

К-636

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2616



В.Е. Комолова, В.С. Курбатов, Э.И. Мальцев,
А.И. Маслаков, Г.А. Ососков, И.В. Чувило

ВЕЛИЧИНА ОТНОШЕНИЯ ФОРМФАКТОРОВ
В $K^+ \mu^3$ -РАСПАДЕ

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЖЕРТВИ

1966

2616

В.Е. Комолова, В.С. Курбатов, Э.И. Мальцев,
А.И. Маслаков, Г.А. Ососков, И.В. Чувило

ВЕЛИЧИНА ОТНОШЕНИЯ ФОРМФАКТОРОВ
В K^+ μ_3 -РАСПАДЕ

У140/2 ч8

В ток-токовой теории локального $V-A$ слабого взаимодействия матричный элемент, описывающий $K^+ \ell_3$ -распады имеет вид:

$$[f_+(P_K + P_\pi) + f_-(P_K - P_\pi)]_a [\nu \gamma_a (1 + \gamma_5) \ell].$$

Первый множитель этого выражения отвечает за вклад сильного $K\pi$ -взаимодействия. Формфакторы f_+ и f_- являются функциями от $q^2 = (P_K - P_\pi)^2$, где P_K и P_π - 4-импульсы K^+ -мезона и π^0 -мезона. Если CP -инвариантность не нарушается, то f_+ и f_- действительны.

Одной из основных задач, связанных с изучением формфакторов f_+ и f_- , является определение величины их отношения $\xi = f_-/f_+$. Параметр ξ полностью характеризует свойства всех доступных для наблюдения функций распределения для продуктов распада K^+ -мезона. Если записать формфакторы f_+ и f_- в виде

$$f_+ = A_+ (1 + \lambda_+ q^2 / m_\pi^2),$$

$$f_- = A_- (1 + \lambda_- q^2 / m_\pi^2),$$

то $\xi \equiv f_-/f_+ = A_-/A_+$, поскольку априори энергетическую зависимость формфакторов можно считать достаточно слабой ($\lambda_\pm \ll 1$).

В этой работе мы продолжаем исследование останавливающихся K^+ -мезонов, зарегистрированных в ксеноновой пузырьковой камере; данные предварительного анализа и аппаратура описаны в работе /1/.

Теоретически вопрос о $K_{\mu\nu}^+$ -распаде рассматривался при некоторых предположениях о характере взаимодействия, а именно:

1. Имеет место инвариантность относительно обращения времени;
2. Нейтрино и μ^+ -мезон возникают в одной точке;
3. Взаимодействием в конечном состоянии можно пренебречь.

1. Критерии отбора и ошибки измерения

Критериями отбора являлись следующие:

- а) точка распада K^+ -мезона лежит в выделенном объеме камеры;
- б) точки конверсии γ -квантов лежат не ближе 5 мм от точки распада K^+ -мезона;
- в) трек K^+ -мезона имеет характерные признаки остановки (увеличение многократного рассеяния и ионизация);
- г) трек μ^+ -мезона в случае ухода его из камеры имеет пробег ≥ 20 мм;
- д) трек μ^+ -мезона, останавливающегося в камере, имеет длину ≥ 10 мм.

1.1 Ошибки в измерениях узловых точек

К узловым точкам относятся: точка распада K^+ -мезона, точки конверсии γ -квантов и направляющая точка на треке μ^+ -мезонов. Точность определения координат этих точек обуславливают, в конечном итоге, точность всех измеряемых параметров. Оценки величин стандартных отклонений дали следующие результаты:

$$\sigma_z = 0,0435 \text{ см,}$$

$$\sigma_x = \sigma_y = 0,0106 \text{ см.}$$

Эти данные были использованы в программах обсчета событий, где отбрасывались случаи, если ошибки для различного рода функций превышали наперед заданные значения.

1.2. Ошибки в определении энергии μ^+ -мезона по пробегу

Оценки точности измерения пробегов μ^+ -мезонов дали следующее значение для стандартного отклонения:

$$\sigma_R = 1,2 \text{ мм,}$$

что соответствует ошибке при подсчете энергии $= 2$ Мэв.

1.3. Распады на лету

В данной геометрии камеры для используемого импульса входящих K^+ -мезонов около 11% всех распадов происходит на лету. Распады на лету отделялись с помощью визуального критерия остановки, по программе реконструкции $K^+_{\mu\alpha}$ -распадов и по предельным соотношениям для продуктов распада. Всего было отброшено около 14% всех случаев, т.е. возможная примесь распадов на лету является пренебрежимо малой.

1.4. Примесь от τ' -распадов

Случаи τ' -распадов по схеме $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ могут имитировать $K_{\mu\pi}^+$ -распады, если в камере конвертирует не больше 2-х γ -квантов от распада двух π^0 -мезонов. Около 15% всех τ' -распадов приходится на область пробегов π^+ -мезона < 10 мм и отбрасывается с помощью критериев отбора событий.

Часть событий τ' -распадов, в которых конвертировали два γ -кванта, отбрасывалась при прохождении программы реконструкции для $K_{\mu\pi}^+$ -распадов. Сложнее обстоит дело с событиями τ' , в которых конвертирует один γ -квант из четырех. Здесь мы не можем применять кинематические тесты, и нам не остается ничего другого, как рассмотреть возможные искажения, получающиеся от наличия в ансамбле $K_{\mu\pi}^+$ τ' -распадов.

С этой целью методом Монте-Карло было разыграно распределение $dT/d\cos\theta_{\mu\pi}$ (см. ниже) для 917 τ' -распадов. Полученная гистограмма (рис. 1) хорошо описывается прямой линией ($\chi^2 = 3,46$, $P(\chi^2) = 80\%$). Аналогичный эффект из-за возможной примеси τ' -распадов был оценен и для dT/dE_{μ} - энергетического спектра μ^+ -мезонов, в котором ложные события могут попадать в первые два интервала шкалы энергии. Рассчитанное по программе Монте-Карло распределение ложных " μ^+ -мезонов" из τ' -распадов в зависимости от энергии показано на рис. 2. Кроме этого, по другой программе Монте-Карло было рассчитано число π^+ -мезонов из τ' -распадов, остающихся в камере при условии конверсии одного γ -кванта, для приписания τ' -распадам - имитаторам относительного веса (рис. 3).

В результате действия критериев отбора и программы реконструкции, а также учета веса τ' -событий, могущих имитировать $K_{\mu\pi}^+$ -распады, было найдено, что возможная примесь τ' -распадов в ансамбле $K_{\mu\pi}^+$ -событий не превышает 6 случаев из 232.

1.5. Примесь от $K_{\pi\pi}^+$ -распадов

Около 400 $K_{\pi\pi}^+$ -распадов сопровождалось конверсией в камере двух γ -квантов. Наиболее опасными были случаи $K_{\pi\pi}^+$ с уходящим из камеры π^+ -мезоном, для которых нельзя было применить критерий величины пробега.

Для отделения $K_{\pi\pi}^+$ -распадов использовалась программа реконструкции $K_{\mu\pi}^+$ и критерий "компланарности события".

Отбрасывались случаи, у которых отклонение от компланарности составляло меньше чем $\sin\beta < 0,1$, где β - угол между перпендикуляром к плоскости распада π^0 -мезона и направлением вылета заряженной частицы. Оценки показали, что возможная примесь $K_{\pi\pi}^+$ -распадов составляет не больше 4-х случаев.

2. Исследование типа связи

Поскольку вариант взаимодействия, ответственный за $K_{\mu\nu}^+$ -распады, известен уже достаточно хорошо^{/2/}, мы использовали анализ на тип связи в качестве теста методики. Анализировалась угловая корреляция γ -квант - μ^+ -мезон^{/3/}, резко чувствительная к варианту взаимодействия. В предположении постоянства формфакторов получены следующие значения χ^2 и $P(\chi^2)$ для векторной, скалярной и тензорной связей

Таблица 1

Тип связи	Число степ. свободы	χ^2	$P(\chi^2)$
вектор ($\xi = +2$)	9	4,78	= 84%
скаляр	9	22,30	< 1%
тензор	9	34,70	<< 1%

Кроме угловой корреляции γ - μ^+ , проверка типа связи производилась также и по энергетическому спектру μ^+ -мезонов. Энергетический спектр был поправлен с учетом эффективности камеры. Функция эффективности, кроме вероятности останковки μ^+ -мезона в камере, включала в себя вероятность конверсии хотя бы одного из γ -квантов от распада π^0 -мезона и рассчитывалась по соответствующей программе Монте-Карло. На рис. 6 приведен энергетический спектр μ^+ -мезонов и кривые для S, T и V типов связи, а результат анализа представлен в таблице 2.

Таблица 2

Результат сравнения экспериментальных данных для S, V и T типов связей по спектру dT/dE_{μ} , формфакторы постоянные

Тип связи	ξ	Число степеней свободы	χ^2	$P(\chi^2)$
Вектор	- 1,0	6	2,32	87%
	- 0,5	6	2,29	87%
	0	6	2,18	88%
	+ 0,5	6	2,34	87%
	- 2,0	6	2,41	86%
Скаляр	-	6	5,45	47%
Тензор	-	6	12,80	3%

Так же, как и при анализе угловой корреляции γ - μ^+ , наилучшее согласие экспериментальных данных получено для V-связи, но нельзя исключить и скалярный вариант взаимодействия.

3. Величина отношения формфакторов

Первой задачей, связанной с исследованием величины ξ , является определение f_- / f_+ в предположении постоянства формфакторов ($\lambda_{\pm} = 0$) и чистой векторной связи, ответственной за $K_{\mu\delta}^+$ -распад. В принципе, величина ξ может быть найдена несколькими способами. Это, во-первых, отношение частот распада

$\Gamma(K_{\mu\delta}^+) / \Gamma(K_{e\delta}^+) = 0,851 + 0,129 \xi^2 + 0,0189 \xi^4$, где в предположении μ -е универсальности положено $f_+^0 = f_+^{\mu}$. Затем, от величины ξ зависит форма энергетического спектра μ^+ -мезонов из распада $K_{\mu\delta}^+$, угловая корреляция $dT/d\cos\theta$ и другие распределения. Однако следует отметить, что если энергетический спектр μ^+ -мезонов слабо чувствителен к величине ξ , то и использование только лишь одной угловой корреляции $dT/d\cos\theta$ приводит к определенной потере информации, имеющейся в том же энергетическом спектре и в других распределениях. Кажется наиболее удобным использовать всю информацию о параметре ξ , которая содержится в различных корреляционных соотношениях, путем построения совместной функции максимального правдоподобия, в которую величина входит в качестве неизвестного параметра. Такая функция правдоподобия была построена в настоящем эксперименте.

3.1. Анализ величины ξ из энергетического спектра μ^+ -мезона

Энергетический спектр μ^+ -мезонов - одно из самых нечувствительных к параметру ξ распределений, поэтому определение параметра ξ из этого спектра носило чисто иллюстративный характер. На рис. 4 приведена кривая χ^2 - вероятности в зависимости от величины ξ . Как видно, разрешение очень плохое, так что нельзя установить даже достоверный интервал для значения величины ξ .

3.2. Анализ отношения формфакторов по угловой корреляции

В отличие от энергетического спектра мюонов угловая корреляция γ -квант-мюон является одним из самых чувствительных к параметру ξ распределений. На рис. 5 в качестве иллюстрации приведены кривые для нескольких значений величины отношения формфакторов из $K_{\mu\delta}^+$ -распадов. (Распределения имеют "показательный" характер и для простоты не поправлены на эффективность камеры). По программе Монте-Карло с учетом эффективности камеры была рассчитана кривая χ^2 -вероятности как функция величины f_- / f_+ . Результат можно видеть на рис. 7.

Отметим здесь, что угловая корреляция γ -квант- μ^+ -мезон обладает существенным недостатком - близко лежащими кривыми для больших отрицательных и больших положительных значений ξ , т.е. мы всегда как бы имеем два решения для параметра ξ . Это видно и на графике χ^2 - значений

(рис. 7). Наряду с минимумом в области $\xi = +1 \div 3$ имеется резкий спад кривой в районе $\xi < -7$. Однако, по данным многих экспериментов (см., например, (4)), большее отрицательное значение величины I_{-}/I_{+} исключается, и мы будем принимать во внимание лишь второе решение. χ^2 -кривая имеет минимум для значения

$$\xi = +3,1^{+0,5}_{-1,2}.$$

3.3. Определение параметра ξ с помощью функции максимального правдоподобия

3.3.1. Построение функции максимального правдоподобия по двум переменным

Все исследуемые события разбивались на две группы:

а) $K_{\mu\nu}^{+}$ - распады, в которых в камере остаются все продукты распада: μ^{+} - мезон и две $e^{+}e^{-}$ - пары от распада π^0 -мезона;

б) $K_{\mu\nu}^{+}$ - распады, у которых конвертируют оба γ -кванта от распада μ^{+} - мезона, но μ^{+} -мезон уходит из камеры.

Для каждой группы находилась своя функция правдоподобия. Если через L_1 обозначить функцию правдоподобия группы а), а через L_2 -аналогичную функцию для группы б), то общая функция максимального правдоподобия L находилась как

$$L = L_1 \times L_2.$$

Прежде чем излагать методику нахождения функций L_1 и L_2 заметим следующее:

1. $K_{\mu\nu}^{+}$ -распад в покое кинематически полностью определяется значениями энергий двух частиц, например, μ^{+} -мезона и π^0 -мезона, $E_{\mu^{+}}$, E_{π^0} .

2. Совместная плотность вероятности распределения энергий μ^{+} и π^0 имеет вид (чистая векторная связь):

$$\frac{\partial^2 W}{\partial E_{\pi^0} \partial E_{\mu^{+}}} = f_0(E_{\mu^{+}}, E_{\pi^0}) + \xi \cdot f_1(E_{\mu^{+}}, E_{\pi^0}) + \xi^2 \cdot f_2(E_{\mu^{+}}, E_{\pi^0}) = \Phi(\xi, E_{\mu^{+}}, E_{\pi^0}),$$

где $f_1(E_{\mu^{+}}, E_{\pi^0})$ - известные функции $E_{\mu^{+}}$ и E_{π^0} /5/.

3. Для каждого события известны $E_{\mu^{+}}$, энергия μ^{+} -мезона, и косинусы углов между направлениями вылета γ -квантов и μ^{+} -мезона, т.е. $\cos\theta_1$, $\cos\theta_2$, $\cos\phi$.

Эти четыре величины позволяют двузачно определить энергию π^0 -мезона, поскольку мы не знаем, какой из γ -квантов больше по энергии. Теперь мы можем

переходить к выводу функций L_1 и L_2 .

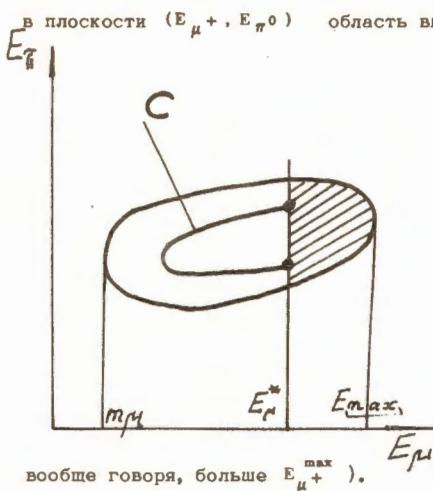
Пусть в группе а) содержится m случаев, Тогда

$$L_1 = \prod_{i=1}^m g_i(\xi),$$

где $g_i(\xi)$ — функция параметра ξ , построенная из плотности вероятности события с номером "i". Поскольку для каждого события известны направления γ -квантов и μ^+ -мезона, мы можем поставить такой вопрос: какова вероятность того, что событие с номером "i" будет иметь "определенные" значения энергий π^0 -мезона и μ^+ -мезона, при условии, что направления вылета γ -квантов и μ^+ -мезона будут одними и теми же и γ -кванты будут конвертировать в камере. Под "определенными" значениями подразумеваются значение энергии μ^+ -мезона, найденное непосредственно из опыта, и энергия π^0 -мезона, которая находится двузначно по известным

$$E_\mu, \text{Cov } \theta_1, \text{Cov } \theta_2, \text{Cov } \phi.$$

Требование, чтобы событие имело ту же самую конфигурацию, приводит к следующему:



значений энергий E_μ, E_{π^0} , которые может иметь событие вообще. Если мы потребуем, чтобы μ^+ -мезона было фиксировано направление вылета (а это эквивалентно тому, что μ^+ -мезона пробег по данному направлению может быть не больше некоторого потенциального), то это будет значить, что энергия μ^+ -мезона по данному направлению не может быть больше некоторого E_μ^* (соответствующего потенциальному пробегу). Иначе говоря возможны случаями не могут быть те случаи, которые лежат в заштрихованной области. (E_μ^* может быть, вообще говоря, больше E_μ^{\max}).

Далее, поскольку направления γ -квантов фиксированы, мы можем для каждой данной энергии μ^+ -мезона из интервала (m_{μ^+}, E_μ^*) рассчитывать двузначно энергию π^0 -мезона, т.е. получится, что областью значений энергий E_μ и E_{π^0} , допускаемых данной конфигурацией, будет некоторая кривая C . Вероятность того, что событие будет иметь данную конфигурацию и энергия μ^+ -мезона будет в интервале $E_\mu, E_\mu + dE_\mu$, будет пропорциональна

$$\psi(E_{\mu^+}, \xi) = \Phi(E_{\mu^+}, \phi_1(E_{\mu^+}), \xi) \cdot P'_{12} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial E_{\mu^+}}\right)^2} + \Phi(E_{\mu^+}, \phi_2(E_{\mu^+}), \xi) \cdot P''_{12} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial E_{\mu^+}}\right)^2}.$$

где $\phi_1(E_{\mu^+})$ - первая ветвь зависимости энергии π^0 -мезона как функция энергии μ^+ -мезона;

$\phi_2(E_{\mu^+})$ - 2-я ветвь зависимости энергии π^0 -мезона как функция энергии μ^+ -мезона;

P'_{12}, P''_{12} - вероятность конвертировать обоим γ -квантам сразу.

Таким образом, функция плотности вероятности попадания события в интервал $E_{\mu^+}, E_{\mu^+} + dE_{\mu^+}$, т.е. функция $g_1(\xi)$, есть

$$g_1(\xi) = \frac{\psi(E_{\mu^+}, \xi)}{\int_{E_{\mu^+1}}^{E_{\mu^+2}} \psi(E_{\mu^+}, \xi) dE_{\mu^+}} ; \quad E_{\mu^+2} = E_{\mu^+}^* ;$$

$$E_{\mu^+1} \equiv m_{\mu^+} .$$

Нетрудно видеть, что функцию $g_1(\xi)$ можно записать в виде:

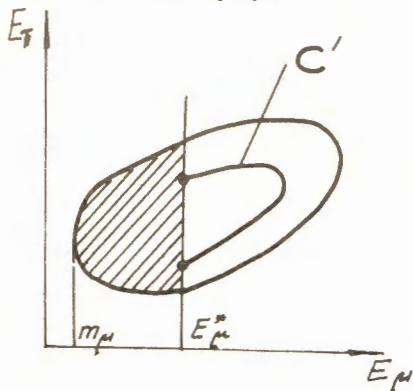
$$g_1(\xi) = \frac{A_1^0 + A_1^1 \cdot \xi + A_1^2 \cdot \xi^2}{B_1^0 + B_1^1 \cdot \xi + B_1^2 \cdot \xi^2} .$$

где A_1^j и B_1^j ($j=0,1,2$) - коэффициенты, рассчитываемые для каждого случая в отдельности. Тогда функция L_1 будет иметь вид:

$$L_1 = \prod_{i=1}^m \frac{A_1^0 + A_1^1 \cdot \xi + A_1^2 \cdot \xi^2}{B_1^0 + B_1^1 \cdot \xi + B_1^2 \cdot \xi^2} .$$

Расчет функции L_2

Во второй группе, согласно определению, запрещенной областью будет область левее $E_{\mu^+}^*$ и фиксированные направления γ -квантов и μ^+ -мезона будут "вырезать" некоторую кривую c' .



Для данного случая можно поставить такой вопрос: какова вероятность того, что будет "вырезана" именно кривая c' при данной конфигурации и при условии конверсии обоих γ -квантов?

Руководствуясь соображениями, сходными с теми, которые использовались при расчете L_1 , приходим к выводу, что и в этом случае условная плотность вероятности для события с номером „к“ группы II имеет вид

$$h_k(\xi) = \frac{C_k^0 + C_k^1 \cdot \xi + C_k^2 \cdot \xi^2}{D_k^0 + D_k^1 \cdot \xi + D_k^2 \cdot \xi^2},$$

где, как и прежде, C_k^0 , C_k^1 , C_k^2 ; D_k^0 , D_k^1 , D_k^2 - коэффициенты, рассчитываемые для каждого случая в отдельности. Функция правдоподобия для случаев группы II будет иметь такой же вид, что и L_1 .

$$L_2 = \prod_{k=1}^n \frac{C_k^0 + C_k^1 \cdot \xi + C_k^2 \cdot \xi^2}{D_k^0 + D_k^1 \cdot \xi + D_k^2 \cdot \xi^2};$$

3.3.2. Анализ результатов с помощью совместной функции максимального правдоподобия

Совместная функция правдоподобия $L = L_1 \times L_2$ показана на рис. 8 (кривая "б"). Максимум функции соответствует значению величины отношения формфакторов f_- / f_+ (для 232 событий)

$$\xi = -1,0 \begin{matrix} +1,7 \\ -1,8 \end{matrix}.$$

Кроме функции L , мы привлекли к рассмотрению функцию максимального правдоподобия, построенную на независимом наборе случаев L_3 , в которой в качестве параметра использовалась угловая корреляция γ -квант - μ^+ -мезон с учетом остановки μ^+ -мезона в камере. График этой функции приведен на рис. 8 (кривая "а"). Как уже отмечалось выше, анализ данной угловой корреляции дает два решения, что видно и на рисунке функции максимального правдоподобия. Результат построения общей функции максимального правдоподобия $L_0 = L \times L_3$ показан на рис. 9. Максимум функции соответствует значению параметра

$$\xi = -0,5 \begin{matrix} +3,4 \\ -1,3 \end{matrix},$$

3.4. Обсуждение полученных данных

Если проанализировать последние экспериментальные данные (2),(4), то средневзвешанное значение величины отношения формфакторов оказывается равным

$$\bar{\xi} = +0,16 \pm 0,16.$$

Из всего набора значений величины ξ , полученных в данной работе, наиболее достоверна оценка ξ по функции L , поскольку здесь привлекались для анализа достаточно хорошо идентифицированные случаи, т.к. к ним можно было применять программу реконструкции события, т.е.

$$\xi = -1,0 \begin{matrix} +1,7 \\ -1,8 \end{matrix}.$$

Сравнение показывает, что в пределах ошибок эксперимента наши данные не противоречат имеющимся результатам. Средневзвешенное значение величины ξ с учетом нашего числа есть

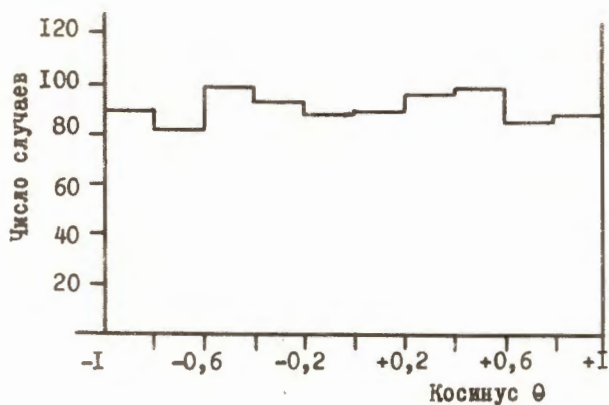
$$\bar{\xi} = + 0,15 \pm 0,10.$$

В заключение мы хотели бы поблагодарить коллектив лаборантов за проделанную очень громоздкую работу.

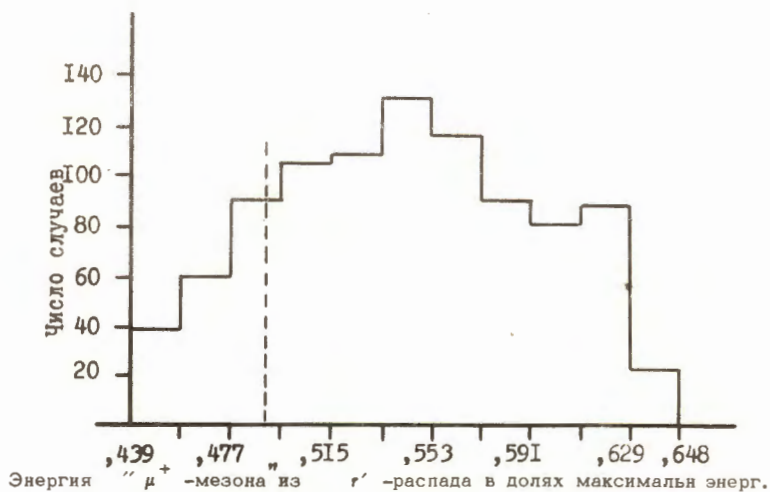
Л и т е р а т у р а

1. В.С. Курбатов, Э.И. Мальцев, А.И. Маслаков, Г.М. Сташков, Д. Пинтер, И.В.Чувילו, А.И. Шкловская. XII международная конференция по физике высоких энергий. Дубна, 1964 .
2. Э.И. Мальцев. Препринт ОИЯИ, Р-2234, Дубна, 1965.
3. В.С. Курбатов, Э.И. Мальцев, А.И. Маслаков, А.А. Стручков, А.И. Шкловская. Препринт ОИЯИ, Р-1955, Дубна, 1965.
4. G.Borreani, G.Gidei, G.Rinando, A.E.Werbrouck, A.Caforio, C.M.Carrelli, S.Natal, M.Villani. Phys. Rev., **140**, 1686 B (1965).
5. В.С. Курбатов, Г.А. Ососков. Препринт ОИЯИ, Р-1956, Дубна, 1965.

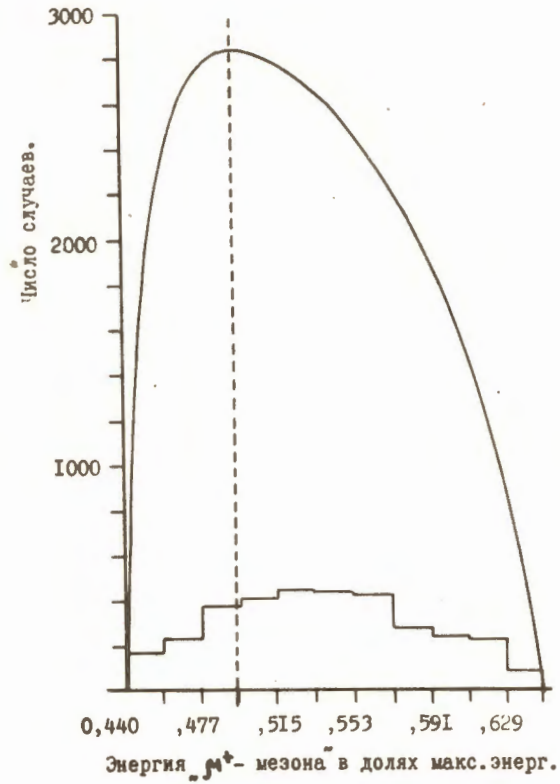
Рукопись поступила в издательский отдел
12 марта 1966 г.



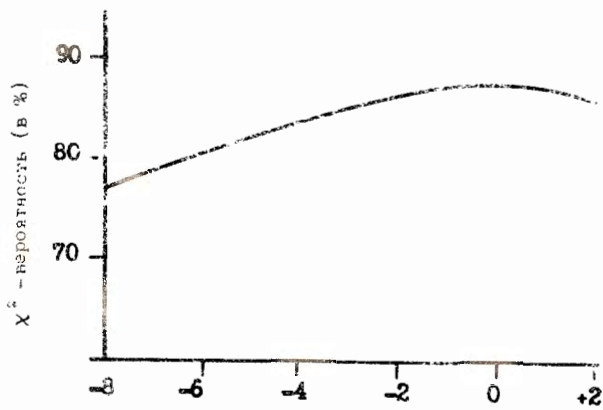
Р и с. 1. Распределение $dT/d\cos\theta$ для 917 r' -распадов. Расчет по программе Монте-Карло.



Р и с. 2. Рассчитанный по программе Монте-Карло энергетический спектр ложных μ^+ -мезонов из r' -распадов. Пунктиром отмечена величина параметра обрезания по пробегу заряженной частицы.

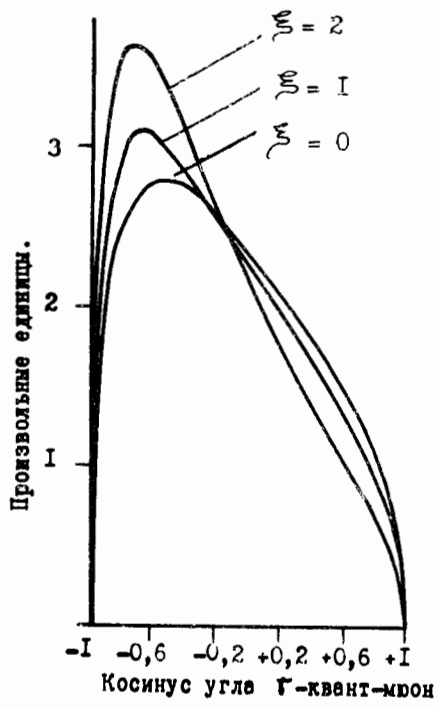


- и с. 3. Теоретический спектр π^+ -мезонов из r' -распада (линейный матричный элемент) и разыгранное по программе Монте-Карло распределение по энергиям "ложных" μ^+ -мезонов из r' -распада с учетом конверсии хотя бы одного γ -кванта от распада π^0 -мезона.

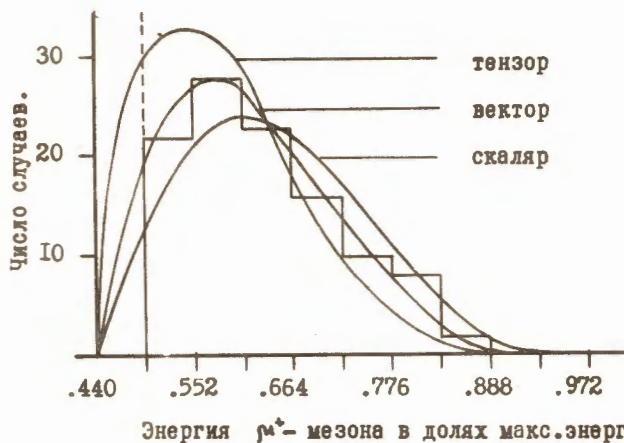


Отношение формфакторов $\xi = I_- / I_+$

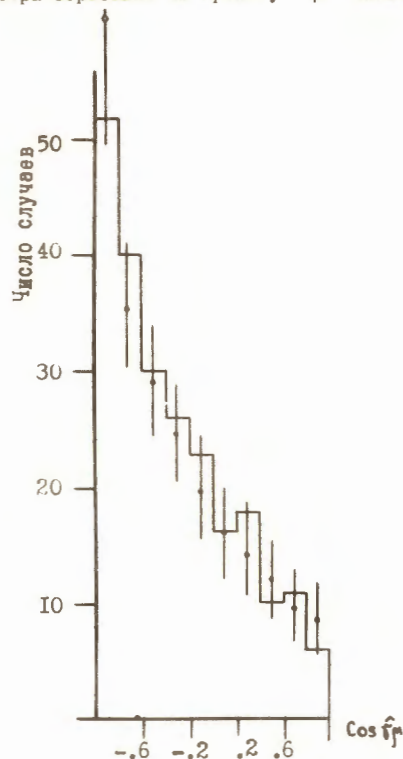
Р и с. 4. Кривая χ^2 -вероятности как функция параметра ξ для энергетического спектра мюонов из $K_{\mu 3}^+$ -распада.



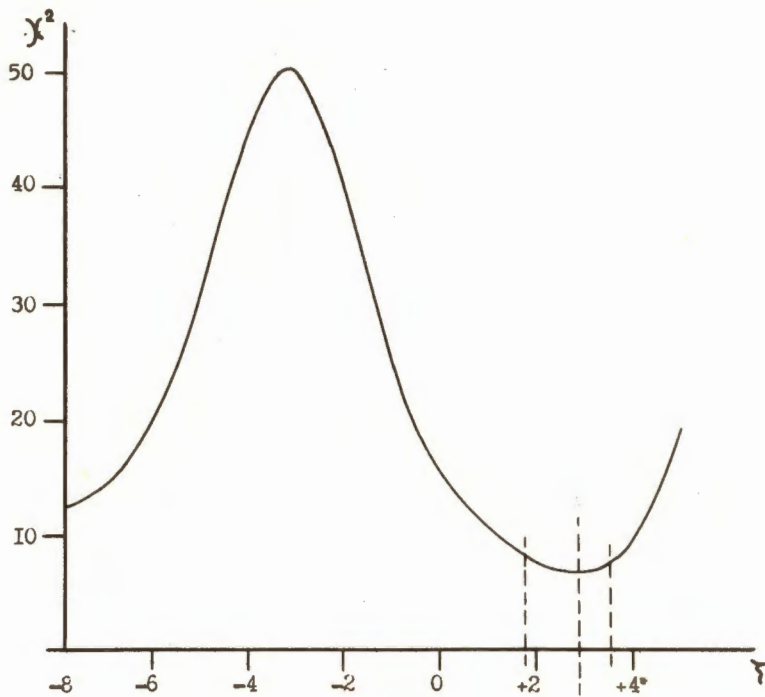
Р и с. 5. Характерное разрешение кривых $dT/d\cos\theta$ для разных величин значений параметра ξ (кривые не поправлены на эффективность).



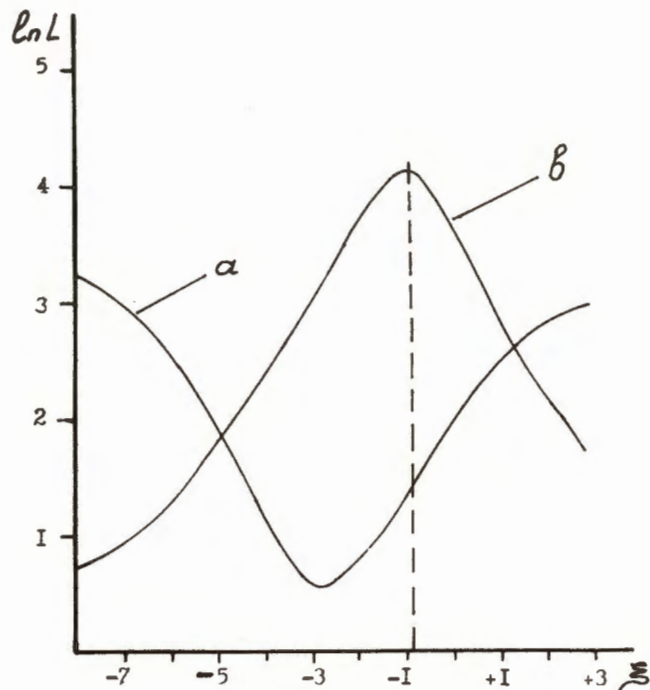
Р и с. 6. Энергетический спектр μ^+ -мезонов из $K_{\mu 2}^+$ -распада. Кривая для векторного варианта взята для отношения форм-факторов, равного $-0,5$. Пунктиром показана величина параметра обрезания по пробегу μ^+ -мезона.



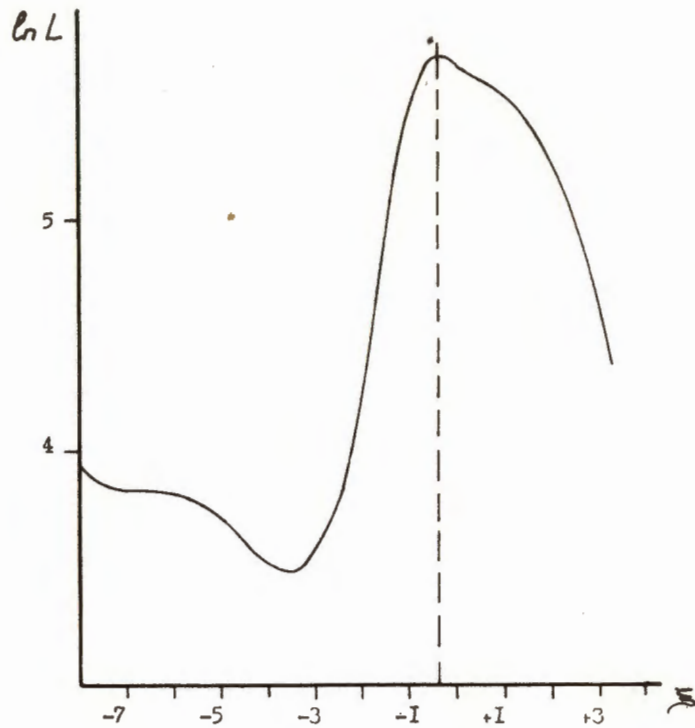
Р и с. 6а. Экспериментальная гистограмма и точки, рассчитанные по программе Монте-Карло (векторный вариант взаимодействия $\xi = +2$).



Р и с. 7. Значение χ^2 в зависимости от величины параметра ξ по угловой корреляции у μ^+ -мезон.



Р и с. 8. Графики функций максимального правдоподобия по угловой корреляции (а) и по энергиям E_{μ^+}, E_{π^0} (в).



Р и с. 9. Общая функция максимального правдоподобия по всему статистическому материалу.