ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

На правах рукописи

Юрий Петрович Гуз

Экспериментальное исследование систем $\eta\pi^-$, $\eta'\pi^-$ и $\eta'\eta'$.

01.04.23 - физика высоких энергий

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук.

Научный руководитель —
доктор физико–математических наук
А.М. Зайцев

Протвино 1993.

Содержание

Введение. **2**

1 Установка BEC. **6**

2 Система трековых детекторов установки BEC. **11**
2.1 Общая структура. 11
2.2 Пучковые камеры (BPC). 12
2.3 Блок пропорциональных камер (PC). 13
2.4 Пропорциональные микродрейфовые камеры (μDC) в зазоре магнита. 13
2.5 Большие микродрейфовые СГС камеры (DC). 16
2.6 Газовая смесь. 17
2.7 Электроника. 18
2.8 Общие характеристики трековой системы. 19

3 Изучение реакций $\pi^- N \to \eta\pi^- N$ и $\pi^- N \to \eta'\pi^- N$ при импульсе пучка 37 ГэВ/с. **31**
3.1 Введение. 31
3.2 Отбор событий. 31
3.3 Парциально-волновой анализ. 45
3.4 Обсуждение результатов. 48

4 Изучение реакции $\pi^- p \to \eta'\eta' n$. **62**
4.1 Введение. 62
4.2 Экспериментальные результаты. 62
4.3 Обсуждение результатов. 65

Заключение **70**

Введение.

В 1986-1992 гг. в ИФВЭ на установке ВЕС (ВЕршинный Спектрометр) был проведён цикл исследований в области спектроскопии легких мезонов. В ходе этих исследований были получены некоторые новые результаты.

Состояние адронной спектроскопии в настоящее время таково, что большинство основных стандартных состояний с малыми спинами ($q\bar{q}$ мезоны и qqq барионы) открыты и изучены; их параметры довольно хорошо совпадают с предсказаниями кварковой модели. Однако в рамках кварковой модели возможны также объекты, обладающие более сложной внутренней структурой:

- Глюболы, т.е. мезоны, состоящие только из валентных глюонов (gg);
- Гибриды, или мейктоны ($q\bar{q}g$ или $qqqg$);
- Многокварковые адроны: $q\bar{q}\,q\bar{q}$, $qqq\,q\bar{q}$, $q\bar{q}\,q\bar{q}\,q\bar{q}$;
- Молекулы — связанные состояния обычных адронов, например, $K\bar{K}$.

Такие объекты принято называть экзотическими. Свойства экзотических адронов тесно связаны, например, с такой фундаментальной проблемой физики, как проблема конфайнмента. Поиск и исследование экзотических мезонов и являются сейчас наиболее интересной задачей в спектроскопии легких кварков.

По квантовым числам экзотические адроны делятся на открытую и скрытую экзотику. К первой группе относятся объекты с квантовыми числами, которые не могут быть реализованы для кварк-антикварковой пары, например, $J^{PC} = 1^{-+}$ или изоспин $I > 1$ для мезонов. Объекты второй группы имеют обычные квантовые числа, и

идентификация их как экзотических возможна в этом случае по каким-либо специфическим свойствам процесса рождения, каналов распада и т.п. . Идентификация экзотических адронов представляет собой трудную задачу, на сегодняшний день не существует ни одного твердо установленного экзотического объекта [1, 2].

Одним из методов идентификации адронов как экзотических состояний является анализ их мод распада, содержаших $\eta(\eta')$-мезоны [3, 4]. Поскольку η'-мезон является практически $SU(3)$-синглетом, то он связан с глюонами сильнее, чем η-мезон. На сильную связь η' с глюонами указывает и большое отличие его массы от массы η-мезона, при том, что кварковый состав η и η' практически одинаков (так называемая $U(1)$-проблема). Поэтому если какой-либо объект более интенсивно распадается по каналу с η'-мезоном, чем по аналогичному каналу с η-мезоном, то это может служить указанием на наличие в его структуре валентного глюона. Такими свойствами обладают, например, $G(1590)$, открытый на спектрометре ГАМС в модах распада $\eta\eta$ и $\eta\eta'$ [5, 6, 7], и $X(1814)$, наблюдаемый на установке ВЕС в системах $\pi^-\eta\eta$ и $\pi^-\eta\eta'$ [9, 33]. Таким образом, системы с η'-мезоном очень перспективны для поисков объектов с валентными глюонами (глюболов, гибридов).

Установка ВЕС представляет собой хороший инструмент для изучения реакций с участием η'-мезонов. Она содержит широкоапертурный магнитный спектрометр и электромагнитный калориметр из свинцового стекла и может эффективно регистрировать как заряженные частицы, так и γ-кванты. Это, в частности, позволяет выделять η'-мезоны по их распаду $\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$. Этот канал имеет достаточно большой брэнчинг ($44.1\% \cdot 38.9\% \approx 17.2\%$); фон здесь, как правило, не превышает 20%. В работе [9] использовался также другой канал распада η'-мезона: $\eta' \to \rho^0\gamma$ с брэнчингом 30% (фоновые условия, однако, здесь значительно хуже). Высокоскоростная система сбора данных позволяет набрать достаточно много событий этих, как правило, редких реакций.

Данная диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию редких реакций:

$$\pi^- N \to \eta\pi^- N \quad (0.1)$$

$$\pi^- N \to \eta'\pi^- N \quad (0.2)$$

$$\pi^- p \to \eta'\eta' n \quad (0.3)$$

Система $\eta'\pi^-$ ранее практически не изучалась (за исключением старых работ [8], выполненных на пузырьковых камерах, где статистика исчислялась всего лишь десятками событий), по причине сложности выделения η'-мезона. Делались попытки изучения системы $\eta'\pi^0$ на установке ГАМС, однако там анализу препятствует интенсивный фон специфического характера [31]. Приводимый в данной диссертации анализ системы $\eta'\pi^-$ фактически впервые выполнен на статистике, достаточно большой для того, чтобы делать какие-либо выводы (например, о наблюдении распада $a_2 \to \eta'\pi$). Одновременное исследование аналогичных реакций (0.1) и (0.2) при одинаковой топологии конечного состояния $(\pi^-\pi^-\pi^+\gamma\gamma)$ позволяет уменьшить систематическую ошибку при сравнении различных характеристик этих реакций.

Системы $\eta\pi$ и $\eta'\pi$ интересны также и тем, что при орбитальном моменте $L = 1$ между частицами квантовые числа системы $J^{PC} = 1^{-+}$. Таким образом, здесь можно искать открытую экзотику (см. например [32]).

Система $\eta'\eta'$ в конечном состоянии наблюдается впервые. Количество событий невелико (всего 14), тем не менее экспериментальные данные позволяют сформулировать гипотезу о квантовых числах и природе объекта $X(1910)$, наблюдавшегося ранее на установке ГАМС в моде $\eta'\eta$ [45, 46].

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. В первой главе дана краткая характеристика экспериментальной установки BEC и условий набора статистики. Личный вклад автора в проведение эксперимента состоит в разработке и создании системы трековых детекторов установки BEC. Эта система подробно описана во второй главе диссертации. Третья глава посвящена исследованию систем $\eta\pi^-$ и $\eta'\pi^-$. Проведён парциально-волновой анализ этих систем. Показано, что матричный элемент волны с $J^{PC} = 1^{-+}$ в системе $\eta'\pi$ значительно больше, чем в системе $\eta\pi$, что позволяет предположить доминирование $q\bar{q}g$-систем в образовании этой волны. Определены также значение параметров a_2-мезона в системе $\eta\pi$ и значение отношения $R = \frac{BR(a_2^- \to \pi^-\eta')}{BR(a_2^- \to \pi^-\eta)}$. В четвёртой главе описано исследование системы $\eta'\eta'$. Показано, что спектр эффективных масс $\eta'\eta'$ имеет концентрацию событий у порога реакции. Оценено сечение реакции. Если предположить, что наблюдаемые события обусловлены распадом $X(1910)$-

мезона, то это позволяет нам сделать некоторые выводы о свойствах $X(1910)$-мезона, в частности, исключить гипотезу о квантовых числах $J^{PC} = 1^{-+}$. В заключении кратко сформулированы основные результаты работы.

На защиту выносятся:

1. разработка и создание системы трековых детекторов установки BEC;

2. результаты исследования реакций $\pi^- N \to \eta\pi^- N$ и $\pi^- N \to \eta'\pi^- N$ в экспериментальных данных, полученных на установке BEC;

3. результаты исследования реакции $\pi^- p \to \eta'\eta' n$.

Диссертация написана на основе работ [24, 28, 44, 30], выполненных в ИФВЭ в рамках программы BEC в период 1986 $\div$ 1992 гг. Результаты опубликованы в журналах "Physics Letters", "Zeitschrift für Physik", они также докладывались на семинарах ИФВЭ и международных конференциях.

Глава 1

Установка BEC.

Установка BEC — это широкоапертурный спектрометр, предназначенный для изучения процессов типа

$$\pi^- N \to n\pi^{\pm}\ mK^{\pm}\ k\gamma\ N' \qquad (m,n,k \text{ — целые числа}). \qquad (1.1)$$

Схема установки приведена на рис.1.1.

Измерения выполнены на вторичном пучке отрицательных пионов ускорителя У-70 с энергией 38 ГэВ. Пучок пионов определяется телескопом сцинтилляционных счётчиков $S_1 \div S_4$ и газовыми пороговыми черенковскими счётчиками $\check{C}_1 \div \check{C}_3$ (на рисунке не показаны). Четыре двухплоскостные пропорциональные камеры BPC измеряют координату трека пучковой частицы.

Бериллиевая мишень T длиной 5 см окружена охранной системой. Охранная система ($VETO$) — двухслойная. Её внутренний слой образуют сцинтилляционные счётчики. Их срабатывания запрещают регистрацию события. Внешний слой образован шестью счётчиками типа "сэндвич" свинец-сцинтиллятор. Они предназначены для регистрации γ-квантов с низкой энергией, вылетающих из области мишени. В сеансе 1990 года, данные которого были использованы для получения описанных в последующих главах результатов, сигналы со счётчиков внешнего слоя не запрещали регистрацию события на уровне триггера, а после оцифровки записывались на ленту для дальнейшего анализа.

Непосредственно после мишени установлена группа пропорциональных камер PC (16 плоскостей), измеряющих координаты заряженных частиц после мишени. На этих камерах также выполнена охранная система, вырабатывающая сигналы антисовпадений на γ-кванты, вылетающие из мишени под слишком большими углами. Для этого

на боковых областях четырёх камер (двух X и двух Y) установлены конверторы из свинца толщиной 15 мм; сигналы от соответствующих проволок камер используются для антисовпадений.

Магнит установки BEC имеет размеры полюсов 2.5×1.5 м^2, расстояние между полюсами 1 м и интеграл поля 2.2 Т·м (поперечный импульс 0.7 ГэВ). Между полюсами магнита установлены две большие двухплоскостные микродрейфовые камеры, измеряющие координату X треков. Эти камеры необходимы для лучшей "сшивки" отрезков треков частиц до и после магнита при off-line обработке. Координата Y треков камерами в магните не измеряется, так как горизонтальная компонента поля магнита в его рабочей области невелика, и Y-проекция треков почти прямолинейна.

Сразу за магнитом установлен многоканальный пороговый черенковский счётчик $\check{C}$, который служит для идентификации вторичных частиц. Этот счётчик представляет собой систему из двадцати восьми зеркал различного размера, от 14×25 см в центре до 25×50 см по краям. В качестве рабочего вещества используется смесь аргона и элегаза (SF_6); порог счётчика для π-мезонов равен 4.4 ГэВ. Информация от этого прибора используется для изучения процессов с K-мезонами в конечном состоянии.

За черенковским счётчиком установлены три трёхплоскостные микродрейфовые камеры (DC) размером 2.5×1.9 $м^2$, работающие в режиме самогасящегося стримерного разряда (СГС). Они измеряют координату треков частиц после магнита. Одна из трёх плскостей каждой камеры повернута на 37^o относительно горизонтали и служит для разрешения неоднозначностей.

Сцинтилляционный годоскоп H — основной триггерный прибор, выделяющий события с взаимодействием — расположен между первой и второй СГС камерами. Он имеет две плоскости (X и Y) с вертикальными и горизонтальными счётчиками соответственно; каждая плоскость состоит из четырёх квадрантов по 28 счётчиков в каждом. Регистрация события разрешается при выполнении следующих условий:

- В каждой из плоскостей имеется от 2 до 6 "кластеров" сработавших счётчиков. Количество "кластеров" N_c для N рядом расположенных сработавших счётчиков вычисляется следующим обра-

зом: $N_c = (N+1)/2$; в частности, количество "кластеров" может быть полуцелым.

- Количество "кластеров" в каждом из квадрантов первой плскости не более чем на единицу отличается от количества "кластеров" в соответствующем квадранте второй плоскости. Это условие подавляет шум счётчиков.

Во избежание запуска логики годоскопа от пучковых частиц (второй "кластер" может давать, например, шум счётчиков) в месте прохождения пучка в каждой плоскости имеется нечувствительная область.

Для подавления событий с непровзаимодействовавшими пучковыми частицами за годоскопом установлены два сцинтилляционных счётчика (BK), которые включены в антисовпадения.

В выработке триггера на взаимодействие участвует также сцинтилляционный счётчик SC толщиной 1 см, установленный за мишенью. Этот счётчик "просматривается" двумя ФЭУ. Сигнал с них подаётся на дискриминаторы, порог которых соответствует амплитуде сигнала от одной частицы. Использование этого счётчика помогает подавить события, в которых пучковая частица провзаимодействовала вне области мишени.

Далее расположен ячеистый электромагнитный калориметр из свинцового стекла $ECAL$ размером 2.5×1.9 м^2, который служит для измерения энергии γ-квантов. Центральная часть калориметра представляет собой матрицу из 38×32 счётчиков размером 43×43 мм; периферия детектора выполнена из счётчиков двойного размера (86×86 мм). Энергетическое разрешение калориметра $\sigma = (\frac{6}{\sqrt{E}} + 2.5)\%$.

Одно из главных достоинств установки BEC — высокоскоростная система сбора данных. Регистрирующая электроника выполнена в стандарте МИСС [10]. Данные передавались в ЭВМ "Электроника-79". За цикл ускорителя в сеансе 1990 года система принимала ~ 1000 событий, что составляло ~ 1 МБайт. Статистика данного сеанса составляет примерно $6 \cdot 10^7$ реконструированных событий типа (1.1), это соответствует интегральной светимости около $1 \cdot 10^2$ нбн$^{-1}$.

Для решения задач технического контроля состояния детекторов, калибровки и т.п. каждая из основных систем установки (годоскоп, γ-детектор, пропорциональные камеры, дрейфовые камеры) оснащена

так называемым аппаратным компьютером. В качестве таковых используются мини-ЭВМ "Электроника-60". Это позволяет независимо настраивать и контролировать каждую систему. Использование аппаратных компьютеров для решения вспомогательных задач упрощает структуру основной системы сбора данных и позволяет использовать "Электронику-79", кроме приёма и записи данных, только для общего $on-line$ контроля.

Широкий угловой аксептанс установки — свойство, очень важное для проведения парциально-волнового анализа. Действительно, с ростом эффективной массы конечного состояния ограниченность аксептанса приводит, как правило, к "потере" тех областей в пространстве углов в системе Готтфрида-Джексона, где азимутальный угол близок к значению ± 1, а эти области часто являются критическими для разделения волн с различными JLM. Величина углового аксептанса установки BEC, ограниченная размерами γ-детектора, составляет примерно 360 мрад $\times$ 280 мрад.

Установка BEC — универсальный детектор для исследований в области мезонной спектроскопии. Она позволяет одновременно регистрировать множество различных реакций. Конечные состояния, которые изучены или изучаются в настоящее время, составляют внушительный список:

$$\begin{array}{llll} \pi^+\pi^- & \pi^+\pi^-\gamma & \pi^+\pi^-\pi^- & \pi^+\pi^-\pi^0 \\ \pi^+\pi^-\pi^+\pi^- & \pi^+\pi^-\eta & \pi^-\pi^0\omega & \eta\pi^- \\ \eta'\pi^- & \eta\pi^0 & \omega\pi^- & \omega\pi^0 \\ \eta\eta\pi^- & \eta\eta'\pi^- & \omega\omega & \omega\eta \\ \eta'\eta' & \pi^-\omega\omega & K^+K^-\pi^- & K^+K^-\pi^-\pi^0 \\ \ldots & & & \end{array} \qquad (1.2)$$

По большинству из этих реакций набрана статистика, значительно превосходящая статистику проводимых ранее экспериментов. Основным методом исследования является парциально-волновой анализ (ПВА), разработанный в различных вариантах — для двух, трёх и четырёх скалярных частиц, скалярной и векторной, двух векторных и т.д.. Информация, полученная в результате этих исследований, позволит существенно расширить знания о физике мезонных состояний с массами до 2.5 ГэВ.

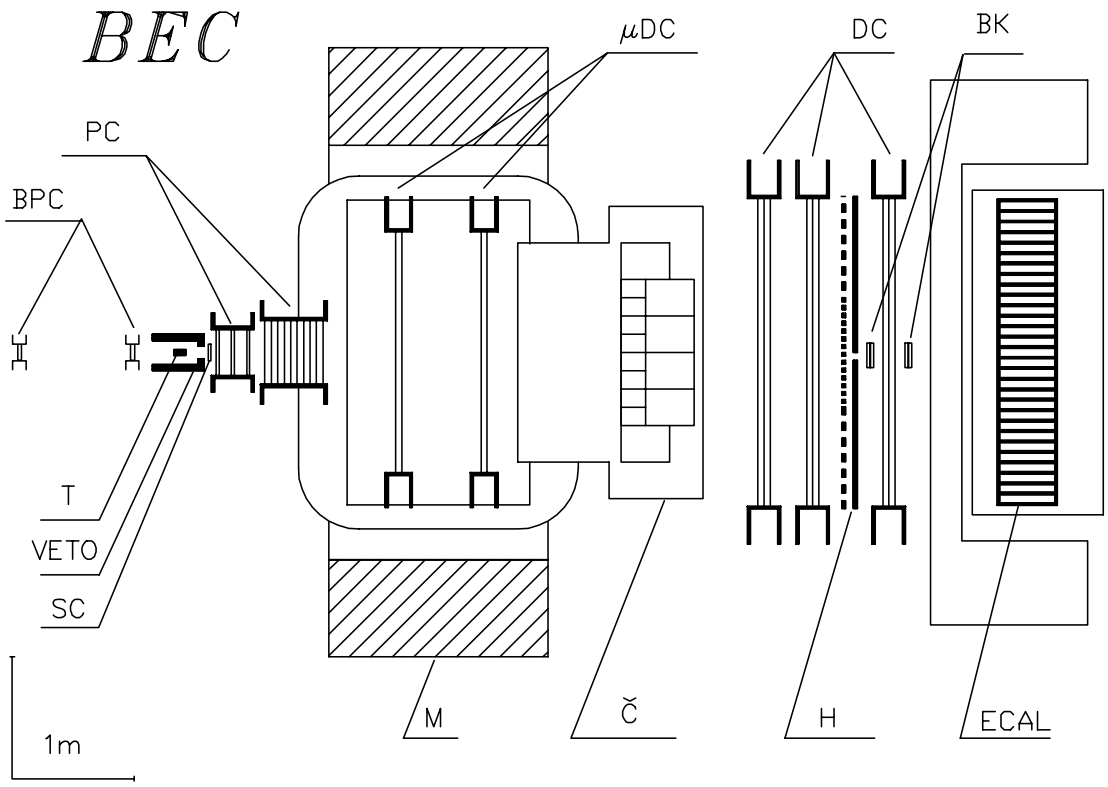


Рис. 1.1: Схема установки BEC. Здесь:
BPC — пучковые камеры,
T — мишень,
$VETO$ — охранная система мишени,
SC — сцинтилляционный счётчик,
PC — пропорциональные камеры,
M — магнит,
μDC — микродрейфовые камеры в зазоре магнита,
$\check{C}$ — многоканальный черенковский счётчик,
DC — большие микродрейфовые камеры,
H — триггерный годоскоп,
BK — счётчики антисовпадений,
$ECAL$ — электромагнитный калориметр.

Глава 2

Система трековых детекторов установки BEC.

2.1 Общая структура.

Трековая система разрабатывалась с учётом обших требований, предъявляемых к установке: большой угловой аксептанс, способность работать в пучке высокой интенсивности, хорошее угловое разрешение. Она состоит из следующих групп детекторов:

- пучковые камеры (BPC);
- пропорциональные камеры перед магнитом (PC);
- микродрейфовые камеры в зазоре магнита (μDC);
- большие микродрейфовые СГС камеры за магнитом (DC).

Система в целом содержит $4 \cdot 10^3$ каналов пропорциональных камер и $2.6 \cdot 10^3$ каналов дрейфовых камер. Общая структура системы показана на рис.2.1. По своему угловому аксептансу она перекрывает апертуру остальных детекторов установки. Основная часть трековой системы расположена вне зазора магнита, в области почти прямолинейных треков, однако в магните также установлены камеры, что облегчает "сшивку" участков треков до и после магнита. Камеры в магните также существенно увеличивают эффективность регистрации частиц с низкой энергией, которые сильно отклоняются магнитом и не попадают в апертуру больших камер (DC).

2.2 Пучковые камеры (*BPC*).

Координаты трека пучковой частицы измерялись с помощью четырёх двухплоскостных (X и Y) камер размером 64×64 мм^2. Эти камеры имеют гексагональную структуру электродов [11]. В камерах данной структуры координаты трека могут вдвое уточняться в зависимости от того, сработала ли одна проволочка или две соседних[1]. Очевидно, что такое уточнение невозможно при наличии двух близко расположенных треков; это делает естественным использование таких камер в качестве пучковых. Структура электродов камеры показана на рис.2.2. Зоны срабатывания двух соседних сигнальных проволок обозначены штриховкой. Каждая плоскость содержит 32 канала, расстояние между двумя соседними сигнальными проволоками $S = 2$ мм. По своему пространственному разрешению эти камеры эквивалентны камерам традиционной структуры с шагом анодных проволок 1 мм. Наличие потенциальных проволок между анодными улучшает временно́е разрешение камер. На рис.2.4a приведены профиль пучка (a) и распределения по времени дрейфа (b) и множественности (c) в пучковой камере. Временно́е разрешение камеры (FWHM) ~ 40 нсек; приблизительное равенство числа событий с мнжественностями 1 и 2 отражает то, что зоны одиночных и двойных срабатываний имеют одинаковую ширину (рис.2.2).

Конструкция пучковых камер представлена на рис.2.3. Камера состоит из двух одинаковых дюралевых фланцев, на одном из них смонтирована X-плоскость, а на другом — Y-плоскость. К этим фланцам в процессе сборки слой за слоем эпоксидной смолой приклеивались печатные платы, на которых распаивались проволочные электроды. Катодные проволоки выполнены из бериллиевой бронзы (Cu-Be), их диаметр 100 мкм. Для сигнальных электродов использовалась позолоченная вольфрамовая проволока диаметром 20 мкм. Натяжение проволоки при распайке катодов составляло 100 Гс, сигнальных проволок — 40 Гс.

[1] В работах [12] описана многослойная гексагональная структура, которая при использовании время-цифровых преобразователей с высоким разрешением позволяет измерять координату трека с точностью $\sigma \sim 50$ мкм.

2.3 Блок пропорциональных камер (PC).

В состав данной группы входят пропорциональные камеры с традиционной структурой (рис.2.5).

Три первых камеры, с размером чувствительной области 448 × 384 мм^2, имеют по две плоскости сигнальных электродов со взаимно перпендикулярными проволоками. Камеры аналогичной конструкции применялись на установке ГАМС; они описаны в [14]. Анод-катодное расстояние $L = 5$ мм, шаг сигнальных проволок $s = 2$ мм. Сигнальные проволоки – вольфрамовые, диаметром $d_a = 20$ мкм, натяжение $T_a = 45$ Гс. Катодные плоскости собраны из Cu-Be проволок диаметром $d_a = 100$ мкм с шагом 1 мм, натянутых с силой $T_c = 200$ Гс. Одна из камер повёрнута на 30^o для устранения неоднозначности при восстановлении треков [13]. Рабочее напряжение этих камер при стандартной газовой смеси (см. ниже) составляло ≈ 2.9 кВ, при довольно большой протяжённости плато — $400 \div 600$ В.

Далее установлены десять одноплоскостных камер размером 576 × 384 мм^2. Конструкция этих камер описана в [15, 16]. Это также камеры с традиционной структурой, $L = 6$ мм, $s = 2$ мм, $d_a = 20$ мкм. У шести из них сигнальные проволоки ориентированы вертикально (измеряют координату X трека), у остальных четырёх — горизонтально (Y). Порядок их расположения вдоль оси пучка — X Y X Y X Y X Y X X.

Натяжение сигнальных проволок на X-камерах $T_{ax} \approx 45$ Гс. В Y-камерах для намотки сигнальных плоскостей использована более прочная вольфрам-рениевая проволока. Это позволило сделать натяжение сигнальных проволок несколько бóльшим ($T_{ay} \approx 55$ Гс) и отказаться от установки поддерживающих линий [16].

2.4 Пропорциональные микродрейфовые камеры (μDC) в зазоре магнита.

В зазоре магнита установлены две двухплоскостные микродрейфовые камеры, измеряющие X-координату трека. Эти камеры работают в пропорциональном режиме и имеют размеры чувствительной области 1920×830 мм^2. Структура электродов изображена на рис.2.6. Шаг

анодных проволок в сигнальных плоскостях — $s = 6$ мм, они вольфрамовые, диаметром $d_a = 30$ мкм. Посередине между анодными проволоками установлены потенциальные проволоки диаметром $d_p = 100$ мкм из бериллиевой бронзы. Расстояние между катодными и анодными плоскостями равно $L = 4$ мм. Катоды выполнены из майлара толщиной 100 мкм с нанесённым на него графитовым слоем. Сигнальные проволоки двух плоскостей камеры сдвинуты на полшага друг относительно друга.

Эти камеры установлены между полюсами магнита, поэтому их механическая конструкция специально разрабатывалась для минимизации потерь чувствительной области. С этой целью несущие рамки камер выполнены из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, несмотря ня трудность её механической обработки. Поперечный разрез камеры схематически изображён на рис.2.7. Толщина внешних рамок **4** составляет 14 мм, размеры окна — 2090 × 850 мм. На одну поверхность внешней рамки **4** приклеивается майларовый катод **8** и печатные платы **2** для распайки сигнальной плоскости **9**, на другую — майларовое окно **7**, ограничивающее газовый объём. К центральной рамке **1** приклеен общий для двух плоскостей камеры катод **10**. Ребро жёсткости **6** служит для предотвращения изгиба камеры. Конструкция камеры — разборная, уплотнение осуществляется резиновым шнуром **5** диаметром 2 мм, уложенным в канавку глубиной 1 мм на центральной рамке.

Расчёт конструкции производился по методике, описанной в [19, 20, 21]. Натяжение майларовых катодов составляет примерно 150 кГс/см. При этом изменение анод-катодного расстояния под действием электростатических сил не превышает 50 мкм. Майларовые окна, ограничивающие газовый объём, также имеют небольшое натяжение ($\approx$ 20 кГс/см) для предотвращения “раздувания” камеры при продуве её газом. Потенциальные проволоки натянуты с силой $T_p = 200$ Гс. Критическое натяжение сигнальных проволок для данной камеры рассчитывалось без учёта потенциальных, что завышает оценку; оно получилось равным $T_{kr} = 13$ Гс для $U = 3$ кВ. Выбранное нами значение натяжения $T_a = 70$ Гс, вполне безопасное для вольфрамовой проволоки диаметром 30 мкм, с большим запасом превышает рекомендованную в [19] величину $\frac{9}{4}T_{kr}$.

Верхняя и нижняя (более длинные) стороны рамки имеют ширину всего 6 см, поэтому механические деформации, возникающие под

действием силы натяжения майлара и проволок, не являются пренебрежимо малыми. Усилия, действующие на рамку со стороны майлара и проволок, деформируют её таким образом, что прогиб в центре длинной стороны, рассчитанный согласно [20], равен примерно 1.7 мм. Для того, чтобы после сборки натяжение майлара и проволок не уменьшилось, рамки предварительно деформировались на эту величину с помощью предусмотренных в конструкции камеры поперечных тяг.

Катодные плоскости и окна приклеивалась к рамке камеры эпоксидной смолой. Перед склейкой майларовая плёнка натягивалась до нужного значения T с помощью внешнего растягивающего устройства. При натяжении добивались отсутствия морщин, а также примерного равенства относительных удлинений сторон куска плёнки. Контроль натяжения производился путём измерения величины прогиба плёнки при помещении известного груза на жёсткую круглую площадку в центре рамки. Прогиб плёнки пропорционален весу груза Q и обратно пропорционален значению натяжения T:

$$u_0 = \alpha \cdot \frac{Q}{T},$$

Коэффициент α вычислялся с помощью численного решения уравнения Лапласа

$$\Delta u(x, y) = 0$$

с граничными условиями: $u = 0$ на внутренней границе рамки и $u = 1$ на границе круглой площадки. Тогда

$$\alpha = \left[\oint (\vec{\nabla} u(x, y) \cdot \vec{n}) ds\right]^{-1},$$

интеграл берется по замкнутому контуру, содержащему площадку с грузом. После снятия предварительной деформации поперечный размер в середине рамок изменялся не более чем на 0.1 мм. Это подтверждает корректность процедуры расчётов.

Натяжение центрального катода делалось намного меньшим, чем крайних ($\sim$ 20 кГс/м), так как в силу симметрии электростатическое давление на эту плоскость мало́ (в идеальном случае равно нулю).

Графитовый слой наносился из пульверизатора краской DAG-205 фирмы ACHESON с последующей полировкой. Границы покрытой графитом области во избежание электрического пробоя на сигнальную

плоскость были покрыты полоской изолятора (герметик ВГО-1) шириной около 1 см.

Рабочее напряжение этих камер при стандартной газовой смеси (см. ниже) составляло примерно 1.75 кВ при ширине плато $200 \div 300$ В. Камеры показали хорошую надежность работы — за четыре года ($1989 \div 1993$) их ни разу не пришлось разбирать для ремонта.

На рис.2.8a приведено распределение времен дрейфа; на рис.2.8b – отклонение измеренной в камере координаты трека от координаты, восстановленной по остальным камерам. Определенное таким методом пространственное разрешение камеры $\sigma \approx 250$ мкм.

2.5 Большие микродрейфовые СГС камеры (DC).

За черенковским счётчиком $\check{C}$ установлены три трёхплоскостные микродрейфовые СГС камеры размером 2.56×1.92 м^2. Они были совместно созданы сотрудниками ИФВЭ, ОИЯИ и ИФ АН Грузии. Конструкция и характеристики этих камер описаны в [23, 24]. На рис.2.9 показаны их общий вид и структура электродов. Камера представляет собой пакет из девяти дюралевых рамок. К внешним рамкам приклеены майларовые пленки, ограничивающие газовый объём; семь внутренних рамок несут четыре катодных и три сигнальных электрода. Все электроды выполнены из Cu-Be проволоки диаметром 100 мкм. На катодных плоскостях проволоки припаяны с шагом 2 мм. Натяжение проволок составляло 200 Гс. Две сигнальные плоскости измеряют координаты X и Y трека, а проволоки на третьей повернуты на 37^o относительно горизонтальной оси для разрешения право-левой неопределенности (так называемая W-плоскость). Сигнальные X- и Y-электроды имеют соответственно по 160 и 120 анодных проволок, с шагом 16 мм. W-электрод содержит 160 анодных проволок с шагом 19 мм. Посередине между анодными проволоками сигнальных плоскостей установлены потенциальные проволоки.

Механическая конструкция камеры подробно описана в [23]. Основная проблема здесь состоит в том, что рамка камеры, которая в случае межэлектродного расстояния 8 мм не может быть толще 6–7 мм, не может нести нагрузку со стороны натянутых проволок. Эта проблема

решена следующим образом. Рамки сделаны довольно узкими (10 см) и после распайки проволок сильно деформируются, натяжение проволок уменьшается. Затем рамки стягиваются в пакет, и собранная камера укрепляется на внешних стальных фермах и с помошью упругих тяг растягивается таким образом, что проволоки приобретают нормальное натяжение (рис.2.9).

Так как удельная загрузочная способность СГС камер невелика [22], в районе прохождения пучка создана нечувствительная зона (пассивный beam-killer). Для этого к катодным плоскостям приклеены кусочки пластика соответствующего размера.

На рис.2.10 показаны распределение времени дрейфа (а) и распределение разности между координатой, измеренной в W-плоскости, и координатой, ожидаемой в W-плоскости, которая вычисляется по измерениям в X- и Y-плоскостях (б). Координатная точность этих камер, таким образом, составляет $\sigma \approx 250$ мкм.

2.6 Газовая смесь.

Для всех камер, работающих в пропорциональном режиме, использовалась газовая смесь из аргона и паров метилаля. Для приготовления этой смеси аргон пропускался через барботажный объём с метилалем, температура которого поддерживалась равной 10^oC, и смешивался с его насыщенными парами. Концентрация метилаля в смеси составляла примерно 20%. При этом способе приготовления смеси расход тепла на испарение метилаля довольно велик, что может ухудшать стабилизацию температуры и, в частности, приводить к зависимости концентрации метилаля от расхода газа. Во избежание этого применялась двухуровневая система стабилизации температуры:

1. сосуд с метилалем был помещён в холодильник, температура в котором стабилизировалась на уровне 10^oC с помошью разработанной в ОЭА ИФВЭ системы ТП-2;

2. элементы второго стабилизатора температуры — нагреватель и контактный термометр — были помещены прямо в объём метилаля. Таким образом достигалась стабилизация температуры именно жидкости, а не только стенок сосуда.

Расход этой смеси при работе всех камер в обычном режиме составлял 60-70 л/час. Рабочие напряжения камер были постоянны в диапазоне потоков газа через систему 10-100 л/час, т.е. при включении как всей системы, так и отдельных камер, а также при повышенной интенсивности продува.

Для микродрейфовых СГС камер использовалась газовая смесь $Ar+CH_4$+метилаль в объёмном соотношении 3:2:1 [22]. Расход этой смеси в рабочем режиме составлял 50 л/час на каждую из трёх камер.

2.7 Электроника.

На всех камерах, работающих в пропорциональном режиме, были установлены разработанные в ОЭА 16-канальные предусилители-формирователи УПД-16 [25]. Они усиливают сигнал с анодных проволок и по переднему фронту сигнала формируют на выходе парафазный импульс в уровнях ЭСЛ длительностью примерно 80 нсек. Порог срабатывания УПД-16 равен примерно 2 мка. Бóльшая амплитуда сигнала СГС камер позволяет применить для них более простые усилители СА-16 с порогом ~200 мка, каждый из 16 каналов которых фактически представляет собой включенную стандартным образом микросхему КР597СА1. Эти усилители также формируют на выходе сигнал длительностью ~80 нсек. Далее импульсы с предусилителей по телефонному кабелю длиной 75 м передаются в регистры, установленные в каркасах МИСС в домике экспериментаторов. Сигналы с дрейфовых камер принимаются 32-канальными регистрами ЛЭ-37 [26], имеющими 32 временны́х отсчёта. Цена отсчёта задается внешним тактовым генератором; для микродрейфовых камер в зазоре магнита это 5 нс, а для СГС камер — 8.5 нс. Сигналы с пропорциональных камер принимаются в аналогичные регистры ЛЭ-15, которые, в отличие от ЛЭ-37, имеют по 64 канала с 16 отсчётами; цена отсчёта — 17 нс.

Для быстрого контроля работоспособности каналов электроники на всех камерах были установлены тестовые системы, управляемые аппаратными компьютерами Э-60 дрейфовых и пропорциональных камер. По сигналу компьютера посылался импульс на тестовые входы УПД-16 либо на группы входов СА-16 с другого конца анодных проволок. При-

нятый регистрами сигнал считывался Э-60; данные о работе каналов выдавались на экран дисплея. Таким образом контролировалась работоспособность всего тракта электроники, т.е. предусилителя + кабеля + регистра.

2.8 Общие характеристики трековой системы.

Трековая система имеет угловую точность $\sigma_\vartheta \approx 0.3$ мрад и позволяет восстанавливать импульс частицы с точностью $\sigma_p \approx 4 \times 10^{-4} p^2$, где p — значение импульса в ГэВ. Разрешение по эффективной массе двух заряженных частиц составляет $\sigma_m \approx 5$ МэВ при массе ~ 1 ГэВ. В качестве иллюстрации на рис.2.11 показан спектр эффективных масс K^+K^-, где пик ϕ-мезона имеет ширину $\sigma = 3.4$ МэВ.

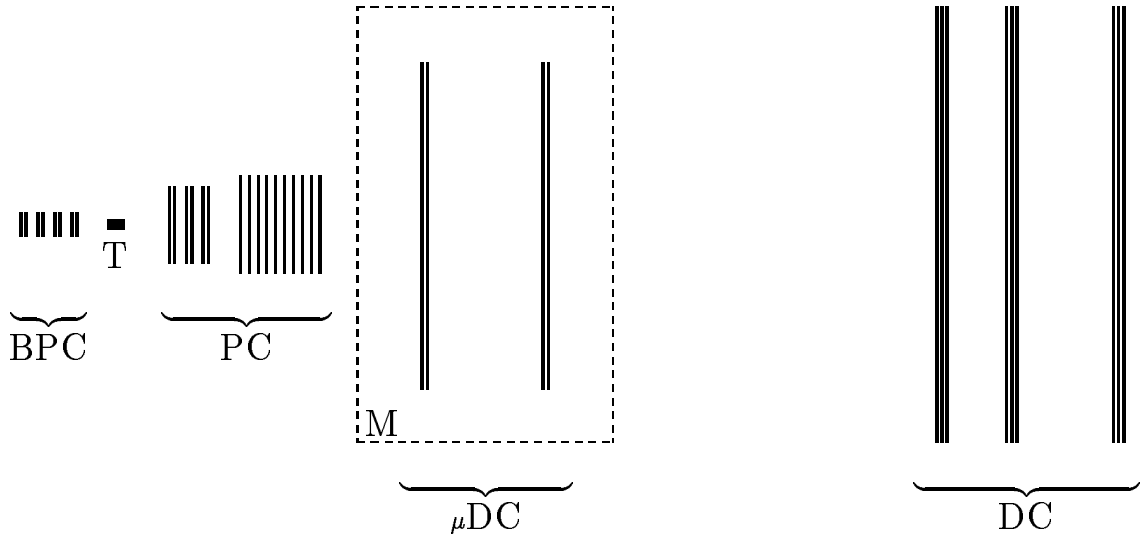


Рис. 2.1: Общая структура системы трековых детекторов установки BEC: **BPC** – пучковые камеры; **PC** – блок пропорциональных камер; μ**DC** – микродрейфовые камеры в зазоре магнита; **DC** – большие микродрейфовые СГС камеры; **T** — мишень; **M** — полюс магнита.

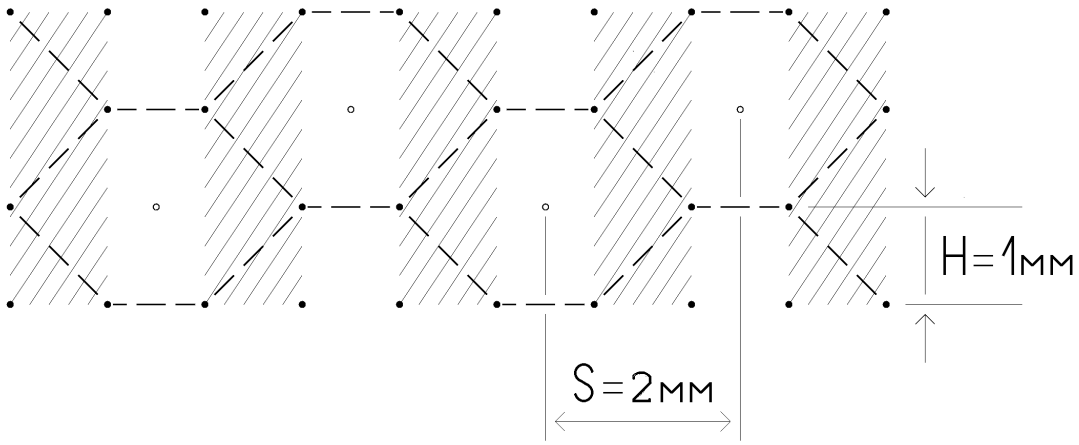


Рис. 2.2: Структура электродов пучковых камер установки BEC. Светлые точки — анодные проволоки; темные — катодные. Пунктиром обозначены условные границы гексагональных ячеек, штриховкой — зоны срабатывания двух соседних проволок.

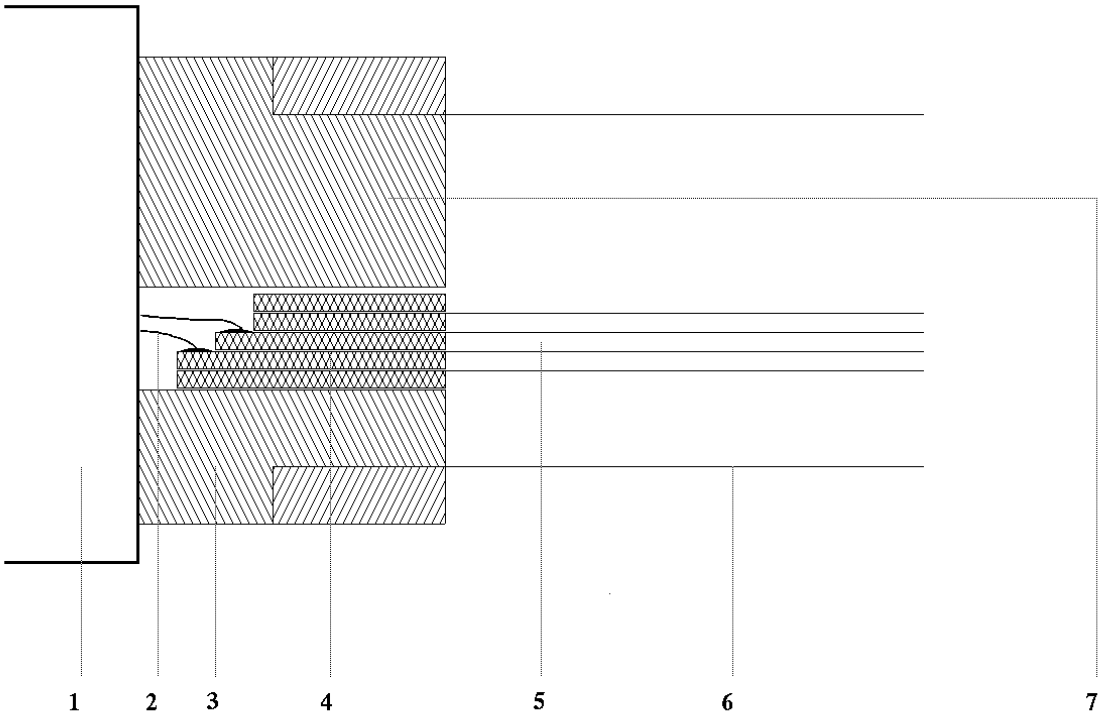


Рис. 2.3: Конструкция пучковых камер.
1 — кассета с усилителями,
2 — выводы сигнальных проволок,
3 — фланец,
4 — печатные платы,
5 — проволоки,
6 — майлар,
7 — другой фланец.

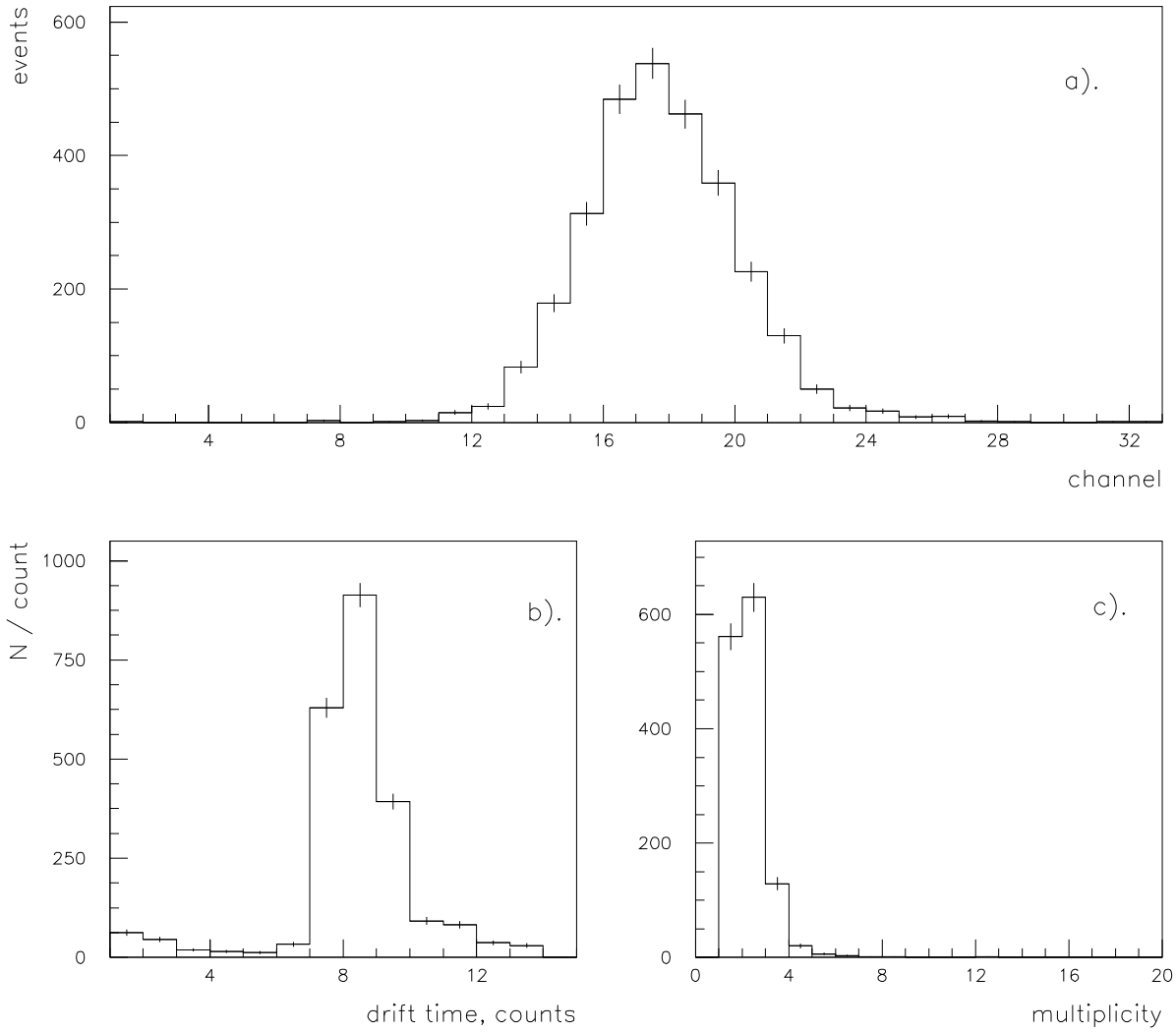


Рис. 2.4: Характеристики пучковых камер. Профиль пучка (a); Временно́е распределение (b); распределение по множественности (c).

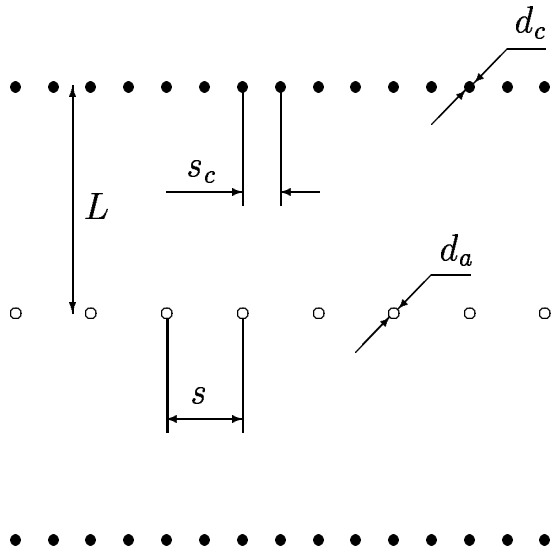


Рис. 2.5: Структура электродов пропорциональных камер (PC).

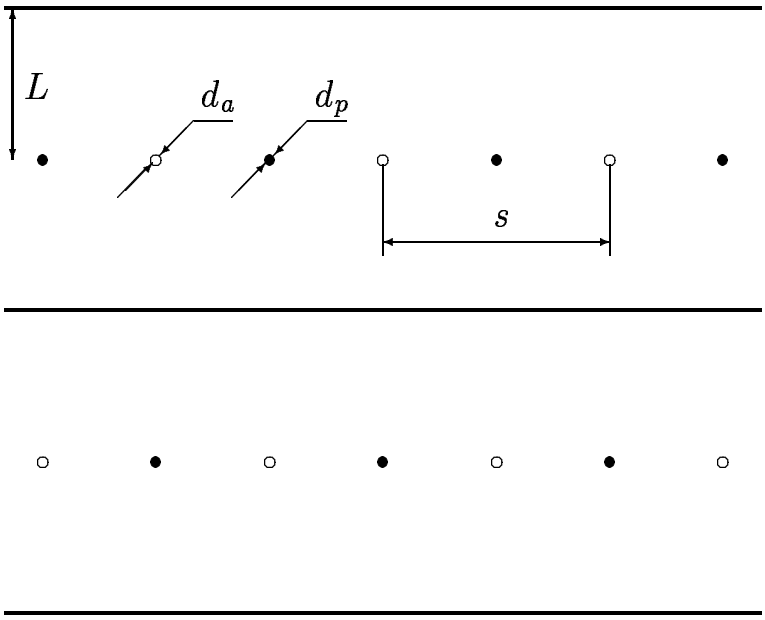


Рис. 2.6: Структура электродов пропорциональных микродрейфовых камер: $L = 4$ мм, $s = 6$ мм, $d_a = 30$ мкм, $d_c = 100$ мкм.

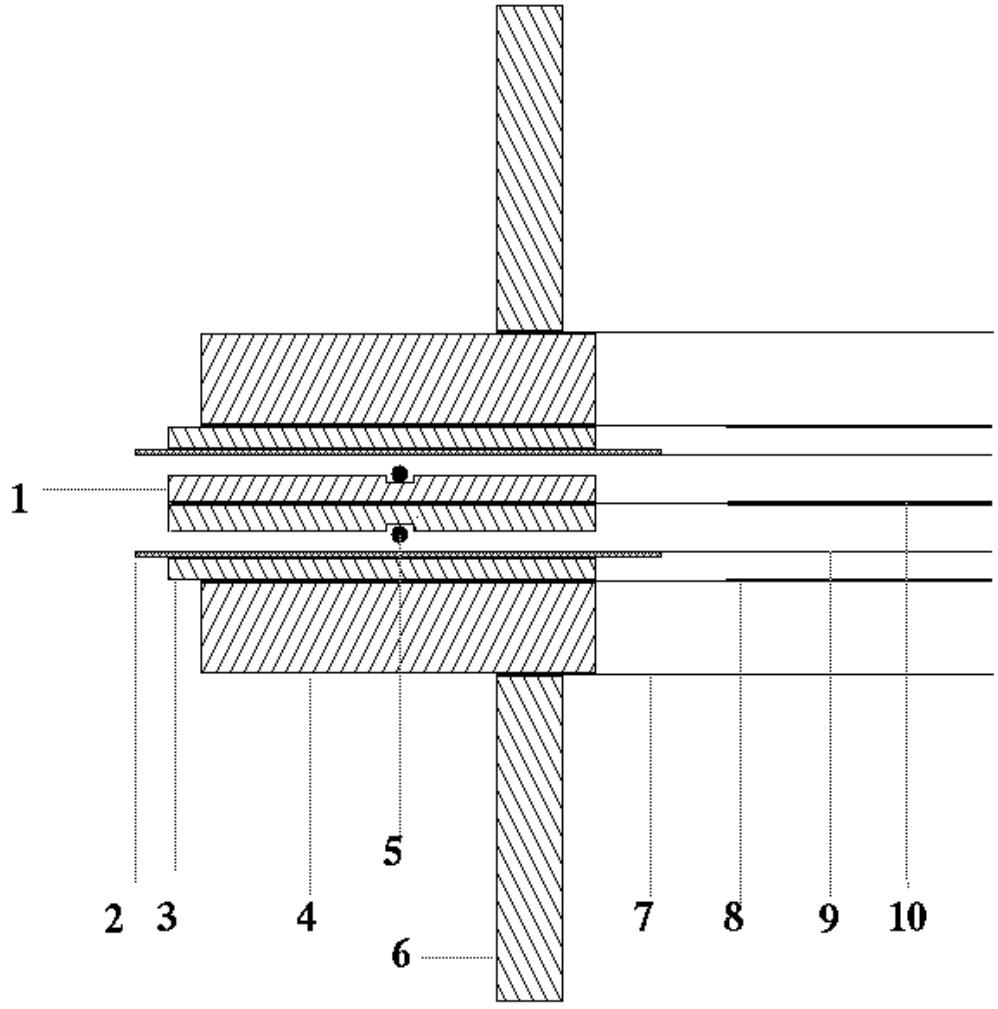


Рис. 2.7: Конструкция пропорциональных микродрейфовых камер.
1— центральная рамка,
2 — печатная плата сигнальной плоскости,
3 — подложка,
4 — рамка,
5 — уплотнение,
6 — ребро жёсткости,
7 — окно,
8 — внешняя катодная плоскость,
9 — сигнальная плоскость,
10 — центральная катодная плоскость.

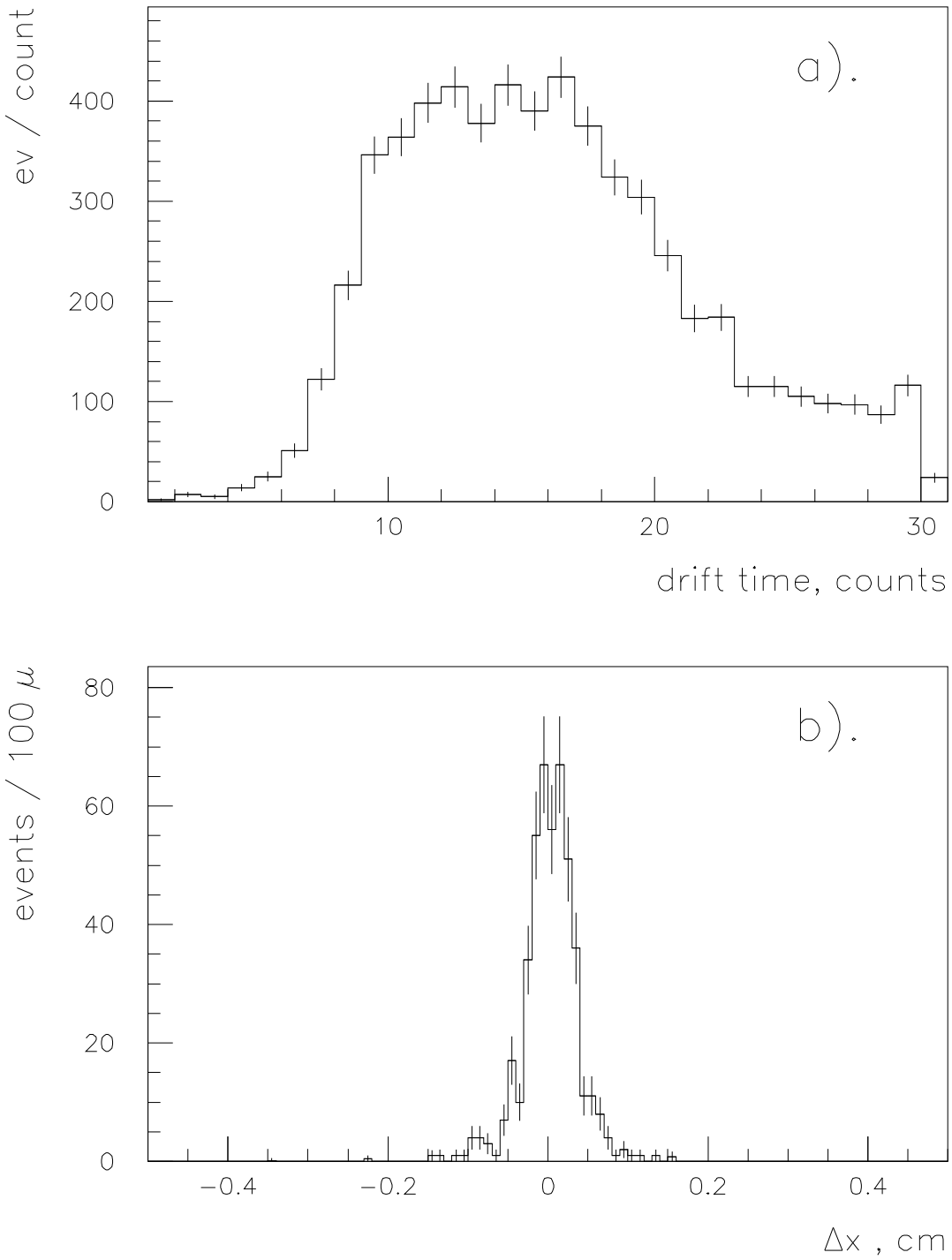


Рис. 2.8: Распределение времен дрейфа (a) и отклонение измеренной координаты трека от восстановленной по остальным камерам (b) для камер в центре магнита.

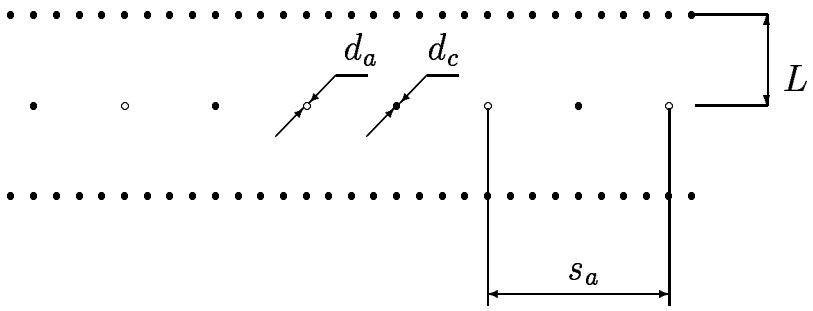


Рис. 2.9: Общий вид (a) и структура электродов (b) микродрейфовых СГС камер ($L = 8$ мм, $s_a = 16$ мм, $d_a = d_c = 100$ мкм).

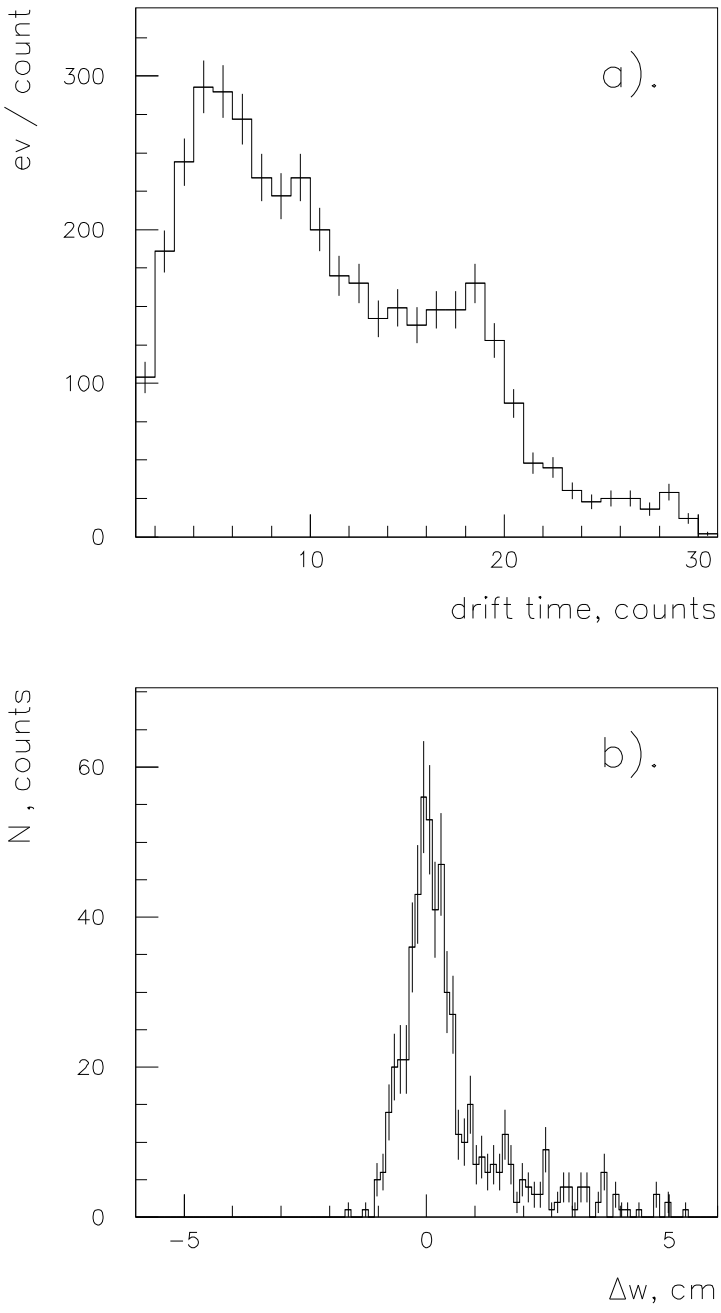


Рис. 2.10: Временно́е распределение сигналов с проволоки (a); разность между координатой, измеренной в W-плоскости и координатой, ожидаемой в W-плоскости по измерениям в X- и Y-плоскостях (b) в микродрейфовых СГС камерах.

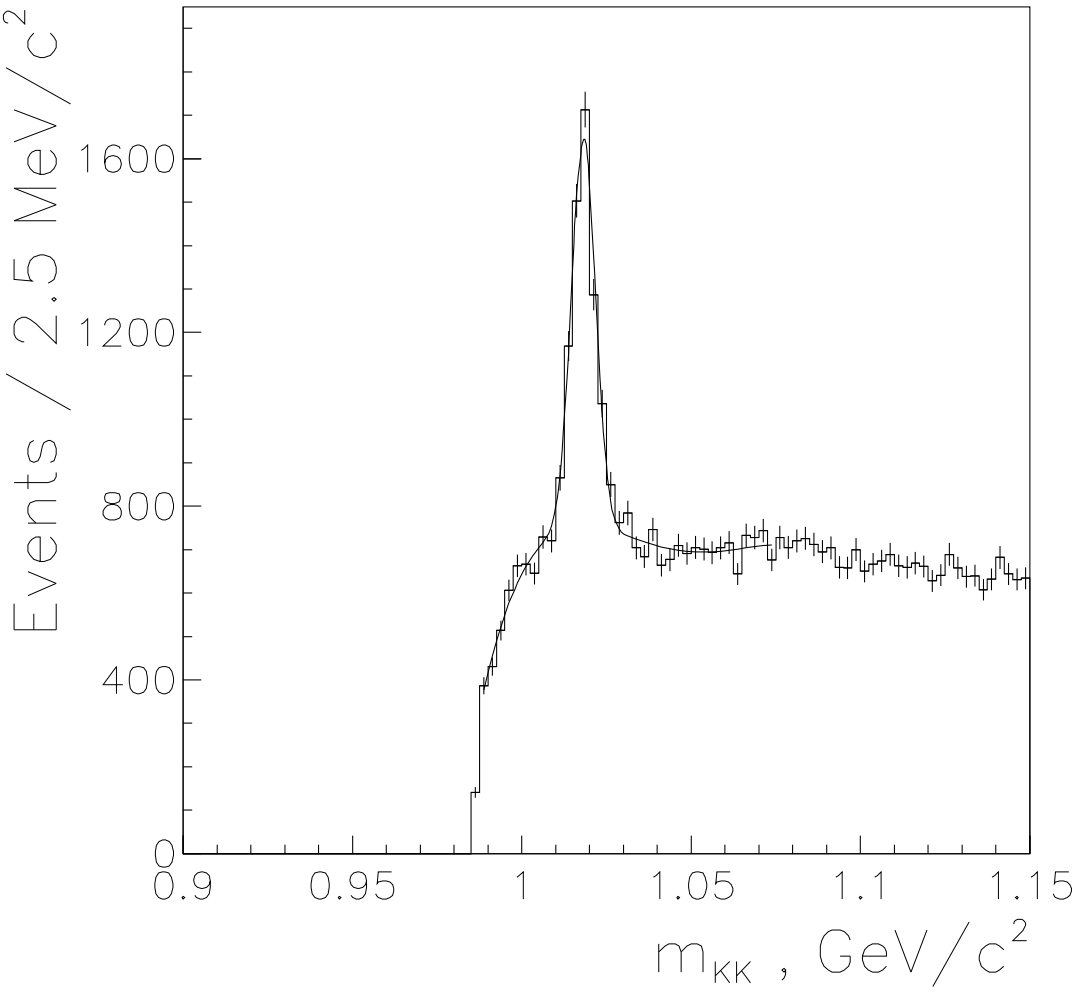


Рис. 2.11: Спектр эффективных масс K^+K^-.

Глава 3

Изучение реакций $\pi^- N \to \eta\pi^- N$ и $\pi^- N \to \eta'\pi^- N$ при импульсе пучка 37 ГэВ/с.

3.1 Введение.

В данной главе описывается изучение систем $\eta\pi^-$ и $\eta'\pi^-$, образующихся в $\pi^- N$-взаимодействиях. Приведенные здесь результаты опубликованы в работах [28, 29, 30].

Интерес к изучению систем $\eta\pi^-$ и $\eta'\pi^-$ в значительной мере обусловлен возможностью поиска в них экзотических (не кварк-антикварковых) состояний с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{-+}$. В частности, в работе [32] сообщается о наблюдении резонанса $\hat{\rho}^0(1405)$ с квантовыми числами $I^G(J^{PC}) = 1^-(1^{-+})$ в системе $\eta\pi^0$, и можно было бы ожидать наблюдения $\hat{\rho}^-(1405)$ в системах $\eta\pi^-$ и $\eta'\pi^-$.

Дополнительный интерес представляет также возможность наблюдения распада $a_2^-(1320) \to \eta'\pi^-$, до сих пор не наблюдавшегося, и определение его брэнчинга.

Эксперимент выполнен на установке ВЕС ИФВЭ при импульсе пучка $p_{\pi^-} = 37$ ГэВ/с на бериллиевой мишени. Для анализа использованы данные сеанса 1990 года.

3.2 Отбор событий.

Системы $\eta\pi^-$ и $\eta'\pi^-$ изучались в реакциях

$$\pi^- N \to \pi^- \eta N \quad (3.1)$$
$$\hookrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$$
$$\hookrightarrow \gamma\gamma$$

и

$$\pi^- N \to \pi^- \eta' N, \quad (3.2)$$
$$\hookrightarrow \pi^+\pi^-\eta$$
$$\hookrightarrow \gamma\gamma$$

соответственно, имеющих один и тот же набор частиц (π^- π^- π^+ γ γ) в конечном состоянии.

Ниже описана последовательность отбора событий системы $\eta\pi^-$.

1. Отбирались события с тремя треками заряженных частиц (два отрицательных и один положительный) и двумя или тремя γ-квантами (здесь и далее γ-квантами называются кластеры в γ-детекторе, которые не могут быть ассоциированы с попаданием заряженных частиц). События с тремя γ-квантами не отбрасываются сразу же, потому что шумы калориметра и флуктуации адронных ливней могут приводить к появлению ложных γ-квантов, которые можно исключить из рассмотрения на дальнейших стадиях анализа.

2. Далее анализировалось энерговыделение заряженных частиц в электромагнитном калориметре (E_{cal}). Отсутствие ассоциированного сигнала в калориметре для треков, геометрически попадающих в его апертуру, является признаком сбоя регистрирующей электроники. Отбрасывались события, содержащие хотя бы один такой трек. Анализ величины энерговыделения заряженной частицы также позволяет определить, является ли она электроном (позитроном), так как в этом случае в калориметре образуется электромагнитный ливень, и энерговыделение близко к значению импульса (p), измеренному трековой системой. На рис.3.1 показано распределение отношения E_{cal}/p; пик соответствует электронам. При отборе отбрасывались события с $E_{cal}/p > 0.8$.

3. На рис.3.2а показано распределение эффективных масс $\gamma\gamma$(для событий с тремя γ-квантами в гистограмму заносятся все три

парные комбинации). Пик π^0-мезона при фитировании распределением Гаусса имеет параметры: $m_0 = 134.94 \pm 0.06$ МэВ, $\Gamma = 20.8 \pm 0.2$ МэВ. Для дальнейшего анализа использовались события с $105 < m_{\gamma\gamma} < 165$ МэВ (пределы обрезания показаны стрелками на рис.3.2a). На рис.3.2b показано распределение по энергии "лишнего" γ-кванта $E_{f\gamma}$ в диапазоне до 2 ГэВ, построенное, с целью выбора предела обрезания по этой величине, для событий $\eta\pi^-$, т.е. прошедших последующие стадии отбора. Максимальное допустимое значение $E_{f\gamma}$ было выбрано равным 0.7 ГэВ.

4. При вычислении импульса π^0-мезона на импульсы γ-квантов накладывается связь: $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$ (1C-фит). Это означает, что вычисляются наиболее вероятные значения импульсов γ-квантов в предположении, что они образованы при распаде π^0-мезона. Энергетическое разрешение калориметра при этом предполагается пропорциональным квадратному корню из энергии ($\sigma_e \sim \sqrt{E}$); ошибка в измерении координаты γ-кванта в калориметре считается пренебрежимо малой.

5. Используя вычисленный таким образом импульс π^0-мезона, находим эффективную массу подсистем $\pi^+\pi^-\pi^0$. Распределение $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ показано на рис.3.2c. Пик η-мезона имеет параметры: $m_0 = 548.04 \pm 0.06$ МэВ, $\Gamma = 14.5 \pm 0.2$ МэВ. В дальнейшем анализе события с $530 < m_{\pi^+\pi^-\pi^0} < 566$ МэВ считались событиями реакции (3.1); события, в которых $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ лежит вне пика η-мезона в интервалах $502 < m_{\pi^+\pi^-\pi^0} < 520$ МэВ или $576 < m_{\pi^+\pi^-\pi^0} < 594$ МэВ, использовались для учета фона.

6. На рис.3.2d показано распределение величины E_{tot} — полной энергии конечного состояния $\eta\pi^-$. Для анализа отбирались события из области "упругого пика": $34 < E_{tot} < 39$ ГэВ.

7. Наличие сигнала в охранной системе вокруг мишени означает возбуждение нуклона (например, образование Δ-изобары), то есть, вообще говоря, другую физику процесса. Поэтому события с сигналом в охранной системе должны быть отброшены. Для иллюстрации этого утверждения на рис.3.3a,b показаны распределения эффективных масс системы $\eta\pi^-$ и t'-распределения

$(t' = t - t_{min})$ для событий без сигнала в охранной системе; на рис.3.3c,d — для событий с сигналом в охранной системе. На первом из них отсутствует сигнал от $a_0(980)$-мезона, в то время как на втором он отчетливо виден; форма t'-распределений также существенно различается — у событий с сигналом в охранной системе оно более широкое.

Для дальнейшего анализа были отобраны ~27000 событий "$\eta\pi^-$" и ~5500 "фоновых" событий. Спектр эффективных масс системы $\eta\pi^-$, в котором доминирует пик a_2-мезона, показан на рис.3.4 незаштрихованной гистограммой; заштрихованной гистограммой на том же рисунке представлен спектр эффективных масс "фоновых" событий. На рис.3.5 изображены t'-распределения для событий "$\eta\pi^-$" и "фоновых". Видно, что "фоновые" события имеют существенно более узкое t'-распределение, что говорит о другом механизме их образования. На рис.3.6a,b даны распределения соответственно по косинусу угла Готтфрида-Джексона ($\cos\theta_{GJ}$) и углу Треймана-Янга (φ_{TY}) для событий системы $\eta\pi^-$ в интервале масс $1.24 < m_{\eta\pi^-} < 1.40$ ГэВ (здесь и далее углы в системе Готтфрида-Джексона определены как углы вылета π^--мезона). Эти распределения имеют форму, характерную для распада $a_2(1320) \to \eta\pi^-$ (см. [27, 28]). На рис.3.7 показаны угловые распределения для "фоновых" событий в интервале масс $0.8 < m_{\eta\pi^-} < 2.0$ ГэВ. Распределение по $\cos\Theta_{GJ}$ неизотропно, с преимущественным вылетом π^--мезона вперёд.

Событий системы $\eta'\pi^-$ отбирались аналогичным образом. Спектр эффективных масс $\gamma\gamma$ с пиком η-мезона показан на рис.3.8a; параметры пика — $m_0 = 542.8 \pm 0.6$ МэВ, $\Gamma = 71.3 \pm 1.8$ МэВ. Пара γ-квантов считалась образовавшейся от распада η-мезона, если $480 < m_{\gamma\gamma} < 620$ МэВ. Спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-\eta$ показан на рис.3.8b. Пик η'-мезона имеет параметры 958.8 ± 0.4 МэВ, $\Gamma = 14.1 \pm 0.4$ МэВ. В данном случае наложение связи $m_{\gamma\gamma} = m_\eta$ существенно улучшает разрешение по эффективной массе $\pi^+\pi^-\eta$. Для дальнейшего анализа в качестве событий реакции (3.2) отбирались события с $940 < m_{\pi^+\pi^-\eta} < 976$ МэВ, для учета фона использовались события с $912 < m_{\pi^+\pi^-\eta} < 930$ МэВ и $986 < m_{\pi^+\pi^-\eta} < 1004$ МэВ. Всего было отобрано ~ 4200 событий "$\eta'\pi^-$" и ~1100 "фоновых" событий. Распределение эффективных масс $\eta'\pi^-$ и t'-распределение для отобранных событий реакции (3.2) показаны на

рис.3.8c,d. Заштрихованными гистограммами здесь представлены распределения для "фоновых" событий. Распределения по углам в системе Готтфрида-Джексона для интервала масс $1.48 < m_{\eta'\pi^-} < 1.84$ ГэВ для событий "$\eta'\pi^-$" даны на рис.3.9. Распределение по φ_{TY} демонстрируют зависимость типа $\sin^2\varphi_{TY}$, характерную для парциальных волн с положительной натуральностью обмена, что подтверждается дальнейшим анализом. Угловые распределения "фоновых" событий показаны на рис.3.10; они равномерны по обеим переменным.

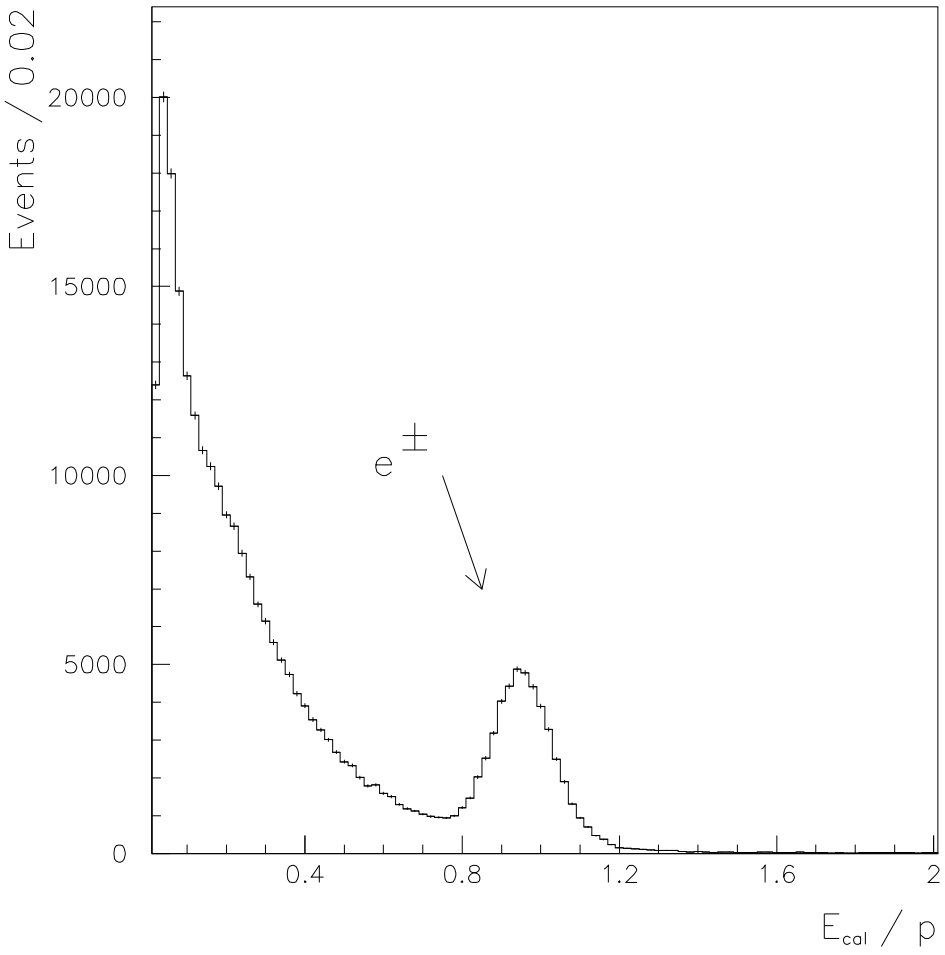


Рис. 3.1: Распределение отношения E_{cal}/p для треков.

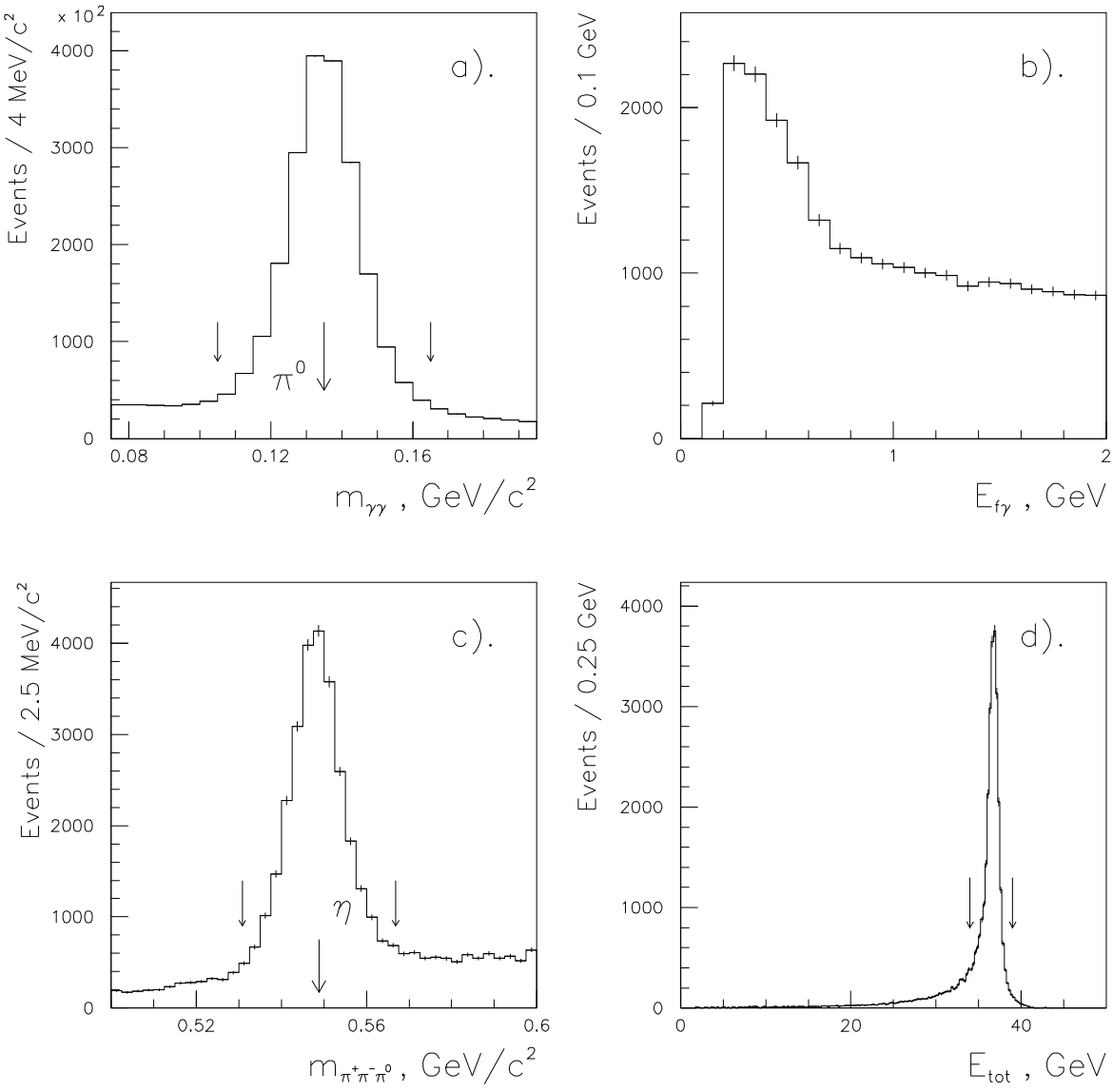


Рис. 3.2: Распределения: эффективных масс $\gamma\gamma$ (a), энергии "лишнего" γ-кванта (b), эффективных масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ (c), полной энергии конечного состояния (d).

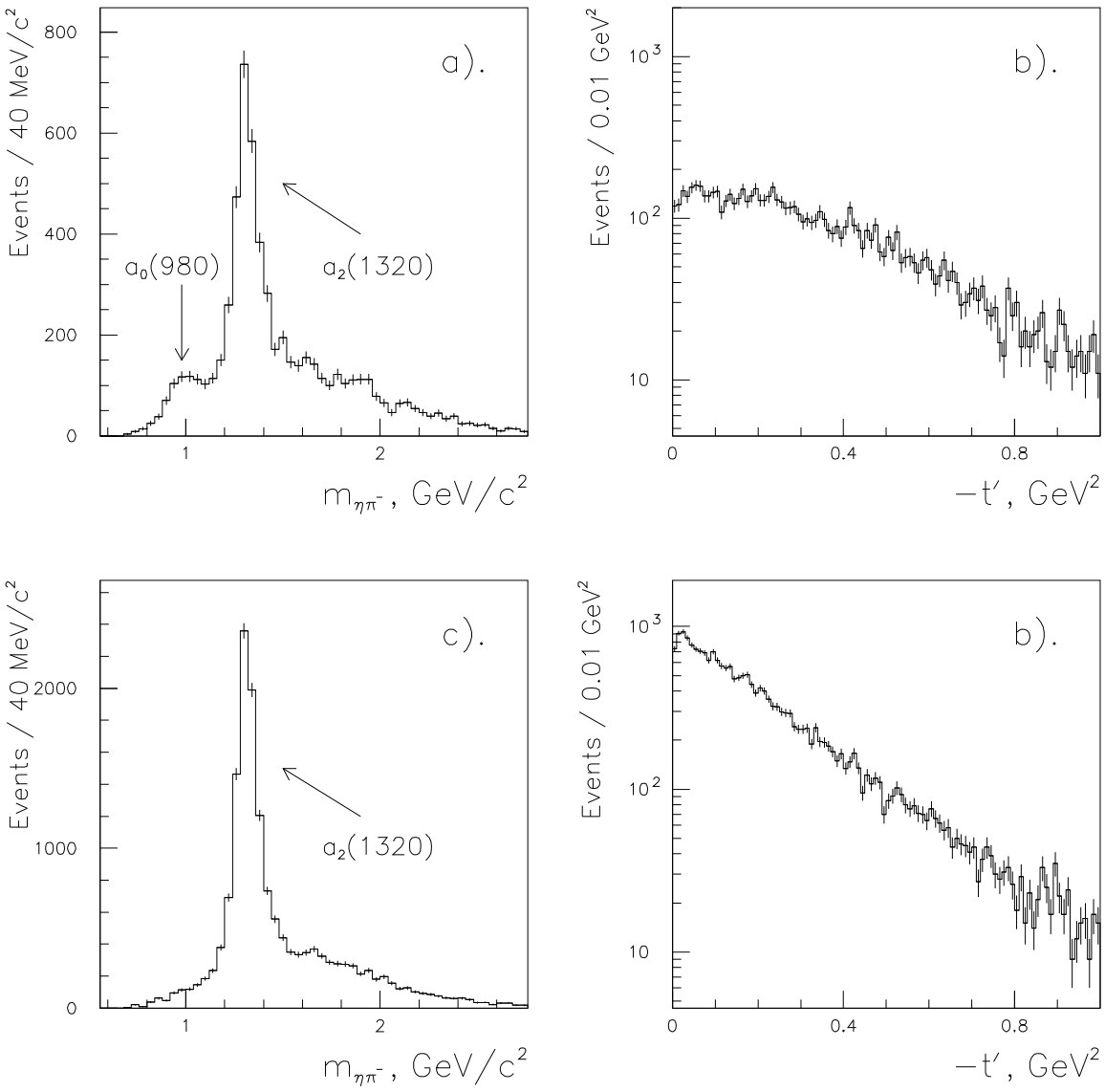


Рис. 3.3: Распределения эффективных масс $\eta\pi^-$ $(0.06 < -t' < 0.6)$ и квадрата переданного импульса $-t'$ при наличии (a,b) и отсутствии (c,d) сигнала в охранной системе мишени (фон вычтен).

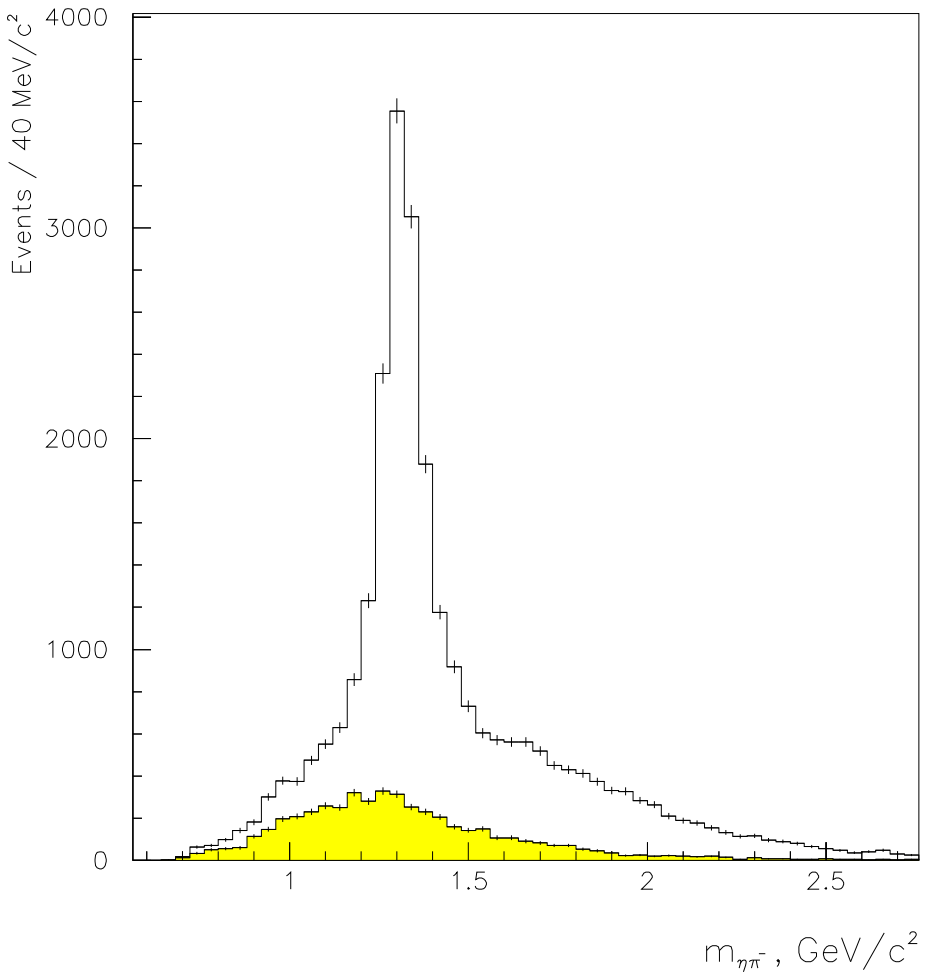


Рис. 3.4: Распределения эффективных масс $m_{\eta\pi^-}$ для отобранных событий системы $\eta\pi^-$ (светлая гистограмма) и "фона" (заштрихованная гистограмма).

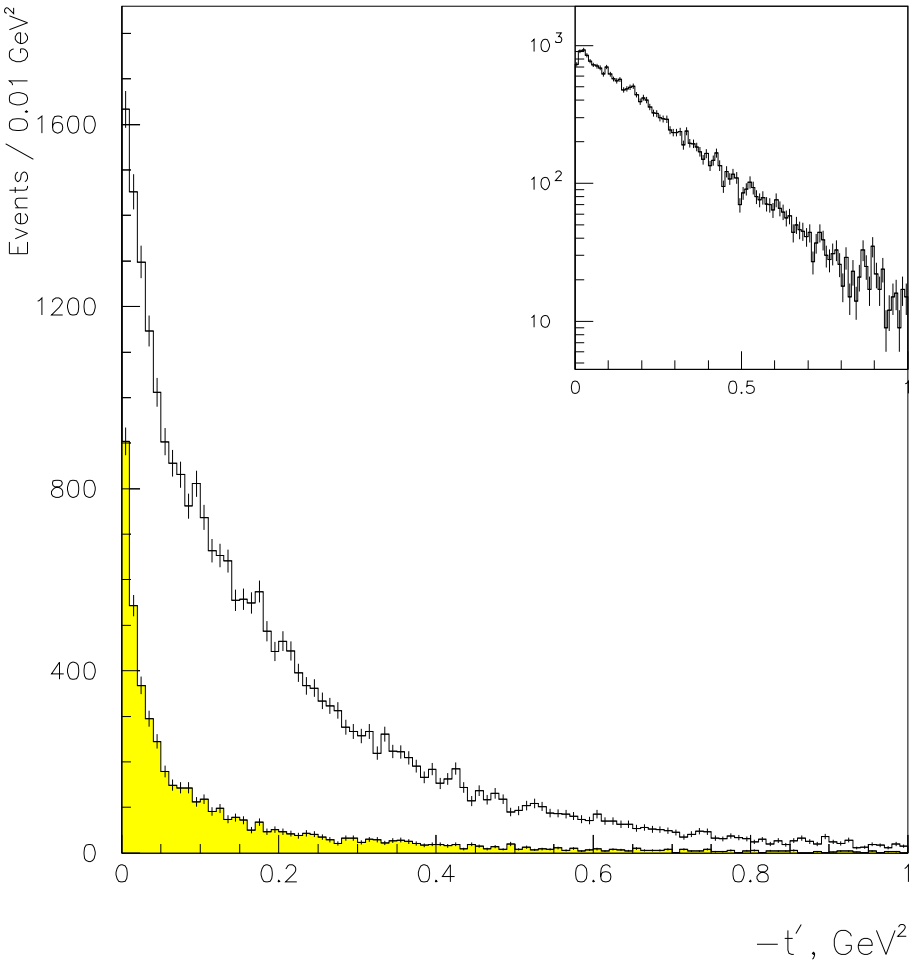


Рис. 3.5: Распределения величины $t' = t - t_{min}$ для событий "$\eta\pi^-$" и "фоновых"; на вставке — t'-распределение с вычтенным фоном.

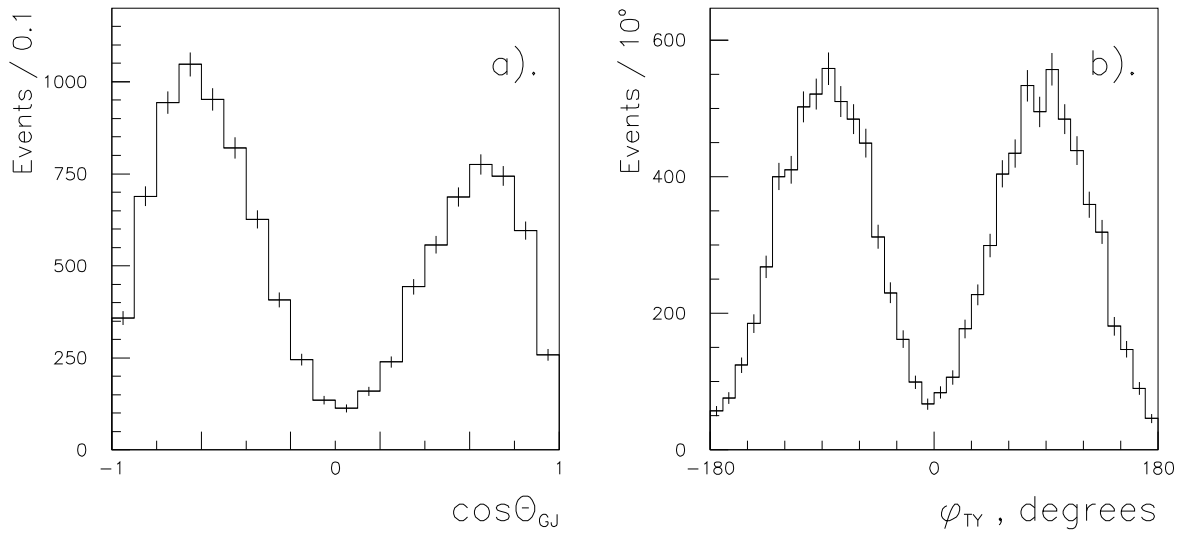


Рис. 3.6: Распределения по углам Готтфрида-Джексона (a) и Треймана-Янга (b) для событий системы $\eta\pi^-$ в интервале масс $1.24 < m_{\eta\pi^-} < 1.40$ ГэВ.

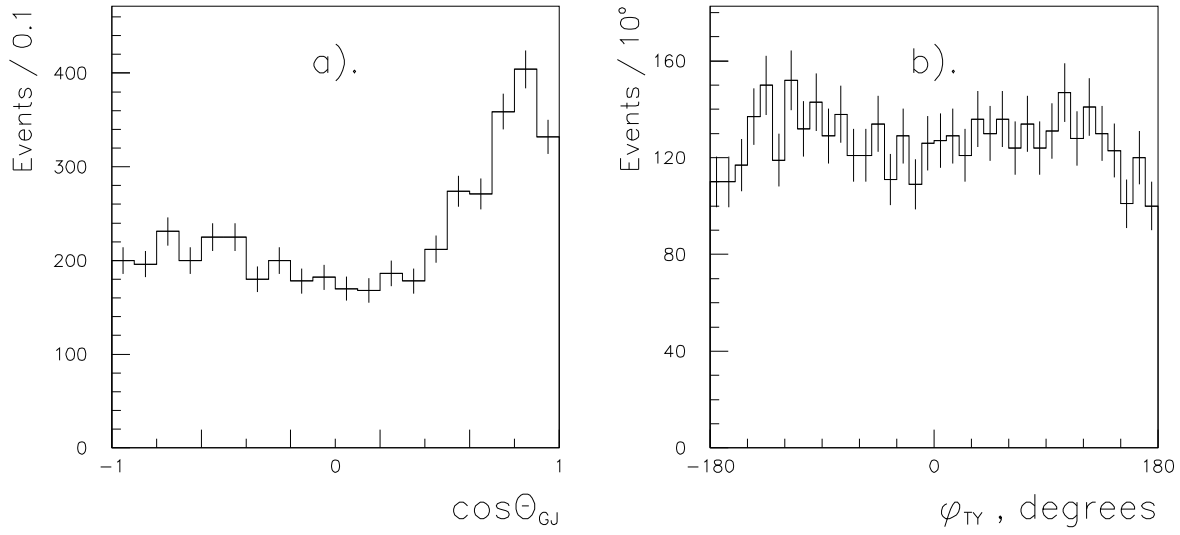


Рис. 3.7: Распределения по углам Готтфрида-Джексона (a) и Треймана-Янга (b) для "фоновых" событий $\eta\pi^-$ в интервале масс $0.8 < m_{\eta\pi^-} < 2.0$ ГэВ.

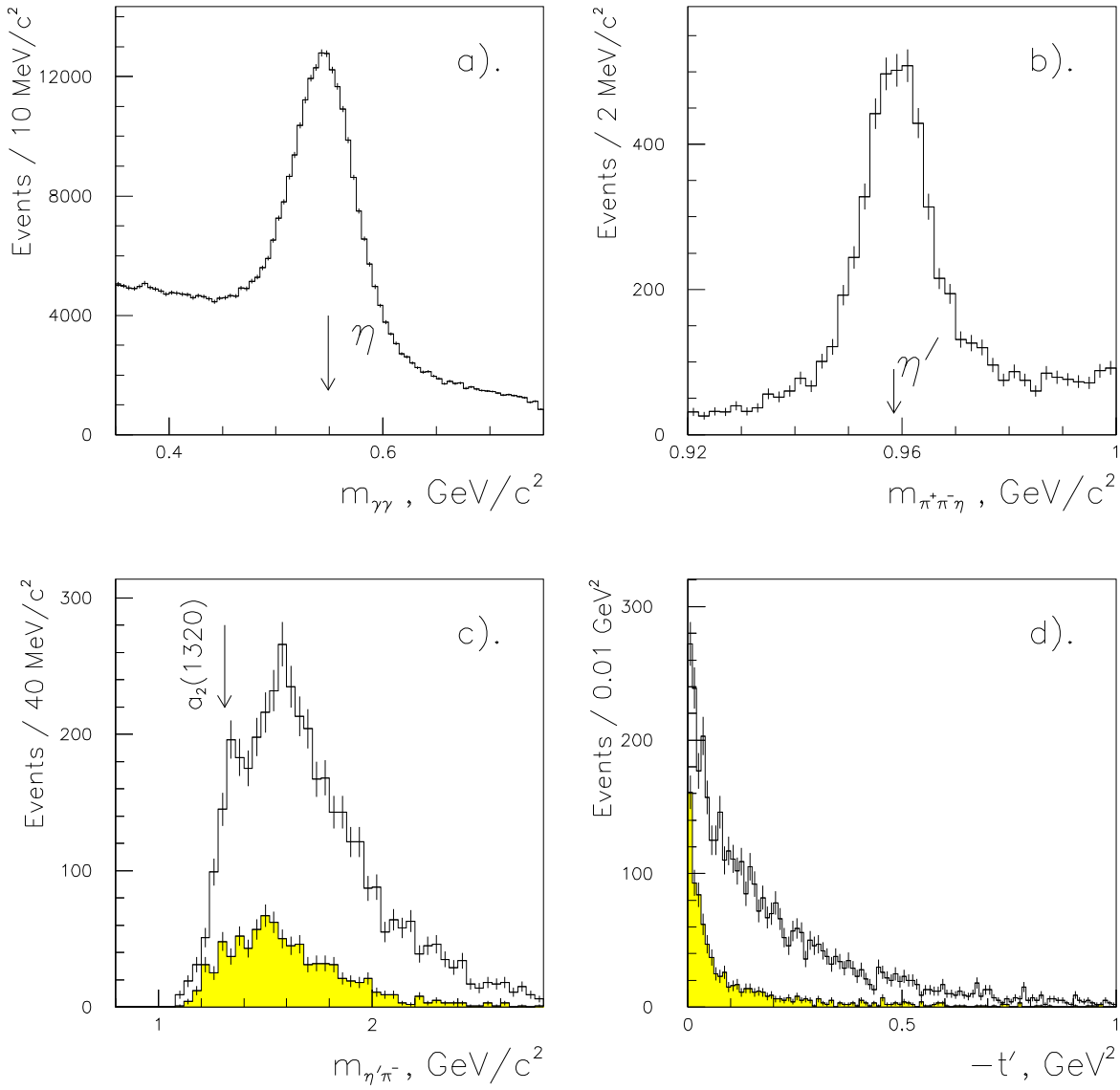


Рис. 3.8: Распределения эффективных масс $\gamma\gamma$ (a), $\pi^+\pi^-\eta$ (b), $\eta'\pi^-$(c); t'-распределение для событий $\eta'\pi^-$ (d). Заштрихованными гистограммами показаны соответствующие распределения для "фоновых" событий.

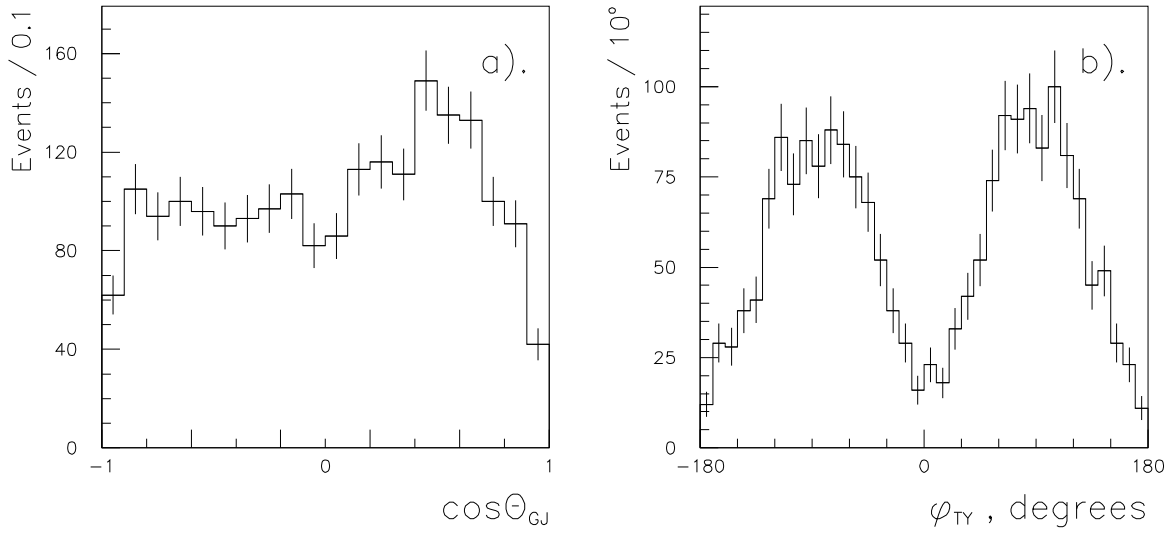


Рис. 3.9: Распределения по углам Готтфрида-Джексона (a) и Треймана-Янга (b) для событий системы $\eta'\pi^-$ в интервале масс $1.47 < m_{\eta'\pi^-} < 1.87$ ГэВ.

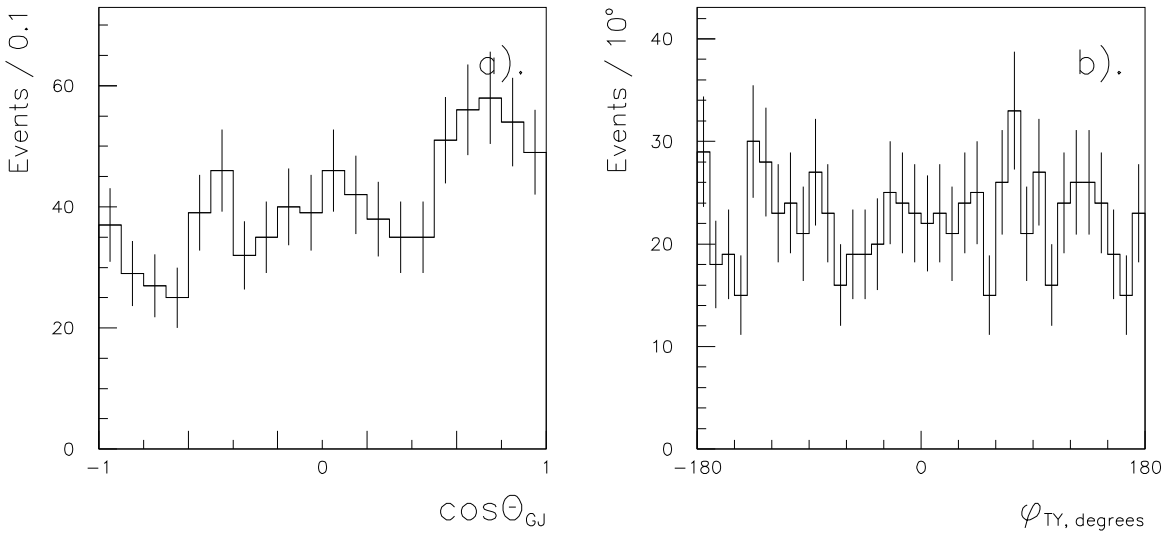


Рис. 3.10: Распределения по углам Готтфрида-Джексона (a) и Треймана-Янга (b) для “фоновых” событий $\eta'\pi^-$.

3.3 Парциально-волновой анализ.

Угловое распределение реакций (3.1), (3.2) в системе Готтфрида-Джексона может быть выражено через волновые функции с положительной и отрицательной натуральностью обмена (см. [32, 35, 36]):

$$I(\Omega) = \left|\sum_{J,M} a^J_{M-} F^J_{M-}\right|^2 + \left|\sum_{J,M} a^J_{M+} F^J_{M+}\right|^2 . \tag{3.3}$$

где Ω — совокупность угловых координат (θ, φ) в системе Готтфрида-Джексона, $F^J_{M\eta}$ — волновые функции с определенным моментом импульса J, его проекцией M, $0 < M < J$, и натуральностью $\eta = +1$ или -1:

$$F^J_{M\eta}(\Omega) = Y^J_M(\Omega) - \eta(-1)^M Y^J_{-M}(\Omega).$$

(из приведенного выражения, в частности, видно, что волновые функции с $M = 0$ и $\eta = +1$ не существуют).

В данном исследовании набор используемых волн был ограничен $J = 2$ и $M = 1$, т. е. в фит включались волны с $J^{PC}M\eta = 0^{++}0-$, $1^{-+}0-$, $1^{-+}1-$, $2^{++}0-$, $2^{++}1-$, $1^{-+}1+$, $2^{++}1+$, далее обозначаемые соответственно как $S0$, $P0$, $P-$, $D0$, $D-$, $P+$, $D+$. Ниже приведены явные выражения для волновых функций:

$$\begin{aligned}
F^0_{0-} &= \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \\
F^1_{0-} &= \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\cos\theta \\
F^1_{1-} &= -\sqrt{\frac{3}{4\pi}}\sin\theta\cos\varphi \\
F^2_{0-} &= \sqrt{\frac{5}{16\pi}}(3\cos^2\theta - 1) \\
F^2_{1-} &= -\sqrt{\frac{15}{4\pi}}\cos\theta\sin\theta\cos\varphi \\
F^1_{1+} &= -\sqrt{\frac{3}{4\pi}}\sin\theta\sin\varphi \\
F^2_{2+} &= -\sqrt{\frac{15}{4\pi}}\cos\theta\sin\theta\sin\varphi
\end{aligned} \tag{3.4}$$

Параметрами фита являлись (комплексные) коэффициенты $a^J_{M\eta}$ при соответствующих функциях. Результаты представлялись в виде интенсивностей ($|a^J_{M\eta}|^2$) и относительных фаз ($arg(a^{J_1}_{M_1\eta}/a^{J_2}_{M_2\eta})$) волн.

Фитирование проводилось методом максимума правдоподобия (см. например [37]). Для вычитания фона "фоновые" событий суммировались в функционале логарифма правдоподобия с обратным знаком [43]:

$$L = -\left[\sum_{i=1}^{N_{ev}} \ln I(\Omega_i) - \sum_{i=1}^{N_{bgr}} \ln I(\Omega_i)\right] + \int I(\Omega)\varepsilon(\Omega)d\Omega. \qquad (3.5)$$

Здесь N_{ev} — число событий "$\eta\pi^-$" ("$\eta'\pi^-$") в данном интервале масс, N_{bgr} — число "фоновых" событий, $\varepsilon(\Omega)$ — эффективность установки.

Матрица ошибок при вычитании фона этим методом вычисляется по формуле:

$$\begin{aligned} \hat{D} &= W^{-1} + 2\cdot W^{-1}HW^{-1}, \qquad \text{где} \\ W_{ij} &= -\frac{\partial^2 L}{\partial\theta_i\partial\theta_j} \\ H_{ij} &= -\sum_{k=1}^{N_{bgr}} \frac{\partial \ln I(\Omega_k)}{\partial\theta_i}\frac{\partial \ln I(\Omega_k)}{\partial\theta_j} - \\ &\quad -\frac{1}{N_{bgr}}\left(\sum_{k=1}^{N_{bgr}} \frac{\partial \ln I(\Omega_k)}{\partial\theta_i}\right)\left(\sum_{k=1}^{N_{bgr}} \frac{\partial \ln I(\Omega_k)}{\partial\theta_j}\right). \end{aligned} \qquad (3.6)$$

Для вычисления нормировочного члена $\int I(\Omega)\varepsilon(\Omega)d\Omega$ использовались посчитанные для каждого массового бина методом Монте-Карло интегралы

$$y^{J_1J_2}_{M_1M_2\eta} = \int F^{J_1}_{M_1\eta}(\Omega)F^{J_2}_{M_2\eta}(\Omega)\varepsilon(\Omega)d\Omega;$$

при этом

$$\int I(\Omega)\varepsilon(\Omega)d\Omega = \sum_{\eta}\sum_{\substack{J_1J_2\\M_1M_2}} y^{J_1J_2}_{M_1M_2\eta}a^{J_1}_{M_1\eta}a^{J_2}_{M_2\eta}$$

Получающаяся в минимуме функционала L нормировка коэффициентов $a^J_{M\eta}$ такова, что

$$\int I(\Omega)\varepsilon(\Omega)d\Omega = N_{ev} - N_{bgr}.$$

При вычислении интегралов производилось усреднение по всем параметрам событий в лабораторной системе, таким, как импульс пучковой

частицы, координата вершины, а также по t'; значения этих параметров генерировались в соответствии с их экспериментальными распределениями. Отдельные проверки показали слабую зависимость эффективности от t' и от "лабораторных" параметров в области их экспериментальных значений.

Для повышения устойчивости фита при анализе отбрасывались области в пространстве углов Готтфрида-Джексона, где эффективность регистрации меньше 3%. Зависимость геометрической эффективности регистрации событий $\eta\pi^-$ и $\eta'\pi^-$ от углов в системе Готтфрида-Джексона для некоторых значений массы показана на рис.3.11,3.12 соответственно. Как видно из этих рисунков, области малой эффективности имеют место только в последних бинах, при больших массах. Для системы $\eta'\pi^-$ ни в одном бине нет областей с $\varepsilon < 3\%$.

Парциально-волновой анализ системы $\eta\pi^-$ проводился в интервале масс 0.8...2.0 ГэВ, разбитом на 30 массовых бинов по 40 МэВ, для событий $0 < -t' < 1$ ГэВ^2. Результаты представлены на рис.3.13. Доминирует волна $D+$ с $a_2(1320)$-мезоном; волна $P+$ также статистически значима, хотя и мала. Она не содержит каких-либо узких структур. Наблюдается быстрое изменение относительной фазы волн $P+$ и $D+$ в области масс a_2-мезона. В волнах с отрицательной натуральностью обмена статистически значимый сигнал отсутствует, за исключением следа a_2-мезона в волне $D-$.

Парциально-волновой анализ системы $\eta'\pi^-$ проводился в интервале масс 1.12...2.12 ГэВ, разбитом на 20 массовых бинов по 50 МэВ, для событий $0 < -t' < 1$ ГэВ^2. Результаты представлены на рис.3.14. В волнах с отрицательной натуральностью обмена статистически значимый сигнал отсутствует. Доминирующей является волна $P+$; также велика волна $D+$, в которой виден пик $a_2(1320)$-мезона и, возможно, некоторые дополнительные структуры при $M_{\eta'\pi^-} > 1.5$ ГэВ. Как и в системе $\eta\pi^-$, наблюдается соответствующее изменение фазы в области a_2-мезона. Интерференция волн $D+$ и $P+$ позволяет наблюдать пик a_2-мезона в массовом спектре событий $\eta'\pi^-$ с $\cos\theta_{GJ} < 0$ (рис.3.15, см. [28]).

Для исследования процедуры парциально-волнового анализа были сгенерированы события системы $\eta\pi^-$ с распределениями, примерно соответствующими экспериментальным, т.е только волны $P+$, $D+$ и фоновые события. Далее эти события были обработаны программой

парциально-волнового анализа. На рис.3.16 показаны результаты анализа; на гистограммы, показывающие интенсивности волн $P+$, $D+$ и их относительную фазу, точками наложены исходные значения этих же величин, использованные при генерировании событий. Хорошее совпадение результатов парциально-волнового анализа и исходных данных подтверждает корректность процедуры. При этом было также определено значение уширения пика a_2-мезона после пропускания сгенерированных событий через установку и проведения парциально-волнового анализа; оно составило примерно 3 МэВ.

Дискретные неоднозначности анализировались с помощью метода, изложенного в [36]. Для данного набора волн существует восемь независимых решений. В нашем случае как для системы $\eta\pi^-$, так и для системы $\eta'\pi^-$ для волн $P+$ и $D+$ все восемь решений оказались совпадающими в пределах ошибок; в случае же волн с отрицательной натуральностью в некоторых бинах вариации интенсивности от решения к решению несколько превосходят пределы ошибок, что, однако, не влияет на вывод о малости этих волн. На рис.3.17 в качестве примера изображены вариации волн $P+$ для систем $\eta\pi^-$ и $\eta'\pi^-$; здесь каждый бин поделен на 8 подбинов, в которых представлены все 8 возможных решений.

3.4 Обсуждение результатов.

Из рис. 3.13 и 3.14 видно, что в обеих системах $\eta\pi^-$ и $\eta'\pi^-$ отсутствует статистически значимый сигнал в волнах с отрицательной натуральностью обмена. В частности, не наблюдается мезон $a_0^-(1320)$ в волне $S0$ и мезон $\hat{\rho}^-(1405)$ в волнах $P0$ и $P-$ ([32]); $\hat{\rho}^-(1405)$ не наблюдается также и в статистически значимой в обеих системах волне $P+$.

В спектре волны $D+$ в системе $\eta\pi^-$ доминирует пик $a_2^-(1320)$-мезона. Для определения его параметров спектр фитировался релятивистской формулой Брейта-Вигнера, учитывающая два основных канала распада a_2-мезона, $\eta\pi$ и $\rho\pi$ [39]:

$$F(m) \;=\; C \cdot \frac{\Gamma_{\eta\pi}\Gamma_0 m_0^2}{(m_0^2 - m^2)^2 + m_0^2(\Gamma_{\eta\pi} + \Gamma_{\rho\pi})^2},$$

$$\begin{aligned} \Gamma_i &= p_i \Gamma_0 \frac{q/m}{q_0/m_0} \frac{T_2(qR)}{T_2(q_0 R)}, \\ T_2(x) &= \frac{x^4}{9 + 3x^2 + x^4}, \end{aligned} \tag{3.7}$$

где индекс i обозначает канал распада ($\eta\pi^-$ или $\rho\pi^-$), Γ_i — (переменная) парциальная ширина канала i, q_i (q_{0i}) — импульс продуктов распада массы m (m_0) по каналу i в с.ц.м., T_2 — барьерный фактор Блатта-Вайскопфа для спина $J = 2$, $R = 5.2$ GeV^{-1} — стандартное значение размерного параметра, используемого в формуле Блатта-Вайскопфа, p_i — относительная интенсивность канала i (здесь использованы значения $p_{\eta\pi} = 0.2$, $p_{\rho\pi} = 0.8$).

Для массы и ширины a_2-мезона получены значения:

$$\begin{aligned} m_0 &= 1317.7 \pm 1.4(stat) \pm 2.0(syst) \text{ MeV}, \\ \Gamma_0 &= 103 \pm 6(stat) \pm 3(syst) \text{ MeV}, \end{aligned} \tag{3.8}$$

которые согласуются с приведенными в таблице PDG ([38]) для канала $\rho\pi$ (значение ширины поправлено на найденное при исследовании процедуры парциально-волнового анализа уширение пика a_2-мезона, равное 3 МэВ).

В спектре волны $D+$ в системе $\eta'\pi^-$ также наблюдается пик $a_2^-(1320)$-мезона. Этот спектр фитировался формулой, аналогичной (3.7). Полученные параметры a_2-мезона —

$$m_0 = 1327.0 \pm 10.7 \text{ MeV}, \qquad \Gamma_0 = 106 \pm 32 \text{ MeV},$$

в пределах ошибок совпадают с (3.9).

Из этих данных можно определить отношение

$$R = \frac{BR(a_2^- \to \pi^-\eta')}{BR(a_2^- \to \pi^-\eta)}, \tag{3.9}$$

которое зависит от угла смешивания в псевдоскалярном нонете ([40, 41]).

Отношения брэнчингов типа (3.9) обычно определяют как отношение площадей под Брейт-Вигнеровскими кривыми, полученными при фитировании соответствующих спектров. Однако так как масса $a_2^-(1320)$-мезона находится вблизи порога распада $a_2^-(1320) \to \eta'\pi^-$, то

при определении отношения (3.9) форма резонанса, а следовательно и результат зависят от выбранного вида динамического фактора подавления, зависящего от импульса частиц распада в с.ц.м. q (обсуждение различных выражений для этого фактора можно найти, например, в [40]). Например, для a_2-мезона ($M = 1318$ МэВ, $\Gamma = 103$ МэВ) интеграл от функции Брейта-Вигнера при использовании q^{2J+1} в качестве порогового фактора примерно в два раза больше, чем при использовании формулы Блатта-Вайскопфа ($J = 2$), при той же высоте пика. В данной работе в качестве величины отношения (3.9) мы используем отношение фитированных интенсивностей волны $D+$ в системах $\eta'\pi^-$ и $\eta\pi^-$ при табличной массе a_2^--мезона, так как это отношение слабо зависит от вида динамического фактора. Фитирование проводилось с использованием формулы Блатта-Вайскопфа для спина $J = 2$ (см. рис.3.18); отношение (3.9) получилось равным

$$R = (4.7 \pm 1.0(stat) \pm 0.4(syst)) \cdot 10^{-2}. \qquad (3.10)$$

Приведенная здесь систематическая ошибка получена при варьировании параметризации нерезонансной части спектра. Она невелика, так как нерезонансная часть спектра также подавляется динамическим фактором.

Обращает на себя внимание большая величина волны $P+$ в системе $\eta'\pi^-$. Даже несмотря на подавление динамическим фактором, она сравнима с величиной волны $P+$ в системе $\eta\pi^-$. Для сравнения интенсивностей волны $P+$ в системах $\eta'\pi^-$ и $\eta\pi^-$ удобно использовать квадраты матричных элементов, т.е. интенсивности, поделенные на двухчастичный фазовый объем q/m и соответствующие брэнчинги распадов η и η'-мезонов. На рис.3.19 показаны квадраты матричных элементов волн $P+$ для обеих систем. Видно значительное превышение волны $P+$ в системе $\eta'\pi^-$ при $M_{\eta'\pi(\eta\pi)} > 1.4$ ГэВ. Разница констант распада в $\eta'\pi^-$ и $\eta\pi^-$ еще более значительна, так как матричный элемент, кроме константы распада, включает также и пороговый динамический фактор, который подавляет распад в $\eta'\pi^-$ сильнее, чем в $\eta\pi^-$. Такое соотношение между константами связи с каналами $\eta'\pi^-$ и $\eta\pi^-$ было предсказано в работе [42] для гибридных систем с валентным глюоном ($q\bar{q}g$), имеющих квантовые числа 1^{-+}. Объясняется это тем, что $q\bar{q}g$-система не может распадаться на $\eta(\eta')\pi$ в соответствии с диаграммой рис.3.20а (в

этом легко убедиться, помня, что глюон имеет изоспин 0 и дает кварк-антикварковую комбинацию типа $u\bar{u}+d\bar{d}$); при распаде же по диаграмме рис.3.20б система $\eta'\pi$ имеет преимущество из-за более сильной связи η' с глюонами.

Следует отметить, что этот вывод не зависит от того, является ли система $q\bar{q}g$ резонансом. Таким образом, гибридные системы $q\bar{q}g$, по-видимому, дают основной вклад в образование волны $P+$.

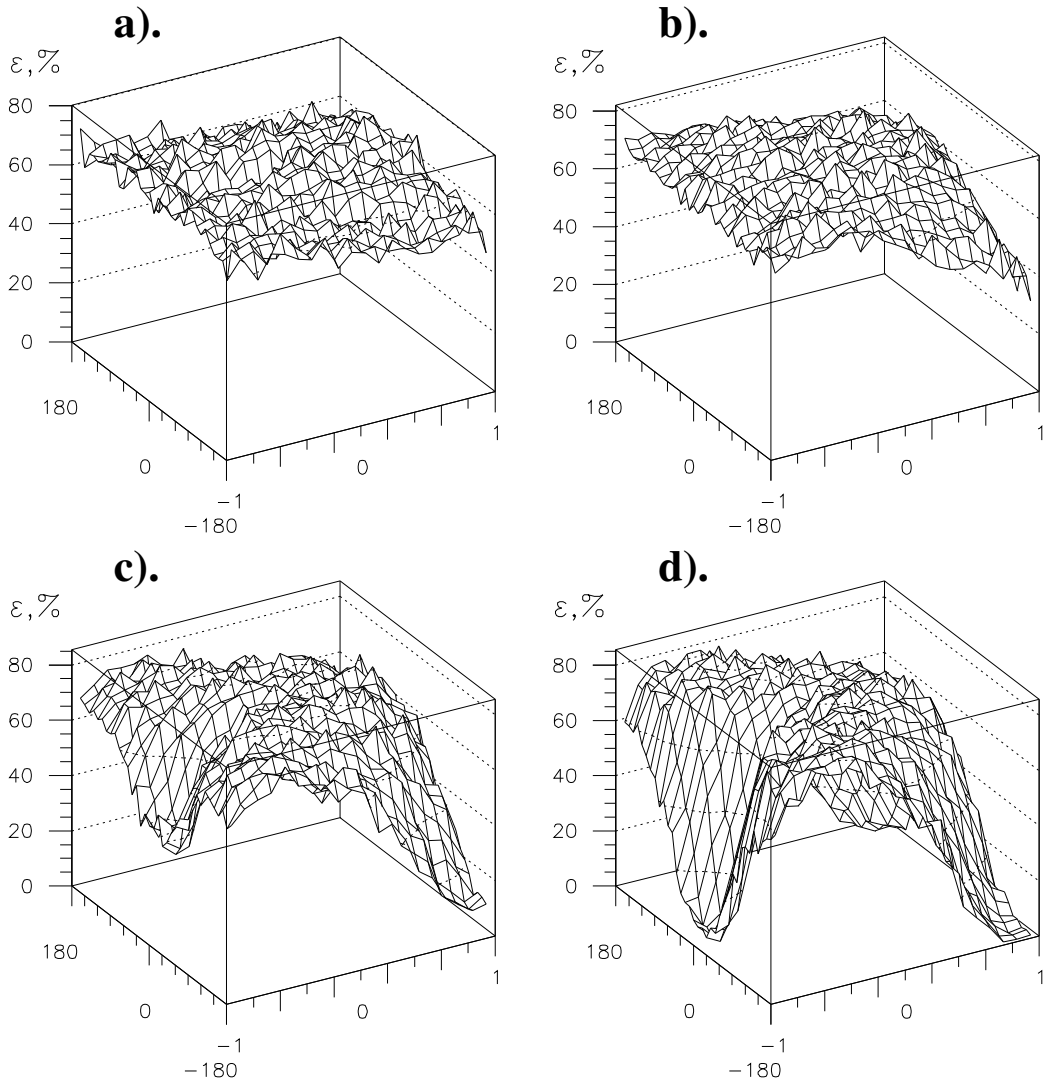


Рис. 3.11: Зависимость геометрической эффективности регистрации событий $\eta\pi^-$ от углов в системе Готтфрида-Джексона для интервалов масс: $0.8 < m_{\eta\pi^-} < 0.84$ ГэВ (a); $1.16 < m_{\eta\pi^-} < 1.2$ ГэВ (b); $1.56 < m_{\eta\pi^-} < 1.6$ ГэВ (c); $1.96 < m_{\eta\pi^-} < 2.0$ ГэВ (d).

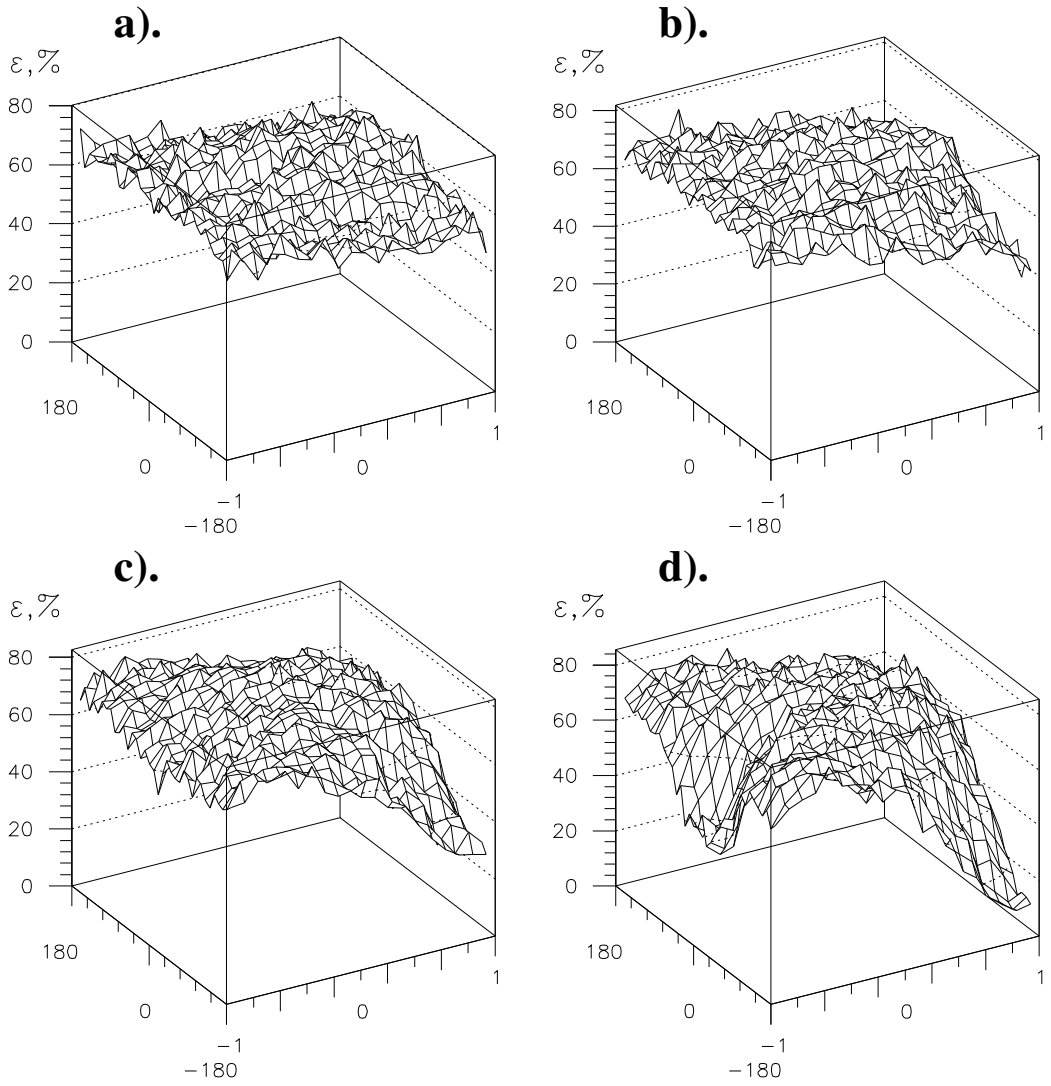


Рис. 3.12: Зависимость геометрической эффективности регистрации событий $\eta'\pi^-$ от углов в системе Готтфрида-Джексона для интервалов масс: $1.12 < m_{\eta'\pi^-} < 1.17$ ГэВ (a); $1.47 < m_{\eta'\pi^-} < 1.52$ ГэВ (b); $1.82 < m_{\eta'\pi^-} < 1.87$ ГэВ (c); $2.07 < m_{\eta'\pi^-} < 2.12$ ГэВ (d).

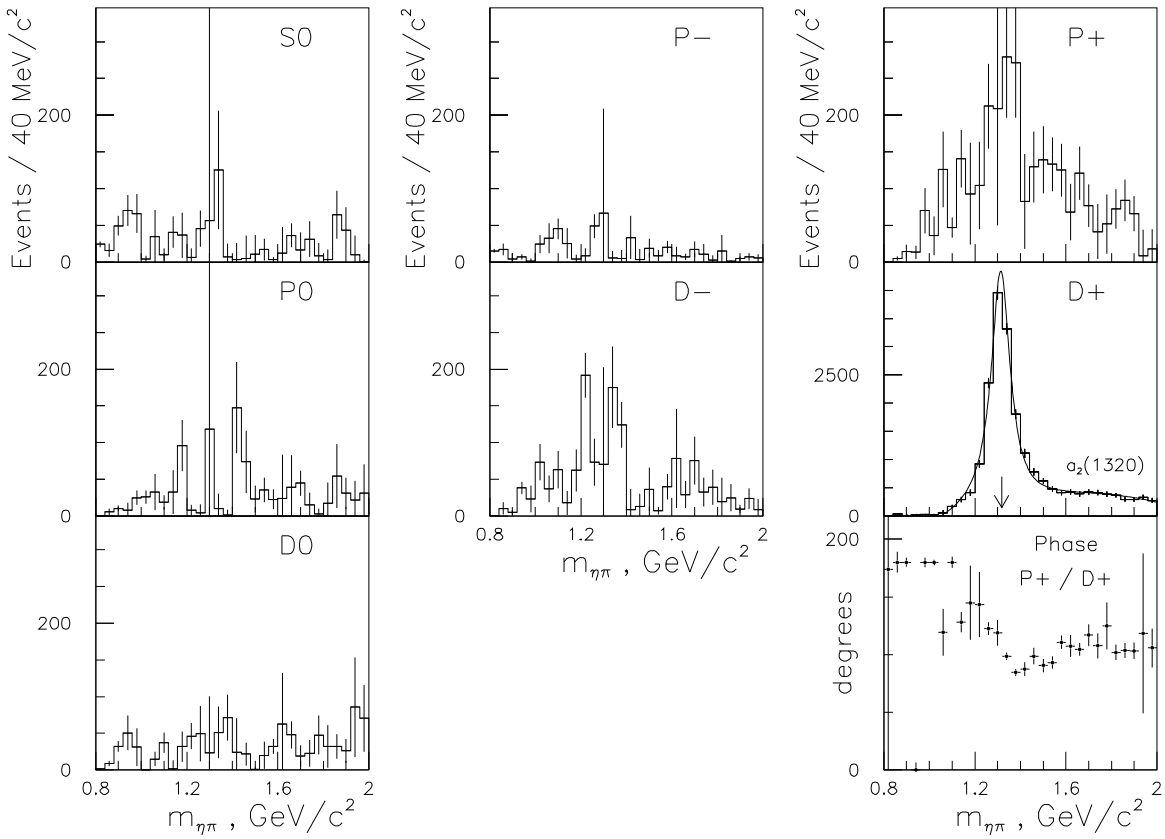


Рис. 3.13: Результаты парциально-волнового анализа системы $\eta\pi^-$.

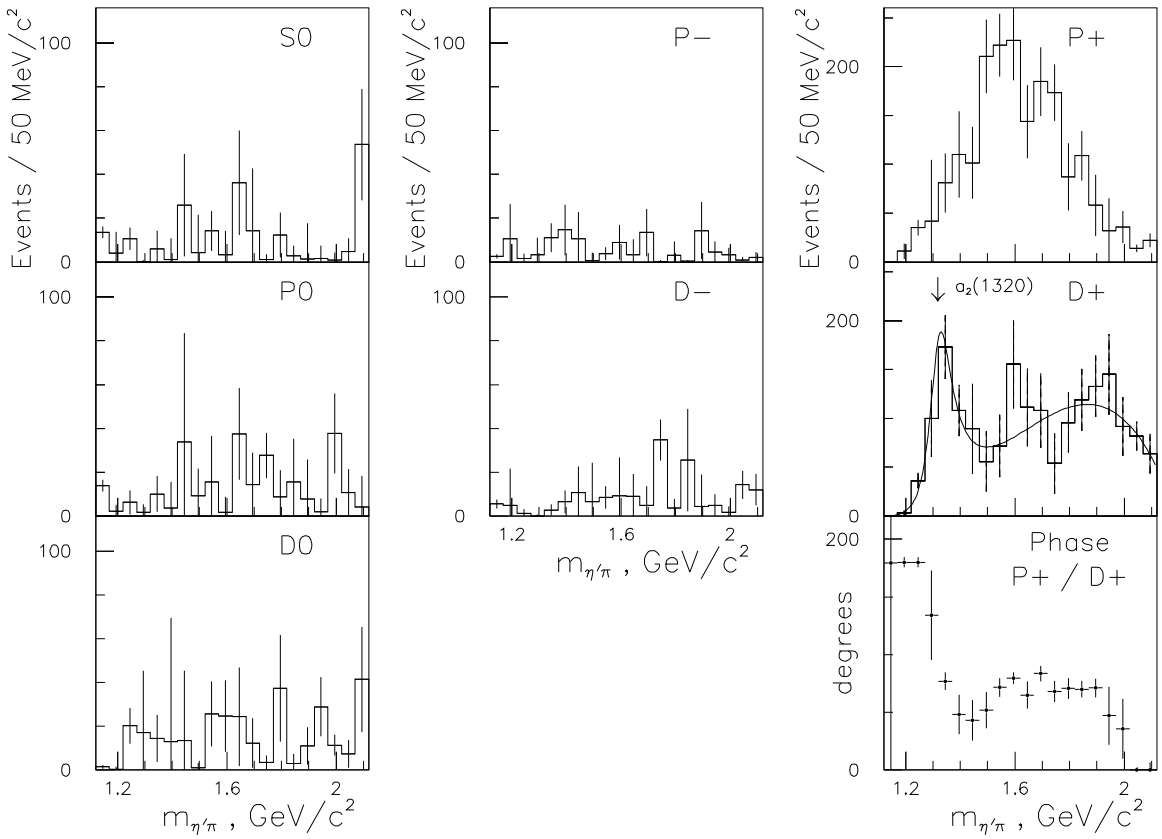


Рис. 3.14: Результаты парциально-волнового анализа системы $\eta'\pi^-$.

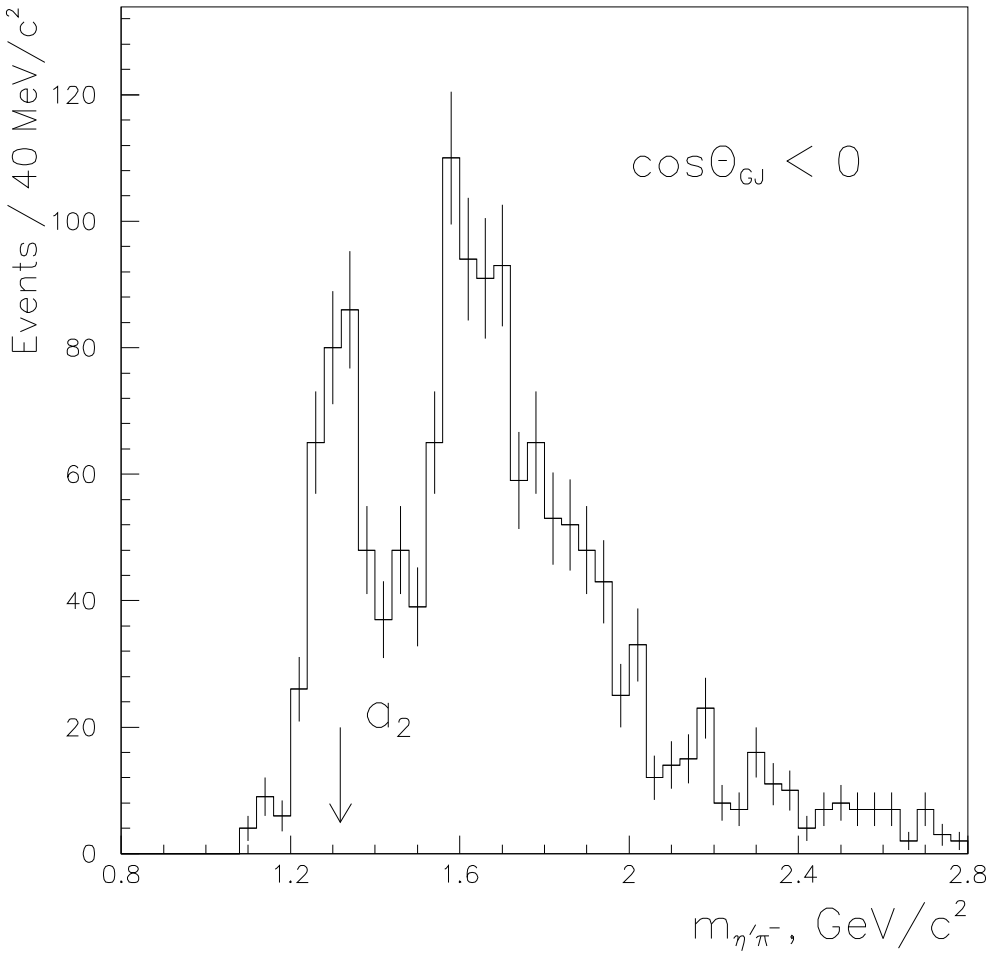


Рис. 3.15: Спектр масс событий $\eta'\pi^-$ с $\cos\theta_{GJ} < 0$.

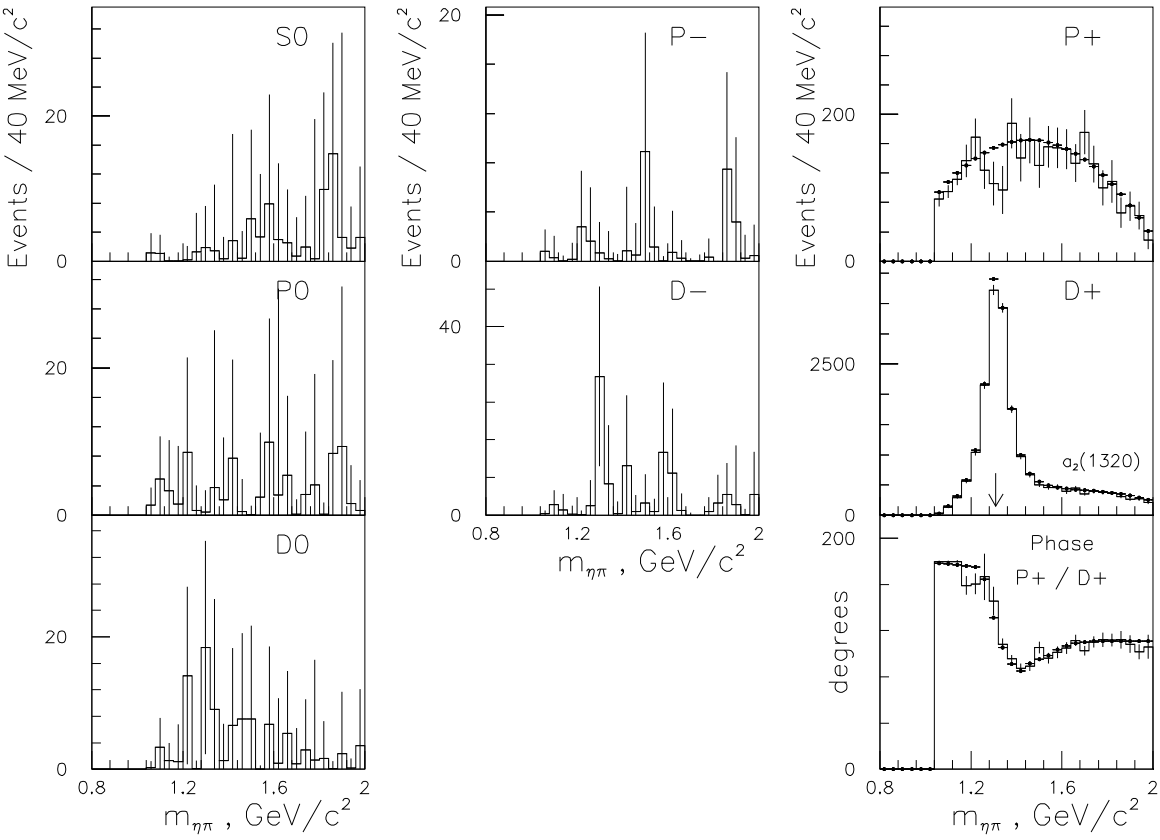


Рис. 3.16: Исследование процедуры парциально-волнового анализа. Значения интенсивностей волн $P+$, $D+$ и их относительной фазы, использованные при генерировании событий, показаны точками на соответствующих гистограммах.

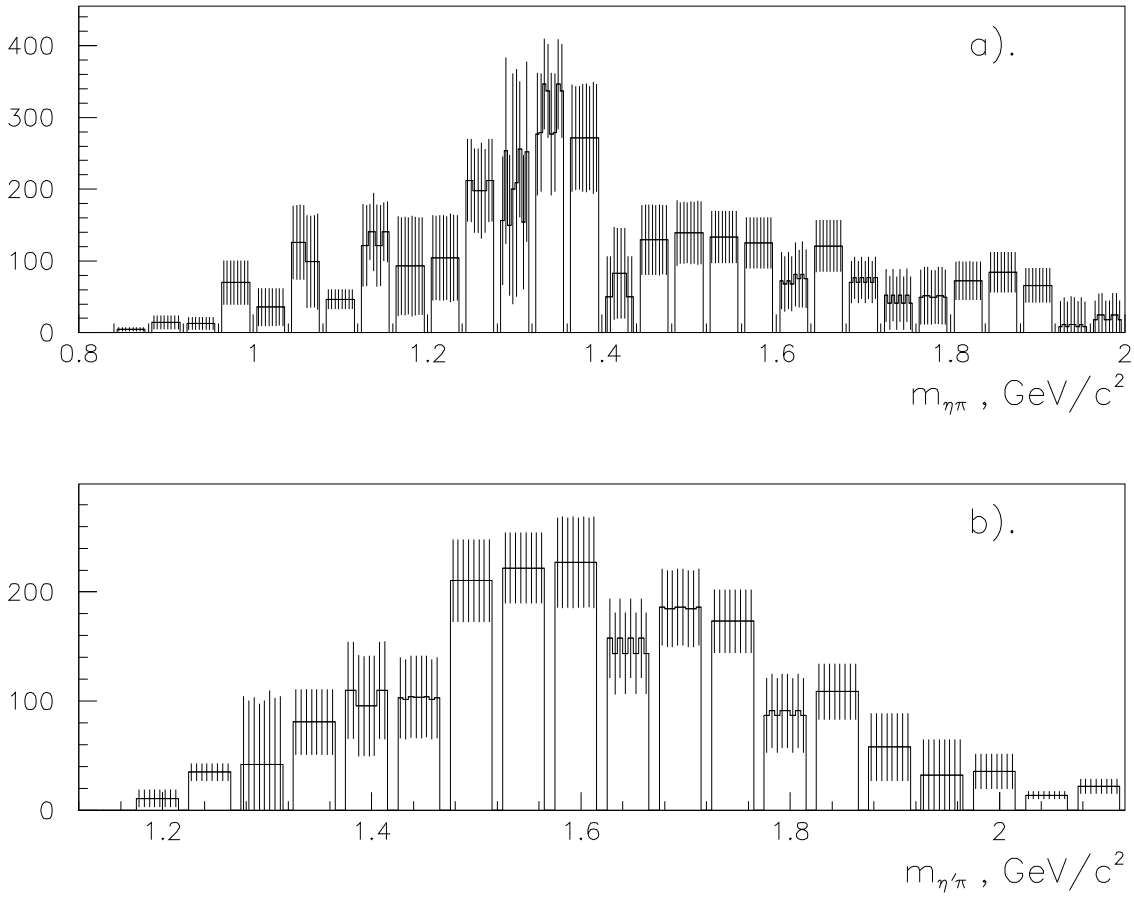


Рис. 3.17: Интенсивности волн $P+$ в системах $\eta\pi^-$ (a) и $\eta'\pi^-$ (b) для всех решений.

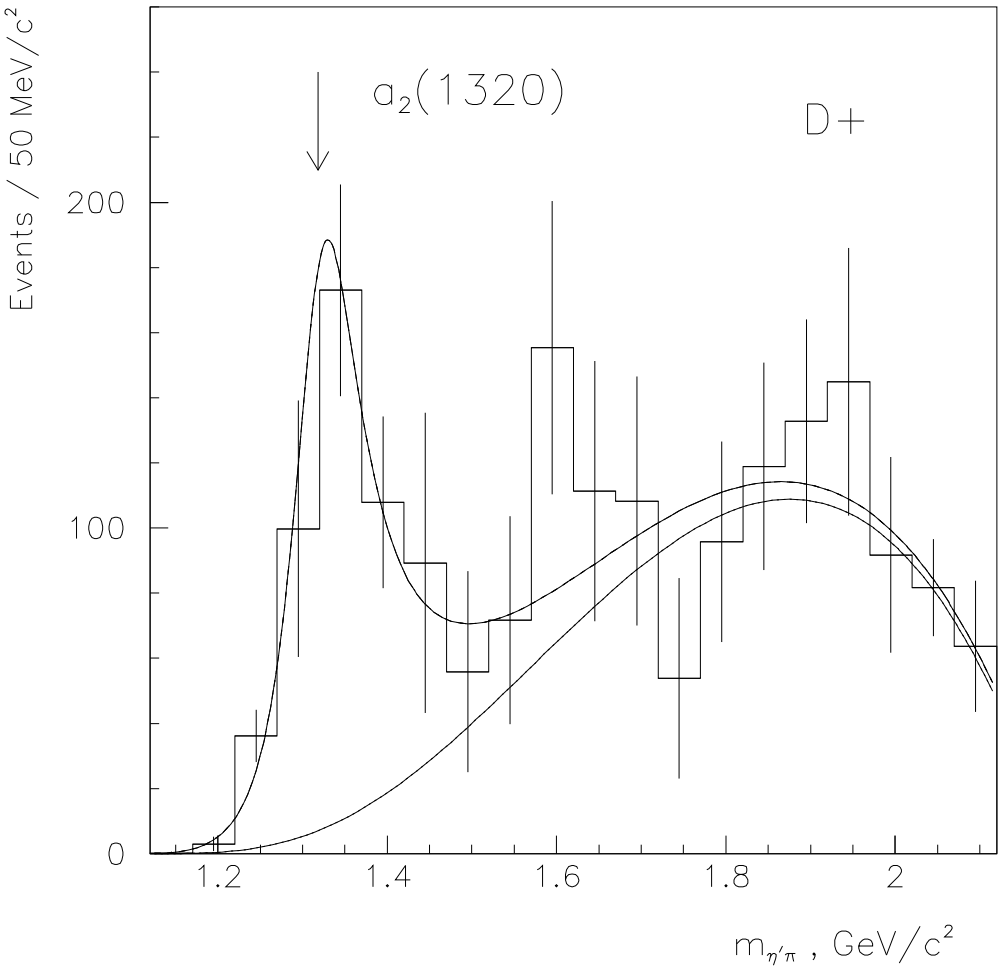


Рис. 3.18: Фит спектра волны $D+$ в системе $\eta'\pi^-$.

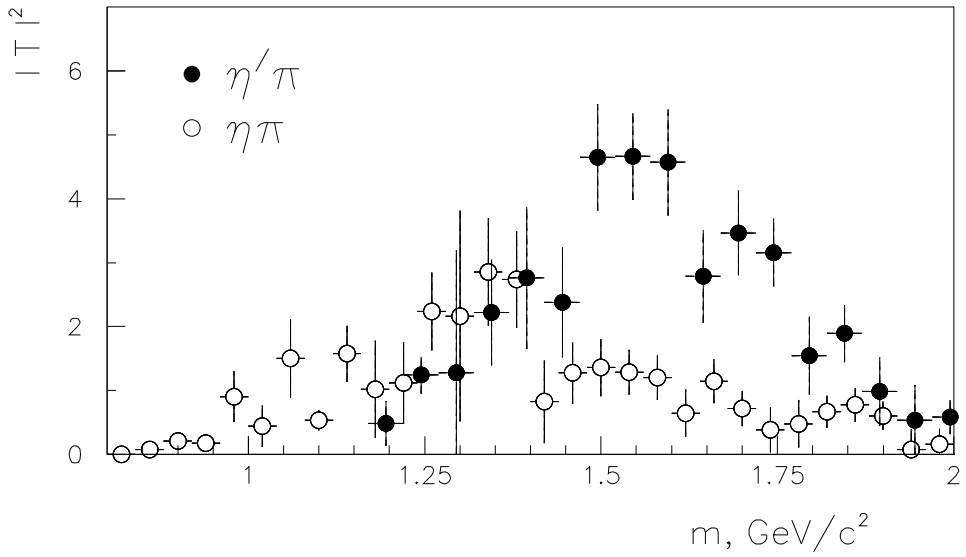
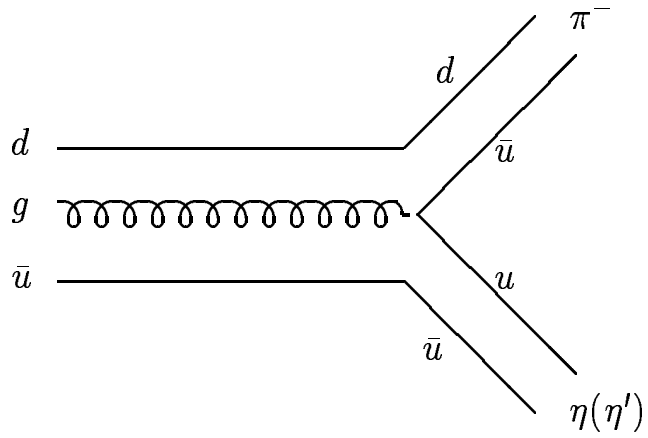
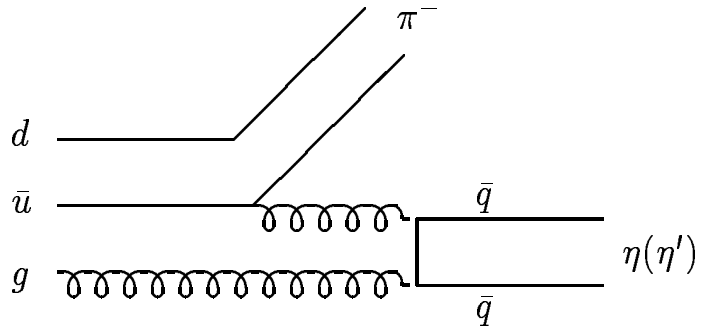


Рис. 3.19: Квадраты матричных элементов волн $P+$ в системах $\eta'\pi^-$ и $\eta\pi^-$.



a).



b).

Рис. 3.20: Возможные диаграммы распада $q\bar{q}g$-системы.

Глава 4

Изучение реакции $\pi^- p \to \eta'\eta' n$.

4.1 Введение.

В работах [45, 46] сотрудничества ГАМС сообщалось о наблюдении в реакции $\pi^- p \to \eta'\eta n$ пика в спектре масс $\eta'\eta$ ($M = (1910 \pm 10)\ МэВ, \Gamma = (90 \pm 35) МэВ$). Этот объект, $X(1910)$, обладает рядом необычных свойств — он не наблюдается в каналах $\eta\eta$, $\pi\pi$, KK, в канале $\eta'\eta$ наблюдается с малым сечением и большой величиной переданного импульса. Для объяснения этих свойств в работах [46, 48] использовалась модель с экзотическими квантовыми числами $X(1910)$ $J^{PC} = 1^{-+}$; в работе [49] этот объект рассмотрен в рамках гибридной модели, где он входит в один $J^{PC} = 0^{++}$ гибридный нонет с $G(1590)$.

Для выяснения природы $X(1910)$ представляет интерес изучение его распада на $\eta'\eta'$, поскольку в первой модели с $J^{PC} = 1^{-+}$ такой распад запрещен, а в последней модели он усилен.

В данной главе описывается изучение системы $\eta'\eta'$. Приведенные здесь результаты опубликованы в работе [44].

4.2 Экспериментальные результаты.

Изучение реакции

$$\pi^- p \to \eta'\eta' n \tag{4.1}$$

выполнено на установке BEC при импульсе $p_{\pi^-} = 37$ ГэВ/с. Для анализа использованы данные сеанса 1990 года.

Реакция (4.1) выделялась по каналу, в котором оба η'-мезона распадаются на $\pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$. Установка BEC регистрирует η'-мезон в

этом канале распада с хорошим разрешением по массе ($\sigma \approx 6$ МэВ) и малым фоном (см. главу 3).

Для анализа отбирались события с четырьмя треками заряженных частиц (двумя отрицательными и двумя положительными) и четырьмя или пятью γ-квантами. Отборы по энерговыделению заряженных частиц в калориметре проводились так же, как и для реакций (3.1) и (3.2).

Далее, требовалось наличие в событии двух η-мезонов в моде $\gamma\gamma$. Это означает, что можно так попарно скомбинировать γ-кванты, чтобы эффективные массы обеих пар лежали в интервале

$$480 < m_{\gamma\gamma} < 620 \text{ МэВ}. \tag{4.2}$$

При наличии "лишнего" γ-кванта его энергия не должна была превышать 0.7 ГэВ. При вычислении импульсов η-мезонов на каждую из пар накладывалось условие $m_{\gamma\gamma} = m_\eta$ (2С-фит).

После такого отбора, однако, остаётся большое количество фоновых событий, обусловленных гораздо более интенсивным процессом

$$\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\,\pi^0\pi^0\,N,$$

когда одна из парных комбинаций γ-квантов случайно удовлетворяет условию (4.2). Для подавления этого фона отбрасываются события, в которых γ-кванты могут быть интерпретированы как $\pi^0\pi^0$, т.е. существует попарная комбинация γ-квантов, при которой эффективные массы обеих пар $\gamma\gamma$ лежат в интервале $105 < m_{\gamma\gamma} < 165$ МэВ. Потери событий реакции (4.1) при этом не превышают 0.1%.

Для оставшихся событий требовалось наличие в конечном состоянии двух η'-мезонов. Это означает, что существует разбиение конечного состояния на две подсистемы $\pi^+\pi^-\eta$, при котором эффективные массы обеих подсистем удовлетворяют условию:

$$\sqrt{(M^{(1)}_{\pi^+\pi^-\eta} - M_{\eta'})^2 + (M^{(2)}_{\pi^+\pi^-\eta} - M_{\eta'})^2} < 25 \ МэВ. \tag{4.3}$$

На рис.4.1а изображено распределение эффективных масс подсистемы $\pi^+\pi^-\eta$ при условии, что масса оставшихся $\pi^+\pi^-\eta$ лежит в интервале

$$|M^{(2)}_{\pi^+\pi^-\eta} - M_{\eta'}| < 25 \ МэВ.$$

При массе $M_{\pi^+\pi^-\eta} \approx M_{\eta'}$ наблюдается пик, соответствующий конечному состоянию $\eta'\eta'$. На рис.4.1б показано двумерное распределение эффективных масс двух подсистем $\pi^+\pi^-\eta$ для всех возможных комбинаций частиц. В точке $(M_{\eta'}, M_{\eta'})$ имеется хорошо отделяющийся от фона кластер, образованный событиями $\eta'\eta'$. Это свидетельствует о надежном выделении данного конечного состояния.

После этого производился отбор по полной энергии конечного состояния $\eta'\eta'$: $32 < Etot < 40$ ГэВ. На рис.4.1с приведено распределение величины E_{tot}, пределы обрезания обозначены стрелками. Ширина этого распределения невелика (~ 1 ГэВ FWHM) и соответствует ширине распределения рис.3.2d; Это подтверждает отсутствие "потерь" частиц, то есть отобранные события являются именно событиями реакции перезарядки (4.1), а не, например, дифракционной реакции

$$\pi^- N \to \pi^- \eta' \eta' N$$

с незарегистрированным π^--мезоном.

Фоновые события определялись как удовлетворяющие условию

$$35 < \sqrt{(M^{(1)}_{\pi^+\pi^-\eta} - M_{\eta'})^2 + (M^{(2)}_{\pi^+\pi^-\eta} - M_{\eta'})^2} < 43 \ МэВ; \qquad (4.4)$$

пределы выбраны таким образом, что площадь в плоскости $(M_{\pi^+\pi^-\eta}, M_{\pi^+\pi^-\eta})$, определяемая неравенством (4.4), равна площади, определяемой (4.3).

Согласно приведенным выше условиям отобрано 14 событий $\eta'\eta'$ и 2 фоновых события; в дальнейшем гистограммы для фоновых событий формально вычитались из соответствующих гистограмм для событий $\eta'\eta'$.

На рис.4.2а изображено распределение эффективных масс системы $\eta'\eta'$. На том же рисунке пунктирной кривой показана (в произвольных единицах) зависимость фазового объема системы $\eta'\eta'$, умноженного на эффективность установки, от эффективной массы системы $\eta'\eta'$. Обращает на себя внимание тот факт, что экспериментальные события сконцентрированы у порога $\eta'\eta'$, а не распределены согласно кривой фазового объема.

На рис.4.2б изображено t'-распределение событий $\eta'\eta'$. Среднее значение $< t' >= 0.23 \pm 0.08 \ (ГэВ/c)^2$, что соответствует параметру

наклона t'-распределения $b = 4.5 \pm 1.5$ $(ГэВ/c)^{-2}$. Таким образом, t'-распределение событий $\eta'\eta'$ шире, чем для π-обмена.

Определено сечение реакции (4.1). Оно составляет 110 ± 40 нб. Относительная нормировка сечений произведена по реакции $\pi^- p \to \omega\omega n$, которая изучалась как на установке ГАМС [47], так и на установке ВЕС [51]).

4.3 Обсуждение результатов.

В дальнейшем мы будем исходить из предположения, что пик $X(1910)$-мезона в системе $\eta'\eta$ [46] и наблюдаемая околопороговая концентрация событий системы $\eta'\eta'$ имеют общее происхождение. Следует подчеркнуть, что такая ситуация не является уникальной — например, $a_0(980)$-мезон, наблюдаемый как узкий пик в системе $\eta\pi$, имеет вид околопороговой особенности в спектре $K\bar{K}$.

Это предположение ставит под сомнение гипотезу о том, что квантовые числа $X(1910)$-мезона $J^{PC} = 1^{-+}$. Маловероятно также, что $J^{PC} = 2^{++}$, так как в этом случае из-за центробежного эффекта (подавление $\sim (p^{c.m.}_{\eta'})^5$) концентрация событий у порога в спектре масс $\eta'\eta'$ не могла бы наблюдаться. Таким образом, наиболее вероятными квантовыми числами $X(1910)$ являются $J^{PC} = 0^{++}$.

Сечение реакции (4.1) составляет 110 ± 40 нб, в то время как в работе [46]

$$\sigma(\pi^- p \to X(1910)n) * BR(X(1910) \to \eta\eta') \approx 15 нб,$$

что свидетельствует о более сильной связи $X(1910)$-мезона с каналом $\eta'\eta'$, чем с каналом $\eta'\eta$.

На рис.4.3 изображены в одном масштабе распределение эффективных масс $\eta'\eta'$ и спектр эффективных масс $\eta'\eta$ в области $X(1910)$-мезона [46] (заштрихованная гистограмма). Сплошными кривыми показан вариант совместного описания этих спектров в модели связанных каналов [50] в предположении квантовых чисел $X(1910)$ $J^{PC} = 0^{++}$ (узкий резонанс в системе $\eta'\eta$ показан с учетом разрешения установки, равного 70 МэВ (см. [46]). В данном случае использовалось отношение

квадратов констант связи

$$\frac{|g[X(1910) \to \eta'\eta']|^2}{|g[X(1910) \to \eta'\eta]|^2} = 17.$$

Следует отметить, что наблюдаемая экспериментально иерархия констант связи

$$g^2(\eta'\eta') \gg g^2(\eta'\eta) \gg \left\{ \begin{array}{l} g^2(\eta\eta) \\ g^2(\pi\pi) \\ g^2(KK) \end{array} \right.$$

не может быть объяснена в рамках простейшей кварковой модели и делает маловероятной интерпретацию $X(1910)$ как обычного $q\bar{q}$ мезона. Вместе с тем, в гибридной модели [49] или в четырёхкварковой модели [52] подобная иерархия находит естественное объяснение.

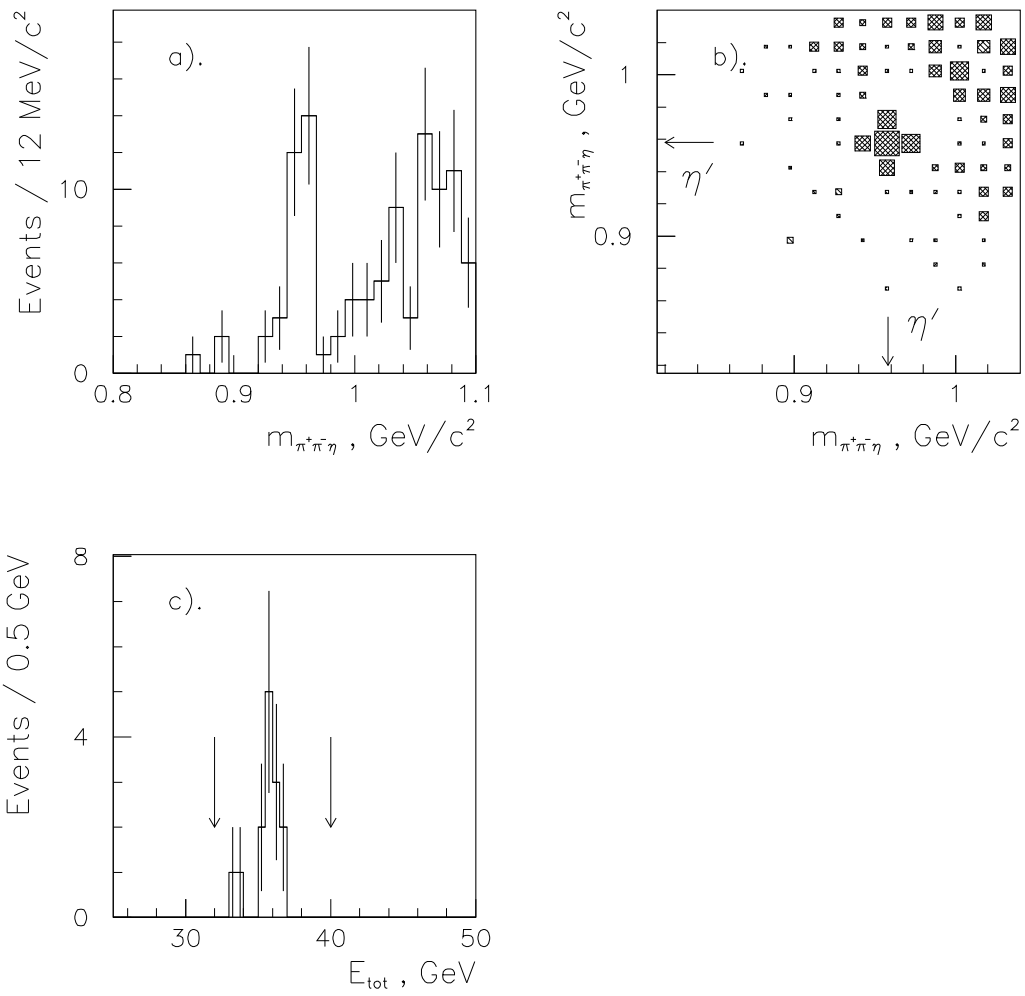


Рис. 4.1: Одномерное (а) и двумерное (б) распределения эффективных масс подсистем $\pi^+\pi^-\eta$; распределение по полной энергии конечного состояния для отобранных событий (с).

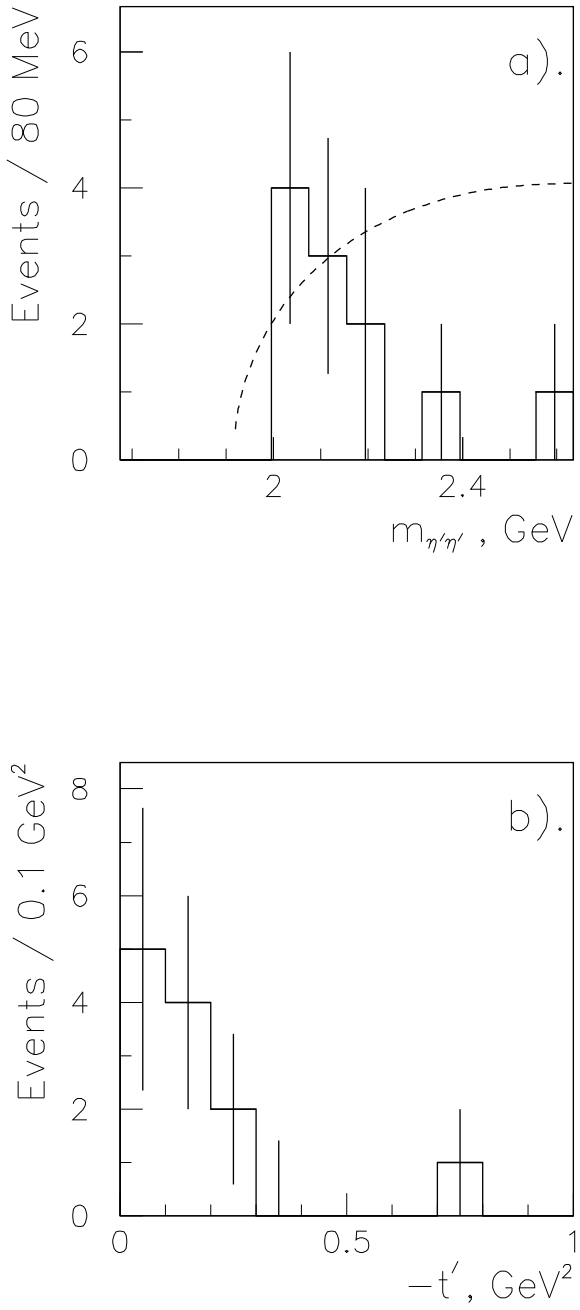


Рис. 4.2: Распределение эффективных масс системы $\eta'\eta'$, пунктирная кривая — фазовый объем, умноженный на эффективность установки (a); t'-распределение для событий реакции $\pi^- p \to \eta'\eta' n$ (b).

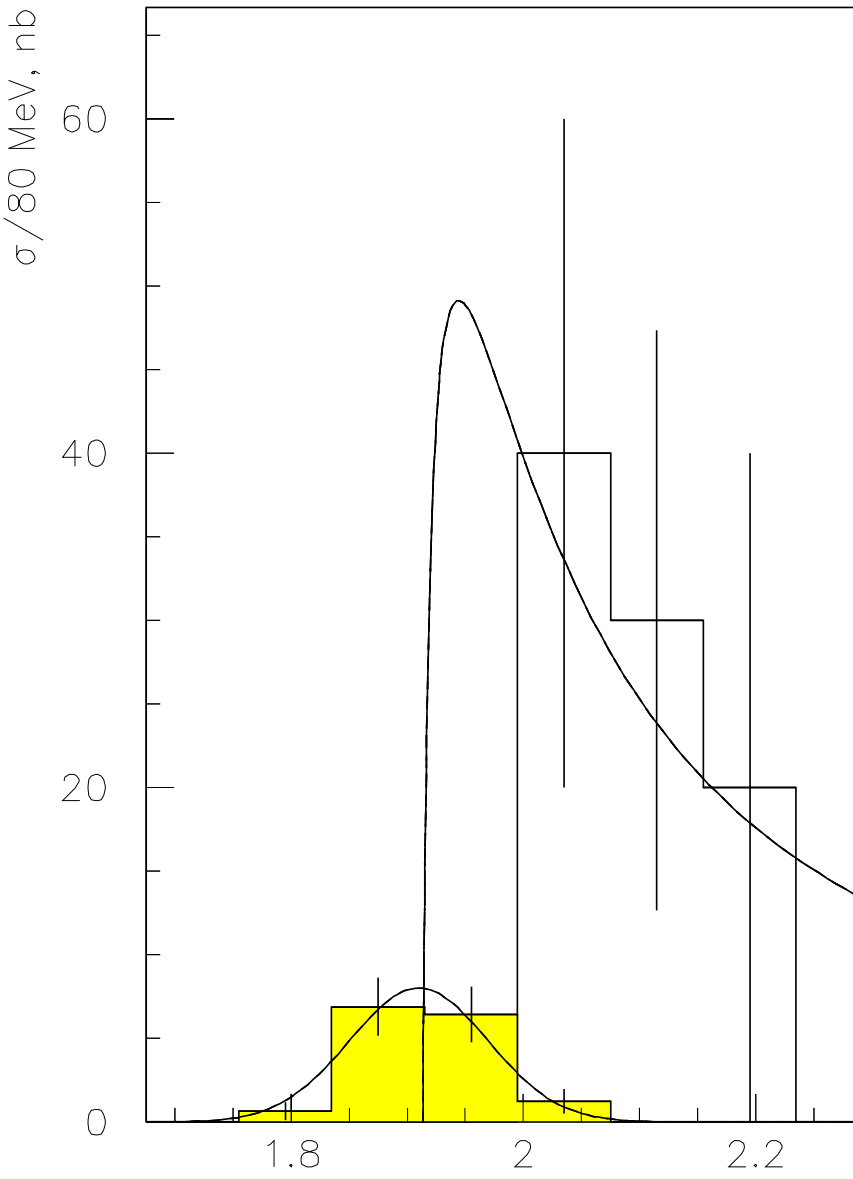


Рис. 4.3: Вариант совместного описания спектров $\eta'\eta$ из работы [46] (заштрихованная гистограмма) и $\eta'\eta'$ в модели связанных каналов.

Заключение.

Основные результаты диссертации:

- Разработана и создана система трековых детекторов спектрометра ВЕС. При работе в составе магнитного спектрометра она имеет следующие характеристики:
  - угловое разрешение $\sigma_\vartheta \approx 0.3$ мрад;
  - импульсное разрешение $\sigma_p \approx 4 \times 10^{-4} p^2$, где p — значение импульса в ГэВ;
  - разрешение по эффективной массе двух заряженных частиц $\sigma_m \approx 5$ МэВ при массе ~ 1 ГэВ.
- В данных, полученных на установке ВЕС, исследованы реакции $\pi^- N \to \eta' \pi^- N$ и $\pi^- N \to \eta' \pi^- N$. Проведен парциально-волновой анализ систем $\eta\pi^-$ и $\eta'\pi^-$. Показано, что волны с отрицательной натуральностью обмена в обеих этих системах очень малы. В системе $\eta'\pi^-$ доминирует волна $P+$ с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{-+}$. Матричный элемент для волны $P+$ в системе $\eta'\pi^-$ значительно превышает матричный элемент этой волны в системе $\eta\pi^-$. Это может свидетельствовать о том, что волна $P+$ образована в основном гибридными системами типа $q\bar{q}g$. В волне $D+$ в обеих системах присутствует пик a_2-мезона. Определено значение отношения

$$R = \frac{BR(a_2^- \to \pi^- \eta')}{BR(a_2^- \to \pi^- \eta)} = (4.7 \pm 1.0(stat) \pm 0.4(syst)) \cdot 10^{-2}.$$

  Определены также параметры a_2-мезона при распаде его в $\eta\pi^-$:

$$\begin{aligned} m_0 &= 1317.7 \pm 1.4(stat) \pm 2.0(syst) \text{ MeV}, \\ \Gamma_0 &= 103 \pm 6(stat) \pm 3(syst) \text{ MeV}, \end{aligned}$$

Эти параметры согласуются с параметрами, приведенными в таблице PDG для канала $\rho\pi$.

- Изучена реакция $\pi^- p \to \eta'\eta' n$. Выделено 14 событий данной реакции. Показано, что спектр эффективных масс $\eta'\eta'$ имеет ярко выраженную концентрацию событий у порога реакции; события имеют широкое t'-распределение. Это может объясняться распадом $X(1910) \to \eta'\eta'$; при этом квантовые числа $X(1910)$ предполагаются равными $J^{PC} = 0^{++}$. Сечение реакции составляет $110 \pm 40 нб$, что намного больше, чем полученная в работе [46] величина $\sigma(\pi^- p \to Xn) * BR(X \to \eta\eta') \approx 15 нб$.Это, в совокупности с тем фактом, что $X(1910)$ не наблюдается в каналах $\eta\eta$, $\pi\pi$ и KK, указывает на экзотическую природу $X(1910)$-мезона.

Благодарности.

Диссертация основана на работах, выполненных совместно с коллективом, работающим на установке BEC, и автор считает своим приятным долгом выразить благодарность коллегам:
Г.М. Беладидзе, Е.Б. Бердникову, С.И. Битюкову, Г.В. Борисову, Н.К. Вишневскому, Е.В. Власову, Р.И. Джелядину, Ю.М. Иванюшенкову, А.Н. Карюхину, И.А. Качаеву, Г.А. Ключникову, В.Ф. Константинову, М.Е. Кострикову, В.В. Костюхину, А.А. Криушину, М.А. Кулагину, Н.А. Кулешову, В.В. Лапину, Т.А. Ломтадзе, В.Д. Матвееву, В.Ф. Образцову, А.П. Останкову, Д.И. Рябчикову, В.К. Семенову, Г.Г. Сехниаидзе, Е.А. Старченко, Ю.А. Хохлову, Э.Г. Цхададзе, Е.Н. Чернову.

Я глубоко признателен научному руководителю Александру Михайловичу Зайцеву за постановку задачи и научное руководство.

Я также благодарен коллегам из ОЭА: Ю.Б. Бушнину, В.С. Ваньёву, П.И. Гончарову, С.А. Зимину, А.Н. Исаеву, А.К. Конопляннikову, В.А. Медовикову, А.А. Разумову, В.А. Сенько, М.М. Солдатову, Н.А. Шаланде, В.И. Якимчуку, в течение долгого времени работавшим на установке BEC, оснащая установку электроникой и обеспечивая её надёжную работу.

Пользуюсь случаем поблагодарить академика Ю.Д. Прокошкина и кандидата физико-математических наук С.А. Садовского за полезные

обсуждения физических результатов, В.Ф. Куршецова за ценные советы и помощь в создании и эксплуатации системы трековых детекторов.

Я благодарен Дирекции ИФВЭ за поддержку программы BEC, коллективу Опытно-экспериментального производства за работы по изготовлению детекторов установки, коллективам Отдела кольцевого ускорителя, Отдела линейного ускорителя, Отдела пучков и других подразделений и служб, обеспечивших возможность проведения измерений. Хочу также выразить свою благодарность коллективу Отдела математики и вычислительной техники за обеспечение эффективной работы ЭВМ.

Библиография

[1] Л.Г. Ландсберг, УФН **т.160 вып. 3** (1990) 1.

[2] K.Königsmann, Preprint CERN-PPE/91-160, Geneva, 1991.

[3] С.С. Герштейн, А.К. Лиходед, Ю.Д. Прокошкин, ЯФ **т.39** (1984) 251;
С.С. Герштейн, Препринт ИФВЭ 87-42, Серпухов, 1987.

[4] G.V. Borisov, S.S. Gershtein,A.M. Zaitsev, Preprint IHEP 92-14, Protvino, 1992.

[5] Ф. Бинон и др., ЯФ, **т.38** (1983) 934;
F. Binon et al, Nuovo Cimento. **78A** (1983) 313.

[6] Ф. Бинон и др., ЯФ, **т.39** (1984) 831;
F. Binon et al, Nuovo Cimento. **80A** (1984) 363.

[7] Д. Алди и др., ЯФ, **т.44** (1986) 120; D. Alde et al, Nucl. Phys. **B269** (1986) 485.

[8] K. Boesebeck et al, Nucl. Phys. **B4** (1968) 501;
K. Boeckmann et al, Nucl. Phys. **B16** (1970) 221;
L. Eisenstein et al, Phys. Rev. **D7** (1973) 278.

[9] S.I. Bityukov et al, Preprint IHEP 92-37, Protvino, 1992;
Г.М. Беладидзе и др., ЯФ, **т.55, вып. 10** (1992), 2748.

[10] Ю.Б. Бушнин и др., Препринт ИФВЭ 88-47, Серпухов, 1988.

[11] В.А. Викторов, В.Ф. Куршецов, Препринт ИФВЭ 82-07, Серпухов, 1982.

[12] R. Bouclier et. al., "A Modular Multidrift Vertex Detector", CERN-EP/85-169;
R. Bouclier et. al., "Recent Developments of the Multidrift Tube, CERN-EP/89-45.

[13] F. Sauli, Preprint CERN 77-09

[14] С.В. Ерин и др., Препринт ИФВЭ 88-102, Серпухов, 1988 г.;
С.В. Ерин и др., Препринт ИФВЭ 88-103, Серпухов, 1988 г.

[15] В.А. Викторов, "Система многопроволочных пропорциональных камер и её применение в экспериментальной установке "Лептон-Ф" для исследования редких эксклюзивных процессов", диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, Серпухов, 1984 г..

[16] В.А. Викторов, С.В. Головкин, Препринт ИФВЭ 80-7, Серпухов, 1980 г.

[17] G.A. Erskine, NIM **105** (1972) 565.

[18] В.И. Тельнов, ПТЭ **5** (1974) 46.

[19] Г.Д. Алексеев и др., ПТЭ **4** (1978) 47.

[20] Г.М. Колачев, Препринт ИЯФ 79-150, 1979 г.

[21] В.А. Андреев и др., Препринт ЛИЯФ 1128, Ленинград, 1985 г.

[22] Г.Д. Алексеев, В.В. Круглов, Д.М. Хазинс, ЭЧАЯ **т.13 вып.3**, 703 (1982).

[23] Д.М. Хазинс, "Обнаружение, исследование и применение самогасящегося стримерного разряда в проволочных детекторах частиц", диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук, Дубна, 1985 г..

[24] С. Выскочил и др., "Дрейфовые СГС камеры размером 2.5 × 1.9 м^2." Международный симпозиум по координатным детекторам в физике высоких энергий, Дубна, 1987, с. 202-204.

[25] Ю.Б. Бушнин, А.К. Коноплянников, Препринт ИФВЭ 92-105, Протвино, 1992 г..

[26] Ю.Б. Бушнин и др., Препринт ИФВЭ 88-48, Серпухов, 1988.

[27] T. Matsuda, "Study of the $\eta\pi^-$ System in the $\pi^- p$ Reaction at 6.3 GeV/c", Proceedings of the Third Workshop on Light Quark Meson Spectroscopy, p. 2, February 28-29, 1992, KEK, Tsukuba, Japan, KEK Proceedings 92-8.

[28] S.I. Bityukov et al., Preprint IHEP 91-95, Protvino, 1991;
G.M. Beladidze et al, Z.Phys. **C54** (1992) 235.

[29] Yu. Gouz et al., "Study of the wave with $J^{PC} = 1^{-+}$ in the partial-wave analysis of $\eta'\pi^-$, $\eta\pi^-$, $f_1\pi^-$ and $\rho^0\pi^-$ systems produced in $\pi^- N$ interactions at $p_{\pi^-} = 37$ GeV/c," Proceedings of the XXVI Int. Conf. on High Energy Physics, Dallas, USA, August 6–12, 1992 — AIP conference proceedings No 272, NY, 1993, pp.572–576.

[30] E.B. Berdnikov et al, preprint IHEP 93-62, Protvino, 1993.

[31] Д. Алди и др., Препринт ИФВЭ 91-88, Протвино, 1991.

[32] D. Alde et al, Phys. Lett. **B205** (1988) 397,
M. Boutemeur, M. Poulet, Proc. of the IIIrd Int. Conf. on Hadron Spectroscopy, 1989, p. 119.

[33] S.I. Bityukov et al, Preprint IHEP 91-26, Protvino, 1991;
S.I. Bityukov et al, Phys. Lett. **B268** (1991) 137.

[34] A. Zaitsev, "Recent results from VES detector at IHEP," Proc. of the IVth Int. Conf. on Hadron Spectroscopy (HADRON 91), 1991, p. 51.

[35] G. Costa et al., Nucl. Phys. **B175** (1980) 402.

[36] S.A. Sadovsky, preprint IHEP 91-75, Protvino, 1991.

[37] J.D. Hansen et al., Nucl. Phys. **B81** (1974) 403.

[38] Rev. of Part. Prop., Phys. Rev. **D45** No.11 (1992).

[39] F. von Hippel and C. Quigg, Phys. Rev. **D5** No.3 (1972) 624.

[40] C. Amsler et al, Phys. Lett. **B294** (1992) 451.

[41] S. Okubo et al, Phys. Rev. **D15** (1977) 177.

[42] F.E. Close and H.J. Lipkin, Phys. Lett. **B196** (1987) 245.

[43] В.С. Курбатов, А.А. Тяпкин, "Вычитание фона при оценке параметров методом максимального правдоподобия", в сборнике "Статистические методы в экспериментальной физике", Москва, Атомиздат, 1976.

[44] E.B. Berdnikov et al, Preprint IHEP 92-62, Protvino, 1992 г.;
G.M. Beladidze et al., Z. Phys. **C57** (1992) 13.

[45] Д. Алди и др., ЯФ **48** (1988) 1724;
D. Alde et al., Phys. Lett. **B226** (1989) 447.

[46] Д. Алди и др., ЯФ **54** (1991) 751;
D. Alde et al., Phys. Lett. **B276** (1992) 375.

[47] D. Alde et al., Phys. Lett. **B216** (1988) 451;
D. Alde et al., Phys. Lett. **B241** (1990) 600.

[48] S.S. Gershtein, Proc. of the Third Intern. Conf. on Hadron Spectroscopy, Ajaccio, 1989, p.175, Ed. Frontiers, Paris

[49] N.N. Achasov, Nucl. Phys. **B21** (1991) 189.

[50] S.M. Flatte, Phys. Lett. **B63** (1976) 224.

[51] S.I. Bityukov et al., Preprint IHEP 91-156, Protvino, 1991;
G.M. Beladidze et al, Z.Phys. **C54** (1992) 367.

[52] J. Weinstein, N.Isgur, Phys. Rev. **D27** (1983) 588;
J. Weinstein, Proc. of BNL Workshop "Glueballs, hybrids and exotic hadrons", Upton, NY, 1988.