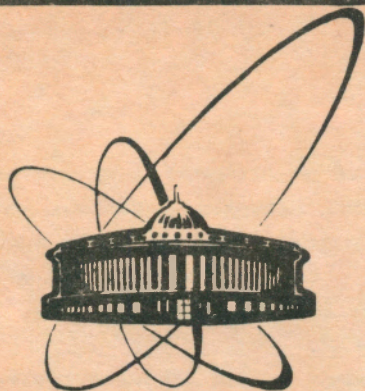


92-376



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

P1-92-376

Г.В.Велев\*, Н.Л.Русакович

АНАЛИЗ ИНФОРМАЦИИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ  
ПО ИЗУЧЕНИЮ РАСПАДА  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$   
НА УСТАНОВКЕ "ГИПЕРОН"

---

\*Компьютерный центр по физике, БАН, София, Болгария

1992

## 1. Введение

В настоящее время на установке "ГИПЕРОН" [1] осуществляется широкомасштабная программа по изучению распадов  $K^+$ -мезонов на лету, которая включает в себя исследование радиационных процессов (например,  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0 \gamma$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \gamma$  и  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu \gamma$ ), а также некоторых полулептонных и безлептонных мод распадов, таких, как  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ \nu$  и  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ .

В последние годы с развитием теории низкоэнергетической мезонной физики интерес к  $K$ -распадам значительно возрос [2]. Это связано с возможностью проведения ряда экспериментов, дающих ценную информацию для проверки принципиальных положений низкоэнергетической КХД.

Вместе с этим важным фактором является развитие физики детекторов. Создание электромагнитных калориметров, регистрирующих с большой точностью энергии  $\gamma$ -квантов, открыло возможность для более детального изучения  $K$ -мезонных процессов с нейтральными частицами в конечном состоянии.

В данной работе описывается общая схема обработки и основных алгоритмов анализа экспериментальных данных по изучению распада  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  ( $K_{e3}^+$ ), полученных на установке "ГИПЕРОН". Представленные методы обработки могут быть использованы в процессе исследований других выше отмеченных распадов.

## 2. Краткое описание экспериментальной установки

Спектрометр "ГИПЕРОН" расположен на пучке положительных частиц с энергиями 2 + 15 ГэВ ускорителя  $У-70$  ИФВЭ, Протвино. Схема общего вида установки показана на рис. 1.

Для мониторинга пучка в эксперименте использовались сцинтилляционные счетчики  $S_1 + S_3$ . Заряженный  $K^+$ -мезон идентифицировался с помощью четырех пороговых газовых черенковских счетчиков  $C_1 + C_4$  с общей длиной более 20 м. Определение направления импульса пучковых частиц обеспечивалось системой из 20 плоскостей пропорциональных камер, объединенных в 4 блока ( $ПК_1 + ПК_4$ ). Блоки пропорциональных камер  $ПК_5 + ПК_6$ , годоскоп ( $\Gamma$ ) и

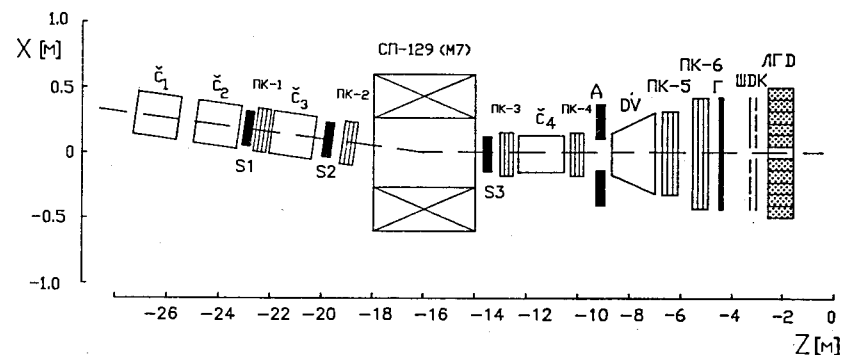
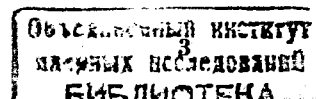
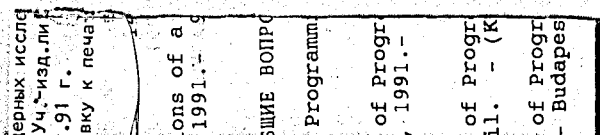


Рис. 1. Установка для исследования  $K_{e3}^+$ -распадов.  $S_1 + S_3$  - сцинтилляционные счетчики,  $C_1 + C_4$  - пороговые черенковские счетчики,  $ПК_1 + ПК_6$  - пропорциональные камеры,  $\Gamma$  - годоскоп, ШДК - широкоазорные дрейфовые камеры, ЛГД - годоскопический черенковский спектрометр полного поглощения, DV - распадный объем, SP-129 - отклоняющий магнит пучкового спектрометра

две плоскости широкоазорных дрейфовых камер (ШДК) [3] использовались для реконструкции траекторий заряженных продуктов распада. Распадный объем DV был заполнен гелием и работал как пороговый черенковский счетчик для выделения вторичных позитронов.  $\gamma$ -кванты и позитроны от распадов  $K^+$ -мезонов регистрировались с помощью ливневого годоскопического детектора (ЛГД) полного поглощения [4]. ЛГД состоит из 208 модулей (матрица 19x11, центральный элемент удален), выполненных из блоков свинцового стекла с размерами 10x10x35 см ( $\approx 14$  радиационных длин по пучку). On-line контроль стабильности работы детектора осуществлялся через одновременную засветку фотоумножителей спектрометрических каналов короткими световыми импульсами ("реперные" сигналы). Более подробное описание основных регистрирующих приборов установки "ГИПЕРОН" содержится в работах [1,3,4].

Сбор информации с детекторов установки реализован в режиме on-line с ЭВМ ЕС-1010, которая через систему сбора данных [5] осуществляет контроль за аппаратурой, накопление и запись данных на магнитные ленты.



### 3. Триггер

Условие триггерного запуска установки было следующим:

$$\text{Tr}(K_{\beta_3}^+) = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot \bar{C}_1 \cdot C_2 \cdot \bar{C}_3 \cdot C_4 \cdot \bar{A} \cdot \text{ЛГД} (\approx 3 \text{ групп}).$$

Общее количество триггеров, записанных на магнитные ленты, составляет порядка 1 млн.

Основное триггерное условие вырабатывалось электроникой, связанной с ЛГД. С целью определения числа  $\gamma$ -квантов и позитронов, попавших в электромагнитный калориметр, ЛГД был разделен на 7 групп. Для запуска группы требовалось, чтобы суммарное энерговыделение в ее ячейках превышало заданный энергетический порог (в эксперименте по изучению  $K_{\text{e}3}^+$ -распадов порог составлял 0.7 или 1.0 ГэВ). Обязательным условием для выработки триггерного сигнала являлась необходимость срабатывания не менее 3 групп. Типичное распределение суммарного энерговыделения в одной из триггерных групп показано на рис. 2.

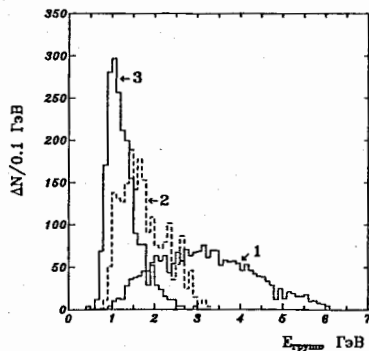


Рис. 2. Распределение суммарного энерговыделения в одной из триггерных групп: 1) случай с максимальным, 2) случай с промежуточным, 3) случай с минимальным энерговыделением

Геометрическое расположение групп было оптимизировано в процессе предварительного моделирования эксперимента. На базе программы FOWL [6] было разработано программное обеспечение для имитации изучаемого процесса и прослеживания прохождения частиц через установку с учетом геометрического расположения детекторов.

### 4. Общая схема программы обработки экспериментальной информации

Схема анализа информации в режиме off-line приведена на рис. 3. Процедура обработки экспериментального материала состояла из двух основных этапов. Первый этап включал следующие последовательные шаги: а) определение пространственного расположения трековых детекторов и ЛГД; б) обработку и запись амплитуд ЛГД от "реперных" световых импульсов; в) восстановление траекторий первичных и вторичных заряженных частиц; г) получение откорректированных амплитуд спектрметрических каналов ЛГД;

д) определение эффективности трековых детекторов; е) запись лент суммарных результатов (ЛСР).

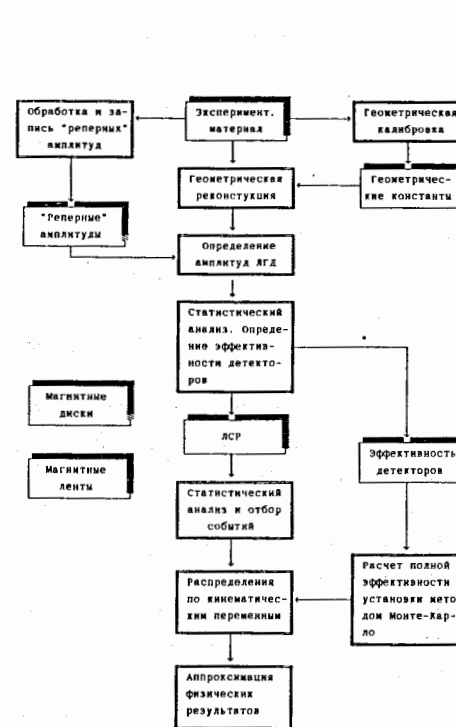


Рис. 3. Схема анализа информации в режиме off-line

Второй этап полностью был реализован на персональных компьютерах типа IBM/AT286, IBM/AT386 и подключенном к ним накопителе на магнитных лентах CM5300.01. Для восстановления энергий и координат  $\gamma$ -квантов и позитронов, зарегистрированных в ЛГД, создана специальная программа для ПЭВМ [7], которая позволила увеличить на порядок быстродействие обработки экспериментального материала. Для отделения полезных событий от фона использовалась программа кинематического фита на базе обобщенного метода наименьших квадратов с неопределенными множителями Лагранжа [8]. Аппроксимация физических распределений и диаграммы Далица осуществлялась с помощью адаптированных для ПЭВМ пакетов программ FITD [9] и MINUIT [10].

Второй этап включает статистическую обработку событий, записанных на ЛСР, получение конечных физических распределений и их аппроксимацию. Его реализация была осуществлена в следующей последовательности: а) отбор и статистический анализ физических процессов. События  $K_{\text{e}3}^+$ -распадов отделялись от фона с использованием программы кинематического фита; б) получение распределения по кинематическим переменным и построение диаграммы Далица для распада  $K_{\text{e}3}^+$ ; в) расчет геометрической и триггерной эффективностей установки методом Монте-Карло; г) определение значений констант и формфакторов распада  $K_{\text{e}3}^+$ . Для решения задач первого этапа был создан комплекс фортрановских программ с объемом  $\approx 7000$  строк. Обработка одного события составляла  $\approx 0.11$  с процессорного времени на ЭВМ CDC-6500.

### 5. Определение пространственного расположения детекторов и калибровка энергетического отклика ЛГД

Для реконструкции экспериментальных событий необходимо определить набор констант, характеризующих пространственное расположение координатных детекторов. Геометрическая привязка ПК, Г и ШДК реализовалась двумя последовательными этапами. Перед началом набора данных на установке проводились геодезические измерения координат трековых детекторов с точностью  $\approx \pm 1$  мм. Для реализации второго этапа набиралась специальная экспозиция, в которой регистрировались треки от заряженных пучковых частиц ( $\pi^-$  и  $K^+$ -мезонов), проходившие через установку. Используя процедуру, подобную изложенной в [11], путем минимизации отклонения координат треков от прямых линий определяли горизонтальные и вертикальные координаты ПК, Г и ШДК с точностью 50 мкм, 500 мкм и 100 мкм соответственно.

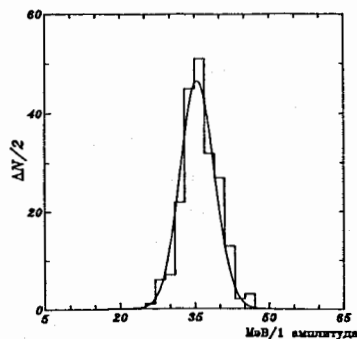


Рис. 4. Распределение калибровочных коэффициентов ЛГД

Геометрическая привязка калориметра осуществлялась с помощью вторичных заряженных частиц от распадов  $K^+$ -мезонов с энергетическим откликом в ЛГД больше 1 ГэВ. Таким образом,  $\approx 62\%$  выбранных нами событий являлись ливнями от позитронов, а в  $\approx 38\%$  случаев регистрировалась электромагнитная компонента адронного каскада, вызванного  $\pi^+$ -мезонами [12]. С учетом информации от трековых детекторов определялась точка попадания заряженной частицы в ЛГД и выделялся ближайший кластер (группа сработавших модулей

Калибровочные коэффициенты для перевода амплитуд ЛГД в энергии определялись путем обработки данных специальной экспозиции, в ходе которой элементы калориметра поочередно облучались пучком позитронов с импульсом 5 ГэВ/с. При этом во время калибровки выравнивались отклики от спектрометрических каналов. На рис. 4 представлено распределение калибровочных коэффициентов полного детектора, характеризующее его интегральную чувствительность. Среднее значение распределения составляет 36 МэВ на единицу амплитуды, а среднеквадратичное отклонение — 3.5 МэВ на единицу амплитуды.

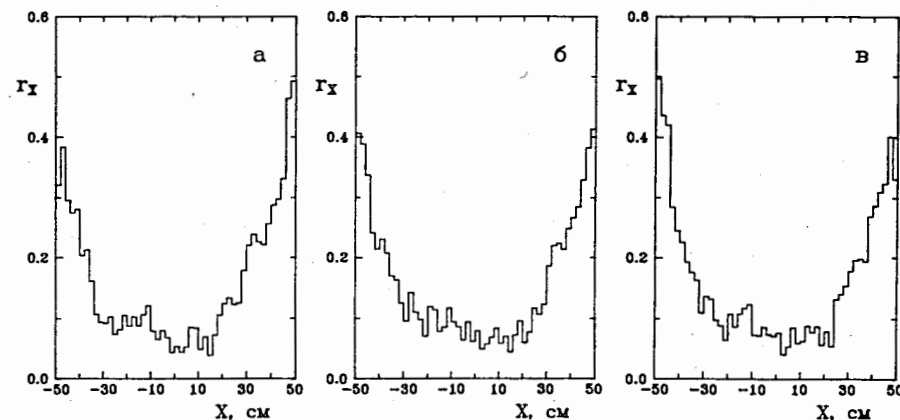


Рис. 5. Использование электромагнитного ливня от вторичных заряженных частиц для геометрической привязки ЛГД к системе трековых детекторов: а) распределение отношения энергоделиения в двух ячейках  $\Gamma_x$  в случае сдвига влево ЛГД относительно трековых детекторов, б) правильное относительное положение ЛГД и трековых детекторов, в) случай а) с относительным сдвигом вправо

калориметра) с размерами не более двух ячеек. Потом строилось распределение отношения энергоделиения в этих двух ячейках ( $\Gamma_x$ ) как функции разности между координатами входа частиц и центра модуля калориметра с максимальным энергоделиением (рис. 5а, б, в). Попавшая вблизи границы двух счетчиков ЛГД заряженная частица должна давать примерно равные сигналы в них (рис. 5б). Распределения в случае относительной сдвижки ЛГД на 0.5 мм влево показано на рис. 5а и на 0.5 мм вправо — на рис. 5в. Из рис. 5 видно, что точность определения горизонтальной и вертикальной координат детектора составляет  $\approx 0.5$  мм. Аналогичный метод уточнения координаты годоскопического детектора с точностью  $\approx 1$  мм, использующий адронные ливни от  $\pi^-$ -мезонов, описан в работе [13].

Для оценки нелинейности спектрометрических каналов ЛГД необходимо осуществить калибровочные измерения энергетического отклика калориметра в позитронном пучке с разными импульсами. Осуществление этого типа программы требует большого количества ускорительного времени и связано с трудностями при получении низкоэнергетических позитронов ( $E_e \leq 3$  ГэВ). Поэтому нами был реализован метод для коррекции нелинейности отклика спектрометрических каналов ЛГД, основанный на использовании распадов вторичного  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . Восстановления энергий  $\gamma$ -квантов проводились с учетом утечки электромагнитного ливня в "щелях" между



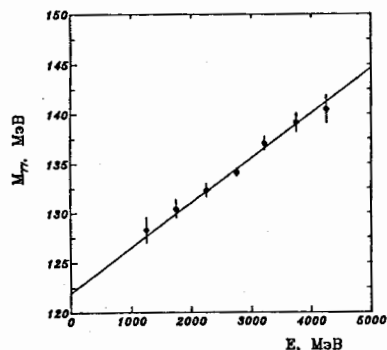


Рис. 6. Зависимость среднего значения распределения эффективных масс пары  $\gamma$ -квантов от их энергии, регистрируемой в ЛГД

ячейками калориметра [4,7,14]. Энергетическая шкала от 1 ГэВ до 4.5 ГэВ была поделена на интервалы по 0.5 ГэВ, и выбирались события с двумя  $\gamma$ -квантами, имеющие энергии в одном и том же интервале. На рис. 6 показана зависимость среднего значения распределения эффективных масс, полученных в каждом интервале, как функция средней энергии интервала. Аппроксимация точек на рис. 6 была проведена линейной функцией  $M_{\text{эфф}} = a E_{\text{ср}} [\text{МэВ}] + b [\text{МэВ}]$ . Для параметров  $a$  и  $b$  получены значения  $(4.12 \pm 0.33) \times 10^{-3}$  и  $122 \pm 1.1$  МэВ соответственно. И, как следствие, коэффициент коррекции

энергий  $\gamma$ -квантов и позитронов вычислялся следующим образом:  

$$C_{\text{КОР}} = \frac{m_{\pi^0}}{a E_{\gamma} + b}$$
 где  $m_{\pi^0}$  - табличное значение массы  $\pi^0$ -мезона, а  $E_{\gamma}$  является энергией  $\gamma$ -кванта, регистрируемого в ЛГД.

Энергетическое и пространственное разрешения ЛГД сильно зависят от согласования энергетических шкал амплитудных спектров всех элементов. Для измерения кинематических характеристик  $\gamma$ -квантов и позитронов необходимо определить коэффициенты перевода амплитуды калориметра в энергии с точностью не хуже 1%. Поэтому, кроме прямой калибровки ЛГД в позитронном пучке, нами была реализована процедура "калибровка по эффекту" [15]. Сущность метода заключается в минимизации разности между измеренным значением и табличной величиной массы частицы, распадающейся на  $\gamma$ -кванты (например,  $\pi^0$ -мезона из процессов  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  и  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ ), путем подгонки величины калибровочных коэффициентов. Таким образом, не только осуществляется уточнение коэффициентов связи с эффектом неполного поглощения электромагнитного ливня в калориметре, но и учитывается их зависимость от угла падения  $\gamma$ -квантов и позитронов в ЛГД. После реализации процедуры "калибровка по эффекту" разрешение ЛГД по  $\gamma$ - $\gamma$  эффективной массе улучшилось на  $\approx 17\%$  (рис. 7).

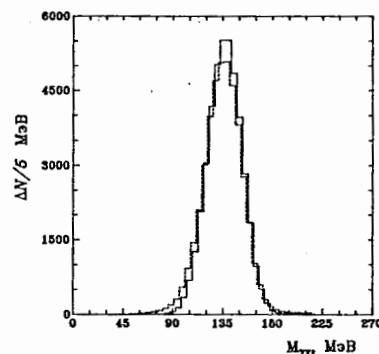


Рис. 7. Спектр  $\gamma$ - $\gamma$  эффективных масс до (пунктирная линия) и после (сплошная линия) реализации процедуры "калибровка по эффекту"

#### 6. Реконструкция и отбор событий

Процедура реконструкции экспериментальных событий состояла из ряда последовательных этапов:

##### 6.1. Геометрическая реконструкция

Основной задачей геометрической реконструкции является поиск проекций треков заряженных частиц и вычисление их параметров. Она была решена с помощью известного метода коридоров, близкого к описанному в работах [17].

Поиск треков проводился только по совокупностям точек, определенных с помощью ПК. Из-за неоднозначности информации (слева или справа от сигнальных проволочек) ШДК использовались только для улучшения точности определения параметров траектории заряженных частиц. При восстановлении трека требовалось, чтобы количество точек на него было больше заданных минимальных величин для каждого блока. При этом каждый детектор имел собственный коридор поиска точек, который определялся его координатным разрешением.

В результате работы программы геометрической реконструкции определялись проекции траекторий заряженных частиц на плоскостях  $XOZ$  и  $YOZ$ , которые аппроксимировались методом наименьших квадратов с линейными функциями  $x = A_x z + B_x$  и  $y = A_y z + B_y$ .

##### 6.2. Обработка данных из ЛГД

Алгоритм восстановления характеристик электромагнитных ливней в ЛГД основан на подгонке заданной модели распределения ливня в ячейках калориметра к реальным данным. Основными положениями при реализации алгоритма являются:

а) поперечный диаметр ливня ( $\approx 5$  см) не превышает размеров ячейки (10 см), поэтому один ливень может захватывать не более четырех соседних ячеек;

б) энергия, измеренная в каждой ячейке кластера, распределена по нормальному закону и пропорциональна полной энергии  $E$  вошедшего  $\gamma$ -кванта или позитрона (электрона), т.е.  $E_i = E f_i(x, y)$  ( $i=1, \dots, 4$ ).

Модель, в которой функции  $f_i(x, y)$  могут быть факторизованы к виду

$$f_1(x, y) = R_1(x) R_1(y),$$

$$f_2(x, y) = R_2(x) R_1(y),$$

$$f_3(x, y) = R_1(x) R_2(y),$$

$$f_4(x, y) = R_2(x) R_2(y),$$

хорошо описывает тестовые измерения, выполненные на ЛГД. Функции

$$R_1(x) = 1 - 85 \times 10^{-9} [\text{мм}^{-4}] dx^4,$$

$$R_2(x) = \frac{52.5 [\text{мм}^2]}{(62.6 [\text{мм}] - dx)^2}$$

были получены аппроксимацией экспериментальных данных с учетом коррекции на потери энергии в щелях между ячейками calorimetра ( $dx = |x - x_0|$ , где  $x_0$  - координата центра ячейки попадания частицы в calorimetр,  $i = 1$ ).

Более подробно алгоритм определения координаты точки входа  $\gamma$ -квантов и позитронов (электронов) в ЛГД описан в работах [7, 18].

### 6.3. Обработка событий с ЛСР

Построение распределений по физическим переменным для событий исследуемого процесса (в случае  $K^+$ -распада) является основной задачей статистического анализа, которая осуществляется в рамках программы обработки ЛСР. При этом для первоначального разделения событий используется ряд топологических и кинематических критериев отбора.

Выбирая события, имеющие по одной проекции треков в плоскостях  $XOZ$  и  $YOZ$ , мы однозначно решаем задачу о пространственном восстановлении траектории заряженной частицы до и после распадного объема. Затем определялась точка наибольшего сближения пучкового и вторичного трека, найденная программой геометрической реконструкции, - вершина распада. События принимались для дальнейшей обработки, если расстояние в пространстве между траекториями первичной и вторичной заряженной частицы не превышало 5 мм, а вершина процесса находилась внутри распадного объема ( $DV$ , рис. 1).

На следующем этапе отбирались события, для которых расстояние между пересечением вторичного трека с фронтальной плоскостью ЛГД и

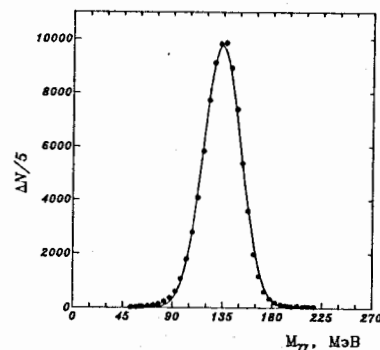


Рис. 8. Спектр эффективных масс пары  $\gamma$ -квантов от распадов  $K^+$ -мезона

На рис. 8 показан спектр эффективных масс пары  $\gamma$ -квантов, построенный для событий, удовлетворяющих вышеописанным критериям. Пик имеет среднее значение  $M = (134.1 \pm 0.4)$  МэВ, и его среднеквадратичное отклонение составляет  $\sigma_M = (16.9 \pm 0.1)$  МэВ. Относительно маленькое значение фона под пиком ( $\approx 1\%$ ) указывает на то, что процедура обработки событий с ЛСР выделяет конечное состояние с одним  $\pi^0$ -мезоном и одной заряженной частицей на уровне  $\approx 10^{-2}$ .

### 6.4. Кинематическая идентификация событий и система отбора распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$

Одним из необходимых этапов обработки экспериментальных данных по образованию и распаду элементарных частиц является кинематическая идентификация событий [8, 19]. Она позволяет вычислить вероятность предполагаемой гипотезы, определить или уточнить кинематические параметры частиц. Кроме того, с помощью этой процедуры можно улучшить отношение эффекта к фону, оценить корректность определения погрешностей измерения кинематических параметров частиц.

Основным фоном для исследуемого процесса  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  являлись распады  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ , в которых вследствие адронных взаимодействий  $\pi^+$ -мезонов в свинцовом стекле ЛГД развивался ливень, имитирующий ливень позитрона. Разделение этих двух распадов было осуществлено с помощью процедуры кинематического фита. Экспериментальные события проверялись на соответствие двум гипотезам. Сначала события, удовлетворяющие гипотезе  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  (4С - фит, 5 уравнений связи и

центром тяжести ближайшего ливня не превышало 60 мм. Таким образом определялся ливень, которому соответствует заряженная частица, зарегистрированная после распадного объема.

Для дальнейшей обработки принимались события, которые удовлетворяли следующим критериям отбора: наличие трех электромагнитных ливней с энергиями больше 1.0 ГэВ и с поперечными размерами не более 2x2 соседних ячеек calorimetра.

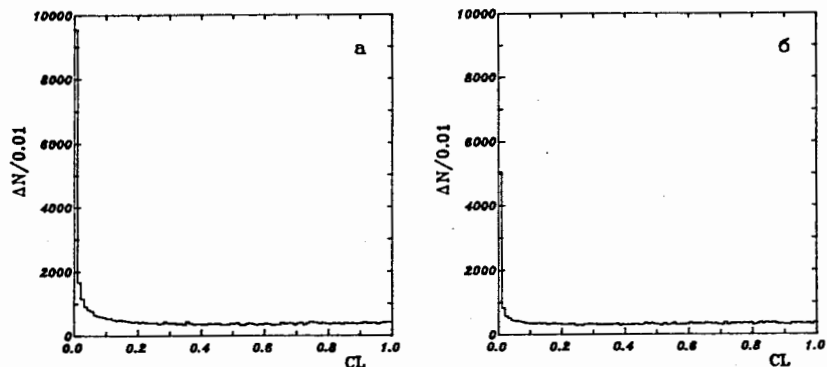


Рис. 9. а) Уровень достоверности гипотезы  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ ; б) Уровень достоверности гипотезы  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ \nu$

неизвестный модуль импульса  $\pi^+$ -мезона) с  $\chi^2 \leq 13.25$  (99% уровень достоверности, рис. 9а), отбрасывались. Из оставшихся событий отбирались те, которые удовлетворяют гипотезе  $K_{\text{ез}}^+$ -распада ( $2\sigma$  - фит, тоже 5 уравнений связи и неизвестный импульс нейтрино) с  $\chi^2 \leq 5.95$  (95% уровень достоверности, рис. 9б). После отбора событий по указанным критериям были построены распределения по эффективным

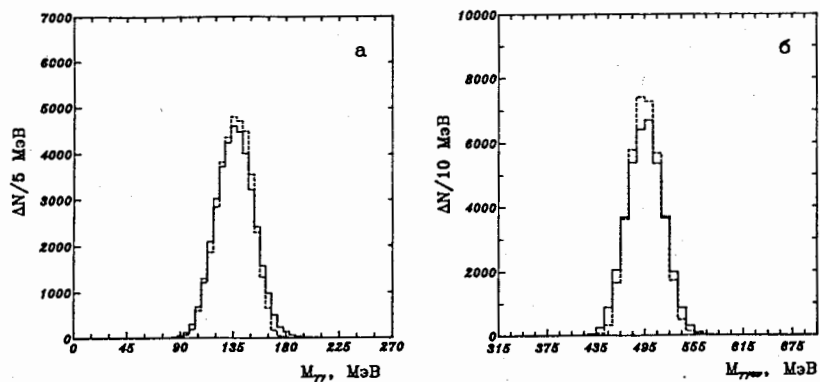


Рис. 10. Спектр эффективных масс: а)  $\gamma\gamma$  и б)  $\gamma\gamma e^+ \nu$  (сплошная линия). Распределения, полученные методом Монте-Карло, представлены на рисунке пунктирной линией

массам ( $\gamma\gamma$ ) и ( $\gamma\gamma e^+ \nu$ ) (импульс нейтрино определялся из процедуры кинематического фита), которые показаны на рис. 10а,б (сплошная линия). Видно, что положения максимумов совпадают с табличными значениями масс  $\pi^0$ - и  $K^+$ -мезонов. Ширина на полувысоте для спектра ( $\gamma\gamma$ ) составляет 35 МэВ, а для спектра ( $\gamma\gamma e^+ \nu$ ) - 45 МэВ. Она обусловлена разрешением установки и согласуется со значениями, полученными при моделировании методом Монте-Карло - рис. 10а,б (пунктирная линия).

Основная проблема при использовании процедуры кинематического фита - это правильная оценка погрешности измеряемых параметров. В нашем случае все ошибки измеряемых величин были определены на базе экспериментальных распределений, учитывая эффективности и разрешения детекторов установки. Например, ошибки в измерениях энергий позитронов и  $\gamma$ -квантов в ЛГД оценивались с использованием результатов работы [4] и определялись по формуле  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.1}{\sqrt{E}} \text{ [ГэВ]}$ .

#### 7. Определение импульса $K^+$ -мезонного пучка

Для определения импульса падающих  $K^+$ -мезонов был использован распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ . Экспериментальные события отбирались с помощью процедуры кинематического фита при условии, что модуль импульса  $K^+$ -мезона считался неизвестной величиной ( $3\sigma$  - фит,  $\chi^2 \leq 7.81$ , 95% уровень достоверности).

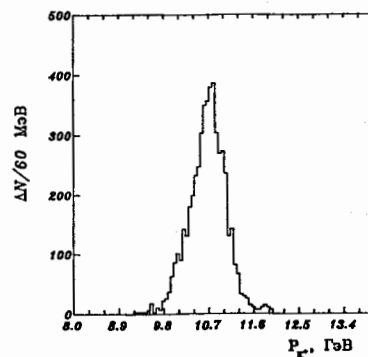


Рис. 11. Спектр импульса пучковых каонов определен на основе распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$

### 8. Матричный элемент распада $K_{e3}^+$ и анализ экспериментальных событий

Полный матричный элемент распадов  $K_{e3}$  записывается в виде [1,2]

$$\begin{aligned} \mathbb{M} \propto \bar{\psi}_\nu (1-\gamma_5) & \left[ M_K f_s + \right. \\ & + \frac{i}{2} (f_+ p_\alpha + f_- q_\alpha) \gamma^\alpha + \\ & \left. + i \frac{f_T}{M_K} p_K^\alpha p_\pi^\beta \sigma_{\alpha\beta} \right] \psi_1, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\bar{\psi}_\nu$  и  $\psi_1$  - лептонные спиноры,  $M_K$  - масса  $K^+$  мезона,  $p_K$  и  $p_\pi$  - четырехимпульсы  $K^+$  и  $\pi^0$  соответственно,  $p = p_K + p_\pi$ , а  $q = p_K - p_\pi$  - четырехимпульс, переданный лептонной ( $e^+\nu$ ) паре. Второй член в выражении (1) отвечает векторной части тока, а  $f_s$  и  $f_T$  - это возможные скалярный и тензорный формфакторы.

В предположении, что в  $K_{e3}$ -распад дает вклад только векторный ток, выражение (1) имеет вид:

$$\mathbb{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta (f_+ p_\alpha + f_- q_\alpha) \bar{\psi}_\nu \gamma^\alpha (1+\gamma_5) \psi_1,$$

где  $G$  - константа Ферми ( $G = 1.16639 \times 10^{-5}$  ГэВ<sup>-2</sup>) [20],  $\theta$  - угол Кабиббо [21] ( $\sin \theta = 0.229 \pm 0.004$ ) [22], формфакторы  $f_+$  и  $f_-$  являются функциями только квадрата инвариантной массы двух лептонов ( $e^+\nu$ ) и обычно записываются в линейном приближении:

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

Слагаемые, содержащие  $f_\pm(q^2)$  в квадрате матричного элемента  $\mathbb{M}^2$ , дают вклад, пропорциональный массе позитрона  $m_{e^+}$ , и ими можно пренебречь. Таким образом,  $\mathbb{M}^2$  можно представить как произведение двух частей

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

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

Зависимость векторного формфактора  $f_+$  от  $q^2$  можно получить модельно независимым путем на основе сравнения наблюдаемого распределения событий по  $q^2$  с распределением, разыгранным методом Монте-Карло с использованием матричного элемента (3) в предположении  $f_+(q^2) = f_+(0)$ .

В результате отбора по критериям, указанным в п.6, осталось

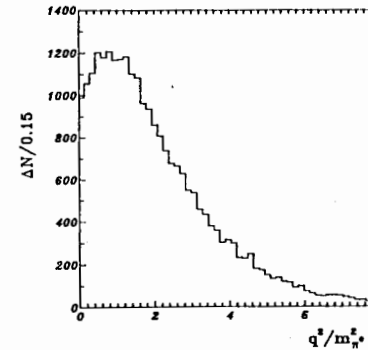


Рис.12. Экспериментальное распределение по кинематической переменной  $q^2/m_{\pi^0}^2$  для событий распада  $K_{e3}^+$

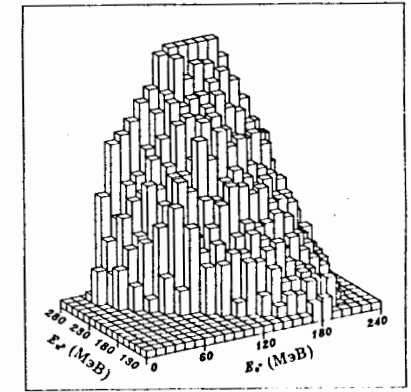


Рис.13. Диаграмма Далица по переменным  $E_{e^+}$  и  $E_{\pi^0}$  для распада  $K_{e3}^+$

$3.2 \times 10^4$  экспериментальных событий распада  $K_{e3}^+$ . Для них строились распределения по  $q^2/m_{\pi^0}^2$  (рис.12) и диаграмма Далица по переменным  $E_{e^+}$  и  $E_{\pi^0}$  (рис.13).

### 9. Эффективность регистрации событий

#### 9.1. Геометрическая эффективность

Геометрическая эффективность определяется как вероятность прохождения частиц изучаемого процесса через некоторый набор детекторов, который является достаточным для регистрации и восстановления событий. Расчет эффективности основан на методе Монте-Карло и заключается в моделировании кинематики распада и прослеживании прохождения частиц через установку с учетом условий геометрической реконструкции.

Для расчета геометрической эффективности установки была разработана специальная программа, использующая генератор процессов GENBOD [23], реализованный на принципе генерации эффективных масс подгрупп частиц в качестве кинематических переменных [24,25].

Импульс пучкового  $K^+$ -мезона разыгрывался по нормальному распределению со средним значением 10.7 ГэВ/с и среднеквадратичным отклонением 0.15 ГэВ/с [1]. Точка распада заряженного каона определялась с учетом его времени жизни и с условием, чтобы она



лежала в границах распадного объема. Прослеживались траектории первичных и вторичных частиц и их прохождение через активные зоны нужного количества трековых детекторов с учетом критериев программы геометрической реконструкции. Для событий, удовлетворяющих условиям регистрации, требовалось попадание  $\gamma$ -квантов в апертуру ЛГД.

Для разных мод распадов  $K^+$ -мезонов геометрическая эффективность установки меняется от 79% до 93%.

### 9.2. Эффективность детекторов

Значения эффективности трековых детекторов как функции времени были определены в процессе первичной обработки экспериментального материала и учитывались при моделировании событий. Полная трековая эффективность установки для распадов  $K^+$ -мезонов в случае восстановления одной заряженной частицы до и после распадного объема составляет  $\approx 74\%$ .

Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов и позитронов в зависимости от их энергии показана на рис. 14. Спад функции  $\epsilon_{\text{ЛГД}}(E)$  в районе 250 МэВ определяется характеристиками электроники спектрометрических каналов.

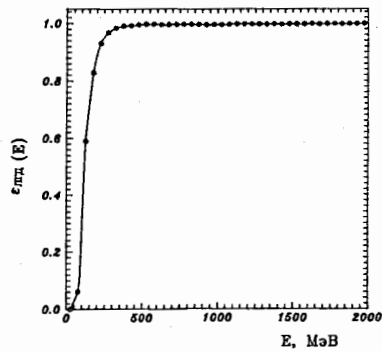


Рис. 14. Зависимость эффективности регистрации  $\epsilon_{\text{ЛГД}}(E)$   $\gamma$ -квантов и позитронов в ЛГД как функции энергии частиц

### 9.3. Триггерная эффективность

Эффективность триггера определялась в основном геометрическим расположением групп в ЛГД. Это расположение было оптимизировано с учетом возможности регистрации трех и более частиц в электромагнитном калориметре с энергиями выше определенного триггерного порога. Поэтому возникла необходимость исследования вероятности развития адронного ливня от  $\pi^+$ -мезонов в ячейках ЛГД из свинцового стекла. Результаты независимого калибровочного эксперимента, представленные в работе [12], использовались при моделировании отклика калориметра на вторичные  $\pi^+$ -мезоны.

Эффективность триггера для изучаемого  $K_{\text{ез}}^+$ -распада составляет

22.5%, а для фоновых процессов  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  и  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$  - 4.3% и 37.8% соответственно.

### 9.4. Определение эффективности программы восстановления

Проверка эффективности программ анализа данных проводилась на основе смоделированных методом Монте-Карло событий. Информация об этих событиях записывалась в банк данных, который имел такой же формат, как и экспериментальные магнитные ленты. При этом учитывались геометрия установки и эффективность работы детекторов.

Банк смоделированных событий использовался как входная информация для программ анализа данных. Для любого события, которое удовлетворяло условиям запуска триггера, сопоставлялась входная информация с исходными данными, восстановленными в результате обработки. Таким образом было показано, что в процессе реконструкции не происходит существенных искажений информации и потерь событий.

Эффективность разделения гипотез программы кинематического фита была исследована с помощью смоделированных распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  и  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ . Используя вышеописанные критерии (п. 6.4), около 1.2% из сгенерированных  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  событий восстанавливались как распад  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ , а эффективность восстановления  $K_{\text{ез}}^+$ -распадов составила 91%.

Полная эффективность регистрации исследуемого процесса в зависимости от  $q^2/m_{\pi^0}^2$  изображена на рис. 15. Среднее значение функции  $\epsilon(q^2/m_{\pi^0}^2)$  в интервале  $(q^2/m_{\pi^0}^2) \in [0.0, 7.06]$  равняется:

$$\langle \epsilon \rangle = (14.6 \pm 1.1)\%$$

Ошибка  $\sigma_{\langle \epsilon \rangle}$  имеет систематический характер, и она исследовалась по зависимости значения  $\langle \epsilon \rangle$  от погрешности в определении эффективности детекторов и триггерных условий.

На рис. 16 представлено смоделированное распределение по  $q^2/m_{\pi^0}^2$ , полученное с использованием матричного элемента (2) в предположении, что  $f_+(q^2) = f_+(0)$ . Аналогичным образом, как и при восстановлении реальных событий, построена

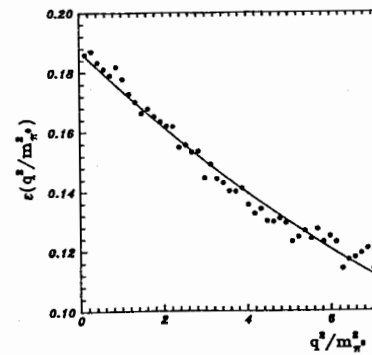


Рис. 15. Эффективность регистрации распада  $K_{\text{ез}}^+$  в зависимости от кинематической переменной  $q^2/m_{\pi^0}^2$

диаграмма Далица. Отметим, что эти распределения включают в себя эффективность аппаратуры, триггера, геометрии и алгоритмов обработки экспериментального материала.

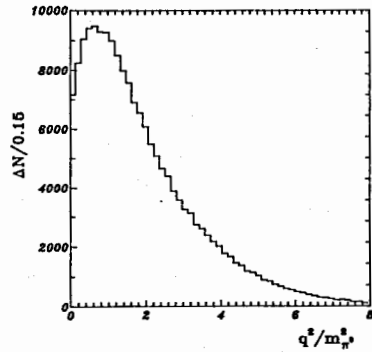


Рис.16. Смоделированное методом Монте-Карло распределение по  $q^2/m_\pi^2$  с использованием матричного элемента (2) в предположении  $f_+(q^2) = f_+(0)$

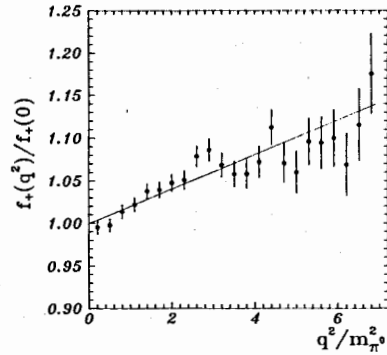


Рис.17. Отношение  $f_+(q^2)/f_+(0)$  для распада  $K_{e3}^+$ . Сплошной линией показан результат линейного фита по формуле (2)

#### 10. Анализ результатов

Зависимость векторного формфактора от  $q^2$  можно получить следующим образом [26,27]: поделить значения экспериментального распределения (рис.12) в интервале  $\Delta q_1^2$  на количество событий из смоделированного распределения (рис.16) в том же интервале и вычислить квадратный корень от этого отношения:

$$\frac{f_+(q^2)}{f_+(0)} = \left[ \frac{N_{\text{Эксп.}}(q_1^2)}{N_{\text{Мод.}}(q_1^2)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

где  $q^2 \in [q_1^2 - \Delta q_1^2, q_1^2 + \Delta q_1^2]$ . Конечный результат обработки двух распределений показан на рис.17. Значение параметра наклона векторного формфактора определялось аппроксимацией зависимости (4) с линейной функцией (2) (рис.17, сплошная линия) и опубликовано в работе [28].

Кроме стандартного линейного разложения (2), независимое фитирование отношения (4) проводилось полюсным представлением

Таблица 1. Параметры аппроксимаций векторного формфактора

Фит	Значения параметров	$\frac{\chi^2}{n_D}$	Результаты из работы [26]
линейный	$\lambda_+ = 0.0284 \pm 0.0027 \pm 0.002$	27/22	$\lambda_+ = 0.027 \pm 0.008$
Функция (5)	$M_K^* = 871.6 \pm 37.5$ МэВ	30/22	$M_K^* = 870^{+130}_{-90}$ МэВ

векторного формфактора в модели  $K^*$ -доминантности

$$\frac{f_+(q^2)}{f_+(0)} = \frac{1}{1 - \frac{q^2}{M_K^{*2}}}. \quad (5)$$

Результаты аппроксимаций представлены в табл.1. Значения параметров, полученных в обоих предположениях, согласуются в рамках ошибок с приведенными в работе [26].

Интегрируя квадрат матричного элемента (3) по всем переменным, получаем соответствующую полную вероятность распада

$$\Gamma(K_{e3}^+) = \frac{G^2 \sin^2 \theta}{768\pi^3} |f_+(0)|^2 M_K^{*5} (0.58 + 2.14 \lambda_+).$$

Величина  $f_+(0)$  входит в это выражение в комбинации  $f_+(0) \sin \theta$ . Используя значения для  $\Gamma(K_{e3}^+) = (4.82 \pm 0.06) 10^{-2} \Gamma_{\text{total}}$  [29] ( $\Gamma(K_{e3}^+) = 0.2565 (1 \pm 0.0013) 10^{-17}$  ГэВ) и  $\lambda_+ = 0.0284 \pm 0.0027 \pm 0.002$  (линейный фит), получаем

$$f_+(0) \sin \theta = 0.155 \pm 0.002,$$

а при  $\sin \theta = 0.229 \pm 0.004$  [22]  $f_+(0)$  равно  $0.675 \pm 0.015$ . Полученное значение согласуется с предсказанием правила  $\Delta T = \frac{1}{2}$  в предположении строгой SU(3)-симметрии для октета псевдоскалярных мезонов ( $f_+(0) = 1/\sqrt{2}$ ).

Анализ диаграммы Далица осуществлялся двумя последовательными шагами: корректировка на эффективность регистрации событий и аппроксимация полученных данных.

Если разделить количество экспериментальных на количество сгенерированных методом Монте-Карло событий в интервале  $(\Delta E_{e^+}, \Delta E_{\pi^0})$ , то в результате двумерное распределение будет зависеть только от матричного элемента распада  $K_{e3}^+$ . При реализации этого метода коррекции необходимым условием является проведение общей нормировки диаграммы Далица.

Таблица 2. Результаты аппроксимации диаграммы Далица

Способ аппроксимации	Результаты
V-A структура матричного элемента и линейное разложение $f_+(q^2)$ по $q^2$	$\lambda_+ = 0.0283 \pm 0.0029$
V-A структура матричного элемента, линейное разложение $f(q^2)$ по $q^2$ и радиационные коррекции диаграммы Далица в соответствии с работами [30]	$\lambda_+ = 0.0296 \pm 0.0030$
Квадрат полного матричного элемента (1)	$\lambda_+ = 0.024^{+0.003}_{-0.003}$ $ f_s/f_+(0)  = 0.070^{+0.016}_{-0.016}$ $ f_t/f_+(0)  = 0.53^{+0.09}_{-0.10}$ $\phi_{ST} = 0.0^{+0.52}_{-0.52}$

Аппроксимация проводилась тремя способами:

а) с квадратом матричного элемента (3) и линейным разложением векторного формфактора (2);

б) пункт а) и учет радиационных поправок в соответствии с работами [30];

в) с квадратом полного матричного элемента (1) распада  $K_{e3}^+$ .

Результаты анализа опубликованы в работе [28] и представлены в таблице 2.

#### 11. Заключение

Описана процедура восстановления полуплеетонного распада  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ , изучаемого на установке "ГИПЕРОН". С помощью этой процедуры были обработаны  $\approx 1$  миллион экспериментальных событий и получены физические результаты, опубликованные в работе [28]. Созданное программное обеспечение может быть использовано при обработке данных других распадов  $K^+$ -мезона, исследуемых в настоящее

время в рамках программы изучения радиационных процессов на модернизированном магнитном спектрометре.

Авторы выражают благодарность Будагову Ю.А., Ломакину Ю.Ф., Русаковичу Н.А. и Флягину В.Б. за полезные советы и обсуждения результатов, Либе И.П. и Пухову О.Е. за помощь в подготовке статьи, коллективу коллаборации "ГИПЕРОН" за постоянную поддержку в работе и дирекциям ОИЯИ и ИФВЭ за возможность проведения эксперимента.

#### Литература.

1. Антохов В.А., Бицадзе Г.С., Будагов Ю.А. и др. ПТЭ, 1985, №5, с.35.
2. R. Battiston, D. Cocolicchio, G.L. Fogli and N. Paver. Preprint CERN-TH.56664/90, 1990.  
Бельков А.А., Ланев А.В., Первушин В.Н. Препринт ОИЯИ P2-86-205, Дубна, 1986.  
J.F. Donoghue, B.R. Holstein. Phys. Rev., D 40 (1989), p.3700.
3. J. Bijnens, G. Ecker, A. Pich. Preprint CERN-TH.6444/92, 1992.  
S. Fajfer, K. Suruliz, R.J. Oakes. Phys. Rev., D 42 (1990), p.3875.
4. Yu.A. Budagov, V.V. Glagolev, B. Sitar et al. Nucl. Instrum. and Methods, v. 36 (1986), p.493.  
Бицадзе Г.С., Будагов Ю.А., Глаголев В.В. и др. ПТЭ, 1990, №2, с.70.
5. Бицадзе Г.С., Будагов Ю.А., Ломакин Ю.Ф. и др. ПТЭ, 1987, №4, с.52.
6. Асмолов А.Г., Будагов Ю.А., Семенов А.А. и др. Тезисы докладов XII Международного симпозиума по ядерной электронике. ОИЯИ, Д13-85-359, Дубна, 1985, с.25.
7. F. James. FOWL, CERN Program Library, W 505.
8. N.I. Chernov, G.A. Ososkov, N.A. Russakovich et al. Preprint JINR, E11-89-262, Dubna, 1989.
9. J.P. Berge, F.T. Solmitz and H.D. Taft. The Review of Scientific Instruments, 1961, №5, p.32.  
R. Bock. Preprint CERN, 60-30, 1960.
10. Г.В. Велев, В.М. Маниев и Н.А. Русакович. Препринт ОИЯИ, P11-89-329, Дубна, 1989.
11. F. James, M. Ross. Comp.Phys.Comm., 10 (1975), p.343.

11. Виноградов В.Б., Кульчицкий Ю.А., Курилин А.С. и др. Препринт ОИЯИ, P10-85-77, Дубна, 1985.
12. Велев Г.В., Глаголев В.В., Малюков С.Н. и др. ПТЭ, 1991, №5, с. 65.
13. Горин Ю.П., Горнушкин Ю.А., Карташева В.Г. и др. Сообщение ОИЯИ, P1-89-206, Дубна, 1989.
14. Ju.A. Budagov, G.A. Chlachidse, I.P. Liba et al. Preprint JINR, E13-92-219, Dubna, 1992.
15. Акименко С.А., Банников А.В., Белоусов В.И. и др. ПТЭ, 1984, №1, с.66.
16. R. Brun, F. Bruyant, M. Maire et al. GEANT3, CERN DD/EE/84-1.
17. H. Grote. CERN DD/81/01, 1981, p.12.  
Виноградов В.Б., Кульчицкий Ю.А., Курилин А.С. и др. Сообщение ОИЯИ, P10-85-704, Дубна, 1985.  
Виноградов В.Б., Кульчицкий Ю.А., Курилин А.С. и др. Депонированная публикация ОИЯИ, Б-1-10-85-837, Дубна, 1985.
18. Ососков Г.А., Русакович Н.А., Чернов Н.И. Математическое моделирование, т.2, № 10 (1990), с.132.
19. Кетикян А.Ж., Комиссаров Е.В., Курбатов В.С., Силин И.Н. Препринт ОИЯИ, P10-91-483, Дубна, 1991.
20. Particle Data Group. Phys. Rev., D 45 (1992), p.III.1.
21. N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett., 10 (1963), p.531.
22. M.N. Nagels, Th.A. Rijken, J.J.De Swart et al. Nucl. Phys., B147 (1979), p.189.
23. F. James. GENBOD, CERN Program Library, W 515.
24. F. James. Preprint CERN, 68-15, 1968.
25. Копылов Г.И. ЖЭТФ, 39 (1960), с.1091.
26. H. Braun, M. Cornelssen, H.U. Martyn et al. Nucl. Phys., B89 (1975), p.210.
27. H.J. Steiner, S. Natali, F. Romano et al. Phys. Lett., 36B (1971), p.521.
28. S.A. Akimenko, V.I. Belousov, G.S. Bitsadze et al. Phys. Lett., B259 (1991), p.225.
29. Particle Data Group. Phys. Rev., D 45 (1992), p.VII.80.
30. E.S. Ginsberg, Phys. Rev., 142 (1966), p.1035.  
E.S. Ginsberg, Phys. Rev., 162 (1967), p.1570.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 сентября 1992 года.

Велев Г.В., Русакович Н.Л.

P1-92-376

Анализ информации в эксперименте по изучению распада  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  на установке "ГИПЕРОН"

Описана процедура обработки информации, полученной в экспериментах на установке "ГИПЕРОН" по исследованию лептонного распада  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ . Она включает программы геометрической и кинематической реконструкций событий, расчета эффективности регистрации и статистического анализа. Приведены достигнутые точностные характеристики измеренных величин. Проведена независимая аппроксимация экспериментальных данных полюсным представлением векторного формфактора в модели  $K^*$ -доминантности. Полный комплекс программ может использоваться при обработке информации, полученной для других мод распадов  $K^+$ -мезонов на установке "ГИПЕРОН".

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Velev G.V., Russakovich N. L.

P1-92-376

Analysis of Data in Experimental Investigation of the Decay  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  on the Hyperon Facility

A procedure of the analysis of the information obtained in an experimental investigation of the leptonic decay on the Hyperon facility is described. The procedure includes programs of geometrical and kinematical events reconstructions, registration efficiency calculation and statistical analysis. The obtained accuracy of the physical values is given. An independent approximation of the experimental data with a polar form factor as suggested by the  $K^*$  dominance model is realized. The full computer software presented here could be used in data treatment obtained in the other  $K^+$ -decay mode on the Hyperon facility.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992