранжиан слабого взаимодействия допускает переходы с любыми $|\Delta I|$,
однако, веса амплитуд перехода с $|\Delta I| = 3/2$ малы вследствие динамики перехода в
трехпиконное состояние. В первом случае отклонения от предсказаний правил отбора
 $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ может быть обусловлено электромагнитными взаимодействиями, не
являющимися изотоп-инвариантными (нарушения $\approx 10^{-4}$). Во втором случае можно
ожидать более значительных нарушений, обнаружение которых могло бы пролить свет

на природу слабого взаимодействия в нелептонных распадах. К сожалению, экспериментальные данные в настоящий момент еще не являются настолько статистически обеспеченными, чтобы исключить тот или иной вариант, осуществляемый в природе.

Мы воспользуемся данными других работ (таблица VI), чтобы провести сравнение полученных нами данных с предсказаниями правил отбора (ΔI).

Таблица V

Данные по абсолютным вероятностям, используемые для сравнения предсказаний правила отбора $|\Delta I| = \frac{1}{2}$.

Тип распада и обозначения	Значение величины 10^8 сек^{-1} абсолютной вероятности	Ссылка
1. Γ_2 (000)	$5,1 \pm 1,2$	/25/
2. Γ_2 (все моды)	19 ± 2	/26/
3. Γ_2 (заряж)	$13,9 \pm 2,2$	/25/, /28/
4. Γ_2 (заряж)	$16,1 \pm 2,2$	/27/
5. Γ_2 (заряж)	$15 \pm 1,8$	/25/, /26/, /27/
6. Γ_2 (+00)	$1,41 \pm 0,08$	/24/

Точные предсказания, следующие из правил отбора $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ представлены в таблице VI вместе с экспериментальными данными.

Таблица VI

Предсказания правила отбора $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ и экспериментальные данные

Из работы Софера и Велл /14/ (прямой переход с взаимодействием в конечном состоянии)	Из работы Брауна и Зингера $M = -400; \Gamma = 100$	Экспериментальные данные
1. $R_1 = \frac{\Gamma_2(+ - 0)}{\Gamma_+(00+)} = 2,064$	1. $R_1 = 2,22$	1. $R_1 = 2,06 \pm 0,36$
2. $R_2 = \frac{\Gamma_2(000)}{\Gamma_2(+ - 0)} = 0,76 \frac{\Gamma_+(+ - -)}{\Gamma_+(+ 00)} = 0,606$ ($R_2 = 1,74 \pm 0,12$) ^(*)	2. $R_2 = 1,66$	2. $R_2 = 1,76 \pm 0,51$
3. $\frac{\alpha r'}{\alpha K_2^0} = 1$		3. $\frac{\alpha r'}{\alpha K_2^0} = 0,83 \pm 0,16$ ^(**)

(*) Данные взяты из /24/

(**) Сравнение проведено с данными работы /20/

Из этой таблицы можно заключить, что наши данные в совокупности с данными по K^+ и $K^0 \rightarrow 3\pi^0$ в пределах ошибок удовлетворяют правилу $|\Delta I| = \frac{1}{2}$, причем имеется согласие как с моделью Софера и Вели, так и Зингера-Брауна. Однако мы видим, что различия в предсказаниях разных динамических моделей довольно значительны и поэтому можно надеяться сделать выбор между ними при увеличении статистической точности, если правило отбора является строгим. Здесь нужно отметить, что предсказания Софера и Вели зависят от существования CP-инвариантности в распадах, а предсказания Зингера-Брауна - от ширины и массы σ -дипиона (правда, отношение R_1 из табл. VI малочувствительно к этим параметрам).

Если же считать, что разрешены переходы с любым $|\Delta I|$, то в этом случае требования статистики Бозе и CP-инвариантности, допускающей только $I=1$ и $I=3$ состояния конечных трех π^- мезонов, дают отношение ^{/28/}

$$R_2 = \frac{\Gamma_2(000)}{\Gamma_2(+0)} = 1,888 \frac{(s_1 - s_3)^2}{(s_1 + 3/2 s_3) + N_1^2},$$

где s_1 и N_1 -соответственно симметричная и несимметричная $I=1$ амплитуда $3\pi^-$ и s_3 симметричная $I=3$ амплитуда. Данное равенство позволяет оценить s_3 амплитуду. Если пренебречь N_1 -амплитудой то: $s_3/s_1 = 0,02 \pm 0,04$; если $-s_3$, то: $N_1/s_1 = 0,23 \pm 0,61$. В случае, если в $3\pi^-$ -распаде доминирует симметричная s_1 амплитуда 3-х конечных π^- -мезонов, тогда особенно чувствительным к переходам $|\Delta I| = 3/2$ является отношение ^{/28/}

$$\frac{\Gamma_2(+0)}{\Gamma_2(+00)} = \frac{[s_1(1/2) + s_2(3/2)]^2}{[s_1(1/2 - 1/2 s_2(3/2))]^2} \cdot 2,064,$$

где $s_1(1/2)$ симметричная амплитуда перехода $|\Delta I| = 1/2$,
 $s_2(3/2)$ симметричная амплитуда перехода $|\Delta I| = 3/2$.

Из этого равенства можно получить:
 $\frac{s_2(3/2)}{s_1(1/2)} = 0 + 0,04$.

В заключение авторы считают приятным долгом поблагодарить Б.М.Понтехорво за плодотворное обсуждения, В.И.Векслера, И.В.Чувило за постоянный интерес к работе, Э.Л. Андроникашвили, В.П.Джелепова и З.Ш.Маяджавидзе - за поддержку. Мы также благодарим лаборантов и механиков И.Графова, Л.Гончарову, П.Жабина, Л.Любимову, Д.Свердлину, В.Смирнова, В.Степанову, Л.Филатову, Л.Филиппову, а также студентов О.Думбрайса и В.Новикова за поведение расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. D.Luers, I.S.Mitra, W.J.Willis and Jamamoto
 Phys. Rev., 133, 5 B. 1276 (1964)
2. R.K.Adair and L.Leipuner. Phys. Lett., = "12", 167 (1964).

3. A.Abashian, R.J.Abrams, D.W.Carpenter, G.P.Fisher, B.M.K.Nefrens and J.H.Smith
Phys. Rev. Lett., 13, 243 (1964).
4. М.Авнякина, М.Журавлева, Т.Варденга, Д.Котляревский, Д.Нягу, Э.Оконов, Г.Тахта-
мышев, У Цзун-фань, Л.Чхадзе. Доклад на XII Международной конференции по
физике высоких энергий 1964 г. г. Дубна.
5. Д.М.Котляревский, А.Н.Мествиришвили, Д.Нягу, Э.О.Оконов, Н.И.Петров, В.А.Руса-
ков, Л.В.Чхадзе, У Цзун-фань. Препринт ОИЯИ Р-1919 Дубна 1964.
6. К.Толстов и С.Соколов. Препринт ОИЯИ Р-1085. Дубна 1962 .
7. Р.Малышев и Д.Нягу. Методика обработки ν^0 -событий на электронно-вычислитель-
ной машине (ЭВМ). отчет ОИЯИ Б-3-1380, Дубна 1963.
8. Е.Кладницкая. Препринт ОИЯИ Р-798, Дубна (1961).
9. A.Astier, L.Blaskovic, M.M.DeCourreges, B.Eguer, A.Lloret, P.Rivet and J.Siand,
Proceedings of the Aix-en-Provence International Conference on Elementary
Particles 1961(Centred Etudes, Nucleaires de úSaclay, Seine et Oise(1961)p.227 .
10. Г.Варденга, Д.Котляревский, А.Н.Мествиришвили, Д.В.Нягу, Э.О.Оконов, В.И.Пет-
ров, В.А.Русаков, У Цзун-фань. Препринт ОИЯИ Р-1920 Дубна, 1964.
11. S.Weinberg. Phys. Rev. Letters, 4, 87 (1960) ; Phys. Rev. Lett., 4, 1585 (1960).
12. L.M.Broun and P.Singer, 133 3B, 812 (1964).
13. Грѣбов, ЖЭТФ, 41, 4, 1221 (1961); 5,633 (1958) .
14. R.F.Sawyer and Wali Nuovo Cimento, 17, 938 (1960).
15. M.Ferro-Luzzi, D.H.Miller, J.J.Murray, A.H.Rosenfeld and Tripp , Nuovo Cimento,
22, 1087 (1961).
16. G.Barton and S.P.Rosen. Phys. Rev. Lett., 8, 414 (1962).
17. D.Barley, D.Colley and J.Schultz. Phys. Rev. Lett., 10, 114 (1963).
18. S.Oneda, J.S.Kim and D.Korff. Phys. Rev., 136 4B, 1064 (1964).
- 19 F.S.Crawford, R.A.Crossman, L.J.Lloyd, I.R.Price, E.C.Fouler,
Phys. Rev. Lett., 11, 564 (1963); (E)Phys. Rev. Lett, 13 No.13 (1964).
20. G.E.Kalwus, A.Kernan, R.T.Pu, W.M.Powell, R.Doud.
Phys. Rev. Lett., 13, 99 (1964)
21. S.Bjorklund, E.L.Koller and Taylor. Phys. Rev. Lett., 4, 424 (1960);
4, 475 (1960) (E).
22. S.B.Treiman, S.Weinberg. Phys. Rev., 116 239 (1959).
23. J.H.Christenson, J. Cronin, V.L.Fitch and R.Turlay.
Phys. Rev. Lett., 13, 138 (1964).
24. И.В.Чувילו. Раппортгерский доклад на XII международной конференции по физике
высоких энергий, 1964, Дубна Р-1789 (1964).
25. V.Brisson, L.Behr, P.Petian, Aubert, E.Bellotti, A.Pullia
XII конференция по физике высоких энергий. Дубна (1964).
26. J.V.Jovanovic, J.Fisher, T.Fujii, E.Turcov, R.W.Barris, D.S.Loebbaka and G.
G.T.Zorn. Proceedings of the International Conference on Fundamental Aspects
of Weak Interaction, Broochaven, B.N.L. - 837 1964 p.32.

27. L.Auerbach, K.Lande, A.K.Mann, F.i Scilli, H.Uto, D.H.White, K.K.Young.
Международная конференция по физике высоких энергий Дубна 1964.
28. R.Daliz. Proceeding of the International Conference on Fundamental Aspects
of Weak Interaction Broochaven. B.N.L. - 837b 1964 P-378.
29. R.Daliz. Phil. Mag., 44, 1068n(1953).
30. N.Cabbibo. Phys. Rev. Lett., 12 62 (1964).
31. J.C.Pati and S.Oneda. Phys. Rev., 136, 4B 1097 (1964).
32. В.Анисович. ЖЭТФ, 44, 5, 1593 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 марта 1965 г.

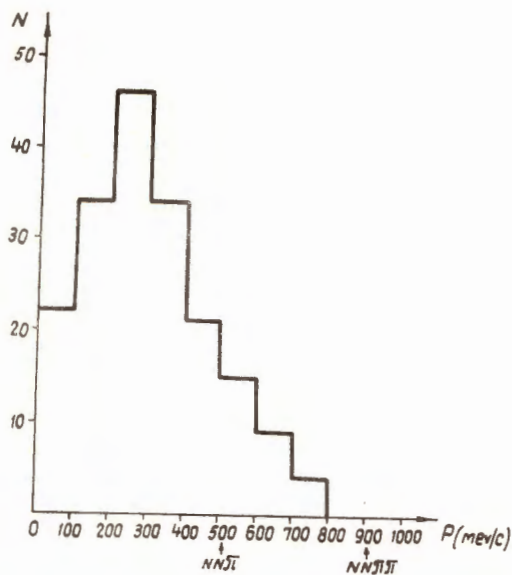


Рис. 1. Импульсный спектр нейтронов. Стрелками указаны пороги рождения одного и двух π -мезонов.

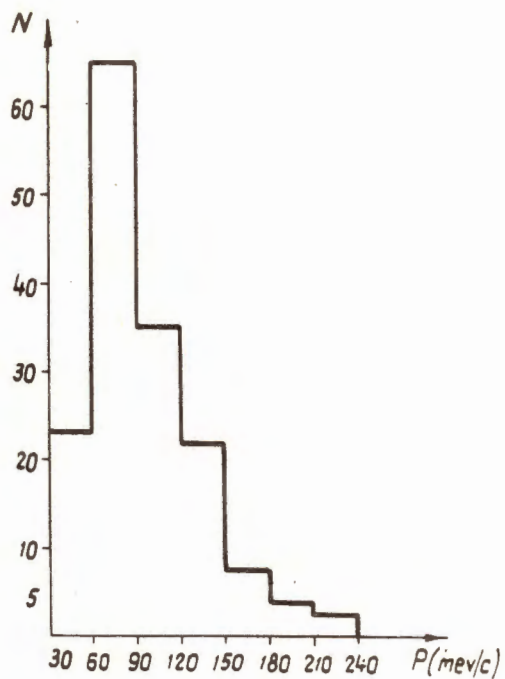


Рис.2. Импульсный спектр γ -квантов из мишени.

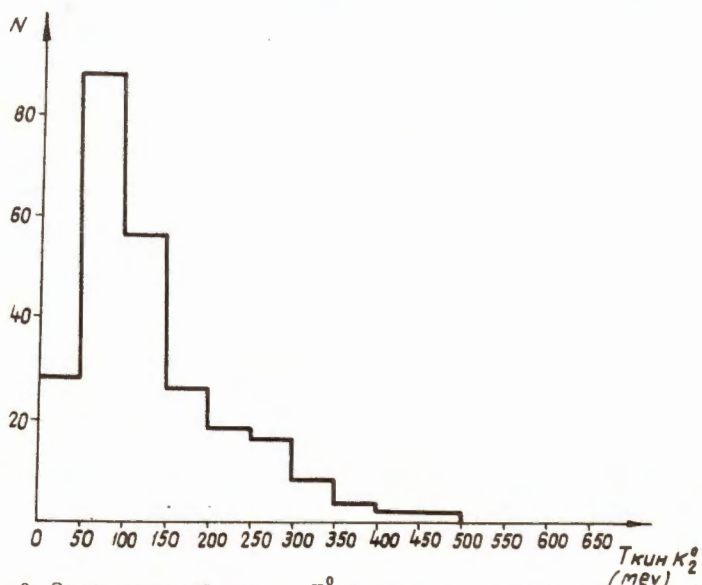


Рис. 3. Энергетический спектр K_2^0 в месте расположения камеры Вильсона.

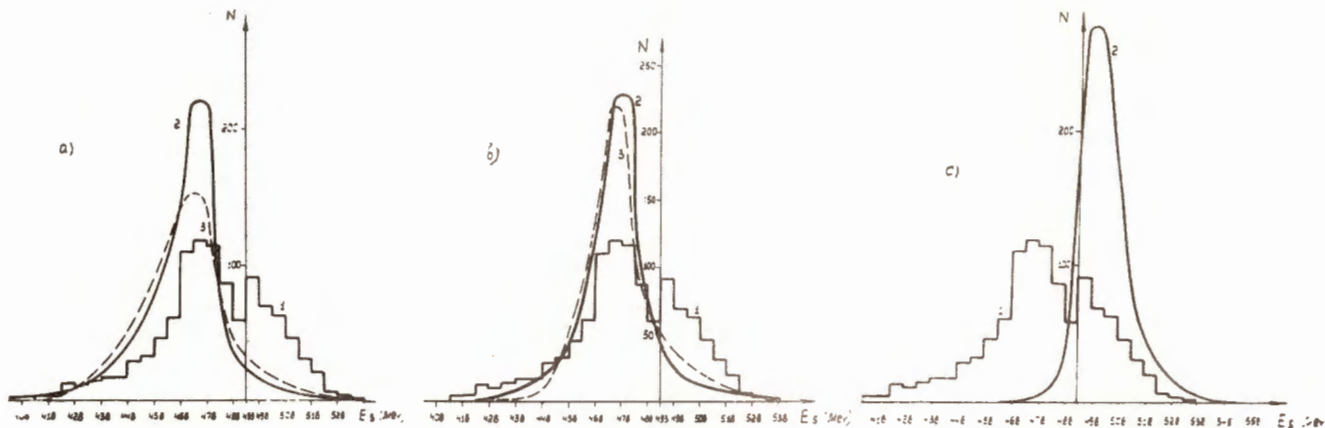


Рис. 4. Распределение по параметру E_s' . Гистограмма 1 - экспериментальное распределение. Кривые 2 и 3 - теоретические распределения, нормированные на полное число событий (1082).

Кривые 2 (рис. 4а, в) - ν -вариант взаимодействия для K_0 и K_{μ_3} . Кривые 3 (рис. 4а, в) - аналогичные кривые для s -варианта взаимодействия. Кривая 2 (рис. 4с) получена в предположении постоянного матричного элемента перехода $K_2^0 \rightarrow 3\pi$.

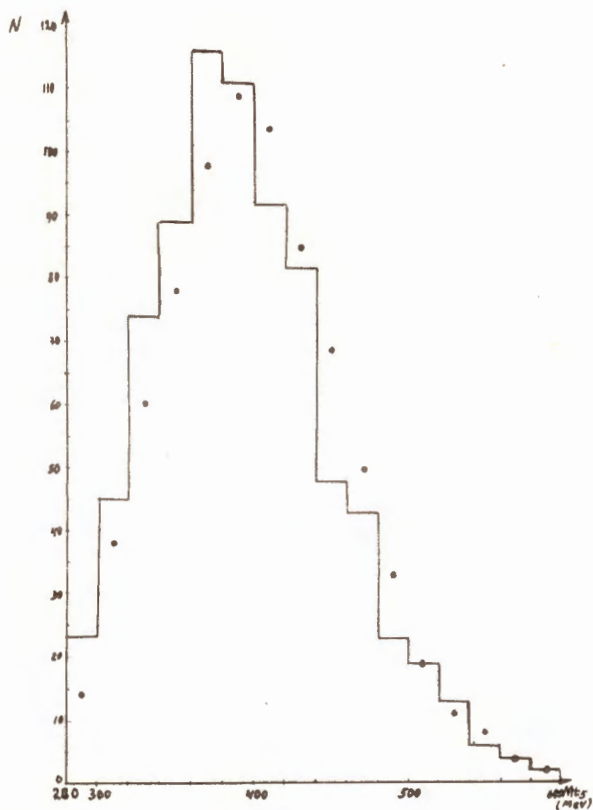


Рис. 5. Распределение M_t (780 событий) с $E'_5 < 493$. Точками дана теоретическая кривая, полученная в предположении $\Gamma_{2K_{e3}} / \Gamma_{2K_{e2}} = 0,65$ ($f_+ = \text{const}$, $f_- = 0$) для ν -варианта взаимодействия³, исправленная на эффективность регистрации.

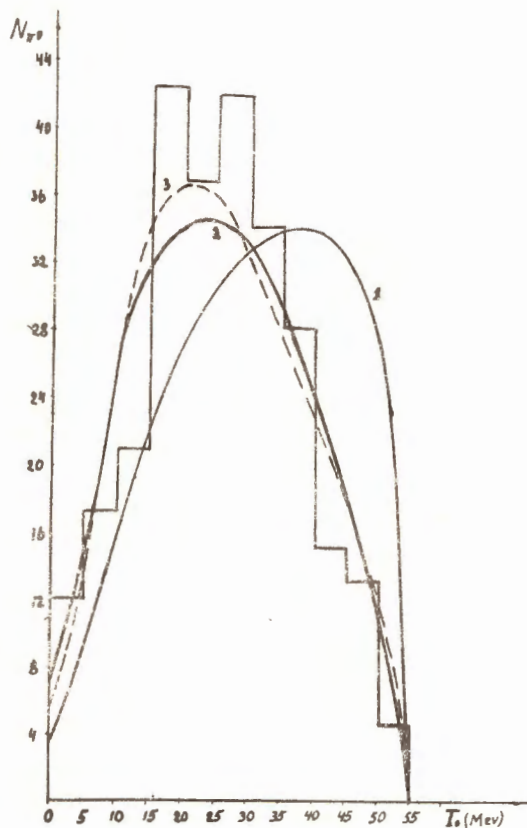


Рис. 6. Распределение T_0 . Гистограмма — экспериментальное распределение для π -мезона в системе K_2^0 (267 событий). Кривая 1 — фазовая кривая $d\Phi$, исправленная на эффективность регистрации. Кривая 2 соответствует линейному приближению следующего вида $dN = (1 + \frac{\alpha T_0}{M_0}) d\Phi$ с $\alpha = -8,2$. Кривая 3 соответствует σ -диллюционному резонансу с $M = 350$ и $\Gamma = 75$.

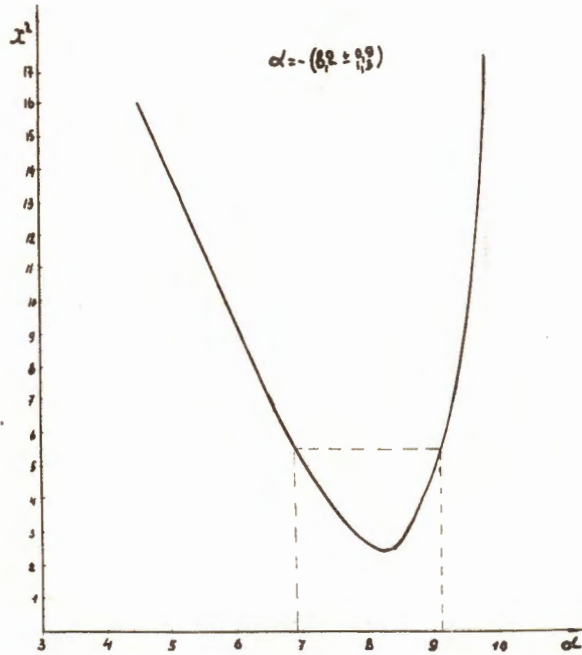


Рис. 7. Кривая χ^2 . Минимальное значение соответствует $\alpha = -8,2$. Ошибка (пунктирная линия) соответствует уменьшению вероятности $P(\chi^2)$ в e раз.

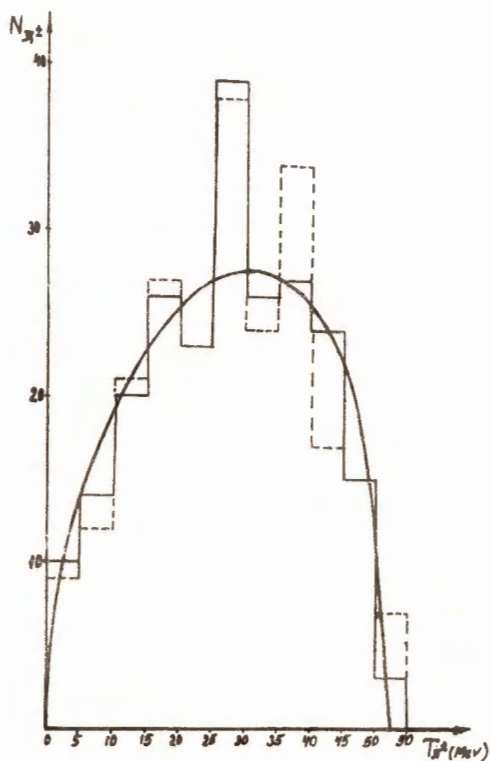


Рис.8. Распределение кинетической энергии заряженных π мезонов в системе K_2 . Сплошная гистограмма-распределение T_+ , пунктирная - распределение T_- . Сплошная кривая соответствует равномерному распределению в области Далица.

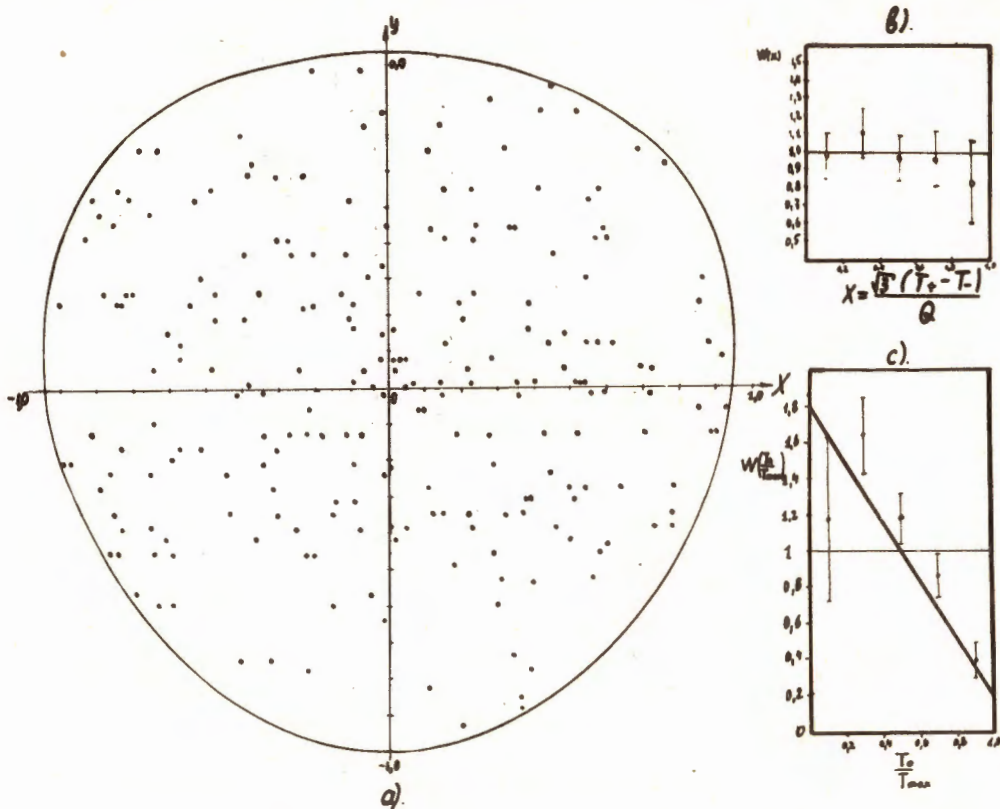


Рис. 9. Распределение точек на диаграмме Далица (а). θ (в) и θ (с) — энергетическая зависимость матричного элемента для $229 - K_{3\pi}$ — распадов для заряженных и нейтрального π -мезонов соответственно.

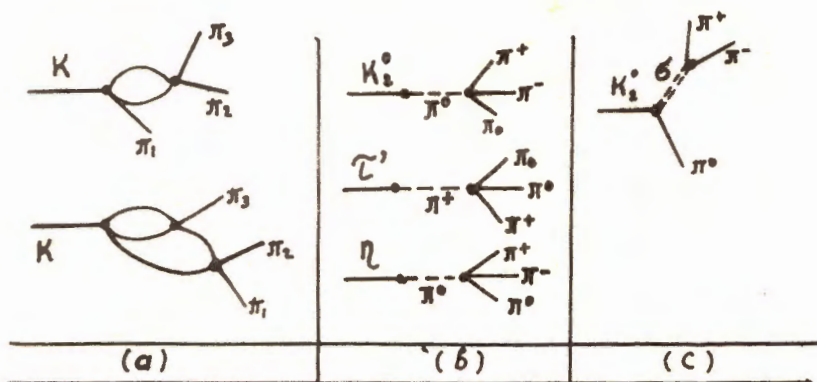


Рис. 10. Диаграммы Фейнмана переходов в конечное 3π состояние, при различных предположениях о механизме перехода. а) Прямой переход с взаимодействием в конечном состоянии, в) переход через однопионное промежуточное состояние. с) переход через σ -дипионное промежуточное состояние (резонанс Брауна-Знигера).