

Г-968

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Б51/2-76

1 - 9321

23/11/76

Б.Н.Гуськов, В.Д.Кекелидзе, В.Г.Кривохижин,
М.Ф.Лихачев, И.А.Савин, Л.В.Сильвестров

ИДЕНТИФИКАЦИЯ РАСПАДОВ $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu$
С ПОМОЩЬЮ ЛИВНЕВОГО ДЕТЕКТОРА
ЭЛЕКТРОНОВ

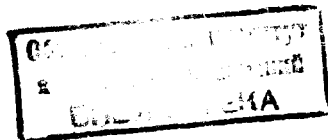
1975

1 - 9321

Б.Н.Гуськов, В.Д.Кекелидзе, В.Г.Кривохижин,
М.Ф.Лихачев, И.А.Савин, Л.В.Сильвестров

ИДЕНТИФИКАЦИЯ РАСПАДОВ $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu$
С ПОМОЩЬЮ ЛИВНЕВОГО ДЕТЕКТОРА
ЭЛЕКТРОНОВ

Направлено в ЯФ



В экспериментах по регенерации K_S^0 -мезонов на водороде, выполненных на Серпуховском ускорителе с помощью бесфильмового искрового спектрометра^{/1/}, было зарегистрировано около 10^6 стереомагнитографий событий. Примерно половина этих событий относилась к распадам K_L^0 -мезонов, в основном, по трехчастичным модам. Для идентификации распадов с участием лептонов в состав спектрометра входили детектор мюонов^{/2/} и ливневый детектор электронов типа "сэндвич"^{/3/}. Ниже приводятся результаты работы по методике идентификации распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu$. Идентифицированные события были использованы для изучения матричного элемента этих распадов. Предварительные результаты приведены в работе^{/4/}.

Использованный в эксперименте детектор электронов состоит из 8 отдельных блоков, каждый из которых представляет собой сборку из 10 пластин сцинтиллятора размером $55 \times 30 \times 1 \text{ см}^3$, чередующихся с пластинами свинца, общая толщина одного блока составляет 10 радиационных единиц. Каждый блок просматривается двумя фотоумножителями. Блоки расположены в два ряда справа и слева от оси пучка /рис. 1/. Сигналы фотоумножителей от двух соседних блоков суммировались, преобразовывались в цифровой код с помощью блоков БАП^{/5/}, передавалась в ЭВМ и вместе с другой информацией, полученной с установки, записывалась на магнитные ленты. Подробное описание детектора и относящихся к нему электронных схем приведено в работе^{/3/}.

Информация с магнитных лент обрабатывалась по программе геометрической реконструкции VILLA, которая также находила вершину распада /"вилки"/ и импульсы двух распадных частиц. Далее события анализировались программой статистической обработки KSUMX.

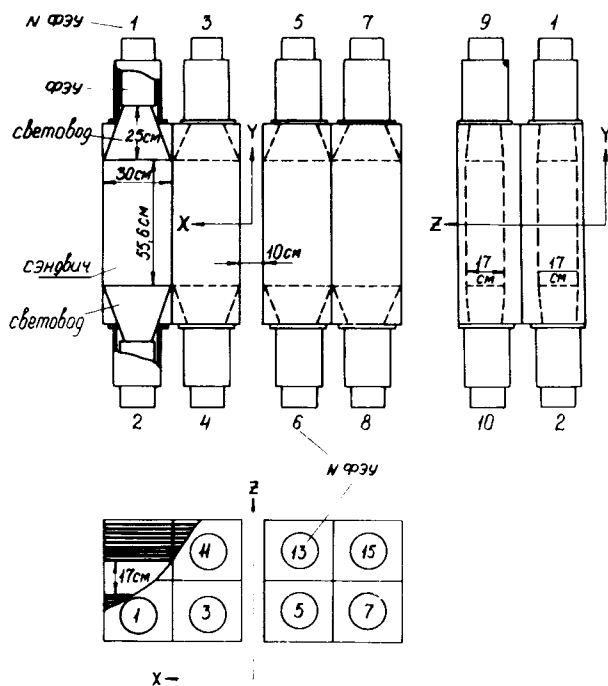


Рис. 1. Конструкция и расположение блоков детектора электронов.

Обработка информации, относящейся к K_{e3} -распадам, осуществлялась с помощью подпрограммы KODEL. В этой подпрограмме проводилась расшифровка амплитуд сигналов детектора электронов /далее - амплитуд ДЭ/, сопоставление с импульсами и координатами частиц и введение поправок в амплитуды.

Поскольку энергия электронов от K_{e3} -распадов в данном эксперименте находится в основном до 25 ГэВ, то подавляющая ее часть выделяется в первом ряду блоков /10 радиационных единиц вещества детектора/. Для дальнейшего анализа использовалась информация только от этих блоков.

2. Анализ амплитудных спектров ДЭ

Полный анализ амплитудных спектров ДЭ проводился в несколько этапов. Результаты первого этапа анализа приведены в работе ^{1/3/}. Для каждого плеча детектора было получено семейство амплитудных спектров в интервалах импульсов частиц $\Delta P = 1$ ГэВ во всем диапазоне регистрируемых импульсов от 5 и выше ГэВ/с. Пример такого спектра для интервала импульсов 12-14 ГэВ/с приведен на рис. 2. Обозначены спектры, полученные при прохождении через детектор мюонов и пионов /они выделялись при идентификации $K_{\mu 3}$ распадов/, а также спектры от распадов, отнесенных к моде K_{e3} . К последним причислялись события, не относящиеся к другим модам распада K_L^0 -мезонов. Распады $K3\pi$ исключались по кинематическому критерию $P_0^2 \leq -0,004$ ГэВ/с, а распады $K2\pi$ по значению инвариантной массы в системе двух пионов $M_{\pi\pi} \geq 0,508$ ГэВ/с или $M_{\pi\pi} \leq 0,488$ ГэВ/с. Спектры, обозначенные как $e+\pi$ представляют собой сумму спектров от электронов и пионов K_{e3} -распадов и спектров адронов от фоновых событий /в основном, пионов/, не относящихся к распадам каонов. Спектр электронов (e) получен путем вычитания спектра от пионного фона из суммарного спектра " $e+\pi$ ".

Стрелкой на рисунке обозначена граница, принятая для идентификации электронов: событие считалось электроном, если при данном импульсе частицы амплитуда ДЭ превышала граничное значение.

Преобладание числа событий в неэлектронной части спектра над числом событий под электронным пиком указывает на относительно большое количество фона на данном этапе выделения K_{e3} -событий. С целью более тщательной идентификации K_{e3} -распадов и отделения их от фоновых событий был проведен дальнейший анализ амплитудных спектров ДЭ. Он включал следующие этапы: учет координатных и временных поправок в амплитудах ДЭ, определение кинематических критериев отбора K_{e3} -распадов, выбор более корректной процедуры идентификации электронов.

Эти этапы ниже рассмотрены подробнее.

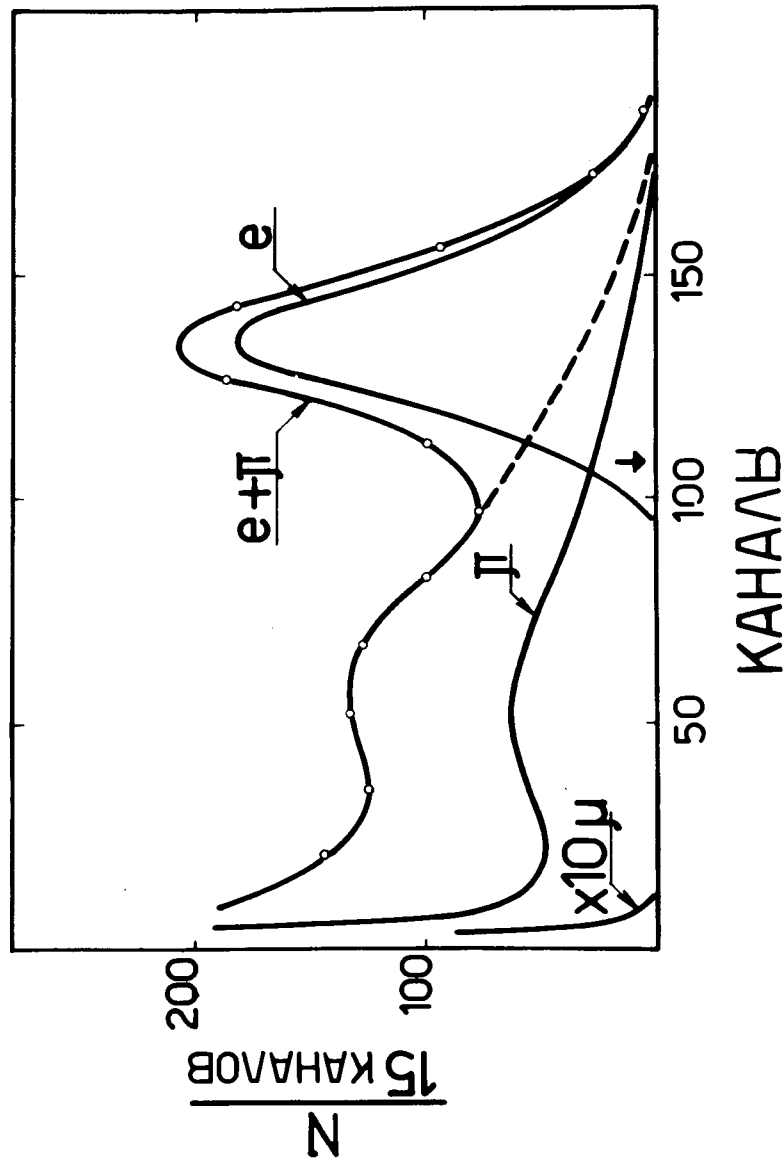


Рис. 2. Спектр амплитуд ДЭ для частиц в интервале импульсов 12-14 ГэВ/с.

Разница в коэффициентах усиления ФЭУ, а также потери света в сцинтилляторах приводят к тому, что амплитуда суммарного сигнала от двух блоков ДЭ зависит от места прохождения частицы через детектор /Y- и X-координат/.

Зависимость амплитуды суммарного сигнала верхнего и нижнего ФЭУ от Y-координаты /см. рис. 1/ можно записать в виде:

$$A(y) = K_1 e^{-\alpha(D-Y)} + K_2 e^{-\alpha(D+Y)} \quad /1/$$

Здесь K_1 и K_2 - коэффициенты усиления верхнего и нижнего ФЭУ, α - коэффициент поглощения света в сцинтилляторе, D - полувысота пластины сцинтиллятора.

Заменив K_1 и K_2 их отношением $C = K_1/K_2$ и разделив выражение /1/ на его значение при $Y=0$, получим величину относительной поправки к амплитуде:

$$\frac{A(y)}{A(0)} = [C \cdot e^{-\alpha(D-Y)} + e^{-\alpha(D+Y)}] \frac{e^{+\alpha D}}{C+1} \quad /2/$$

Значения коэффициентов α и C определялись экспериментально из амплитудных спектров ДЭ. Каждый блок делился по координате Y на три зоны - одну в центре и две по краям рабочей области. Положение максимумов электронных пиков для каждой зоны сравнивалось во всех интервалах импульсов падающих частиц и определялись их относительные сдвиги. Значения сдвигов амплитуд и средние значения Y-координат каждой зоны подставлялись в формулу /2/. Полученная система двух уравнений решалась методом последовательных приближений. Найденная таким образом величина коэффициента поглощения света $\alpha = 0,015 \text{ см}^{-1}$ хорошо согласуется с известными данными для сцинтилляторов^{/6/}.

Коэффициенты C находились отдельно для каждого блока. Соответствующие поправки к амплитуде ДЭ вводились в подпрограмму KODEL. В пределах каждого блока не было замечено зависимости амплитуды ДЭ от X-координаты, но имели место падения эффективностей на краях блоков.

Из-за разницы в усилениях ФЭУ спектры амплитуды ДЭ различались для отдельных блоков. Поэтому отдельно для каждого блока строилась зависимость положения максимума электронного пика от импульса падающего электрона $A(p)$ /калибровочная кривая/. Для внешних блоков /1,7/ детектора /рис. 1/, куда попадают частицы с импульсами от 6 до 15 ГэВ/с эта зависимость линейна и выражается уравнением $A(p) = a + b \cdot p$, где a и b - параметры прямой, p - импульс электрона. Для внутренних к пучку блоков /3,5/, куда попадают частицы с импульсами от 9 до 21 ГэВ/с, в области больших импульсов наблюдается отклонение от линейности, обусловленное тем, что не вся энергия электронно-фотонной лавины поглощается в веществе блока. Калибровочные кривые для разных блоков приведены на рис. 3.

При анализе работы детектора за время сеанса, который продолжался в среднем 9-10 суток, была замечена нестабильность в работе аппаратуры, поэтому была исследована также зависимость амплитудных спектров ДЭ во времени. Спектры строились за каждые 2-3 часа работы детектора /два "рана" записи информации/. Положение электронных пиков и соответствующие калибровочные кривые несколько смещались в зависимости от времени. В отдельных случаях относительное смещение достигало 10%. Поправки, учитывающие это смещение, вычислялись двумя способами. В первом из них строились калибровочные кривые и затем в программу вводились поправочные коэффициенты для параметров a и b , так, чтобы кривые, полученные в разное время, совместились между собой. Во втором способе эти коэффициенты вычислялись с помощью специальной программы ELEK FIT. Программа накапливала амплитудные спектры, отыскивала положение калибровочной кривой методом наименьших квадратов и выводила на печать ее параметры /выбирался интервал импульсов, где калибровочная зависимость линейна/. Оба способа дали согласующиеся результаты.

В результате проведения перечисленных коррекций амплитудное разрешение детектора улучшилось в среднем на 10% по отношению к первоначальному значению /рис. 4/.

Кинематические критерии отбора K_{e3} -распадов выбирались следующим образом. После того, как на первом

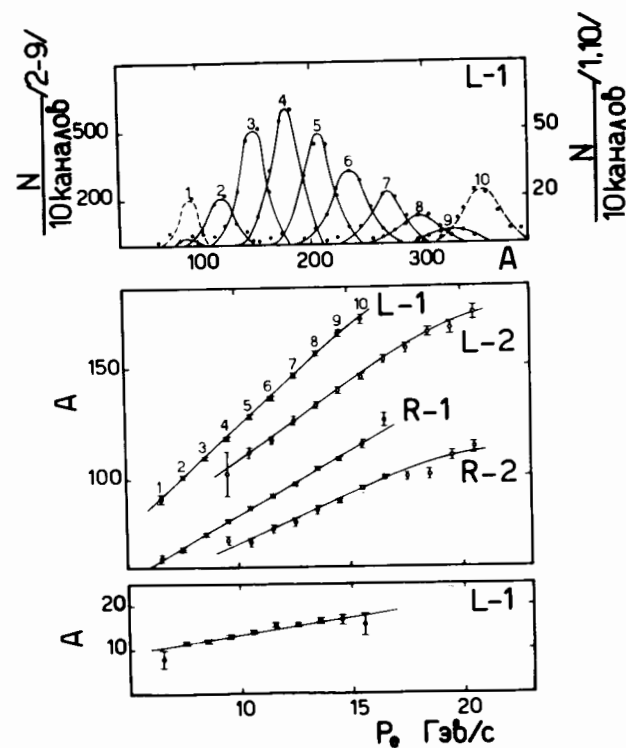


Рис. 3. Сверху - распределения амплитуд от электронов для первого левого блока ДЭ, аппроксимированные распределением для десяти импульсных интервалов от 6 до 16 ГэВ/с. По оси A отложена амплитуда сигнала в относительных единицах для кривой 1. Для наглядности масштаб каждой следующей кривой смещен вправо на 20 единиц. По оси ординат отложено число событий; слева - для кривых 2-9, справа - для первой и десятой кривых. В центре приведены калибровочные кривые $A(p)$ для четырех блоков детектора. Внизу - зависимость стандартных отклонений электронных пиков от импульса электронов.

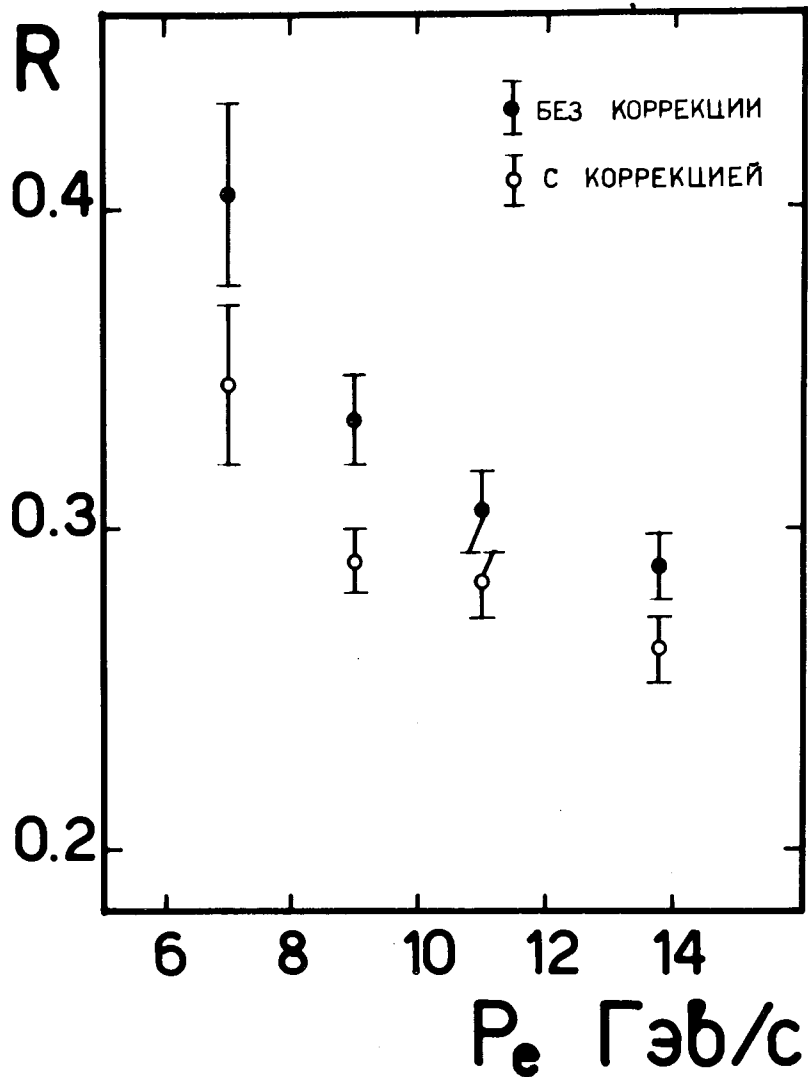


Рис. 4. Зависимость амплитудного разрешения детектора от импульса электронов.

этапе анализа амплитудных спектров был выработан критерий идентификации электрона, из имеющейся статистики выделялись два класса событий: а/ события, которые согласно данному критерию относились к K_{e3} -распадам /в одном плече детектора частица идентифицировалась как электрон/, и б/ события, которые не относились ни к одной моде распада K_L^0 -мезонов, то есть являлись неидентифицированным фоном. Для обоих классов строились распределения по кинематическим переменным. Путем сравнения распределений для обоих классов событий были получены критерии отбора по следующим параметрам:

$$0,2 \leq P_T \leq 0,46$$

$$0,3 \leq M_{\pi\pi} \leq 0,57$$

$$6 \leq P_{\pi,e} \leq 21$$

$$P_{\nu\perp} \leq 0,16$$

$$(P'_T)^2 \leq 0,022$$

$$0 \leq (P_{\nu\parallel}^*)^2 \leq 0,2$$

/3/

Здесь $P_{\pi,e}$ - импульсы пиона и электрона, P_T - сумма их поперечных составляющих, $P_{\nu\perp}$ - поперечная составляющая суммарного импульса вилки, $M_{\pi\pi}$ - инвариантная масса двух заряженных частиц в предположении, что они обе есть пионы, $(P_{\nu\parallel}^*)^2$ - квадрат продольной составляющей импульса нейтрино в системе покоя каона, $(P'_T)^2$ - параметр, определяемый поперечными составляющими импульсов продуктов распада /7/. В качестве независимой проверки описанной процедуры распределения из обоих классов сравнивались с распределениями, полученными моделированием K_{e3} -распадов методом Монте-Карло /см. Приложение/.

После отбора K_{e3} -событий по найденным критериям снова строились амплитудные спектры ДЭ, уточнялись положения пиков и граница идентификации электронов.

Описанная процедура обработки повторялась. Было проведено несколько таких итераций.

Окончательная процедура идентификации электрона заключалась в следующем.

Электронные пики в амплитудных спектрах для каждого интервала импульсов $\Delta P = 1 \text{ ГэВ/с}$ аппроксимировались распределением Гаусса /рис. 4/. Вычислялись его параметры: центр - A и стандартное отклонение σ со своими ошибками. Калибровочная кривая $A(p)$ рассчитывалась путем аппроксимации полученной зависимости положения центра распределения от импульса частиц прямой или кривой второго порядка.

Аналогичные зависимости для σ хорошо аппроксимировались прямой:

$$\sigma(p) = c + d \cdot p.$$

Расчеты производились на ЭВМ с использованием библиотечных программ FUMILI и MINUITL. На рис. 4 приведены калибровочные кривые для двух блоков левого плеча детектора и зависимость $\sigma(p)$. Далее, для каждого плеча детектора строилось распределение относительных отклонений амплитуды ДЭ от калибровочной кривой: $\Delta A = A/A(p) - 1$.

Кроме указанной выше зависимости от импульса частиц, величина σ несколько различается для разных блоков ДЭ из-за того, что ФЭУ имеют различное амплитудное разрешение. В величину ΔA вводилась поправка, учитывающая оба этих эффекта:

$$\Delta A' = \Delta A \frac{\bar{\sigma}}{\sigma(p)_n}.$$

Здесь $\bar{\sigma}$ есть усредненная по всем блокам величина, взятая по интервалу импульсов $9 \pm 11 \text{ ГэВ/с}$, n - номер блока. Для окончательного отбора K_{e3} -распадов величина $\Delta A'$ для электронов ограничивалась значением: $\Delta A' \geq -2 \cdot \bar{\sigma}$.

3. Примесь фоновых событий и эффективность идентификации K_{e3} -распадов

Как уже упоминалось, фон в амплитудных спектрах ДЭ включает как пионы от K_{e3} -распадов, когда электрон прошел в противоположном плече ДЭ, так и пионы от других распадов K^0 -мезонов, а также неидентифицированные адроны /рис. 2/.

Распределение величины $\Delta A'$ было построено при дополнительном условии: в каждом плече ДЭ отбирались те события, для которых величина $\Delta A'$ была больше, чем в противоположном /т.е. амплитуда ДЭ лежала ближе к калибровочной кривой/. Если бы мы имели дело только с K_{e3} -распадами, то при такой процедуре амплитудные распределения включали бы только электронный пик. Наличие в этих распределениях событий, лежащих левее электронного пика, обязано фону, не относящемуся к K_{e3} -распадам. Полученное распределение $\Delta A'$ для левого плеча ДЭ приведено на рис. 5 /плавная кривая/. Для

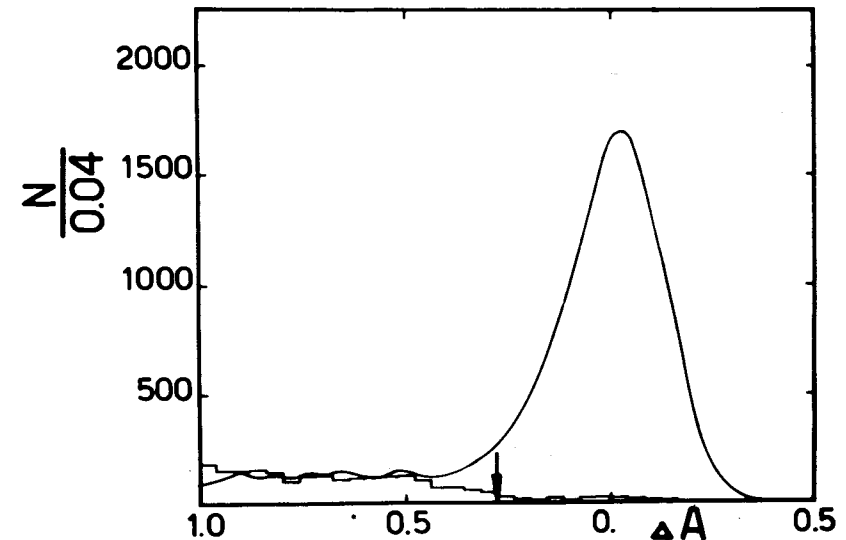


Рис. 5. Распределение величин $\Delta A'$ для левого блока ДЭ при условии, что для правого блока ДЭ соответствующая величина имеет меньшее значение /плавная кривая/ и величины $\Delta A'$ при прохождении π -мезонов от K_{e3} -распадов через левый блок детектора /гистограмма/. Стрелкой отмечена принятая граница идентификации электрона.

неэлектронной части спектра в амплитуду ДЭ вводилась поправка, учитывающая импульс частицы. Гистограмма представляет собой аналогичное распределение для амплитуды пионов, зарегистрированных в $K_{\mu 3}$ -распадах. Нормировка сделана по амплитудному спектру пионов. Часть гистограммы, лежащая правее границы идентификации электрона, определяет количество фона в выделенных K_{e3} -распадах. Присутствие фона пионов от K_{e3} -распадов может привести к неправильной идентификации электрона и пиона и неправильному вычислению кинематики распада. Для исключения таких событий при окончательном отборе K_{e3} -распадов требовалось, чтобы для амплитуды сигнала ДЭ от пионов выполнялось условие $\Delta A' \leq -4 \cdot \sigma$. После проведения всех описанных процедур анализа амплитудных спектров и отбора событий по критериям предыдущего раздела оставшийся фон в отобранных K_{e3} -распадах не превышает 1%. Относительная величина фона распределена равномерно по импульсам электронов.

Анализ распределения $(P_0')^2$ показал, что доля $K_{\pi 3}$ -распадов среди фоновых событий не превышает 0,2%. Без учета информации от детектора мюонов доля фоновых $K_{\mu 3}$ -распадов составляет 4%. Эффективность регистрации событий детектором мюонов равна 98%. Поэтому фон от этих распадов пренебрежимо мал. Критерий $M_{\pi\pi}(5)$ исключает события, лежащие в области массы каона, ограниченной двойным аппаратурным разрешением по эффективной массе двух пионов. Оставшийся фон от $K_{2\pi}$ -распадов также пренебрежим, поскольку полное число этих событий не превышает 1,5% от общей статистики.

Оставшаяся величина фона относится к неидентифицированным вилкам, которые появляются в результате взаимодействия нейтронов пучка с гелием, заполняющим объем. При выбранной границе идентификации электрона, ограниченной двумя стандартными отклонениями от центра распределения $\Delta A'$, эффективность регистрации электронов должна быть около 93%. Эта величина подтверждается сравнением чисел нейтральных долгоживущих каонов, входящих в распадный объем /монитора/, которые были найдены из анализа K_{e3} -, $K_{\mu 3}$ - и $K_{\pi 3}$ -распадов. В ре-

зультате описанной выше процедуры эффективность регистрации электронов ДЭ не зависит от импульса электрона. На рис. 6 приведены распределения по импульсам электронов для реальных /гистограмма/ и моделированных /плавная кривая/ распадов. На рис. 7 приведены аналогичные распределения X-координат треков электронов в плоскости ДЭ. Из-за вылета части электронно-фотонных лавин за пределы детектора, в месте стыка двух блоков наблюдается падение эффективности регистрации ДЭ. Поэтому рабочая область детектора электронов выбрана на 1,5 см меньше реальных размеров сцинтилляторов ДЭ. Согласие приведенных /экспериментальных и моделированных/ распределений дает основание считать, что в пределах рассматриваемой области геометрическая эффективность ДЭ равномерна.

4. Восстановление импульсного спектра K_L^0 -мезонов

При восстановлении импульсного спектра каонов по распадам K_{e3} был использован метод построения спектров двузначно определенных величин, приведенный в работе /8/. В условиях данного эксперимента определялись импульсы заряженных продуктов распада и угол между направлением полета нейтрального каона и суммарным импульсом пиона и электрона. Этой информации недостаточно для однозначного восстановления импульса нейтрального каона. При вычислении импульса каона получаются два решения, связанные с двумя возможными направлениями продольного импульса нейтрино в системе покоя каона. Для восстановления спектра необходимо иметь матрицу вероятностей, определяющих связь между истинными и ложными решениями. Такую матрицу M можно построить для моделированных K_{e3} -распадов. В этом случае известно, какое из двух решений "истинное". Если обозначить подобную матрицу для экспериментальных данных через E , а искомый спектр - через N , то очевидно следующее соотношение:

$$E = N \cdot M + \bar{M} \cdot N.$$

Черта над матрицей \bar{M} означает транспонирование.

/4/

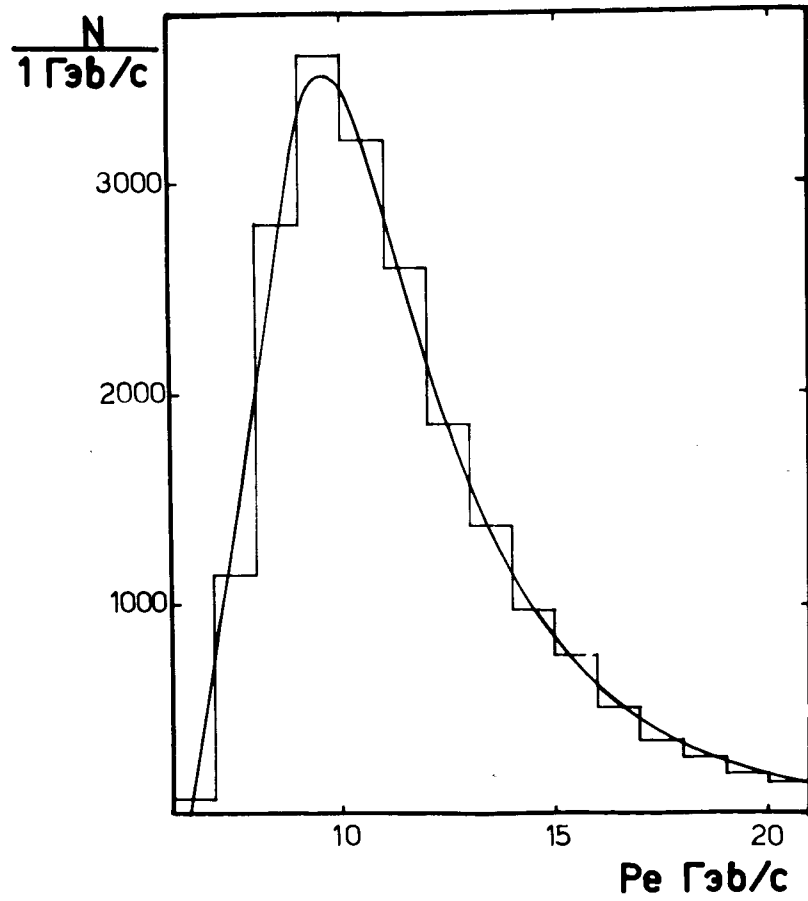


Рис. 6. Распределения событий по импульсам электронов. Гистограмма - распределение экспериментальных, а плавная кривая - моделированных распадов.

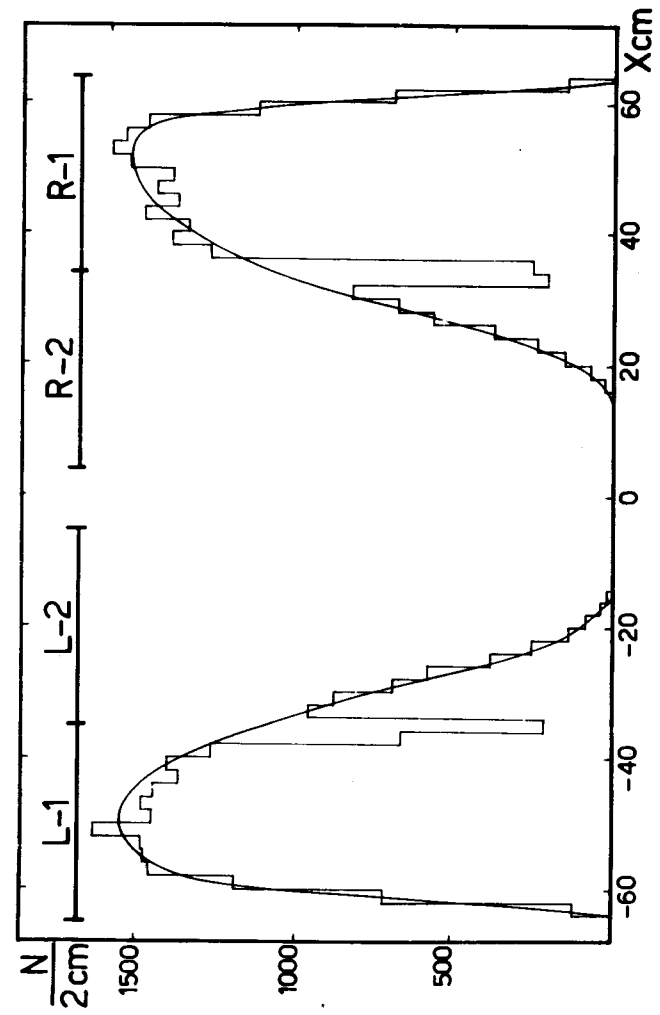


Рис. 7. Распределение X - координаты точек пересечения треков электронов с плоскостью детектора для экспериментальных / гистограмма / и моделированных / плавная кривая / распадов.

Матричное уравнение /4/ соответствует n линейным уравнениям, если n - размерность матриц, причем число этих уравнений больше числа неизвестных. Такая система решается методом наименьших квадратов.

Импульсный спектр каонов определялся в области $16-44$ ГэВ/с. В соответствии с аппаратным разрешением /9/ эта область была разбита на 19 интервалов. Были построены 19×19 матрицы для экспериментальных и моделированных данных. Условия отбора экспериментальных и моделированных распадов были идентичны. Кроме ограничений на геометрические размеры установки, длину распадного объема и кинематические критерии, указанные во втором разделе, требовалось, чтобы оба решения, полученные при вычислении импульса каона как для экспериментальных, так и для моделированных событий, лежали в пределах $16-44$ ГэВ/с. Для матричного элемента моделированных распадов варьировалось значение параметров наклона формфактора λ^+ от 0 до 0,05. Не было замечено влияния величины этого параметра на форму импульсного спектра каонов.

На рис. 8 приведены импульсные спектры нейтральных каонов, определенные из анализа K_{e3} - и $K_{\mu 3}^{14}$ -распадов. Значение монитора для этой области импульсов, определенное из K_{e3} -распадов, равно $2,23 \pm 0,08 \cdot 10^9$, а из $K_{\mu 3}$ -распадов - $2,36 \pm 0,05 \cdot 10^9 / 14$. Хорошее согласие форм спектров и мониторов свидетельствует о правильной процедуре выделения K_{e3} -событий методом анализа амплитудных спектров сигналов детектора электронов.

Авторы выражают признательность за работу по созданию, настройке и эксплуатации в эксперименте детектора электронов следующим товарищам: В.К. Бирулеву, А.С.Вовенко, Т.С.Григалашвили, В.П.Джорджадзе, И.М.Иванченко, И.Н.Какуруну, В.В.Кухтину, А.Н.Морозову, Ю.И.Саломатину, А.Е.Сеннеру, В.Е.Симонову и П.Т.Тодорову.

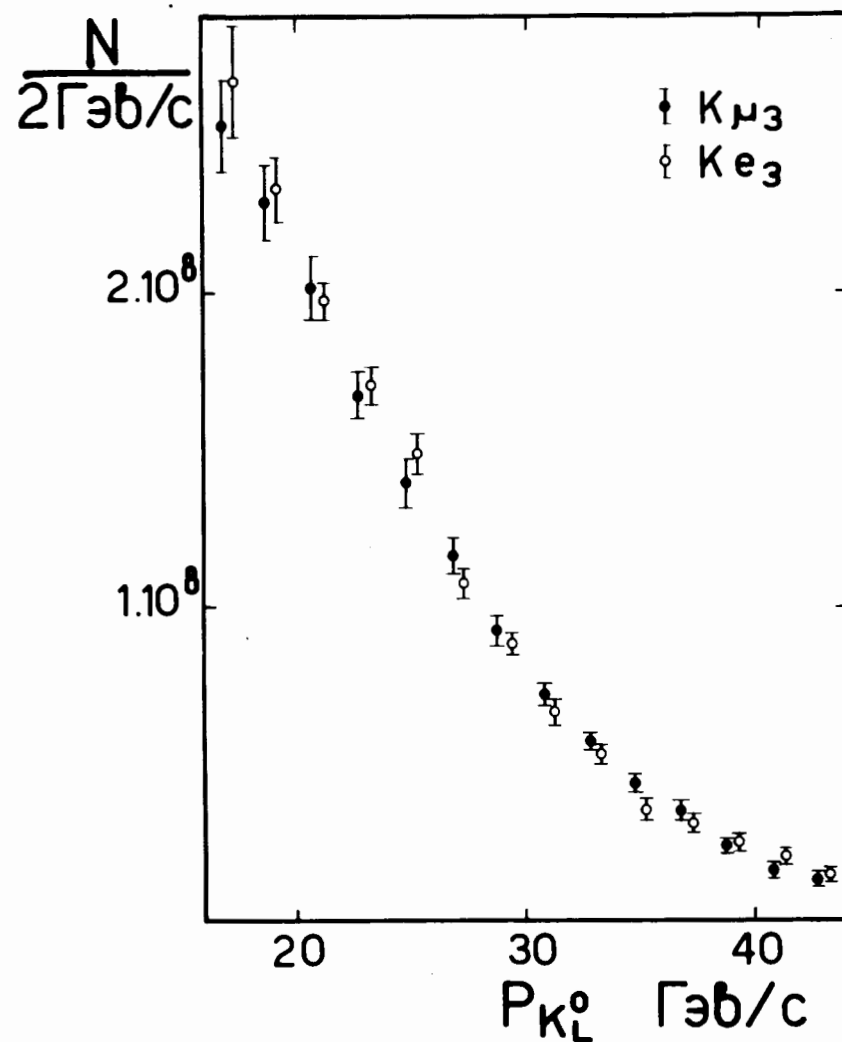


Рис. 8. Спектры импульсов K_L^0 -мезонов, восстановленные из K_{e3} - и $K_{\mu 3}$ -распадов.

Приложение

Моделирование K_{e3} распадов осуществлялось методом Монте-Карло с использованием программы, описанной в работе^{/10/}. К этой программе была добавлена подпрограмма, учитывающая потери энергии электрона на тормозное излучение. Все вещество установки было условно разбито на 6 блоков вдоль оси установки. Для каждого блока была рассчитана его радиационная длина. При прохождении заряженной частицы через такой блок вещества определялось изменение проекций координат и угла θ трека. Потери энергии при прохождении электрона через каждый блок спектрометра рассчитывались по формуле:

$$E = E_0 \cdot e^{-y}, \quad /5/$$

где E_0 - энергия электрона, вошедшего в блок, а среднее значение величины y определялось длиной блока l и радиационными потерями на единицу его длины. Радиационные потери электрона характеризуются большой величиной разброса теряемой энергии. Величина y , с учетом флуктуаций потерь энергии, распределена по закону^{/11/}:

$$W(y) dy = \frac{e^{-y} \cdot y^{b \cdot l - 1}}{\Gamma(b \cdot l)} dy \quad /6/$$

/через $\Gamma(b \cdot l)$ обозначена гамма-функция/.

Применялся следующий алгоритм розыгрыша величины y . Интервал значений для y от 0 до 2,16 был разбит на 50 подынтервалов разной длины. С ростом y увеличивалась длина подынтервала. Вероятность для y попасть в первые n интервалов вычисляется по формуле:

$$W_n = \int_0^{y_n} \frac{e^{-y} \cdot y^{b \cdot l - 1}}{\Gamma(b \cdot l)} dy, \quad /7/$$

если использовать разложение в ряд для неполной гамма-функции^{/12/}:

$$W_n = I(y_n, m) = \frac{e^{-y_n} \cdot y_n^m}{\Gamma(m+1)} \left\{ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{x^k}{(m+1) \dots (m+k)} \right\} \quad /8/$$

В нашем случае величина $m = l \cdot b$ не превышает значения 0,02 для всех блоков, и выражение /8/ упрощается:

$$W_n = \frac{e^{-y_n} \cdot y_n^m}{\Gamma(m+1)} \cdot \left\{ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{x^k}{k!} \right\}. \quad /9/$$

В пределах каждого подынтервала величина y разыгрывалась равномерно.

С учетом радиационных потерь средний квадрат угла рассеяния в каждом элементе установки определялся по формуле^{/13/}:

$$\langle \theta^2 \rangle_{cp} = \frac{E_s^2}{c^2 \cdot p^2 e^{-y}} \cdot t. \quad /10/$$

Здесь t - длина элемента в радиационных единицах, $E_s = 21 \text{ МэВ}$, а p - импульс электрона перед входом в данный элемент.

Всего было разыграно и записано на магнитные ленты 400000 распадов K_{e3} , для которых заряженные продукты прошли через основные детекторы спектрометра. Распределения характерной величины $(p_{\nu}^*)^2$ (3), чувствительной к экспериментальным ошибкам, хорошо согласуются для экспериментальных и моделированных событий /рис. 9/.

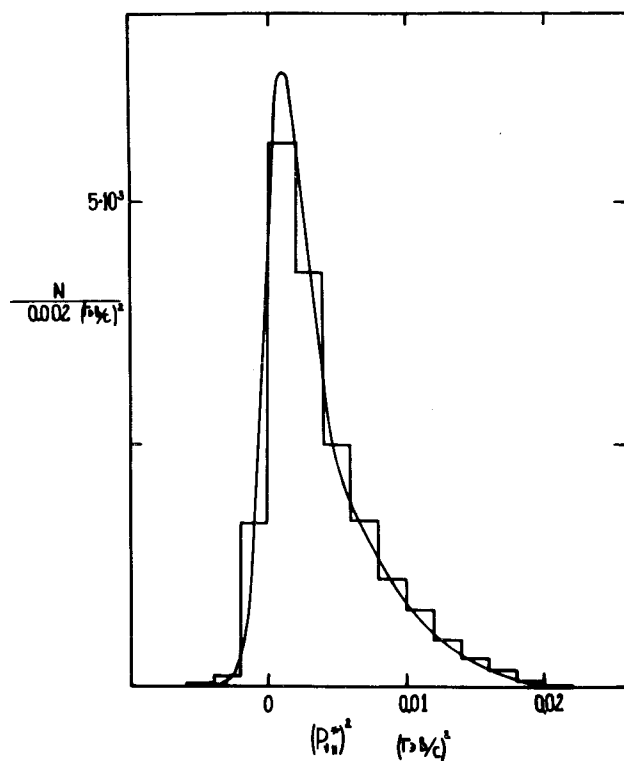


Рис. 9. Распределение величины $(P_{\nu}^*)^2$ для экспериментальных /гистограмма/ и моделированных /плавная кривая/ распадов.

Литература

1. С.Г.Басиладзе и др. ОИЯИ, Р1-5361, Дубна, 1970.
2. К.-Ф.Альбрехт, В.К.Бирулев и др. ОИЯИ, Р1-7305, Дубна, 1973.
3. В.К.Бирулев, А.С.Вовенко и др. ОИЯИ, Р1-7307, Дубна, 1973.
4. В.К.Бирулев, А.С.Вовенко и др. Труды Симп. по физике высоких энергий. Варна, 1974. Д1,2-8405, Дубна, 1974.
5. Э.Г.Имаев и др. ОИЯИ, Р10-3332, Дубна, 1967.
6. Э.И.Айранетов, В.В.Куликов и др. ПТЭ, №5, 65/1973/.
7. G.W.Brandenburg et al. SLAC-PUB-1212, 1973.
8. Г.Тахтамышев. ОИЯИ, 2543, Дубна, 1966.
9. В.К.Бирулев и др. ОИЯИ, Р1-7083, Дубна, 1973.
10. К.-Ф.Альбрехт, М.Ф.Лихачев и др. ОИЯИ, Р1-7549, Дубна, 1973.
11. В.Гайтлер. Квантовая теория излучения. ИЛ, 1956. стр. 285, 288, 425, 428.
12. В.И.Пагурова. Таблицы неполных гамма-функций. М., 1963.
13. Б.Росси. Частицы больших энергий, ГИТЛ, М., 1955. стр. 87,88.
14. Д.Вестергомби и др. ОИЯИ, Р1-7739, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 ноября 1975 года.