

P1-2001-140

**ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ  
ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУЛЕПТОННОГО РАСПАДА  
 $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  В ЭКСПЕРИМЕНТЕ «СЕРПУХОВ-167»**

В.Ю.Батусов, Ю.Ф.Ломакин, С.Н.Малоков, И.Ш.Местверишвили,  
И.А.Минашвили, О.Е.Пухов, В.И.Романовский, Н.Л.Русакович,  
З.Р.Салуквадзе, А.С.Соловьев, И.А.Суслов, В.Б.Флягин, Д.И.Хубуа,  
Г.А.Члачидзе, А.Н.Шалюгин, В.В.Шевцов

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

А.М.Блик, В.Н.Колосов, В.М.Кутьин

*Институт физики высоких энергий, Серпухов, Россия*

А.Иорданов, Л.Литов, Р.Ценов

*Софийский государственный университет, Болгария*

Г.Велев

*Болгарская академия наук, София*

И.Ф.Емельянчик, А.С.Курилин, А.В.Распереза

*Национальный центр физики частиц и высоких энергий, Минск*

## Введение

С 1990 г. на спектрометре "Гиперон-2" в Серпухове (эксперимент "Серпухов-167") [1] осуществляется программа по изучению распадов  $K^+$ -мезонов. Нами было проведено измерение параметров матричного элемента распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$  [2] и получен предварительный результат для параметра наклона векторного формфактора  $\lambda_+$  в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  [3].

В 1996-1997 гг. был собран дополнительный экспериментальный материал. Данные получены при той же конфигурации установки, что и в прежних сеансах, но с другим триггером, что важно для оценки систематических ошибок, связанных с применением и моделированием триггера в предыдущих сеансах.

В результате обработки данных, полученных в ноябре 1996 года, нами был определен параметр наклона векторного формфактора  $\lambda_+$  в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  ( $K_{e3}$ -распад) на статистике около 9 тысяч событий. Эта работа является одним из этапов исследования данного распада в эксперименте "Гиперон-2" с целью проверки существования ненулевых скалярного и тензорного формфакторов [4].

## 1. Экспериментальная установка и триггер

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Для мониторинга пучка в эксперименте использовались сцинтилляционные счётчики S1-S4. Сцинтилляционный счётчик А с отверстием в центре, включённый в антисовпадения, служил для отбрасывания рассеянных частиц и частиц от распадов, произошедших в пучковом спектрометре.  $K^+$ -мезон идентифицировался с помощью трёх пороговых газовых черенковских счётчиков С1-С3. Определение направления импульса пучковых частиц до и после поворотного магнита СП-129 обеспечивалось системой из плоскостей пропорциональных камер, объединённых в 4 блока ПК1-ПК4. Блоки пропорциональных камер ПК5-ПК8 использовались для реконструкции траекторий заряженных продуктов распада до и после спектрометрического магнита МС-12. Позитроны и  $\gamma$ -кванты от распадов

$K^+$ -мезонов регистрировались с помощью ливневых годоскопических детекторов ЛГД1 и ЛГД2. Радиаторы ЛГД1 и ЛГД2 выполнены из свинцового стекла. ЛГД1 представляет собой матрицу  $19 \times 15$  элементов размером  $100 \times 100 \times 350$  мм ( $\approx 14$  радиационных длин по пучку). В центре сделано отверстие  $5 \times 5$  элементов для прохождения заряженных частиц и летящих вперед  $\gamma$ -квантов. ЛГД2 собран в виде матрицы  $24 \times 24$  элемента размером  $85 \times 85 \times 350$  мм, а 16 центральных ячеек заменены на 64 элемента размером  $42,5 \times 42,5 \times 350$  мм.

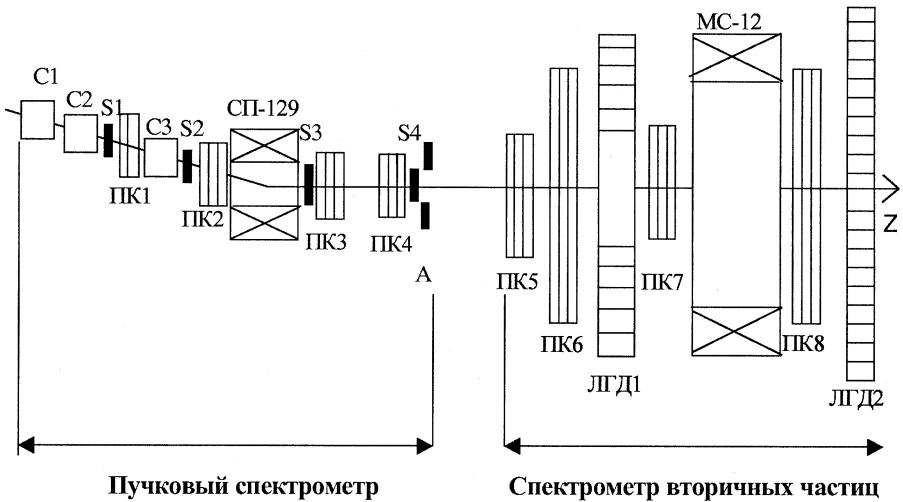


Рис.1. Схема установки "Гиперон-2"

Сбор информации с детекторов установки реализован в режиме on-line компьютером типа IBM PC, который через систему сбора данных осуществляет контроль за аппаратурой, накопление и запись данных.

Более подробное описание установки "Гиперон-2" содержится в работе [1].

Условие триггерного запуска было следующим:

$$Tr = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot \bar{C}_1 \cdot C_2 \cdot \bar{C}_3 \cdot \bar{A} \cdot \{SUM(ЛГД2) > limit\}. \quad (1)$$

Основное триггерное условие (в фигурных скобках) вырабатывалось электроникой, связанной с ЛГД2. Электронные импульсы с последних динодов

фотоэлектронных умножителей ЛГД2 суммировались, и суммарный импульс поступал на мажоритарную схему. Триггер вырабатывался, если данный импульс превышал порог дискриминатора. Чтобы уменьшить количество запусков от нераспавшихся  $K^+$ -мезонов, несколько элементов ЛГД2, в которые попадает пучок, были исключены из триггера.

## 2. Предварительный отбор событий и калибровка калориметров

Перед тем как приступить к изучению мод распада  $K^+$ -мезона, требовалось выполнить следующие работы: а) определение координат детекторов; б) восстановление параметров треков; в) определение точки распада; г) восстановление импульса вторичной заряженной частицы; д) определение эффективности детекторов; е) определение импульса пучка. Для этих работ, а также для моделирования мы использовали разработанные нами ранее алгоритмы [5-11], которые уже применялись для обработки данных предыдущих сеансов.

Мы пользовались системой координат, где начало отсчёта находится в центре магнита МС-12, ось Z направлена по пучку, ось X - горизонтально, ось Y - вертикально.

Импульс  $K^+$ -мезона был равен 10,85 ГэВ/с с разбросом 2,7 % (рис. 2).

Событие бралось для дальнейшей обработки при выполнении следующих условий:

- наличие восстановленных треков для пучкового  $K^+$ -мезона (камеры ПК3-ПК4) и вторичной заряженной частицы (камеры ПК5-ПК7);
- минимальное расстояние между этими треками не должно превышать 4 мм, это значение соответствует удвоенной ширине пика на полувысоте в экспериментальном распределении расстояний между треками;
- угол между этими треками должен превышать 4 мрад, это требование позволяет избежать ошибочной идентификации двух участков трека нераспавшегося  $K^+$ -мезона как двух разных треков и обеспечивает хорошую точность восстановления z-координаты точки распада (рис. 5);

- восстановленная точка распада должна находиться между пучковым спектрометром и спектрометром вторичных частиц в зоне распада длины 3 м (см. рис. 1);
- по отклонению вторичной заряженной частицы в МС-12, определяемому с помощью камер ПК8, должен быть восстановлен её импульс.

Всего было обработано около 6 миллионов событий, записанных в течение сеанса, и для дальнейшего исследования отобрано около 215 тысяч событий.

Для калибровки калориметров использовался распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ , выделяемый по энергии  $\pi^+$ -мезона в системе центра масс (рис. 3). Калибровка проводилась методом подгонки эффективной массы пары  $\gamma$ -квантов к массе  $\pi^0$ -мезона (рис. 4).

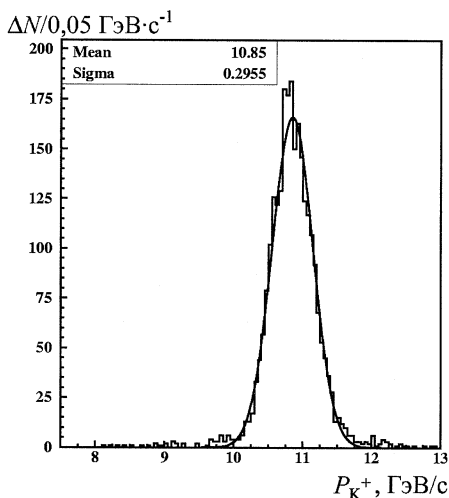


Рис. 2. Спектр импульсов пучковых каонов определен по отклонению в магните МС-12 из экспозиции со специальным триггерным условием для проходящих  $K^+$ -мезонов

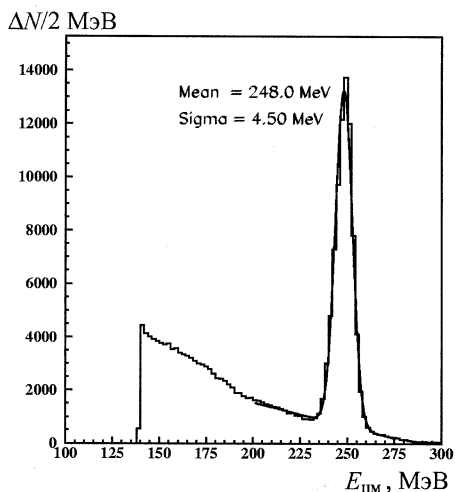
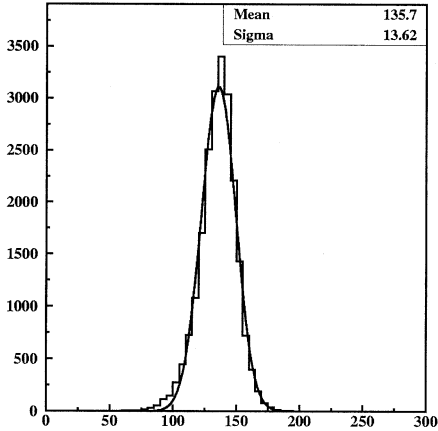


Рис. 3. Энергия вторичной заряженной частицы в системе покоя  $K^+$ -мезона. Хорошо виден пик от распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$

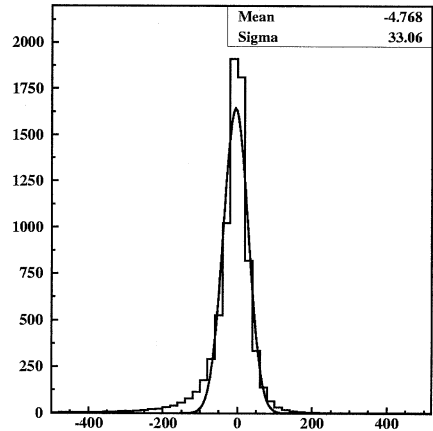
$\Delta N/5$  МэВ



$M_{\gamma\gamma}$ , МэВ

Рис. 4. Спектр  $\gamma\gamma$  эффективных масс после реализации процедуры "калибровка по эффекту"

$\Delta N/20$  мм



$\Delta Z$ , мм

Рис. 5. Полученное методом Монте-Карло распределение для ошибки восстановления z-координаты точки распада

### 3. Кинематическая идентификация событий

При отборе событий  $K_{e3}$ -распада мы требовали выполнения следующих условий:

- вторичная заряженная частица должна попасть в калориметр ЛГД2;
- вторичная заряженная частица идентифицировалась как позитрон при выполнении требования (обозначения на рис. 6):

$$\left| (E_{\text{cal}} - E_{\text{MC-12}}) / E_{\text{MC-12}} \right| \leq 0,25 ;$$

- координаты попадания  $e^+$  в ЛГД2 и оси ливня удовлетворяют требованию (обозначения на рис. 7):

$$\left| x_{\text{tr}} - x_{\text{cal}} \right| \leq 25 \text{ мм} , \left| y_{\text{tr}} - y_{\text{cal}} \right| \leq 25 \text{ мм} ;$$

- общее число ливней в ЛГД1 и ЛГД2 равно 3 (один ливень от  $e^+$  и два от  $\pi^0$ );

- для исключения возможности перекрывания ливней от разных частиц мы требовали, чтобы расстояние между центрами ливней было не менее 20 см;
- энергия ливня вторичной заряженной частицы должна быть не менее 1000 МэВ; энергия ливня  $\gamma$ -кванта должна быть не менее 500 МэВ;
- для отделения от фона, который в основном определяется распадом  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ , когда ливень  $\pi^+$ -мезона имитирует ливень позитрона, отбрасывались события, которые удовлетворяли гипотезе распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  на уровне достоверности  $P_{\pi^+ \pi^0}(\chi^2) > 0,01$  ;
- событие считалось распадом  $K_{e3}$ , если оно удовлетворяло гипотезе данного распада при проведении кинематического фита на уровне достоверности  $P_{K_{e3}}(\chi^2) > 0,03$  .

После отбора  $K_{e3}$ -распадов с использованием вышеперечисленных критериев осталось около 9 тысяч событий. Примесь распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  составила около 1 %.

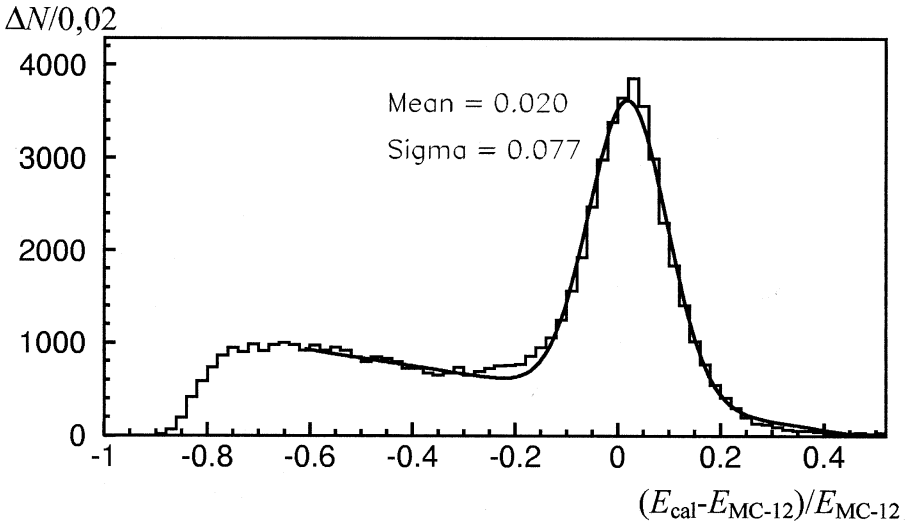


Рис. 6. Распределение событий по величине  $(E_{cal} - E_{MC-12}) / E_{MC-12}$ , где  $E_{cal}$  – энергия ливня в ЛГД2,  $E_{MC-12} = [P^2 + m_e^2]^{1/2}$ ,  $P$  – восстановленный по отклонению в MC-12 импульс заряженной частицы,  $m_e$  – масса позитрона



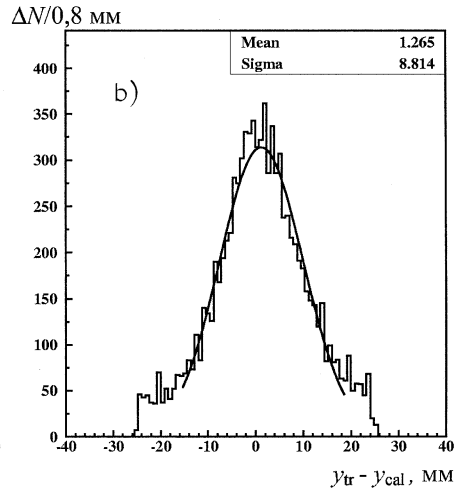
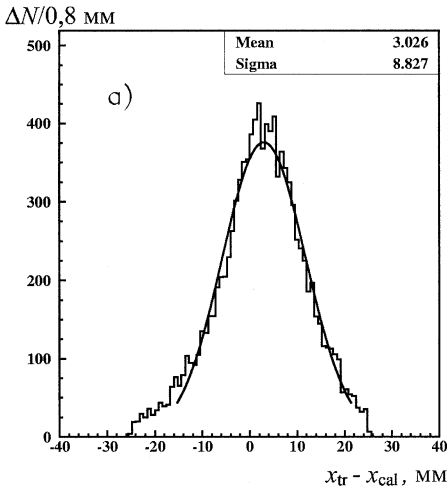


Рис. 7. Распределения разностей координат точек попадания позитронов в ЛГД2, восстановленных с помощью пропорциональных камер (tr) и оси ливня (cal) для событий  $K_{e3}$ -распада: а) для x-координаты, б) для y-координаты

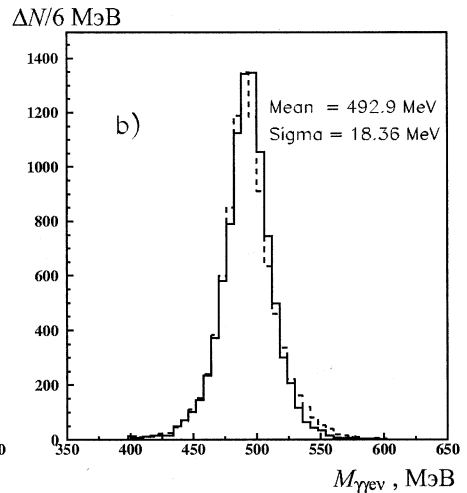
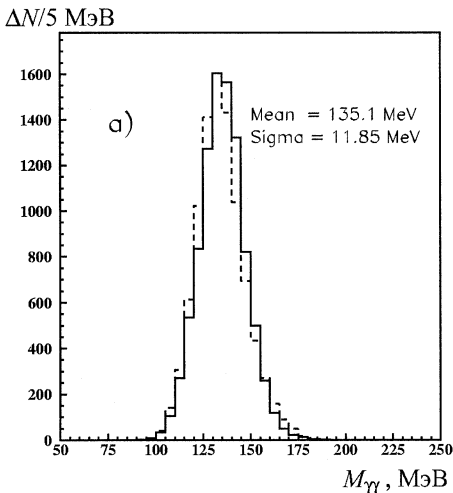


Рис. 8. Спектры эффективных масс для событий  $K_{e3}$ -распада: а)  $\gamma\gamma$  и б)  $\gamma\gamma^{+v}$  (импульс нейтрино определяется из процедуры кинематического фита). Распределения, полученные методом Монте-Карло, представлены на рисунке пунктирной линией. Смоделированные распределения перенормированы на число экспериментальных событий. Приведены результаты фитов функцией Гаусса для экспериментальных распределений. Видно, что положения максимумов хорошо согласуются со значениями масс  $\pi^0$ - и  $K^+$ -мезонов

$\Delta N/215 \text{ МэВ}$

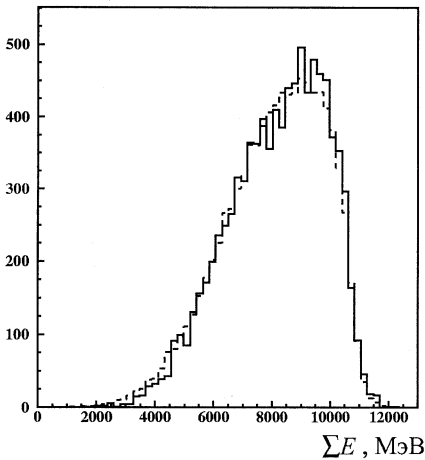


Рис. 9. Распределение суммарного энерговыделения в ЛГД2 для событий  $K_{e3}$ -распада. Спектр, полученный методом Монте-Карло, представлен на рисунке пунктирной линией. Смоделированное распределение перенормировано на число экспериментальных событий

#### 4. Вычисление эффективности регистрации

Для расчёта эффективности регистрации методом Монте-Карло проводилось моделирование прохождения пучковых  $K^+$ -мезонов и вторичных частиц от  $K_{e3}$ -распада через установку с последующим применением к генерированным событиям таких же критериев отбора, что и для реальных событий. При генерации учитывались геометрическая конфигурация установки, триггер, погрешности измерения и эффективности детекторов. Получено хорошее согласие экспериментальных и моделированных спектров (рис. 8).

Одним из самых трудных моментов при расчете эффективности регистрации является моделирование триггера, а именно последнего условия в (1), поскольку отклики разных элементов ЛГД2 при одинаковых значениях энерговыделений в них сильно отличаются друг от друга. Для ЛГД2 калибровочные коэффициенты разных ячеек могут отличаться в несколько десятков раз. В результате спектр для суммарного энерговыделения ячеек ЛГД2, участвующих в триггере, растёт плавно, и определить порог дискриминатора в энергетическом выражении затруднительно. По этой причине при моделировании порог устанавливался для

суммы номеров сработавших каналов аналого-цифровых преобразователей (АЦП) по включённым в триггер ячейкам ЛГД2. Номер сработавшего канала АЦП получался делением разыгранного значения энергосделения в ячейке калориметра на калибровочный коэффициент данной ячейки в эксперименте.

На рис. 9 показаны экспериментальное и моделированное распределения суммарного энергосделения ячеек ЛГД2, участвующих в триггере. Видно, что согласие спектров хорошее, что говорит об адекватности нашей модели реальному триггеру.

## 5. Измерение наклона векторного формфактора $\lambda_+$ в распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$

Векторные формфакторы  $K_{e3}$ -распада  $f_+$  и  $f_-$  являются функциями только квадрата четырёхимпульса  $q^2$ , переданного лептонной паре ( $e^+ \nu$ ), и обычно записываются в линейном приближении:

$$f_{\pm}(q^2) = f_{\pm}(0) \cdot \left(1 + \lambda_{\pm} \frac{q^2}{m_{\pi^0}^2}\right). \quad (2)$$

Предполагая, что в  $K_{e3}$ -распад даёт вклад только векторный ток, и учитывая, что слагаемые, содержащие  $f_-(q^2)$  в формуле для квадрата матричного элемента распада  $M^2$ , дают вклад, пропорциональный массе  $e^+$ , и ими можно пренебречь, имеем

$$M^2 \propto f_+^2(q^2) L^2(E_{e^+}, E_{\pi^0}), \quad (3)$$

где  $L^2(E_{e^+}, E_{\pi^0})$  – функция только кинематических параметров частиц:  $L^2(E_{e^+}, E_{\pi^0}) = 2E_{e^+} E_{\nu} - M_K(W - E_{\pi^0})$ ;  $E_{e^+}, E_{\nu}, E_{\pi^0}$  – энергии позитрона, нейтрино и  $\pi^0$ -мезона в системе центра масс,  $M_K$  – масса  $K^+$ ,  $W$  – максимальная энергия  $\pi^0$ -мезона.

Зависимость векторного формфактора  $f_+$  от  $q^2$  можно получить на основе сравнения наблюдаемого распределения событий по  $q^2$  с распределением событий, разыгранных методом Монте-Карло с использованием матричного элемента (3) в предположении  $f_+(q^2) = \text{const}$  (рис. 10). При этом  $f_+(q^2)$  определяется по формуле

$$f_+(q^2) \sim [N_{\text{эксп}}(i)/N_{\text{ген}}(i)]^{1/2}, \quad (4)$$

где  $N_{\text{эксп}}(i)$  и  $N_{\text{ген}}(i)$  — количество событий в интервале  $i$  для экспериментального и смоделированного спектров,  $q^2/m_{\pi^0}^2$  принадлежит интервалу  $i$ .

Полученная зависимость формфактора  $f_+$  от  $q^2$  изображена на рис. 11. Значение параметра наклона векторного формфактора  $\lambda_+$  определялось из аппроксимации полученных точек линейной функцией

$$R(x) = C(1 + \lambda_+ x). \quad (5)$$

Наш результат вместе с мировым средним и результатами экспериментов для  $\lambda_+$  с наибольшей статистикой приведен в таблице (также приводится значение для  $\lambda_+$ , полученное нами при другом триггере [3]). Видно хорошее согласие между результатами. Необходимо отметить, что анализ систематических погрешностей на данном этапе исследования  $K_{e3}$ -распада нами не проводился.

	$\lambda_+$	$\chi^2/ndf$	Статистика
Наш эксперимент	$0,0307 \pm 0,0042$	23/20	9345
Наш эксперимент (другой триггер) [3]	$0,0277 \pm 0,0040$	22/18	14000
[4]	$0,0284 \pm 0,0027 \pm 0,0020$	27/22	32000
[13]	$0,029 \pm 0,004$	29/21	62000
Мировое среднее [12]	$0,0276 \pm 0,0021$	—	—

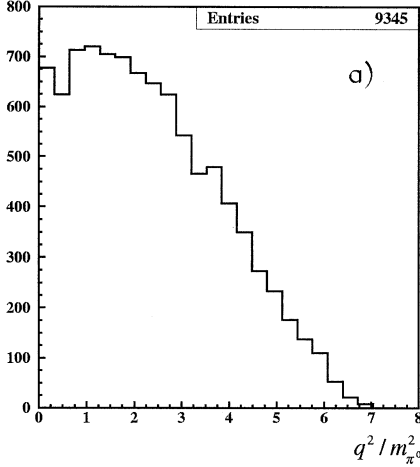
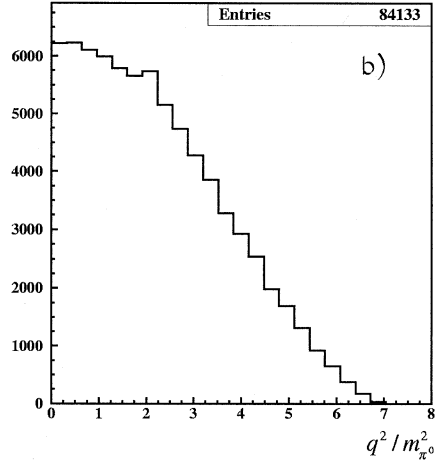
$\Delta N/0,32$  $\Delta N/0,32$ 

Рис. 10. Распределения по кинематической переменной  $q^2/m_{\pi^0}^2$ : а) для экспериментальных  $K_{e3}$ -событий и б) для смоделированных методом Монте-Карло  $K_{e3}$ -событий с использованием матричного элемента (3) в предположении  $f_+(q^2) = \text{const}$

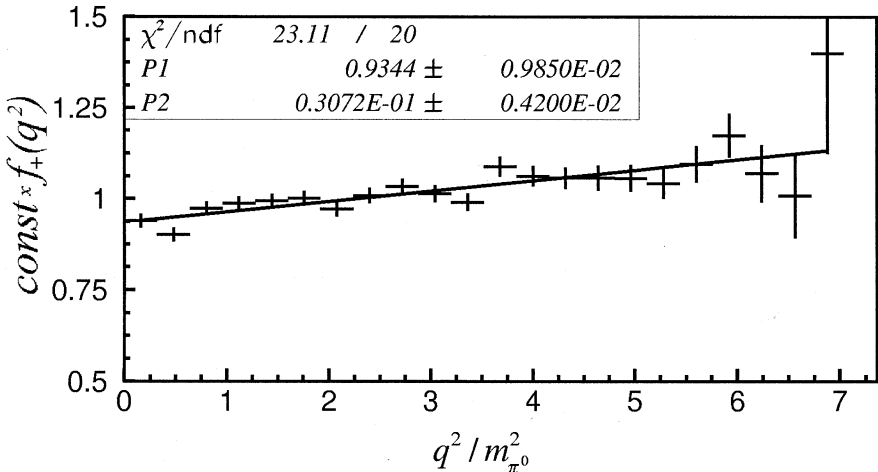


Рис. 11. Полученная зависимость  $f_+$  от кинематической переменной  $q^2/m_{\pi^0}^2$  для распада  $K_{e3}$ . Приведен результат линейного фита по формуле (5) (сплошная линия)

## Заключение

В результате обработки части экспериментальных данных определен параметр наклона векторного формфактора  $\lambda_+$  в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  на статистике около 9 тысяч событий. Полученное значение хорошо согласуется с мировыми данными.

Согласие результатов, полученных при разных условиях триггерного запуска [3], позволяет утверждать, что применение и моделирование триггера в предыдущих сеансах не привело к систематическим ошибкам.

Публикуемый результат для  $K_{e3}$ -распада является предварительным. В дальнейшем мы намерены за счёт увеличения статистики существенно улучшить точность определения  $\lambda_+$  и провести аппроксимацию диаграммы Далица с полным матричным элементом с целью проверки существования ненулевых скалярного и тензорного формфакторов [4].

## Литература

1. А.Г. Асмолов и др. ПТЭ №3 (1994) 13.
2. V.Y.Batusov et al. NP B516 3 (1998).
3. В.Ю. Батусов и др. Сообщение ОИЯИ P1-99-293 (1999), Дубна.
4. S.A. Akimenko et al. PL B259 225 (1991).
5. В.Ю. Батусов и др. Сообщение ОИЯИ P1-95-459 (1995), Дубна.
6. Г.В. Велев и др. Сообщение ОИЯИ P1-92-376 (1992), Дубна.
7. N.I. Chernov et al. JINR preprint E11-89-262 (1989), Dubna.
8. В.Б. Виноградов и др. Сообщение ОИЯИ P1-83-390 (1983), Дубна.
9. В.Б. Виноградов и др. Сообщение ОИЯИ 13-84-805 (1984), Дубна.
10. В.Ю. Батусов, Н.Л. Русакович. ПТЭ №5 (1996) 35.
11. Г.В. Велев и др. ПТЭ №5 (1991) 65.
12. PDG. Europ. Phys. Journ. III №1-4 (2000).
13. В.Н. Болотов и др. Письма в ЖЭТФ, том 47, вып. 1, стр. 8-11 (1988).

---

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 июля 2001 года.

Батусов В.Ю. и др.

P1-2001-140

Предварительные результаты исследования полулептонного распада  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  в эксперименте «Серпухов-167»

Публикуется предварительный результат для параметра наклона векторного формфактора  $\lambda_+ = 0,0307 \pm 0,0042$  в полулептонном распаде  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  при  $\chi^2 = 1,15/ndf$ . Этот результат определен после обработки части данных, собранных в эксперименте «Серпухов-167». Полученное значение для  $\lambda_+$  хорошо согласуется с мировыми данными и нашими предыдущими результатами.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

#### Перевод авторов

Batusov V. Yu. et al.

P1-2001-140

Preliminary Results of Investigation of Semileptonic Decay  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  in experiment «Serpukhov-167»

The preliminary result for the vector formfactor slope parameter in semileptonic  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  decay  $\lambda_+ = 0.0307 \pm 0.0042$  with  $\chi^2 = 1.15/ndf$  is published. This result is obtained from processing a part of the experimental data gathered in experiment «Serpukhov-167». This result for  $\lambda_+$  is in good agreement with the world data and our previous results.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор А.Н.Шабашова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 08.08.2001  
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 0,83  
Тираж 420. Заказ 52813. Цена 83 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области