ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

На правах рукописи

Юрий Анатольевич Хохлов

Трековая система установки BEC. Экспериментальное исследование реакции $\pi^- A \to \eta\eta\pi^- A$.

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 1998.

Содержание

Введение **2**

1 Установка BEC **4**

2 Трековая система установки BEC **8**
2.1 Общая структура трековой системы. 8
2.2 Пучковые камеры (BPC). 9
2.3 Пропорциональные камеры. 9
2.3.1 Головные пропорциональные камеры (PC). 10
2.3.2 Пропорциональные камеры в магните (PCM). 11
2.4 Микродрейфовые камеры (μDC) в зазоре магнита. 11
2.5 Большие микродрейфовые СГС камеры (DC). 13
2.6 Газовое обеспечение. 13
2.7 Электроника. 15
2.8 Низковольтное и высоковольтное питание. 16
2.9 Контроль функционирования при наборе данных. 17
2.10 Общие характеристики трековой системы. 18

3 Изучение реакции $\pi^- A \to \eta\eta\pi^- A$ при импульсе пучка π^- мезонов $P_{\pi^-} = 37$ ГэВ/с **34**
3.1 Отбор событий 34
3.2 Модель парциально-волнового анализа системы $\eta\eta\pi^-$ 38
3.3 Результаты ПВА системы $\eta\eta\pi^-$ 41
3.3.1 Доминирующая волна $0^- S(a_0^-\eta)$. 41
3.3.2 Изобары в канале $\eta\eta$ и волна $0^- S(f_0\pi^-)$. 42
3.3.3 Волны 2^-. 43
3.4 Обсуждение 43

Заключение **62**

Введение

Спектроскопия легких мезонов, несмотря на довольно длительную историю развития, все еще далека от законченности. Среди ее актуальных вопросов, требующих разрешения, отметим два весьма тесно связанных между собой. Это, во-первых, классификация надежно установленных состояний (в частности, в скалярном и псевдоскалярном секторах); во-вторых - поиск новых объектов, в том числе и в первую очередь "экзотических" , не описываемых в рамках кварковой модели как $q\bar{q}$ связаные состояния.

Наблюдение насколько возможно полного спектра квантовых состояний и измерение как можно большей совокупности их свойств (массы, ширины, квантовые числа, каналы и сечения рождения, моды и вероятности распада) составляют вклад в экспериментальную основу для построения моделей и понимания механизмов теории сильных взаимодействий - КХД.

С точки зрения поиска таких экзотических объектов КХД, как глюболы (gg-состояния) и гибриды ($q\bar{q}g$), особый интерес представляет изучение конечных состояний, обогащенных глюонной компонентой. Одним из примеров таких состояний являются системы с участием $\eta(\eta')$-мезонов [1, 2].

Системы $\eta\eta$ и $\eta\eta'$ изучались в реакции перезарядки $\pi^- p \to \eta\eta^{(')}n$ в [3, 4].

Рождение нейтральной системы $\eta\eta\pi^0$ наблюдалось на большой статистике в $p\bar{p}$ - аннигиляции в покое в работе [5], а $\eta\eta'\pi^0$ – в [6]. Первая из систем наблюдалась также в $p\bar{p}$ - аннигиляции на лету (в диапазоне $2950 < \sqrt{s} < 3620$) [7]. В этих работах так же предметом изучения являлись структуры в двухчастичных системах, главным образом в $\eta\eta$ и $\eta\eta'$, проявляющиеся в "Dalitz plot".

Заряженная система $\eta\eta\pi^-$ наблюдалась в реакции $\pi^- N \to \pi^-(\eta\eta)N$ в области центрального образования выделенной скобками системы [8], характеристики которой изучались. Быстрый π-мезон, рассеянный вперед, рассматривался как "спектаторный".

Данная диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию на установке ВЕС собственно системы $\eta\eta\pi^-$, образующейся в пучке π^- - мезонов с импульсом 37 ГэВ/с на ядерной мишени. Этому исследованию предшествовала первая работа по ее наблюдению на установке ВЕС на небольшой статистике [9]. В этом же эксперименте изучалась система $\eta\eta'\pi^-$ [10].

Установка ВЕС представляет собой хороший инструмент для исследований в области спектроскопии легких состояний, в частности, для изучения систем в многочастичных многофотонных конечных состояниях. Ее отличительными особенностями являются наличие широкоапертурных магнитного спектрометра и гамма-детектора, идентификация вторичных частиц и высокоскоростная система сбора дан-

ных, позволяющая зарегистрировать достаточно большое количество относительно редких событий при минимально возмущающем триггере.

Высокий аксептанс установки и достаточно высокий импульс пучка дали возможность рождения и регистрации системы $\eta\eta\pi^-$ в широком диапазоне эффективной массы. При механизме рождения, отличном от рассматривавшихся в указанных выше работах, могут образовываться столь же отличающиеся объекты. Существенное увеличение по сравнению с [9] статистики позволило впервые провести парциально-волновой анализ данной системы.

Диссертация состоит из настоящего введения, трёх глав и заключения. В первой главе дана краткая характеристика установки ВЕС и условий проведения эксперимента. Личный вклад автора в проведение эксперимента наиболее существенен в создании и эксплуатации системы трековых детекторов установки ВЕС. Эта часть работы представлена во второй главе диссертации.

Третья глава посвящена собственно изучению реакции $\pi^- A \to \eta\eta\pi^- A$. Описана процедура отбора событий для выделения требуемой реакции. В спектрах эффективных масс $\eta\eta\pi^-$ и $\eta\eta$ наблюдены структуры соответственно при 1.8 и 1.45 ГэВ/c^2.

Проведен парциально - волновой анализ (ПВА), позволивший определить их наиболее вероятные квантовые числа. Показано, что в области масс $\eta\eta\pi^-$ 1.5–2.0 ГэВ доминирующей является волна с $J^{PC} = 0^{-+}$, имеющая резонансное поведение. Определены характеристики $\pi(1800)$.

Рассмотрена возможная интерпретация наблюдаемых объектов.

В заключении кратко сформулированы основные результаты работы.

На защиту выносятся:

1. создание и эксплуатация системы трековых детекторов установки ВЕС;

2. результаты исследования системы $\eta\eta\pi^-$, образованной в реакции $\pi^- A \to \eta\eta\pi^- A$ на установке ВЕС.

Диссертация написана на основе работ [11, 12, 13], выполненных в ИФВЭ в рамках программы ВЕС в период 1987 $\div$ 1997 гг. Результаты опубликованы в журнале "Ядерная физика", в виде препринтов ИФВЭ, докладывались на международных конференциях.

Глава 1

Установка BEC

Установка BEC (рис.1.1[1]) предназначена для исследований в области спектроскопии легких мезонов. Она размещается на канале 4Д протонного синхротрона У-70. Канал обеспечивает транспортировку и фокусировку пучка вторичных отрицательно заряженных частиц (преимущественно π-мезонов) в диапазоне импульсов $\sim$ 25–45 ГэВ/с, с интенсивностью до $\sim 2 \cdot 10^6$ ч/сброс.

В составе установки:
– пропорциональные камеры, сцинтилляционные телескоп и вето - счётчики и пороговые черенковские счётчики в пучковой части;
– мишень из бериллия диаметром 4.5 см и толщиной по пучку 5 см;
– окружающая мишень 2-х-слойная охранная система из пластического сцинтиллятора (внутренний слой) и "сандвича" свинец-сцинтиллятор (внешний слой);
– расположенный после мишени сцинтилляционный пороговый счётчик толщиной 1 см, просматриваемый двумя ФЭУ с противоположных сторон;
– электромагнит – диполь с апертурой по полюсам 2.5×1 м^2 и интегралом вертикально направленного поля ≈ 2.3 Т$\cdot$ м при токе 5 кА;
– система трековых детекторов, составляющих вместе с магнитом широкоапертурный спектрометр;
– расположенные после магнита на номинальной траектории пучка сцинтилляционные вето - счетчики;
– многоканальный пороговый черенковский счётчик вторичных частиц (в данной работе инфрмация с него не использовалась);
– триггерный сцинтилляционный годоскоп из двух плоскостей счётчиков с ориентацией X и Y, разбитых на квадранты по 28 счётчиков в каждом;
– ячеистый электромагнитный калориметр из свинцового стекла типа ГАМС;
– высокоскоростная система сбора данных (ССД) на основе электроники системы МИСС, разработанной и созданной в ИФВЭ [14].

Установка способна регистрировать реакции взаимодействия пучковой частицы с ядерной мишенью с образованием нескольких быстрых заряженных частиц и жестких (с энергией $\geq$ 200 МэВ) γ - квантов в конечном состоянии. Благодаря быстрой ССД установка эффективно работает со слабо возмущающим отбором регистрируемых событий (триггером).

[1]Рисунок любезно предоставлен Р.И. Джелядиным

Требования триггерной логики включают :
– наличие пучковой частицы до мишени и её выбывание после мишени;
– отсутствие сигналов от внутренних счётчиков охранной системы;
– повышенная по сравнению с сигналом от одиночной минимально ионизирующей частицы амплитуда сцинтилляции в пороговом счётчике;
– кластеризованная множественность срабатываний в каждой плоскости годоскопа превышает единицу и отличается не более чем на единицу в перекрывающихся квадрантах двух плоскостей.

Таким образом, эффективно выбираются события взаимодействия пучка в области мишени с двумя и более быстрыми заряженными частицами в передней области и без таковых под большими углами.

В сеансе, на данных которого основана диссертация, система сбора данных установки регистрировала за сброс ускорителя длительностью 1 – 1.5 с до 1 – 1.2 тыс. событий средней длины $\sim$ 1 кБ. В течение цикла У-70 ($\approx$ 8 с) эти данные передавались из буферной памяти ССД в ЭВМ ("Электроника-79") и записывались на магнитную ленту.

Трековые детекторы установки BEC детально описаны во второй главе диссертации. Здесь несколько подробнее рассмотрим другую важнейшую с точки зрения изучения реакций с фотонами в конечном состоянии часть установки – γ-калориметр.

Калориметр имеет угловой аксептанс 360 мрад $\times$ 280 мрад. Он составлен из блоков свинцового стекла двух поперечных размеров: в центральной части 1215 счётчиков (в центре калориметра оставлено отверстие для пучка) размером $43 \times 43\,\text{мм}^2$, а на периферии 334 счётчика размером $86 \times 86\,\text{мм}^2$. Они просматриваются фотоэлектронными умножителями двух типов, соответственно ФЭУ-84-3 и ФЭУ-110. Сигналы с больших счётчиков оцифровываются в одном каркасе 12-ти - разрядных АЦП, с малых - в 3-х других.

При реконструкции γ-квантов ([15]) в калориметре выделяются кластеры, то есть связные группы счётчиков с сигналами выше пороговых. Центральным счётчиком кластера выбирается содержащий локальный максимум энерговыделения с учетом калибровочных коэффициентов.

Помимо суммарной энергии, кластер характеризуется величиной

$$\chi^2_\gamma = \sum_{i=1}^{9} \chi^2_i \ , \text{ где} \qquad \chi^2_i = \begin{cases} \left(\frac{e_i - e_i^0}{\sigma_i}\right)^2, & \text{если } \frac{|e_i - e_i^0|}{\sigma_i} \le 2 \\ 2 \cdot \frac{|e_i - e_i^0|}{\sigma_i}, & \text{если } \frac{|e_i - e_i^0|}{\sigma_i} > 2 \end{cases} .$$

Здесь e_i - сигнал в iом счётчике , e_i^0 - ожидаемое для электромагнитного ливня энерговыделение в нём. Для вычисления e_i^0 используется полиномиальная (степени 3) параметризация поперечного распределения энергии ливня в зависимости от двух координат его центра тяжести. Сумма берётся по 9 счётчикам матрицы 3×3, окружающей центральный счётчик кластера.

В дальнейшем при выделении событий реакции $\pi^- A \to \eta\eta\pi^- A$ (см. гл.3) по величине χ^2_γ, наряду с прочими характеристиками, производился отбор кандидатов в распадные γ-кванты.

Интегральные характеристики электромагнитного калориметра таковы ([16]):

энергетическое разрешение

$$\frac{\sigma_E}{E}(\%) = \frac{6}{\sqrt{E\,(\text{ГэВ})}} + 2\ ;$$

координатное разрешение

$$\sigma_x\,(\text{мм}) = \frac{5.5}{\sqrt{E\,(\text{ГэВ})}} + 1.2 \tag{1.1}$$

для центральной области детектора и

$$\sigma_x\,(\text{мм}) = \frac{9.5}{\sqrt{E\,(\text{ГэВ})}} + 3 \tag{1.2}$$

для периферических счётчиков.

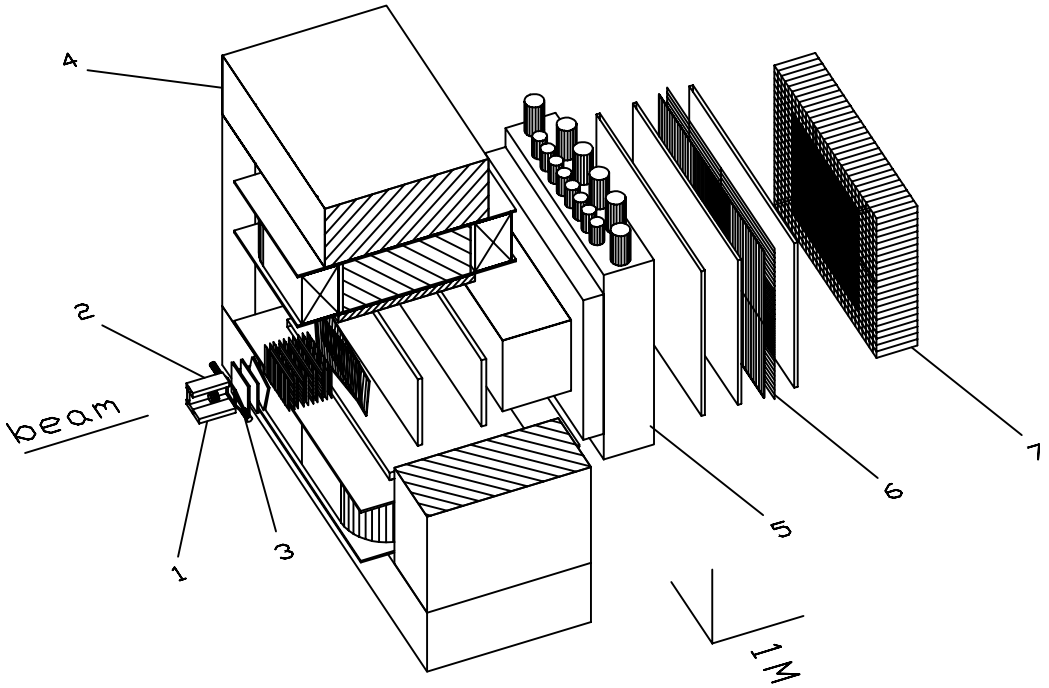

Рис. 1.1: Общий вид установки BEC. **1** – мишень; **2** – охранные счетчики; **3** – сцинтилляционный пороговый счетчик; **4** – магнит; **5** – многоканальный черенковский счетчик; **6** – триггерный годоскоп; **7** – электромагнитный калориметр. Не указаны стрелками трековые детекторы спектрометра, см. рис. 2.1.

Глава 2

Трековая система установки BEC

Трековая система установки BEC разрабатывалась, создавалась и эксплуатировалась совместными усилиями многих участников сотрудничества BEC.

Вклад автора наиболее значим в создании и эксплуатации этой системы, включая изучение ее характеристик. Основное внимание в данной главе уделено именно этим аспектам работ по трековой системе. Более полное рассмотрение дано в работе [13].

2.1 Общая структура трековой системы.

Трековая система установки BEC предназначена для измерения треков пучковой частицы и вторичных частиц. Наличие магнитного поля позволяет определить импульсы последних. Основные требования, предъявляемые к системе – способность работать в интенсивном пучке с большой частотой триггера и иметь большой угловой аксептанс при хорошем разрешении. Этим обусловлено применение различных детекторов и конкретных технических решений в её подсистемах.

Общая структура системы показана на рис.2.1. Она включает установленные до мишени пучковые камеры (BPC) и расположенные за мишенью камеры магнитного спектрометра. В состав спектрометра входят следующие группы детекторов:

1. головные пропорциональные камеры (PC);
2. пропорциональные камеры в зазоре магнита (PCM);
3. микродрейфовые камеры в зазоре магнита (μDC);
4. большие микродрейфовые СГС камеры за магнитом (DC).

По своему угловому аксептансу система перекрывает апертуру остальных детекторов установки. Бóльшая 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).

Система в целом содержит около $4.8 \cdot 10^3$ каналов пропорциональных камер и $2.6 \cdot 10^3$ каналов дрейфовых камер. Во всех камерах напряжение подается на катодные электроды, а сигнал снимается с находящихся под потенциалом "земли" анодных проволок.

2.2 Пучковые камеры (BPC).

Трек пучковой частицы регистрируется четырьмя двухплоскостными (X и Y) камерами размером 64×64 мм^2 с гексагональной структурой проволочных электродов ([17]) (см. рис.2.2).

В одной плоскости 32 канала. Анодные проволоки диаметром 20 мкм из позолоченного вольфрама распаяны с натяжением 40 Гс. Их шаг в одном слое 4 мм. По своему пространственному разрешению эти камеры соответствуют камерам традиционной структуры с шагом анодных проволок 1 мм.

Катодные (потенциальные) проволоки (бериллиевая бронза, Ø100 мкм) натянуты с силой 100 Гс.

Ячеистая структура, при которой сигнальная проволока окружена потенциальными, улучшает временно́е разрешение камер, которое составляет ~ 40 нс (ширина на полувысоте). Малый размер ячейки позволяет работать в условиях высокой загрузки.

На рис.2.3 приведены профиль пучка (a) и распределения по времени дрейфа (b) и множественности (c) в пучковой камере. Приблизительное равенство числа событий с множественностями 1 и 2 отражает то, что зоны одиночных и двойных срабатываний имеют одинаковую ширину (рис.2.2).

2.3 Пропорциональные камеры.

В состав данной группы входят пропорциональные камеры с традиционной структурой электродов (рис.2.4a). Катодные проволоки - из бериллиевой бронзы БрБ2, диаметром $d_c = 100$мкм, с натяжением 200Гс. Анодные проволоки диаметром $d_a = 20$мкм натянуты с шагом $s = 2$ мм. В большинстве камер, если не указано особо, использовались аноды из позолоченного вольфрама, с натяжением около $T_a = 45$ Гс. Это в несколько (более чем в 2) раз превышает критические натяжения относительно электростатической неустойчивости, определяемые формулой ([18])

$$T_{kr} = 2.84 \cdot 10^{-9} \frac{V^2 l^2}{s^2} \left[\ln \frac{\sinh(\pi L/s)}{\sinh(\pi R/s)} \right]^{-2}, \qquad (2.1)$$

где T_{kr} - натяжение в граммах, V - напряжение в киловольтах, $l, R = d_a/2, s$, - соответственно длина, радиус и шаг проволок, L - анод - катодное расстояние.

Деформации рамок камер под действием распределенных сил рассчитывались по методике [19] в приближении малого по сравнению с поперечными размерами сечения рамок прогиба и пренебрежении сжимающими (растягивающими) усилиями по сравнению с критической нагрузкой рамки. Максимальный прогиб в центре рамки

составляет

$$y_{max} = \frac{q_1 a_1^4}{384 \cdot E_1 J_1} \left(5 - 4 \frac{\alpha\gamma + \beta\delta^3}{\alpha\gamma + \delta} \right), \qquad (2.2)$$

где a_i, E_i, J_i - соответственно длина, модуль Юнга и момент инерции поперечного сечения вертикальной ($i = 1$) или горизонтальной ($i = 2$) сторон рамки, q_i - распределенная нагрузка на нее, $\alpha = E_2/E_1, \beta = q_2/q_1, \gamma = J_2/J_1, \delta = a_2/a_1$. Для всех типов рассматриваемых пропорциональных камер, кроме камер в магните, прогибы рамок не приводят к существенному изменению натяжения проволок.

Распайка проволочных электродов на печатной плате во всех пропорциональных камерах, а также в микродрейфовых камерах в магните (см. ниже), осуществлялась способом, описанным в [20], с использованием специальной гребенки для задания положения проволок. После припайки положение сигнальных (а для микродрейфовых камер – и потенциальных) проволок проверялось и при необходимости корректировалось с помощью оптической линейки до максимально допустимого смещения 100 мкм.

2.3.1 Головные пропорциональные камеры (PC).

Три первые после мишени камеры двухплоскостные, с размером чувствительной области 448×384 мм^2. Камеры аналогичной конструкции применялись на установке ГАМС, они описаны в [21]. Для них анод - катодное расстояние $L = 5$ мм, шаг катодных проволок $s_c = 1$ мм. Две камеры измеряют X и Y координаты трека каждая [1], а третья повёрнута на 15^o вокруг оси пучка (измеряет координаты U,V) для разрешения неоднозначности при восстановлении множественных треков [22]. Рабочее напряжение этих камер при стандартно используемой на BECe газовой смеси (см. ниже) составляло ≈ 2.9 кВ при протяжённости плато около 400 В.

Далее установлены десять одноплоскостных камер с размером чувствительной области 576×384 мм^2. Конструкция этих камер описана в [23, 24]. Они имеют $L =$ 6 мм, шаг катода $s_c = 2$ мм. Шесть камер измеряют горизонтальную координату (X) трека, остальные четыре — вертикальную (Y). Порядок их следования вдоль оси пучка — X Y X Y X Y X Y X X.

X - камера имеет наибольший из рассматриваемых камер прогиб стороны рамки, составляющий в центре около 55 мкм, при том, что удлинение проволоки под нагрузкой составляет около 1.4 мм. Таким образом, относительное снижение натяжения проволоки вследствие прогиба составляет достаточно малую величину $\sim 8\%$. Поэтому при изготовлении головных камер не предпринималось специальных мер для предотвращения изменения натяжения проволок.

Y-камера данного типа при намного меньшем прогибе (около 14 мкм) имеет наибольшее значение $T_{kr} = 24.6$ Гс (при $V = 4$ кВ. Рабочее напряжение этих камер составляло ≈ 3.7 кВ). Здесь для намотки сигнальных плоскостей использована более прочная вольфрам-рениевая проволока с несколько бóльшим натяжением ($T_{ay} \approx 55$ Гс). Это позволило обеспечить рекомендованный в [25] запас $\frac{9}{4} T_{kr}$ и отказаться от установки поддерживающих линий [24].

[1] В этих плоскостях по 32 крайние проволоки с каждой стороны не используются

2.3.2 Пропорциональные камеры в магните (PCM).

После блока головных камер между полюсами магнита размещены 2 одноплоскостные пропорциональные камеры с размером чувствительной области около 1088×530 мм^2 . Камеры такой конструкции применялись на установке ФОДС [26].

Камеры развернуты вокруг оси пучка на угол $\pm 8^o$ во взаимно противоположных направлениях. Сигнальные вольфрам-рениевые позолоченные проволоки $\varnothing 20$ мкм натянуты с силой 55Гс вдоль короткой стороны камеры. Рассчитанный по формуле (2.2) прогиб анодной рамы в центре для этих камер составляет около 0.27 мм, что дает ослабление натяжения проволок на заметную величину в 22 %. Для предотвращения этого осуществлялась предварительная деформация рамы на расчетную величину с помощью болта с эксцентрической головкой, вворачиваемого в монтажный стол.

Анод-катодный зазор в камере 6 мм. Шаг катодных проволок 2 мм. Из-за большой их длины ($l \approx 1200$ мм) в конструкции предусмотрены две поддерживающие линии (нейлоновая нить $\varnothing 0.2$ мм), натянутые симметрично относительно оси камеры на расстояниях $l/3$ от концов проволок перпендикулярно к ним. Как показали испытания камеры при изготовлении, их установка повышает предельно допустимое с точки зрения неустойчивости проволок напряжение на 300–500 В, до ~ 4.4 кВ. Рабочее напряжение камер составляет около 3.9 кВ .

2.4 Микродрейфовые камеры (μDC) в зазоре магнита.

Далее 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. С целью минимизации потерь чувствительной области между полюсами магнита несущие рамки камер выполнены из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, имеющей лучшие по сравнению с традиционно используемыми алюминиевыми сплавами механическими свойствами.

Поперечный разрез камеры схематически изображён на рис.2.5. Сечение сторон внешних рамок **4** составляет 14×60 мм. Размеры окна — 2090×850 мм. На одну поверхность внешней рамки **4** приклеивается лавсановый катод **8** и печатные платы **2** для распайки сигнальной плоскости **9**, на другую — лавсановое 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.

Толщина лавсановой пленки составляет 100 мкм. Катоды выполнены путем нанесения на натянутую пленку графитового слоя. Коллоидная взвесь графита в метилизобутилкетоне (DAG-205 фирмы ACHESON) напылялась с помощью пульверизатора. После высыхания слой графита полировался. Отсутствие "непрокрашенных" пятен контролировалось визуально "на просвет". Поверхностное сопротивление слоя составляло 1–10 кОм/$\square$. Границы покрытой графитом области во избежание электрического пробоя на сигнальную плоскость были покрыты полоской изолятора (герметик ВГО-1) шириной около 1 см.

Структура проволочных электродов изображена на рис.2.4б. Шаг анодных проволок $s = 6$ 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. Сигнальные проволоки двух плоскостей камеры сдвинуты на полшага друг относительно друга.

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 значение натяжения $T_a = 70$ Гс, вполне безопасное для вольфрамовой проволоки диаметром 30 мкм, многократно превышает T_{kr}.

Расчёт конструкции производился по методике, описанной в [19, 20, 25]. Натяжение крайних лавсановых катодов составляет примерно 150 кГс/м. При этом изменение анод-катодного расстояния под действием электростатических сил не превышает 50 мкм. Натяжение центрального катода делалось намного меньшим (~ 20 кГс/м), так как в силу симметрии электростатическое давление на эту плоскость мало́ (в идеальном случае равно нулю). Лавсановые окна, ограничивающие газовый объём, также имеют небольшое натяжение для предотвращения чрезмерного "раздувания" камеры при продуве её газом.

Из-за малости сечения сторон рамки их деформации под действием силы натяжения лавсана и проволок не являются пренебрежимо малыми. Прогиб в центре длинной стороны равен примерно 1.7 мм. Для его компенсации рамки предварительно деформировались с помощью предусмотренных в конструкции камеры технологических поперечных тяг. После снятия тяг поперечный размер камеры в середине рамок изменялся не более чем на 0.1 мм. Это подтверждает корректность процедуры расчётов.

При изготовлении этих камер - больших по апертуре и с малым зазором между проволочной плоскостью и плёночным катодом - особое внимание уделялось контролю постоянства этого зазора на всей длине камеры с помощью калиброваных шаблонов. Отклонения его величины из-за неплоскостности стальной рамы камеры, превышающие 200 мкм, устранялись выравниванием рамы путем ее локального нагружения с вре́менным (до фиксации проволок на раме припайкой к плате) приклеиванием "мгновенным" цианокрилатным клеем к несущей раме сборочного стола.

Для предотвращения пробоев и утечек по печатной плате между близко расположенными анодными и потенциальными ламелями ее поверхность покрывалась изолирующей силиконовой резиной.

Рабочее напряжение этих камер при стандартной газовой смеси составляло $\approx$ 1.8кВ при ширине плато 200−−300В. Камеры показали хорошую надежность работы — за семь лет (1989 $\div$ 1996) их пришлось разбирать для ремонта один раз.

На рис.2.6a приведено распределение времен дрейфа; на рис.2.6b – отклонение измеренной в камере координаты трека от координаты, восстановленной по остальным камерам. Определенное таким методом пространственное разрешение камеры, усредненное по всем проволокам и включающее вклад различных источников ошибок (электроника, кабели и т.д.), $\sigma \approx 250$ мкм.

2.5 Большие микродрейфовые СГС камеры (DC).

За многоканальным черенковским счётчиком установлены три трёхплоскостные микродрейфовые камеры размером 2.56×1.92 м^2, работающие в самогасящемся стримерном режиме. Они были совместно созданы сотрудниками ИФВЭ, ОИЯИ и ИФ АН Грузии [27, 28]. Камера представляет собой пакет из девяти дюралевых рамок. На внешние рамки натянуты лавсановые плёнки, ограничивающие газовый объём; семь внутренних рамок несут четыре катодных и три сигнальных электрода. Механическая конструкция камеры подробно описана в [27].

Все электроды выполнены из Cu-Be проволоки Ø100мкм. На катодных плоскостях проволоки припаяны с шагом $s_c = 2$ мм, с натяжением 100 Гс. Две сигнальные плоскости измеряют координаты X и Y трека, а проволоки на третьей (так называемая W-плоскость) повернуты на 37^o относительно горизонтальной оси для "сшивки" сегментов треков в двух проекциях (X и Y) и разрешения право-левой неопределенности . 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 19.2 мм. Посередине между анодными проволоками сигнальных плоскостей установлены потенциальные проволоки. Натяжение проволок в сигнальных плоскостях составляет 200 Гс.

Так как удельная загрузочная способность СГС камер невелика [29], в районе прохождения пучка создана нечувствительная зона (пассивный beam-killer). Для этого к катодным плоскостям приклеены кусочки пластика соответствующего размера.

Рабочее напряжение на катодах и потенциальных электродах камер находится вдиапазоне 3.6–3.8 кВ .

Измерения при испытаниях камер показали координатное разрешение в диапазоне 180 – 250 мкм в зависимости от наклона трека. На рис.2.7 показаны характерные для работы в сеансе распределения времени дрейфа (a) и разности между координатой, измеренной в W-плоскости, и координатой, ожидаемой в W-плоскости, которая вычисляется по измерениям в X- и Y-плоскостях (b). Усредненная координатная точность этих камер, таким образом, составляет $\sigma \approx 250$ мкм.

2.6 Газовое обеспечение.

Для всех камер, работающих в пропорциональном режиме, обычно использовалась газовая смесь из аргона и паров метилаля (диметоксиметан $(OCH_3)_2CH_2$). Эта смесь характерна низким рабочим напряжением при заданном пороге электроники (или газовом усилении) и широким плато [30], а также слабыми эффектами старения.

Аргон подается из магистрали, подключенной к общему для нескольких установок резервуару. В качестве резервного источника возможно использование баллонов.

Для приготовления смеси аргон пропускается через барботажный объём с метилалем, где насыщается его парами. Метилаль поддерживается при постоянной температуре, заведомо ме́ньшей температуры воздуха в зале. Расход тепла на испарение метилаля (40 кДж/моль) 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, в котором с помощью разработанной в ОЭА ИФВЭ системы ТП-2 поддерживалась температура 10.0 ± 0.2^oC;

2. элементы второго стабилизатора температуры — нагреватель мощностью около 50 Вт и контактный термометр с уставкой 10.5^oC — были помещены прямо в объём метилаля. Таким образом стабилизируется температура именно жидкости, а не только стенок сосуда.

При такой температуре давление насыщенных паров метилаля составляет примерно 20% от атмосферного.

Рабочее напряжение отдельной камеры постоянно при изменении суммарного потока газа через систему в диапазоне 10—100 л/час.

Продув камер приготовленной смесью осуществляется при атмосферном давлении по нескольким (4 – 5) линиям, с типичным рабочим объёмом детекторов на одной линии 15 – 30 л. Суммарный расход этой смеси при работе всех камер в обычном режиме составлял 60 – 70 л/час.

Для микродрейфовых СГС камер использовалась газовая смесь $Ar+CH_4+$метилаль в объёмном соотношении 3:2:1 [29]. Расход этой смеси в рабочем режиме составлял 50 л/час на каждую из трёх камер.

Газовая система позволяет использовать в камерах установки и другие смеси (например, $Ar+iC_4H_{10}$).

Для задания и контроля состава при смешивании нескольких компонентов в газообразной фазе используются масляные и поплавковые (т.н. "ротаметры") расходомеры.

Наряду с ними на BECe были применены электронные регуляторы расхода газа РРГ-9 [31]. Их преимуществами являются : задание и контроль расхода посредством электрических потенциалов; широкий диапазон расходов (1:50); стабилизация расхода в широком диапазоне входного и выходного давлений, что позволяет обойтись без применения прецизионных редукторов давления. Специально разработанная электронная схема вырабатывает сигнал при отклонении расхода какого-либо компонента больше допустимого.

Одно из технических решений, примененных в газовой системе BEC'a, связано с пожароопасностью и токсичностью (вредностью) применяемых компонентов. Эти два фактора потребовали осуществления принудительной вытяжки прокачиваемого через камеры рабочего газа с их многократным разбавлением воздухом и последующим выбросом в атмосферу вне экспериментального зала. С этой целью все выводные газопроводы камер , проходя через масляные затворы, заканчиваются в коллекторе с присоединенным к нему разрежающим насосом, выбрасывающим газ в вытяжной трубопровод. Для предотвращения "схлопывания" камер из-за чрезмерного разрежения коллектор сообщается с атмосферой зала через натекатель.

2.7 Электроника.

На первых трех головных камерах использовались 32-канальные усилители – формирователи УП-32 [32], разработанные в ОЭА ИФВЭ, с порогом срабатывания около 1.5 мкА

На всех остальных камерах, работающих в пропорциональном режиме, были установлены также разработанные в ОЭА ИФВЭ 16-канальные усилители-формирователи УПД-16 [33]. Они усиливают сигнал с анодных проволок и при превышении порога срабатывания (≈ 1.5 мкА) формируют на выходе парафазный импульс в уровнях ЭСЛ длительностью примерно 80 нс. Кроме этого, все выходные сигналы усилителя объединены в логическую функцию ИЛИ и после преобразования в уровни NIM поданы на его дополнительный выход.

Сигналы ИЛИ с части усилителей использованы для выработки сигнала охранной системы на γ-кванты, вылетающие из мишени под слишком большими углами. Для этого периферическая область нескольких головных камер (двух X и двух Y), выходящая за пределы углового аксептанса гамма-детектора, перекрыта конверторами из свинцовых пластин толщиной 15 мм. Сигналы от соответствующих усилителей в свою очередь объединяются по ИЛИ в специальном блоке, размещенном непосредственно около усилителей. Оттуда полученный сигнал запрета по короткому кабелю поступает в триггерную электронику 1-го уровня.

Для устойчивой против возбуждений работы системы из нескольких сотен многоканальных низкопороговых усилителей потребовалось принять специальные меры по улучшению заземления металлизированого покрытия печатных плат. С этой же целью увеличено количество шунтирующих высокочастотных конденсаторов между шинами питания и "земли" платы - до одного на каждые 2 - 3 корпуса микросхем. Камеры с длинными сигнальными проволоками, чувствительными к внешним радиоизлучениям (например, ускоряющих станций У-70), заэкранированы с помощью алюминизированной лавсановой пленки.

Бóльшая амплитуда сигнала дрейфовых камер, работающих в СГС - режиме, позволяет применить для них более простые усилители СА-16 с порогом $\sim$ 200 мкА, каждый из 16 каналов которых фактически представляет собой включенную стандартным образом микросхему КР597СА1. Эти усилители так же формируют на выходе сигнал длительностью $\sim$ 80 нс.

Импульсы с усилителей всех трёх типов, задержанные в телефонном кабеле длиной 75 м (см. ниже), поступают в приёмную электронику, выполненную в стандарте МИСС и установленную в домике экспериментаторов. Сигналы с дрейфовых камер принимаются 32-канальными регистрами ЛЭ-37 [34], 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. Применяемые модули способны регистрировать множественные срабатывания одного канала.

Измерение времени прихода сигнала для пропорциональных камер является полезным для настройки и контроля работы электроники и детектора. Кроме того, при максимальном времени дрейфа в детекторе много меньшем, чем полная шкала изме-

рения (60–80 нс в сравнении с $\sim$ 270 нс), регистр служит цифровой задержкой, что позволило для части камер уменьшить длину телефонного кабеля до 40 м.

Для отбрасывания событий с более чем одной частицей в пучке в пределах разрешающего времени на двух плоскостях пучковых камер организован триггер на множественность срабатывания с кластеризацией соседних каналов. Для этого используются приёмные регистры ЛЭ-39 и решающий блок ЛЭ-43 [35], вырабатывающий при превышении требуемой множественности сигнал "быстрого сброса" , подаваемый на автономные контроллеры всех подсистем системы сбора данных.

Для контроля работоспособности каналов электроники на всех дрейфовых и пропорциональных камерах были установлены тестовые системы, управляемые аппаратными компьютерами Э-60 [35, 36]. По сигналу компьютера посылался импульс на тестовые входы УПД-16 либо на группы входов УП-32 и СА-16 с другого конца анодных проволок. Принятый регистрами сигнал считывался Э-60. Таким образом контролировалась работоспособность всего тракта электроники "предусилитель + кабель + регистр", а также правильность соединения разъемов.

2.8 Низковольтное и высоковольтное питание.

Суммарное потребление усилителей камер по питанию -6 В составляет более 300 А, по +6 В более 100 А. Источники низковольтного питания типа БНН-152 собраны в одной стойке, расположенной вне зоны пучка. Это облегчает доступ к источникам для их контроля и замены. Для компенсации падения напряжения на питающих кабелях обратная связь в регуляторе источника осуществлена по напряжению, снимаемому непосредственно с питающих разъемов камер. Для снижения электромагнитных наводок выводы нулевого потенциала БНН-152 развязаны с их корпусами и соединяются с "землей" усилителей только на самих печатных платах.

Высоковольтное питание всей трековой системы осуществляется от одного каркаса модульной микропроцессорной многоканальной системы CAEN SY-127 [37] , управляемого с терминала. Отметим некоторые ее особенности и преимущества, которые она предоставляет:
– при превышении заданной величины потребляемого тока источник переходит в режим ограничения тока на заданный интервал времени, после чего напряжение снимается;
– возможно задание в широких пределах скорости изменения выходного напряжения , что особенно важно при работе с большими камерами;
– возможен переход по внешнему сигналу с одного напряжения на другое, что было использовано для подъема и снижения напряжения синхронно с циклом ускорителя в целях повышения устойчивости работы камер в условиях высокой загрузки и снижения эффектов старения;
– обеспечивается точность и повторяемость задания напряжений, а также удобство обращения к нужному каналу для контроля и изменения его состояния или характеристик.

Наряду с цифровым измерением и индикацией тока самим источником, была оставлена возможность его контроля по внешним стрелочным микроамперметрам. Это важно для наблюдения возможного развития пробоев и разрядов , а также поведения

камер на протяжении сброса ускорителя.

2.9 Контроль функционирования при наборе данных.

Помимо автономной проверки электронного тракта используемых детекторов с помощью аппаратных компьютеров, при работе в сеансе контролируется "в линию" состояние отдельных камер и трековой системы в целом [36]. Для этого анализируется часть принимаемых физических событий.

Для каждой измерительной плоскости трековых детекторов строится набор из 3-х гистограмм:

1. частота срабатывания каждого из каналов ("проволок"), дающая информацию о профиле пучка частиц, о функционировании охранной системы и о неработающих каналах;

2. временно́й спектр зарегистрированных сигналов, дающий информацию как о характеристиках самого детектора, так и о специфических неисправностях электроники усиления и сбора данных, таких как самовозбуждение усилителей или неравномерность оцифровки ВЦП "чёт-нечет";

3. множественность срабатывания, дающая представление о функционировании камеры, о распределении событий по числу треков (в частности, зависимом от настройки триггера) и о специфических неисправностях электроники сбора данных , как необнуление данных в автономных контроллерах регистров камер.

На рис.2.8 показаны профиль пучка, временно́е распределение и распределение по множественности для одной из пропорциональных камер перед магнитом, измеренные при их настройке в различных пучках частиц. Верхний ряд рисунков получен в широком [2] низкоинтенсивном пучке мюонов, нижний – в узком пионном пучке высокой интенсивности ($\sim$ 1.5 млн./сек). Во втором случае во временно́м спектре появляется подложка, связанная с сигналом от другой, близкой по времени, пучковой частицы, а также, возможно, от частицы гало пучка (см. "крылья" на профиле пучка). Этим же обусловлено повышение средней множественности.

Настроечная кривая эффективности пропорциональной камеры в зависимости от высокого напряжения показана на рис. 2.9. Типичная усреднённая эффективность в физическом сеансе составляла около 90 %.

При наборе статистики программа визуализации выводит для просмотра на дисплей "электронный снимок" события, на котором в условном виде отображаются сигналы всех детекторов установки. Элементы установки изображаются в масштабе. Таким образом оценивается функционирование установки в целом и трековой системы, как ее части. Дежурный физик, помимо прочего, контролирует "сшивку" сегментов треков в разных частях установки, их "привязку" к сигналам в сцинтилляционном годоскопе и ливням в калориметре, множественность треков.

[2] Наблюдаемая ширина пучка определялась в данном случае размерами запускающих сцинтилляционных счетчиков

2.10 Общие характеристики трековой системы.

Трековая система в составе установки BEC работала в сеансах, проведенных в течение нескольких (около 8) лет, при типичной интенсивности пионного пучка 1-1.5 млн./сек. Интегральный поток за это время оценивается в 10^{13} частиц. При стандартном режиме эксплуатации система показала стабильную работу.

При использовании в одном из сеансов в качестве гасителя в газовой смеси изобутана вместо метилаля был наблюдён существенный и быстрый эффект старения камер. Образование осаждений на катодных и анодных проволоках привело к необходимости существенного ремонта камер после сеанса.

Характеристики трековой системы в целом, достигнутые при наборе физических данных на установке BEC, приведены ниже.

Система эффективно регистрирует треки вторичных заряженных частиц в широком диапазоне импульсов (выше $\sim$ 0.4 ГэВ/с) и углов вылета из мишени (до $\sim$ 150 мрад в вертикальной плоскости и $\sim$ 200 мрад в горизонтальной).

Геометрическая эффективность регистрации событий типичной реакции – дифракционного образования пионом на ядре трёх заряженных пионов, определённая методом Монте - Карло с использованием компьютерной модели установки BEC и реальных данных, показана на рис.2.10. В области малых масс (до $\sim 1.5\,\text{ГэВ}/c^2$) она примерно в равной мере определяется триггерным сцинтилляционным годоскопом и аксептансом трековой системы, а при больших массах - практически полностью последним.

Для оценки аппаратурного разрешения установки при регистрации систем заряженных частиц использовалась простая модель, учитывающая вклады основных составляющих в погрешность измерения параметров отдельно взятого трека. Эти вклады и их параметризации таковы:

– угловое разрешение системы головных камер [3] в горизонтальной и вертикальной плоскостях

$$\sigma(\theta_{xz}) = \sigma(\theta_{yz}) = 0.3 \text{ мрад} ;$$

– импульсное разрешение магнитного спектрометра в горизонтальной плоскости

$$\sigma(p_{xz})\,(\text{ГэВ/с}) = 4 \cdot 10^{-4} \cdot p_{xz}^2\,(\text{ГэВ}^2/c^2) ;$$

– ошибка в пространственном угле из-за многократного рассеяния в мишени

$$\sigma(\theta)\,(\text{мрад}) \;= 0.0136 \cdot \sqrt{X}/p\,(\text{ГэВ/с}) ,$$

где X - длина трека в веществе в единицах радиационной длины, $X \sim 0.1$;

– импульсная ошибка из-за многократного рассеяния в веществе магнитного спектрометра (около 0.1 радиационной длины, в основном стенки многоканального черенковского счетчика)

$$\sigma(p_{xz}) = 6.3 \cdot 10^{-3} \cdot p_{xz} \ .$$

В приведённых выражениях σ - дисперсия гауссовского распределения.

Применимость модели иллюстрируется следующим примером разрешения по двухчастичной эффективной массе.

[3] Для пучковой части $\sigma(\theta) \approx 0.12$ мрад.

На рис.2.11a) показан спектр масс K^+K^- в событиях реакции $\pi^- p \to nK^+K^-\pi^+\pi^-$ при импульсе пучка 37 ГэВ/с. Наблюдаемый пик ϕ-мезона имеет ширину на полувысоте $\Gamma = 8.8 \pm 1.5$ МэВ/с^2.

Для моделирования разрешения установки в этих измерениях параметры треков зарегистрированных каонов были случайно разыграны с вышеприведёнными среднеквадратичными отклонениями от их измеренных значений. С использованием полученных таким образом векторов импульсов определена величина эффективной массы.

Эта процедура приводит к уширению узкого (1 МэВ/с^2) пика, вырезанного из массового спектра в рассматриваемой области, до $\Gamma = 4$ МэВ/с^2 , а Брейт - Вигнеровского пика с табличной шириной ϕ - мезона ($\Gamma = 4.4$МэВ/с^2) – до $\Gamma = 7.5$МэВ/с^2, что совместимо в пределах ошибок с экспериментально измеренной шириной. В данном случае разрешение определяется примерно в равной мере угловым разрешением ($\sigma \approx 0.9$ МэВ/с^2) и многократным рассеянием в мишени ($\sigma \approx 1.2$ МэВ/с^2).

Абсолютная точность восстановления массы характеризуется измеренным положением пика $M = 1019.7 \pm 0.5$ МэВ/с^2 и его сравнением с табличной $M_\phi = 1019.41$ МэВ/с^2.

Примером восстановления массы в многочастичной моде и при большем энерговыделении в распаде является наблюдение сигнала от распада $f_1(1285) \to \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ в 4-х - частичном спектре масс 5-и-трековых событий (3 π^- 2 π^+) - см. 2.11 b). Его фитирование дает значение эффективной массы $M(f_1) = 1279.5 \pm 1.5$ МэВ/с^2 (ср. с табличной 1282.2 ± 0.7 МэВ/с^2).

Для аппаратурного гауссового разрешения в этой области масс получается значение $\sigma \approx 9$ МэВ/с^2. При этом наибольший вклад (≈ 7.2 МэВ/с^2) дает многократное рассеяние в веществе мишени. Следующий по значимости вклад - рассеяние в спектрометре - около 3.4 МэВ/с^2.

Наблюдаемая ширина $\Gamma = 40. \pm 10.$ МэВ/с^2 может быть получена свёрткой функции Брейт - Вигнера с табличным значением $\Gamma(f_1) = 25$ МэВ/с^2 и аппаратурного разрешения. Большая систематическая ошибка в измерении ширины обусловлена наличием под пиком f_1 быстрорастущего фона и вклада от распада $f_2(1270) \to 4\pi^\pm$.

Усреднённое по спектру масс $2\pi^+3\pi^-$ разрешение по полному поперечному импульсу в обеих плоскостях (xz и yz), определяющее (в области малых передач) разрешение по квадрату переданного импульса, согласно описанной модели составляет $\sigma(p_x^t) \approx \sigma(p_y^t) \approx 13$ МэВ/с, причём вклад многократного рассеяния в мишени около 10 МэВ/с.

Еще один из процессов, потенциально подходящих для измерения аппаратных эффектов, - распад пучкового K^- - мезона на 3 заряженных π-мезона. В частности, наблюдаемое "t" - распределение полностью обусловлено этими эффектами, так как действительной передачи импульса не происходит.

События данного процесса имеют специфический характер: все 3 заряженные частицы испускаются из-за малости энерговыделения при распаде в очень узком конусе вокруг оси интенсивного пучка. При регистрации и реконструкции таких событий возможно проявление различных свойств детекторов и эффектов, приводящих к ухудшению характеристик системы. Среди них дискретность измерений координат треков, локальная неэффективность и деградация одно- и двух-трекового разрешения в "горячей" зоне детекторов, несовершенство алгоритмов разделения и восстановления

близких треков.

Вследствие неполноты используемой здесь модели, не учитывающей эти эффекты, для данного процесса аппаратурная ошибка по результатам моделирования оказывается сильно заниженной по сравнению с экспериментальными данными.

На рисунках 2.13(a),(b) гистограммами с ошибками показаны наблюдаемые распределения по массе и горизонтальной проекции поперечного импульса системы трёх π-мезонов. Сплошные гистограммы показывают для сравнения смоделированные распределения.

Экспериментальный пик K^--мезона в спектре масс (рис.2.13a) шире моделируемого в 2 раза ($\sigma \approx 8.5$ МэВ/с^2 против 4.3 МэВ/с^2), а его максимум находится на 498 МэВ/с^2. Смоделированное распределение по p_x^t (рис.2.13b) имеет $\sigma = 12.$ МэВ/с. Экспериментальное распределение описывается суммой двух гауссовых функций с дисперсиями $\sigma_1 = 22.$ МэВ/с и $\sigma_2 = 54.$ МэВ/с с относительными вкладами соответственно 45% и 55%.

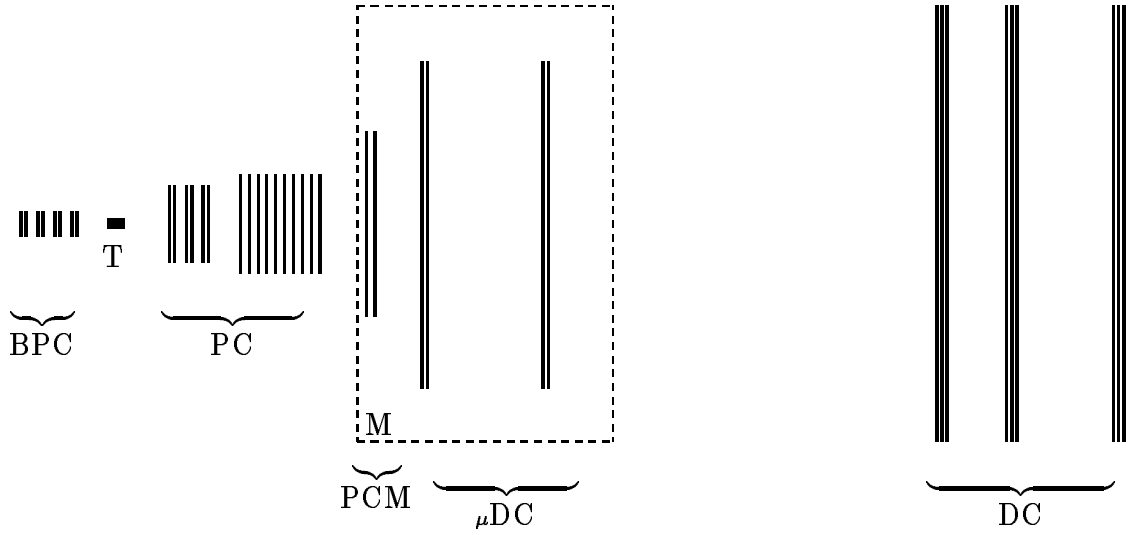

Рис. 2.1: Общая структура системы трековых детекторов установки BEC: **BPC** – пучковые камеры; **PC** – головные пропорциональные камеры; **PCM** – пропорциональные камеры в зазоре магнита; μ**DC** – микродрейфовые камеры в зазоре магнита; **DC** – большие микродрейфовые СГС камеры; **T** — мишень;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

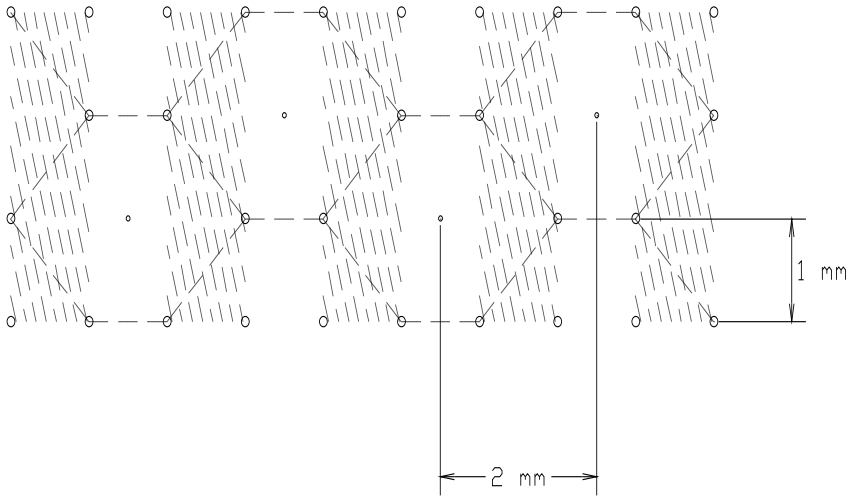

Рис. 2.2: Структура электродов пучковых камер установки BEC. Пунктиром обозначены условные границы гексагональных ячеек, образованных толстыми катодными проволоками. В центре ячеек — тонкие анодные проволоки. Штриховкой показаны зоны срабатывания двух соседних анодов.

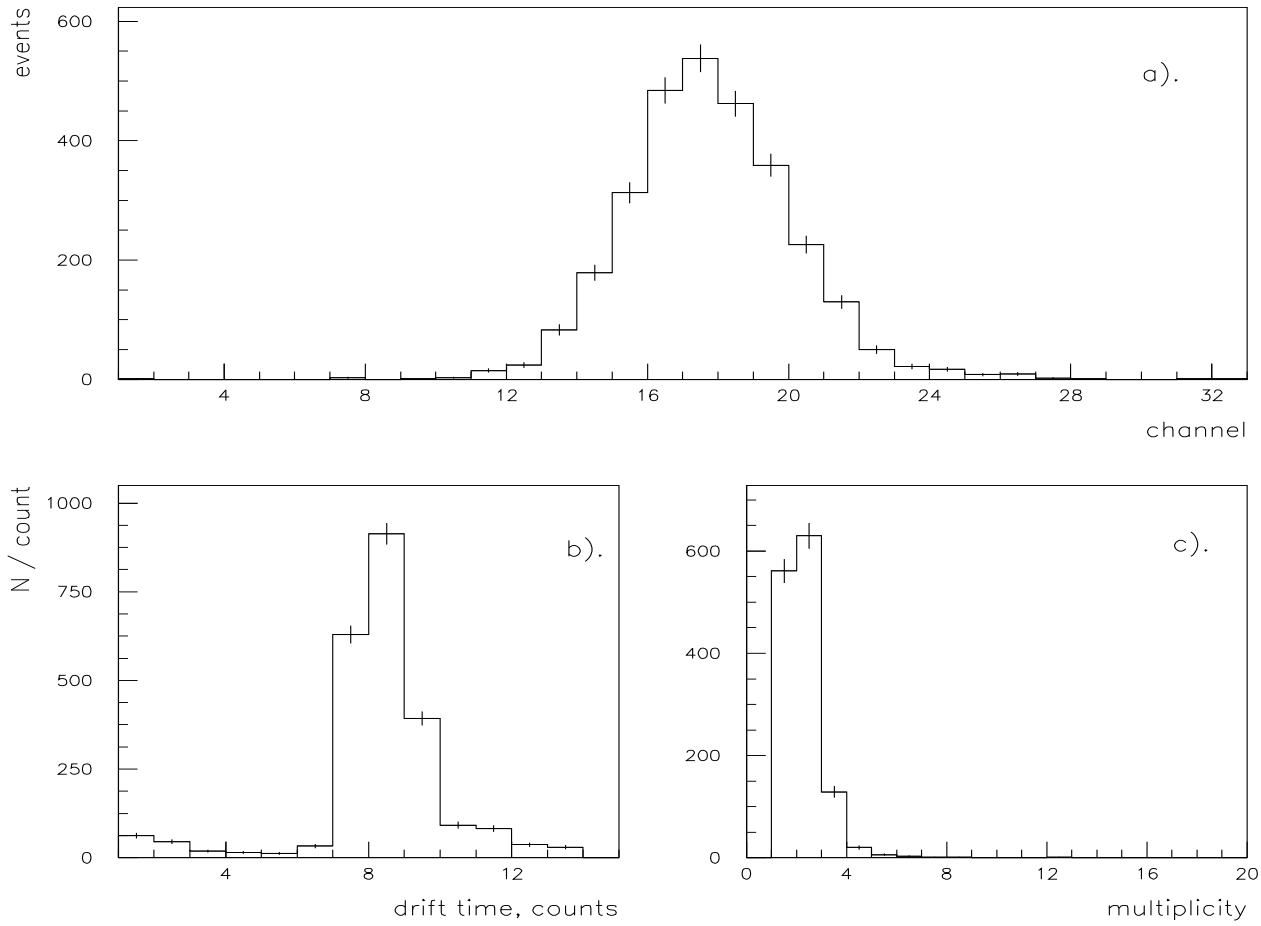

Рис. 2.3: Характеристики пучковых камер. Профиль пучка (a); Временно́е распределение (b); распределение по множественности (c).

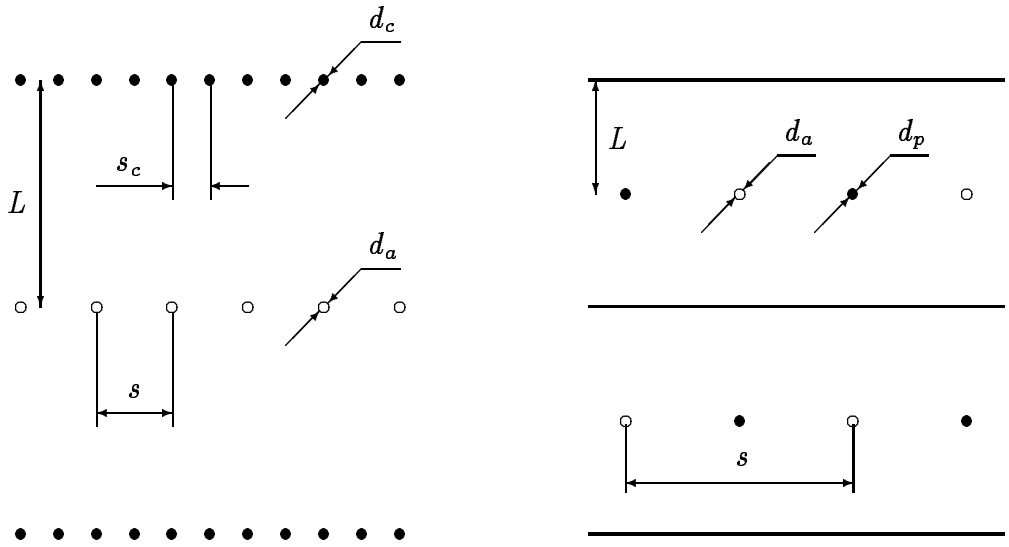

Рис. 2.4: Структура электродов камер: а) пропорциональных; б) микродрейфовых в магните $L = 4$ мм, $s = 6$ мм, $d_a = 30$ мкм, $d_p = 100$ мкм.

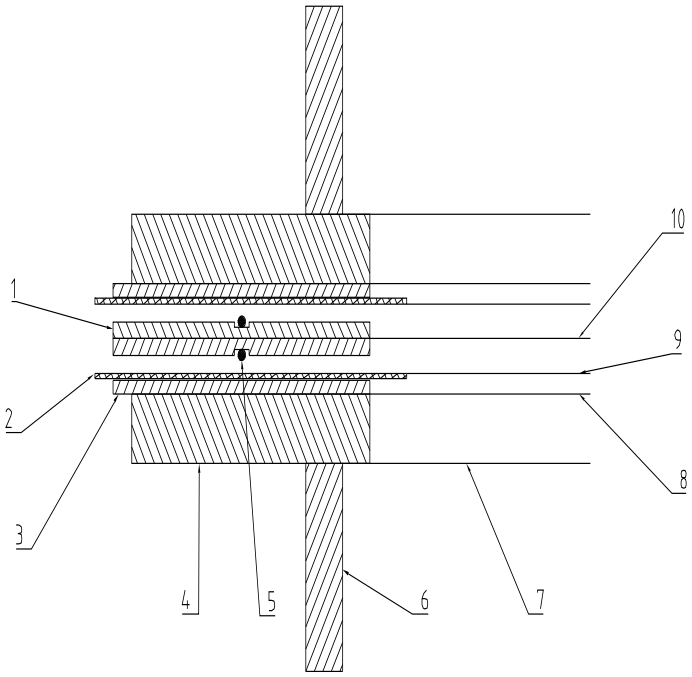

Рис. 2.5: Конструкция пропорциональных микродрейфовых камер.
1— центральная рамка,
2 — печатная плата сигнальной плоскости,
3 — подложка,
4 — рамка,
5 — уплотнение,
6 — ребро жёсткости,
7 — окно,
8 — внешняя катодная плоскость,
9 — сигнальная плоскость,
10 — центральная катодная плоскость.

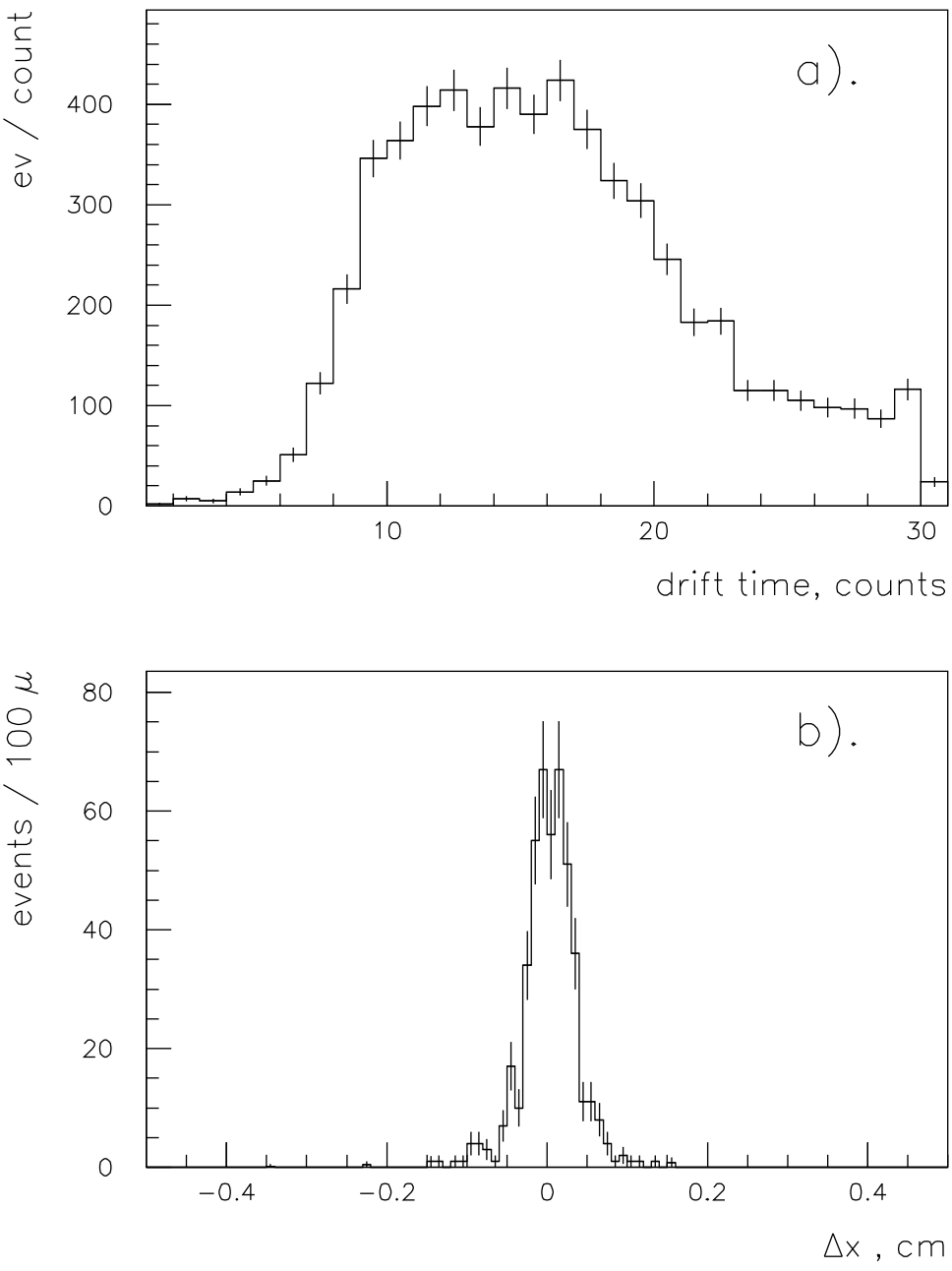

Рис. 2.6: Распределение времен дрейфа (a) и отклонение измеренной координаты трека от восстановленной по остальным камерам (b) для камер в центре магнита.

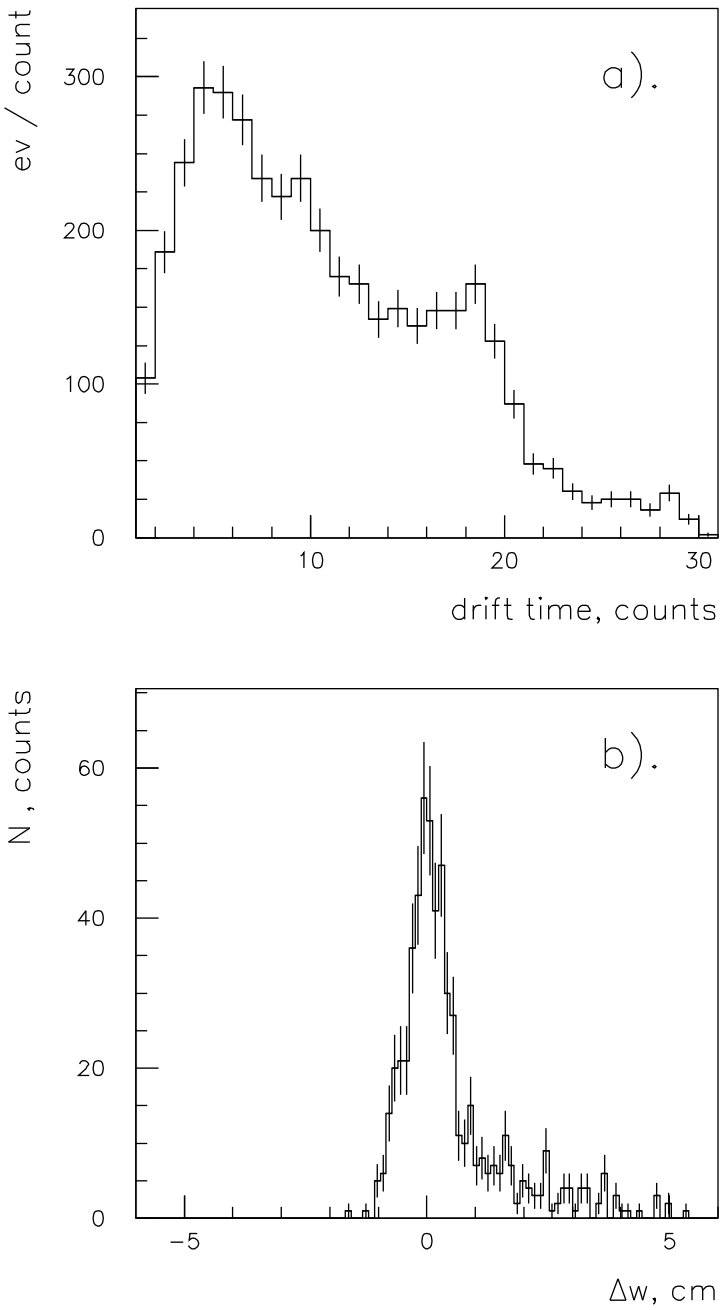

Рис. 2.7: Временно́е распределение сигналов с проволоки (a); разность между координатой, измеренной в W-плоскости, и координатой, ожидаемой в W-плоскости по измерениям в X- и Y-плоскостях (b) в микродрейфовых СГС камерах.

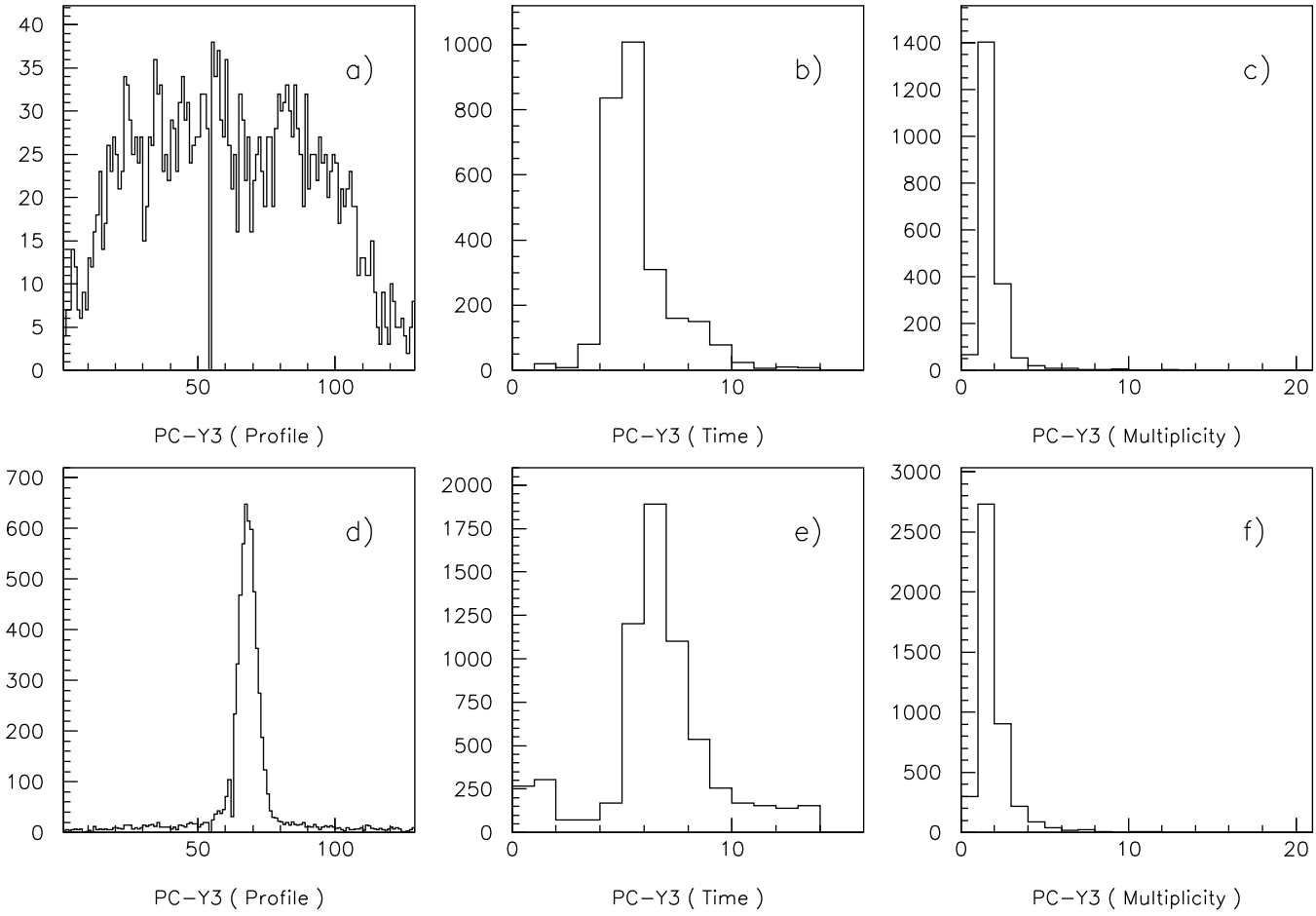

Рис. 2.8: Профиль пучка (a), распределения по времени срабатывания (b) и множественности (c) для пропорциональной камеры в мюонном пучке. (d),(e),(f) - то же в интенсивном пионном пучке.

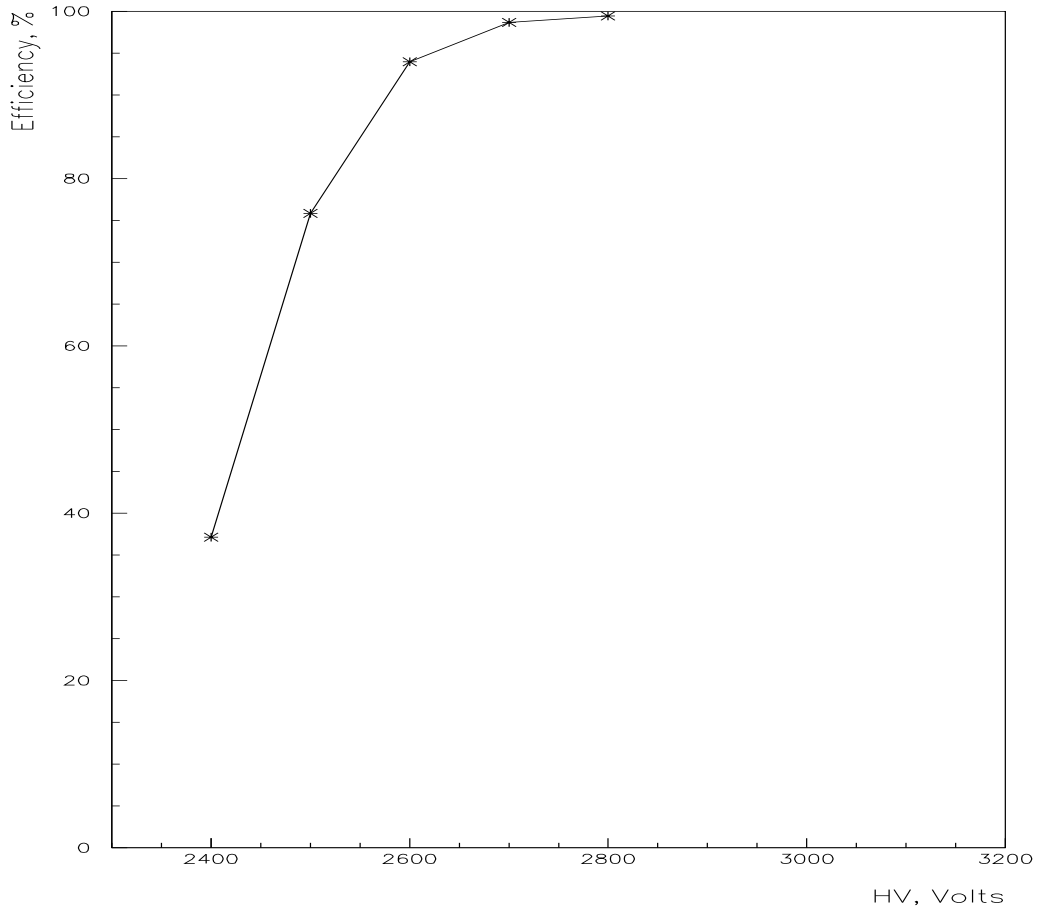

Рис. 2.9: Зависимость эффективности камеры от высокого напряжения на катоде.

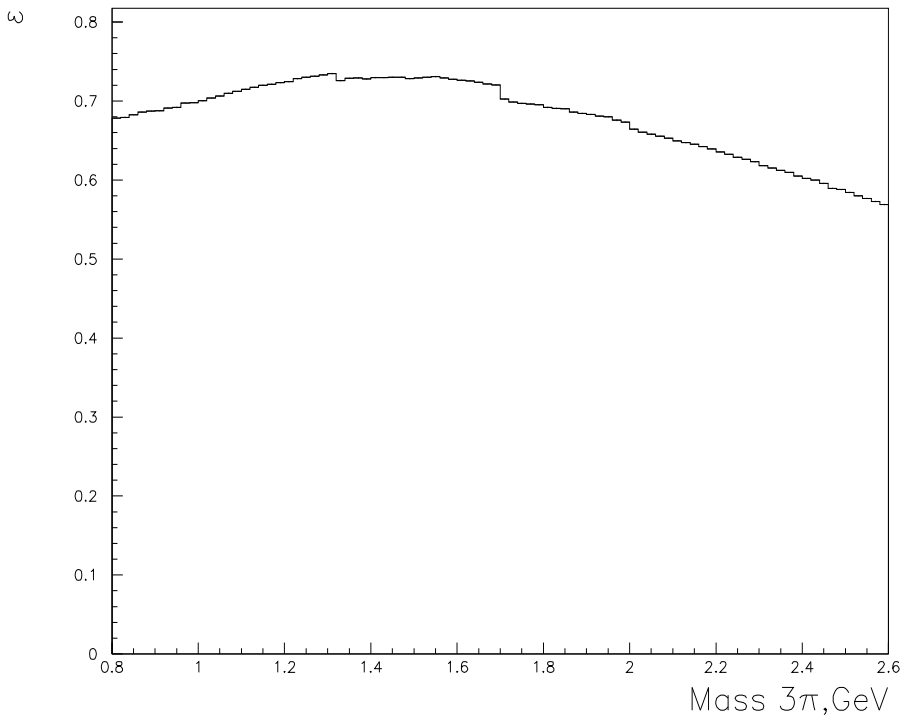

Рис. 2.10: Геометрическая эффективность (аксептанс) регистрации дифракционного рождения системы $\pi^+\pi^-\pi^-$ при равномерном распределении пионов по фазовому объему.

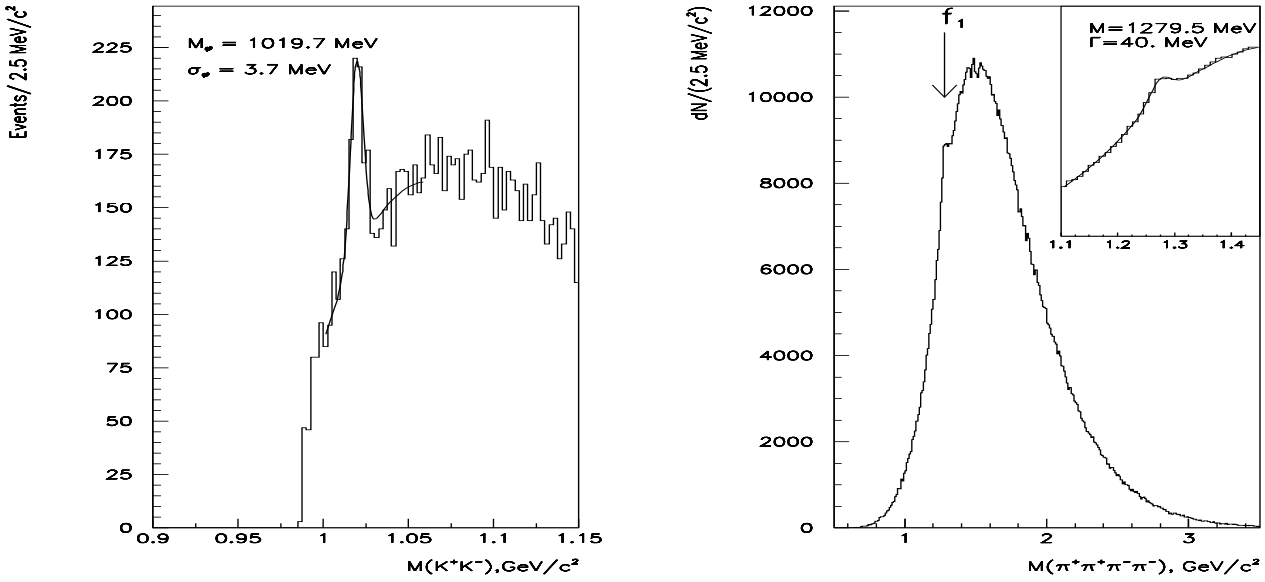

Рис. 2.11: а) Спектр эффективных масс K^+K^- в событиях реакции перезарядки $\pi^- p \to nK^+K^-\pi^+\pi^-$. б) Спектр эффективных масс $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ в дифракционной реакции $\pi^- A \to A2\pi^+3\pi^-$.

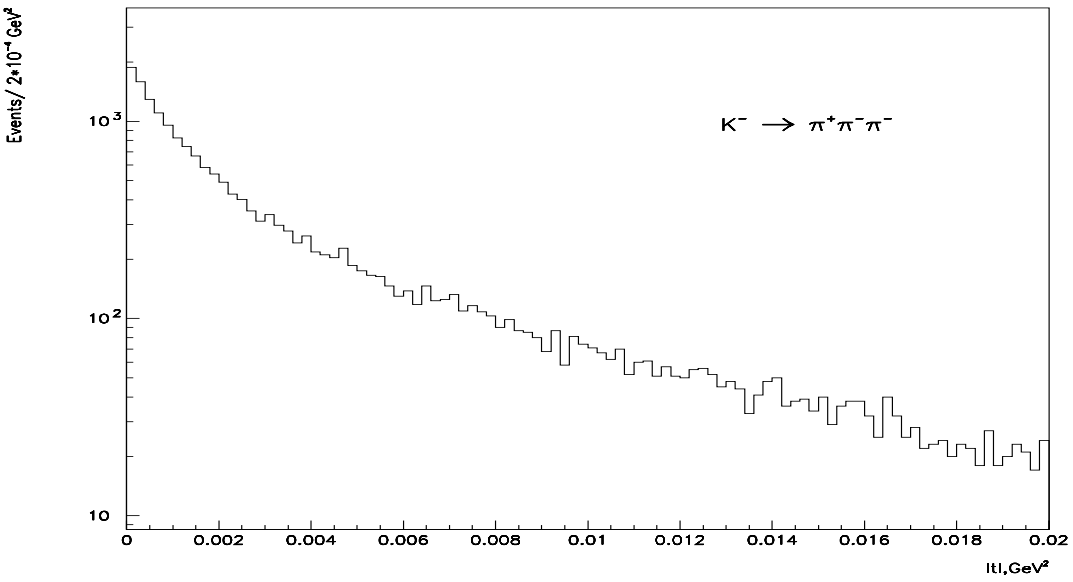

Рис. 2.12: Распределение по $|t|$ для событий распада пучкового K^- - мезона в $\pi^+\pi^-\pi^-$.

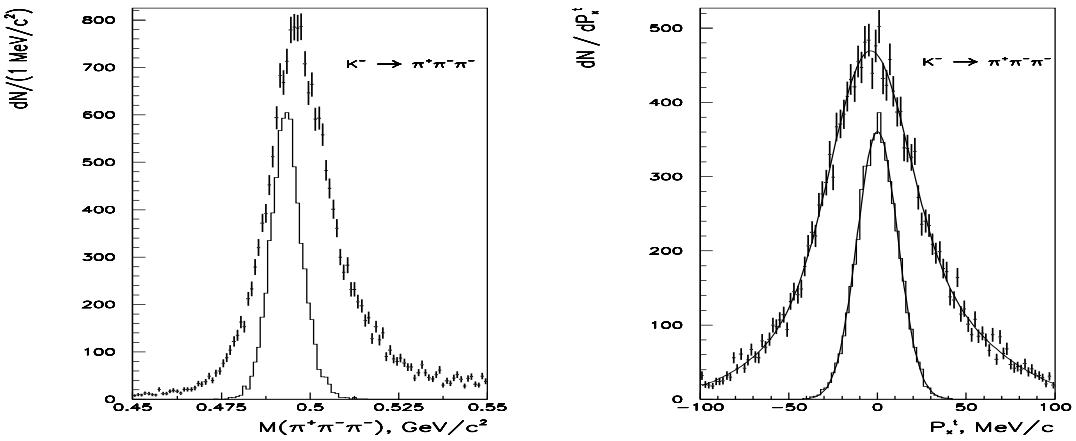

Рис. 2.13: Распределения по $M(3\pi)$ (a) и P_x^t (b) для событий распада пучкового K^- - мезона в $\pi^+\pi^-\pi^-$. Гистограммы с ошибками – экспериментальные данные. Сплошные гистограммы – смоделированные. Сплошные кривые - результаты подгонки.

Глава 3

Изучение реакции $\pi^- A \to \eta\eta\pi^- A$ при импульсе пучка π^- мезонов $P_{\pi^-} = 37$ ГэВ/с

В данной главе описывается изучение системы $\eta\eta\pi^-$, образуемой в пучке π^- с импульсом $P_{\pi^-} = 37$ ГэВ/с на ядре Be. Приведённые результаты опубликованы в работах [11, 12]. Для анализа использованы данные сеанса на установке BEC 1990 года.

3.1 Отбор событий

В реакции

$$\pi^- A \to \eta\eta\pi^- A \tag{3.1}$$

один η-мезон регистрировался в моде распада $\pi^+\pi^-\pi^0$, а другой – в моде $\gamma\gamma$. Таким образом, выбранный канал регистрации имеет вероятность около $2 \times 9\% = 18$ %.

Этот выбор определялся следующими соображениями:
– по триггерным условиям (см. выше) эффективно регистрируются события с двумя и более быстрыми заряженными частицами в конечном состоянии ;
– распад $\eta \to 3\pi^0$ не рассматривался из-за сложности реконструкции многофотонных событий и выделения в них сигналов;
– события распада обоих η - мезонов на $\pi^+\pi^-\pi^0$ имеют высокую множественность заряженных и нейтральных π - мезонов, что потенциально ведёт к значительному комбинаторному фону при выделении изучаемой реакции (так, спектр масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ является 12-ти-заходным).

Для предварительного выделения событий интересующей топологии использовались следующие критерии отбора:

1. По пучковым камерам восстановлен трек одиночной частицы, которая идентифицирована по пучковым черенковским счётчикам как π - мезон. [1]

[1] Содержание K-мезонов в пучке составляло около 3 %, остальных "примесных" частиц много меньше.

2. В магнитном спектрометре восстановлено ровно три трека заряженных частиц с суммарным зарядом -1 (медленный нуклон отдачи не регистрируется).

3. Ни один из треков не идентифицируется как электрон (главным образом от конверсии фотона в веществе) по отношению энерговыделения в калориметре к импульсу, измеренному в спектрометре.

4. В калориметре зарегистрировано от 4-х до 6-ти кластеров энерговыделения, не связанных с треками заряженных частиц. На этом этапе отбора, учитывая возможность фона и шумов в калориметре, допускается избыточное (более 4-х) число кандидатов в γ-кванты.

Рассмотрим более подробно отделение γ-квантов от фоновых кластеров в калориметре.

Из-за обособленности электронных трактов для двух групп счётчиков (см. гл.1) можно ожидать различий в характере их аппаратурного фона. Действительно, оказалось, что такой фон присущ периферическим счётчикам в гораздо большей степени, чем центральным.

Рисунки 3.1a,b показывают распределения по χ^2_γ для кластеров без каких-либо отборов с центром тяжести соответственно в малых и больших счётчиках. Хорошо выраженная структура во втором случае связана с периодически появляющимся фоном в нескольких каналах, вызванным, как правило, сбоями в работе АЦП. Она отчётливо проявляется и в распределении по энергии кластера (рис.3.1c). Далее "плохие" каналы исключались из рассмотрения на время активности фона. Таким образом значительно подавлялся аппаратурный фон (см. ниже).

Кроме того, накладывались довольно мягкие обрезания на характеристики остающихся кластеров: $\chi^2_\gamma \leq 40$ и $R = \frac{E_i}{E_{tot}} \cdot 100 \leq 65\%$ для кластеров с центром в больших счётчиках и $R \geq 3\%$ - в малых. Здесь R - доля энергии E_i в центральном счётчике от полной энергии кластера E_{tot}.

Изучаемая реакция образования системы $\eta\eta\pi^-$ выделялась из событий с отобранными таким образом кандидатами в γ-кванты. Имея отрицательную G - четность, она рождается дифракционно. Основным источником "физического" фона для сигнальных событий такого вида является также дифракционное рождение системы $\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0\pi^0$. Другая потенциально фоновая система с этой топологией – $\pi^-\eta_{(\pi^+\pi^-\pi^0)}\pi^0$ – имеет противоположную G-четность, и ее рождение подавлено.

В соответствии с этим, общая схема дальнейшего отбора заключалась в следующем:
– выделялся хорошо наблюдаемый сигнал $\pi^0 \to \gamma\gamma$;
– отбрасывались события с двумя π^0-мезонами;
– в спектре масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ (2 комбинации) выделялся сигнал η - мезона;
– выделялся заметно усилившийся относительно фона сигнал $\eta \to \gamma\gamma$.
Рассмотрим процедуру отбора более детально.

На рис.3.2 показано распределение по эффективной массе всех возможных в событии пар γ-квантов. Пик от распада π^0 - мезона со средним значением массы $M = 133.7$ МэВ/c^2 имеет ширину на полувысоте $\Gamma = 21.7$ МэВ/c^2. В дальнейшем пара γ-квантов ассоциировалась с π^0, если её эффективная масса попадала в диа-

пазон 110 МэВ/c^2 $\leq M_{\gamma\gamma} \leq$ 170 МэВ/c^2. Отметим, что сигнал от η - мезона в этом спектре масс слабо различим на гладком фоне.

Отбирались события, в которых одновременно одна и только одна пара γ - квантов связывается в π^0, а масса любой другой пары из оставшихся γ- квантов попадает в широкий (± 100 МэВ/c^2) диапазон с центром в $M_{\gamma\gamma} = M_\eta$. Выбранная ширина заведомо превышала аппаратурное разрешение в этой области масс ($\sigma_M \approx 30$ МэВ/c^2), известное по наблюдению $\eta_{(\gamma\gamma)}$ на установке ВЕС в других реакциях . В построенном после этого отбора распределении по $M_{\gamma\gamma}$ всех возможных пар (рис.3.3a) наблюдаются чёткие сигналы π^0 и η - мезонов с $\sigma_{\pi^0} = 13$МэВ/c^2 и $\sigma_\eta = 30$МэВ/c^2 соответственно.

Спектр эффективных масс всех возможных комбинаций $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$, где $\gamma\gamma$ ассоциированы с π^0, приведен на рис.3.4a. Кроме значительного пика от распада ω - мезона, здесь наблюдается широкий сигнал в области η.

Далее на энергии γ - квантов от распада π^0 накладывалась связь $M_{\gamma\gamma} = M_{\pi^0}$ при условии минимизации величины

$$\chi^2(E_1, E_2) = \frac{(E_1 - E_1^0)^2}{\sigma^2(E_1^0)} + \frac{(E_2 - E_2^0)^2}{\sigma^2(E_2^0)}$$

(1С-фит). Здесь E_i и E_i^0 – соответственно поправленная и измеренная энергии iго γ - кванта, $\sigma(E)$ - ошибка в измерении энергии. Ошибка ([1.1],[1.2]) в измерении координат γ-кванта в калориметре достаточно мала. При расстоянии от мишени до калориметра ~ 5 м её вкладом в ошибку измерения угла и, следовательно, компонентов импульса фотона можно пренебречь.

Спектр эффективной массы $\pi^+\pi^-\pi^0$ после наложения 1С - связи показан на рис.3.4b. Гауссовский пик η - мезона имеет параметры $M_{\eta\to 3\pi} = 547.74 \pm 0.07$ МэВ/c^2, $\sigma_{\eta\to 3\pi} = 6.60 \pm 0.09$ МэВ/c^2.

В спектре $M_{\gamma\gamma}$ для событий из области пика $\eta \to 3\pi$ (525 МэВ/c^2 $\leq M_{3\pi} \leq$ 570МэВ/c^2) сигнал от второго η - мезона сильно подчеркнут (см. рис.3.3b), в согласии с упомянутым выше дифракционным характером выделяемой реакции.

Таким образом, выделены события с топологией : $\pi^-\pi^-\pi^+(\gamma\gamma)_{\pi^0}(\gamma\gamma)_\eta$ плюс, возможно, один или два неспаренных кластера (соответственно в $\sim 30\%$ и $\sim 10\%$ событий). Далее требовалось, чтобы суммарная энергия этих кластеров не превышала 5 ГэВ.

На рис. 3.5 показано распределение по полной энергии конечного состояния без учета оставшихся "свободными" "γ-квантов". Отбирались события из области пика вблизи энергии пучка : 34.5 ГэВ $\leq E_{tot} \leq$ 38 ГэВ.

В соответствии с полученными аппаратурными ширинами на полувысоте Г сигналов η-мезонов в двух модах распада окончательно для анализа брались события, лежащие в плоскости 2-х параметров $M_{3\pi}, M_{\gamma\gamma}$ в границах эллипса

$$R^2 \equiv \left(\frac{M_{3\pi} - M_\eta}{15\ \text{МэВ}/c^2}\right)^2 + \left(\frac{M_{\gamma\gamma} - M_\eta}{70\ \text{МэВ}/c^2}\right)^2 \leq 1\ .$$

На рис.3.6a показано двумерное распределение событий по этим параметрам в области η-мезонов. Всего выборка содержит 4634 событий. Количество фона оценивалось по числу событий в охватывающем этот эллипс эллиптическом "кольце" равной площади : $1 < R^2 < 2$. Оно составляет $\approx 25\%$.

Распределения по χ^2_γ и E_γ для γ-квантов, ассоциированных с распадами π^0 и η в отобранных событиях, показаны соответственно на рис.3.7 a) и b). Они демонстрируют сильное подавление структуры от аппаратурного фона, обсуждавшегося выше.

События с неоднозначной интерпретацией из-за комбинаторных перестановок, т.е. раскладываемые на $\eta_{3\pi}\eta_{\gamma\gamma}\pi^-$ не единственным способом, исключались из анализа.

Для оставшихся событий на γ - кванты, ассоциированные с η - мезоном, налагалась связь $M_{\gamma\gamma} = M_\eta$ тем же способом, как и для π^0.

На установке ВЕС разрешение по эффективной массе смешанной системы, включающей заряженные и нейтральные частицы, определяется главным образом электромагнитным калориметром, точнее, его энергетическим разрешением (см. выше). Для иллюстрации приведем величины относительного разрешения $R = \frac{\sigma(M_X)}{M_X} \cdot 100\%$ для чисто нейтральных и чисто заряженных мод регистрации ряда мезонов: $R = 9\%$ и 5.5% соответственно для $\pi^0 \to \gamma\gamma$ и $\eta \to \gamma\gamma$; $R = 0.3\%$ и 0.7% для $\phi \to K^+K^-$ и $f_1(1285) \to 4\pi^\pm$.

Об этом же свидетельствует сравнение показанных ранее сигналов $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ без применения 1С - подгонки, фиксирующей $M_{\gamma\gamma} = M_{\pi^0}$, и с такой подгонкой (рис.3.4a,b): последняя сужает пик с $\sigma \approx 14$ МэВ/c^2 в два раза.

Исходя из этого, на энергии γ-квантов, ассоциированных с распадом $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0 \to \pi^+\pi^-\gamma\gamma$, накладывалось два условия, фиксирующих массы : $M_{\pi^+\pi^-\gamma\gamma} = M_\eta$ и $M_{\gamma\gamma} = M^0_\pi$. Система двух уравнений относительно E_1 и E_2 приводится к квадратному уравнению относительно E_1 (E_2). Из двух (действительных) решений выбирается то, которое дает меньшее значение приведенного выше $\chi^2(E_1, E_2)$.

В тех случаях (около 15% событий), когда уравнение не имеет действительных корней, требование $M_{\gamma\gamma} = M^0_\pi$ заменялось условием минимизации отклонения $(M^2_{\gamma\gamma} - M^2_{\pi^0})^2$. Во всех случаях полученное значение $M_{\gamma\gamma}$ отличалось от M_{π^0} не более чем на 1 МэВ.

Применение процедуры 2С - связи приводит к сужению пика $a_0(980)$ - мезона, наблюдаемого в массовом спектре $\eta_{3\pi}\pi^-$ (штриховая гистограмма на рис.3.10). Отметим схожесть его формы с сигналом в спектре $\eta_{\gamma\gamma}\pi^-$, показанном сплошной гистограммой. Кроме a_0, наблюдается слабо выраженное плечо в области a_2 - мезона.

Отметим еще одно обстоятельство, связанное с наложением 1С и 2С - связей: используемая для дальнейшего анализа модель парциально-волнового анализа (ПВА, см. ниже) не учитывает ширину (собственную и/или аппаратурную) частиц в конечном состоянии. Фиксация масс стабильных мезонов обеспечивает согласованность с этой моделью.

На рис.3.8a,b представлены спектры эффективных масс систем $\eta\eta\pi^-$ и $\eta\eta$, в которых наблюдаются особенности в областях 1.7–1.9 ГэВ/c^2 и около 1.45 ГэВ/c^2 соответственно.

На рис.3.6b приведено распределение событий по $|t'|$. В области $|t'| \leq 0.40$ГэВ^2 оно хорошо описывается суммой 2-х экспонент с показателями наклона $b_1 = 55.0 \pm 4.$ГэВ$^{-2}$ ($\approx 40\%$ событий) и $b_2 = 6.8 \pm 0.8$ ГэВ$^{-2}$ ($\approx 60\%$ событий), что свидетельствует о заметном вкладе процесса когерентной дифракции на ядре Be.

Спектры эффективных масс $\eta\eta\pi^-$ и $\eta\eta$ при $|t'| > 0.15$ ГэВ^2 показаны на рис.3.9. Структуры в них заметны слабее. В дальнейшем при проведении ПВА было наложено обрезание $|t'| \leq 0.15$ ГэВ^2, выделяющее дифракционное образование изучаемой

системы.

3.2 Модель парциально-волнового анализа системы $\eta\eta\pi^-$

Для парциально-волнового анализа использовалась модифицированная версия Иллинойской программы ПВА системы 3-х псевдоскалярных мезонов в изобарной модели [38]. Подгоняемыми параметрами модели являются комплексные элементы матрицы плотности системы, описанной в базисе состояний (парциальных волн) $J^P LM\eta(n)$. Здесь J^P – спин-четность; L – орбитальный момент между мезоном и изобарой (n); $M \geq 0$ – проекционное квантовое число; η – четность состояния по отношению к отражению относительно плоскости реакции, определяемой импульсами налетающего пиона и нуклона (ядра) отдачи.

По построению амплитуда с определенными четностью η и (неотрицательным) M является линейной комбинацией амплитуд с определенной проекцией $M_{1,2} = \pm M$ спина J на ось Z системы координат. В качестве таковой в данном случае используется система Готтфрида-Джексона, адекватная механизму t - канального обмена.

Удобство такого выбора базиса заключается в том, что матрица плотности является диагональной по η, то есть состояния с противоположными значениями η не интерферируют между собой. Кроме того, для волн с $M = 0$ значение η соответствует спин-чётности, или "натуральности", обмена $P \cdot (-1)^J$. Для $M = 0$ это верно в пределе $s \to \infty$ ([39]).

Подгонка параметров проводится максимизацией пособытийной (для N_{ev} наблюдаемых событий) функции правдоподобия

$$L = \sum_{k=1}^{N_{ev}} \log \left(\sum_{ij} \mathcal{M}_i(\tau_k) \rho_{ij} \mathcal{M}_j^*(\tau_k) \right) - N_{ev} \sum_{ij} \rho_{ij} I_{ij}^{\varepsilon} \, ,$$

где

- $I_{ij}^{\varepsilon} = \int \mathcal{M}_i(\tau)\mathcal{M}_j^*(\tau) \left(\int \varepsilon(x,\tau)\, dx \right) d\tau$ – так называемые интегралы перекрытия;
- i, j – нумеруют набор квантовых чисел $J^P LM\eta\,(n)$;
- ρ_{ij} – эрмитова положительно определённая матрица плотности;
- $\mathcal{M}_i(\tau_k)$ – i-я парциальная амплитуда для k-го события;
- $\varepsilon(x,\tau)$ – аксептанс установки;
- x – набор характеристик события, несущественных для построения амплитуды, таких как координаты вершины взаимодействия, направление импульса пучковой частицы и т.п.;
- $\tau = (s, t, M_{123}, m_{23}^2, m_{13}^2, \alpha, \beta, \gamma)$ – набор основных кинематических переменных, описывающих конечную систему. Здесь $(\alpha\,,\,\beta\,,\,\gamma)$ – углы Эйлера, а именно: α и β - азимутальный и полярный углы частицы 3 в системе координат $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$

Готтфрида - Джексона, γ – азимутальный угол частицы 1 в системе координат $(\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}')$, связанной с СЦМ частиц 1 и 2. Направления осей "штрихованной" системы определяются следующим образом:

$$\hat{z}' = \hat{p}_3 \ , \ \hat{y}' = [\hat{z} \times \hat{z}'] \ , \ \hat{x}' = [\hat{y}' \times \hat{z}'] \ .$$

Парциальная амплитуда в случае изобары (n) спина j, например, в канале мезонов (13) имеет вид:

$$\mathcal{M}_i(\tau) = \sum_{\nu} \sqrt{2J+1} c_M \left(D^{J^*}_{M\nu}(\alpha, \beta, \gamma) + \eta D^{J}_{M\nu}(\alpha, \beta, \gamma) \right) H^{J^P LM\eta jn}_{\nu} \ ,$$

где

$$H^{J^P LM\eta jn}_{\nu} = G^{J^P Ljn}_{\nu} p^L \, BW^{(jn)} R^{J^P LM\eta jn}(s, t, M_{123}) \, ,$$

$$G^{J^P Ljn}_{\nu} = \sum_{\lambda} \frac{\sqrt{2L+1}}{4\pi} \sqrt{\frac{2j+1}{2J+1}} \langle L0j\lambda | J\lambda \rangle D^{J^*}_{\nu\lambda}(0, \pi - \theta_{23}, \pi) d^{j}_{\lambda}(\chi_{13}) \, ,$$

$$c_M = \sqrt{\frac{1}{2}} \text{ для } M \neq 0 \quad \text{и} \quad c_M = \frac{1}{2} \text{ для } M = 0 \ .$$

Здесь λ – спиральность системы (13); χ_{13} – полярный (относительно направления мезона 2) угол мезона 3 в системе покоя (13): $\cos \chi_{13} = -\hat{p}_2 \cdot \hat{p}_3$; θ_{23} – угол между мезонами 2 и 3 в системе покоя (123): $\cos \theta_{23} = \hat{p}_2 \cdot \hat{p}_3$. χ_{13} и θ_{23} являются функциями $M_{123} \, , m^2_{23} \, , m^2_{13}$.

"Функция формы" $R^{J^P LM\eta jn}(s, t, M_{123})$ включает зависимости амплитуды от s, t и M_{123}, если таковые известны. В рассматриваемом случае использовалось $R \equiv 1$. Функция $BW^{(jn)}$ параметризует массовую зависимость амплитуды в двухмезонной системе, например, функцией Брейта - Вигнера или фазовым сдвигом.

Кроме парциальных волн, отвечающих определенным состояниям конечной системы, для "поглощения" вклада фоновых событий, дефектов описания аксептанса (см. ниже), ограниченности изобарной модели и других несовершенств анализа и моделей вводится псевдоволна "$FLAT$". Она имеет распределение событий равномерно по фазовому объему и не интерферирует с другими волнами.

Анализ проводился в интервалах ("бинах") определённой ширины по 3-х – частичной массе M_{123}. По переменным s, t производилось интегрирование.

Интегралы перекрытия считались численно методом Монте - Карло. При этом события разыгрывались по переменной s в соответствии с предполагаемым разбросом по энергии пучка, по t - в соответствии с экспериментальным распределением, и равномерно по остальным переменным τ.

Модель установки при вычислении интегралов включала геометрию элементов магнитного спектрометра (камер и магнита), карту магнитного поля, геометрию калориметра, геометрию триггерного годоскопа и логику решающего триггерного устройства, а также положение вето - счётчиков на выбывание пучковой частицы. Как уже отмечалось, эффекты конечного аппаратурного разрешения в ПВА не учитывались.

Для учёта неточностей в моделировании, приводящих к отличию программно получаемого аксептанса от реального, отобранные для анализа экспериментальные события трассировались через ту же модель установки, что и смоделированные события. При этом реальные события, "не прошедшие" через модель (около 10 %), отбрасывались.

Приводимые далее результаты ПВА системы $\eta\eta\pi^-$ в диапазоне масс 1.5–2.5ГэВ/c^2 получены при 60-и-МэВном разбиении по M_{123}. Они устойчивы при изменении размера бина от 50 до 100 МэВ.

Аксептанс, вычисленный с учётом полученной в результате ПВА матрицы плотности состояний системы $\eta\eta\pi^-$, в изучаемом диапазоне масс плавно падает от почти 50% до 25% – см. рис. 3.11а. Он определяется примерно в равной степени трековой системой и калориметром. На этом же рисунке показан поправленный на аксептанс спектр эффективных масс изучаемой системы.

Считая померонный обмен преобладающим, я ограничился введением волн с $\eta = +1$ [2], и при этом только с нулевой проекцией ($M = 0$) – ввиду равномерности распределения по углу Треймана - Янга (см. рис.3.13г).

В таблице представлены значимые изобары, включённые в анализ.

Обозначение	Спин	Канал	Масса	Ширина	Параметризация
a_0	0	$\eta\pi$	1.010	0.125	BW, Flatte
a_2	2	$\eta\pi$	1.318	0.110	BW
$f_0(1460)$	0	$\eta\eta$	1.460	0.100	BW

Все рассматриваемые изобары параметризовались релятивистской формулой Брейта - Вигнера с барьерным фактором [40]:

$$T_{fi} = \frac{M_0\sqrt{\Gamma_0\Gamma_f}}{M^2 - M_0^2 - i\Gamma_0}, \tag{3.2}$$

где Γ_0 - полная ширина; Γ_f - парциальная ширина двухчастичного канала распада f с орбитальным моментом l и относительной вероятностью F_f :

$$\Gamma_f = \Gamma_0 F_f \frac{p|B_l(p_0R_0)|^2}{p_0|B_l(pR_0)|^2} .$$

Здесь $B_l(x)$ - барьерный фактор в форме Блатта - Вайскопфа, $p = p(M)$ - импульс частицы - продукта распада в системе центра масс распадающегося состояния, $p_0 = p(M_0)$, $R_0 = 1$ фм $= (0.1973$ ГэВ/с$)^{-1}$.

Значения параметров варьировались в некоторых пределах, типично ± 20 МэВ для масс и $\pm 30\%$ для ширин.

Для a_0-мезона наилучшие (по достигаемой величине правдоподобия) параметры лежат в диапазонах : $M = 1000 - -1020$ МэВ/c^2, $\Gamma = 110 - -140$ МэВ/c^2. Практически то же значение правдоподобия достигалось при использовании параметризации Флатте, но с параметрами, сильно отличающимися от полученных в [41], а именно :

$$M = 1010 \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma = 125 \text{ МэВ}/c^2, \quad \alpha = \frac{g_{KK}}{g_{\eta\pi}} = 0.5 \quad .$$

[2] В дальнейшем это квантовое число из нотации волн опускается.

Отметим, что при обеих параметризациях масса резонанса получается заметно выше порога KK - системы.

Основные результаты, приводимые ниже, слабо зависят от выбора в указанных пределах параметризаций изобар.

Вводились все возможные состояния со спином до $J = 3$ включительно, распадающиеся через приведенные изобары с $L = (S, P, D, F)$.

По результатам проб различных параметризаций матрицы плотности в её окончательном варианте различные состояния с одинаковыми значениями J^P были введены когерентно. Оказалось, что в данном случае такое упрощение параметризации, снижающее количество подгоняемых параметров и повышающее устойчивость фита, несущественно сказывается как на поведении волн, так и на величине правдоподобия.

3.3 Результаты ПВА системы $\eta\eta\pi^-$

В результате проведения ПВА значимыми оказались следующие волны :

FLAT	
$\mathbf{0^-}$	$S(a_0\eta)$; $S(f_0\pi)$
$\mathbf{2^-}$	$D(a_0\eta)$; $S(a_2\eta)$

Интенсивность "волны" $FLAT$ (рис.3.11б) в изучаемом диапазоне масс ведет себя гладко, не проявляя каких-либо значимых структур, и интегрально составляет около 25% событий, что совпадает с оценкой количества фона (см. выше). Состояния 0^- и 2^- практически полностью когерентны во всем диапазоне масс (рис.3.12).

Отметим отсутствие в списке волн с высокими (> 2) значениями спина и орбитального момента. Состояния с $J^P = 1^+$ также не входят в минимальный набор. При их включении эти состояния оказывались малозначимыми и некогерентными с остальными спиновыми состояниями; их влияние на интенсивности и фазы других волн также несущественно.

Для иллюстрации качества описания экспериментальных распределений полученным решением (см. ниже) на рис.3.13а,б показаны спектры эффективных 2-х – частичных масс для реальных и смоделированных событий. Наблюдаемые различия между экспериментальными и сгенерированными распределениями могут объясняться как физическим фоном, не описываемым введенными состояниями, так и неравномерностью характеристик аппаратного фона, присутствующего под пиками η-мезонов.

3.3.1 Доминирующая волна $0^-S(a_0^-\eta)$.

В диапазоне масс до $M \approx 2$ ГэВ доминирует состояние $0^-S(a_0\eta)$ (рис.3.14а), пикирующее в области 1.8-1.9 ГэВ. Ее поведение слабо зависит от параметризации изобар. Фаза этой волны испытывает здесь быстрый рост на $\approx 80^o$ (рис.3.15). В качестве опорной волны взята медленно меняющаяся в этой области масс $2^-D(a_0\eta)$ (рис.3.14в).

Интенсивность волны $0^-S(a_0\eta)$ хорошо описывается квадратом модуля функции Брейта-Вигнера (3.2) (кривая на рис. 3.14а).

В результате подгонки получены параметры резонанса:

$$M_0 = 1850 \pm 10\,(\text{стат.}) \pm 20\,(\text{сист.})\ \text{МэВ/с}^2\ ,$$
$$\Gamma_0 = 220 \pm 30\,(\text{стат.}) \pm 30\,(\text{сист.})\ \text{МэВ/с}^2\ . \qquad (3.3)$$

Статистические ошибки соответствуют параболическим ошибкам при минимизации методом χ^2. Систематические ошибки включают вариации величин при изменении описываемого диапазона масс, включении в фит параметризации фона в виде полинома до 2-ой степени, изменении массы дочерней частицы ($M_{a_0} = 0.980 - -1.010$ ГэВ/с^2), а также при описании функцей Брейт-Вигнера с независящей от массы шириной.

Кривая, наложенная на экспериментальные точки рис. 3.15(a), показывает движение фазы резонанса, вычисленное с приведёнными значениями параметров. Отметим, что в области больших масс (> 2 ГэВ/с^2) опорная волна уже не является медленно меняющейся функцией массы, что затрудняет интерпретацию измеряемой фазы.

3.3.2 Изобары в канале $\eta\eta$ и волна $0^- S(f_0\pi^-)$.

Узкую структуру, наблюдаемую в канале $\eta\eta$ в области ≈ 1.5 ГэВ/с^2, удалось описать включением в набор используемых в анализе изобар резонанса с $J^P = 0^+$, далее обозначенным как $f_0(1460)$. Он дает значимый вклад в единственное состояние $0^- S(f_0\pi^-)$ (рис.3.14b).

Наиболее вероятные параметры $f_0(1460)$:

$$M = 1460 \pm 20\ \text{МэВ/с}^2, \quad \Gamma = 100 \pm 30\ \text{МэВ/с}^2. \qquad (3.4)$$

Ошибки отвечают увеличению на единицу величины

$$\chi^2 = \sum_i^{N_{bin}} \frac{(n_i^{Exp} - n_i^{MC})^2}{\sigma_i^2}$$

при побинном сравнении экспериментального распределения по $M_{\eta\eta}$ с Монте-Карловским, полученным с использованием полного решения ПВА с соответствующим значением данного параметра.

Добавление в анализ широкого (~ 300 МэВ/с^2) скалярного резонанса с массой 1300 – 1500 МэВ/с^2 не приводит к значимым изменениям в результатах (волнах и величине правдоподобия), а амплитуды вновь вводимых волн совместимы с нулем.

Попытка замены квантовых чисел узкого резонанса в канале $\eta\eta$ на $J^P = 2^+$ приводит к значительному уменьшению максимизируемого функционала. При этом пик в спектре масс $\eta\eta$ не описывается, а ни одна из волн, распадающихся через f_2 и введенных в минимальный набор вместо волны $0^- S(f_0\pi^-)$, не проявляет значимых структур. При одновременном введении $f_0(1460)$ и $f_2(1460)$ интенсивности всех волн, включающих f_2, совместимы с нулём в пределах статистических ошибок, а волны с f_0 меняются незначительно.

Волна $0^- S(f_0\pi^-)$, так же как и основная волна 0^-, имеет максимум в области масс 1.8-1.9 ГэВ/с^2. Фитирование её интенсивности функцией (3.2) дает параметры, совместимые с полученными для доминирующего состояния :

$$M = 1850 \pm 30(\text{стат.})\ \text{МэВ/с}^2, \quad \Gamma = 170 \pm 60(\text{стат.})\ \text{МэВ/с}^2\ ,$$

а её фаза в этой области масс относительно волны $0^- S(a_0\eta)$ совместима с постоянной величиной (рис.3.15(b)).

Это позволяет предположить, что два наблюдаемых состояния с $J^P = 0^-$ являются различными каналами распада одного резонанса. В этом случае относительная вероятность для двух каналов составляет

$$\frac{BR(\pi^-(1840) \to f_0^{(\eta\eta)}(1460)\pi^-)}{BR(\pi^-(1840) \to a_0^{(\pi^-\eta)}\eta)} = 0.08 \pm 0.03 \qquad (3.5)$$

3.3.3 Волны 2^-.

Имеются две значимых волны с ненулевыми спинами. Волна $2^- S(a_2\eta)$ – единственная, в которую даёт вклад a_2^- мезон. В ней наблюдается широкий максимум при $\approx 1.8\,\text{ГэВ/c}^2$ (рис.3.14г). В области больших масс доминирует волна $2^- D(a_0\eta)$ с также широким максимумом при $\approx 2.2\,\text{ГэВ/c}^2$.

Наличие этих волн, в первую очередь $2^- D(a_0\eta)$, приводит к подъему при $|\cos\theta_{GJ}| > 0.8$ в смоделированных распределениях мезонов по углу Готтфрида - Джексона. При исключении их из набора волн Монте-Карловское распределение выполаживается и сильнее отклоняется от экспериментального. Кроме того, включение волны $2^- S(a_2\eta)$ позволяет лучше описать спектр масс $\eta\pi^-$ в области a_2-мезона.

3.4 Обсуждение

Заряженная система $\eta\eta\pi^-$ изучалась ранее в работе группы ВЕС [9]. Существенно меньшая (примерно в 3 раза) статистика не позволили провести ПВА системы. Не была определена изобарная структура доминирующего состояния. Наблюдаемая неравномерность экспериментальных распределений по полярным углам π^- и η относительно оси z системы Готтфрида-Джексона привела авторов к выводу о предпочтительности его ненулевого спина.

Как отмечалось выше, результаты проведённого ПВА показывают, что доминирует псевдоскалярное состояние, которое распадается в основном через a_0-мезон. Неравномерность угловых распределений обусловлена вкладом 2^-–состояний.

В работе [10] изучалась система $\eta\eta'\pi^-$. Вблизи порога системы был наблюден пик ($M \approx 1.87\,\text{ГэВ/c}^2$). В предположении, что в наблюдаемые в области масс $1.8 - -1.9\,\text{ГэВ/c}^2$ структуры в системах $\eta\eta\pi^-$ и $\eta\eta'\pi^-$ обусловлены одним и тем же резонансом X, было определено отношение вероятностей его распада:

$$\frac{Br(X \to \eta\eta'\pi^-)}{Br(X \to \eta\eta\pi^-)} = 0.29 \pm 0.07. \qquad (3.6)$$

Число событий в пике определялось подгонкой к спектрам Брейт-Вигнеровской функции без каких-либо барьерных факторов и гладкого фона. Таким образом, вывод о нулевом спине резонанса не меняет величины (3.6), которая будет использована ниже; обозначение X будем читать как $\pi(1840)$.

Близость характеристик $\pi(1840)$ (3.3) к параметрам 0^{-+} резонанса, наблюдавшегося на установке ВЕС в системах $\pi^+\pi^-\pi^-$ и $K^+K^-\pi^-$ [42, 43], позволяет предположить, что это один и тот же объект $\pi(1800)$. Схожесть механизмов рождения

($|t'|$-распределение, натуральность обмена) также свидетельствует в пользу этого предположения.

Тогда можно определить отношение вероятностей распадов $\pi(1800)$ по каналам $\pi^+\pi^-\pi^-$ и $\eta\eta\pi^-$ (в двух наблюдаемых состояниях) [3]:

$$\frac{Br(\pi(1800) \to \eta\eta\pi^-)}{Br(\pi(1800) \to \pi^-\pi^-\pi^+)} = 0.19 \pm 0.07 \tag{3.7}$$

При этом аксептанс установки учтен в интенсивностях волн. В явном виде учтены вероятность конверсии фотонов в веществе и наложенные при отборе обрезания, в первую очередь по $|t'|$.

Обсудим теперь ситуацию с 0^+-резонансами в интересующей области масс.

Структура с квантовыми числами $J^P = 0^+$ в области масс системы $\eta\eta$ 1.3 – 1.6 ГэВ/c^2 впервые наблюдалась в соответствующей волне ПВА в реакции перезарядки [3, 44], где была названа $G(1590)$.

Сигнал в массовом спектре этой системы наблюдался при её центральном рождении на малой статистике ([8]), а в [4] наблюдалось пороговое усиление в спектре масс рождённой перезарядочно системы $\eta\eta'$. Кроме формы спектра масс, анализировались полярные угловые распределения η. Оба эти сигнала были отождествлены с $G(1590)$.

Наблюдение хорошо статистически обеспеченного пика при массе $\sim$ 1440 МэВ/c^2 непосредственно в спектре масс $\eta\eta$ в реакции (3.1) было представлено в работе [9].

Позже подобные структуры в этих каналах ($\eta\eta$ и $\eta\eta'$) наблюдались на большой статистике при изучении $p\bar{p}$-аннигиляции в покое в работах [5, 6, 45]. В них проводился анализ спин-четности по переменным Далитц - распределения ([46]), и для состояний 0^+ в области масс 1.47–1.52 ГэВ/c^2 было использовано обозначение $f_0(1500)$.

В $p\bar{p}$-аннигиляции на лету (E760,[7]) также проявлялись похожие сигналы, квантовые числа которых определялись подгонкой Далитц - переменных функцией Брейт - Вигнера с барьерным фактором, соответствующим предполагаемому спину. В [47] сообщалось о наблюдении пика $X(1500)$ в спектре $\eta\eta$ в $p\bar{p}$-аннигиляции на лету на Crystal Barrel, LEAR.

Сигнал $\pi(1800)$ в реакции дифракционного рождения $\eta\eta'\pi^-$ в [10] был скоррелирован с околопороговой же ($\sim$ 1520 МэВ/c^2) структурой в канале $\eta\eta'$. Было сделано заключение о её скалярном характере.

Распад $\pi(1800) \to \eta\eta'\pi$ происходит вблизи кинематического порога. Поэтому обоснованным является предположение о том, что здесь канал $\pi(1800) \to f_0(1520)\pi$ полностью доминирует [4].

Если наблюдаемый в настоящей работе распад $\pi(1800)$ происходит через это же состояние $f_0(1520)$ в канале $\eta\eta$, то, используя (3.5) и (3.6), получаем следующее отношение вероятностей распадов :

$$R(\eta\eta'/\eta\eta) = \frac{Br(\pi(1800) \to f_0(1520)\pi^- \to \eta\eta'\pi^-)}{Br(\pi(1800) \to f_0(1520)\pi^- \to \eta\eta\pi^-)} = 3.6 \pm 2. \tag{3.8}$$

Эта величина согласуется с аналогичным отношением для $G(1590)$ ([4]) $\frac{Br(G(1590)\to\eta\eta')}{Br(G(1590)\to\eta\eta)} = 2.7 \pm 0.8$.

[3] В [11] при вычислении этого отношения была допущена ошибка

[4] Возможные каналы через другие изобары находятся ниже порога

Таким образом, в области масс около 1500 МэВ/c^2 в различных реакциях в системах $\eta\eta$ и $\eta\eta'$ [5] наблюдаются скалярные резонансы с весьма близкими массами и ширинами. В то же время, возможно, не все их характеристики совместимы друг с другом.

Так, полученное в эксперименте Crystal Barrel ([46]) с применением многоканального K-матричного формализма ([48]) отношение вероятностей распада $R(\eta\eta'/\eta\eta) = \frac{Br(f_0(1500)\to\eta\eta')}{Br(f_0(1500)\to\eta\eta)} = 0.27 \pm 0.10$ примерно на порядок отличается от аналогичного отношения для $G(1590)$ и $f_0(1520)$.

Однако в другом анализе ([49]) удается совместно описать широкую совокупность измерений S-волны в системе двух псевдоскаляров, включая данные по $p\bar{p}$-аннигиляции (Crystal Barrel) и π^--перезарядке в систему нейтральных мезонов (ГАМС). При этом в K-матрицу вводятся "затравочные" полюса в комплексной плоскости s с разным $q\bar{q}/gg$-составом. В результате их смешивания наблюдаемые 0^+-резонансы смещаются по массе, изменяют ширины и состав так, что один из них, "потомок" $2\,^3P_0$ $n\bar{n}$-состояния, оказывается с массой ≈ 1500 МэВ/c^2, шириной ≈ 65 МэВ/c^2 и с заметной примесью gg компонента.

По-видимому, пока нельзя сделать однозначный вывод о количестве и/или идентификации скалярных объектов, наблюдаемых в этой области масс.

С учетом отношений 3.5, 3.7, 3.8 и использованием данных [50] получаются соотношения для вероятностей распадов $\pi(1800)$ по различным каналам:

$$\pi^+\pi^-\pi^- \ : \ K^+K^-\pi^- \ : \ a_0^-(980)_{\eta\pi}\eta \ :$$

$$f_0(1500)_{\eta\eta'}\pi^- \ : \ f_0(1500)_{\eta\eta}\pi^- \ : \ \rho^0\pi^- \ : \ \overline{K^*}K^- \ =$$

$$1 \ : \ 0.25 \pm 0.08 \ : \ 0.17 \pm 0.06 \ :$$

$$0.05 \pm 0.02 \ : \ 0.015 \pm 0.007 \ : < 0.18 \ : < 0.06 \ .$$

В каждой из доминирующих систем – 3π и $KK\pi$ – основной вклад дают по два канала: $f_0(980)_{\pi^+\pi^-}\pi^-$ и $f_0(1300)_{\pi^+\pi^-}\pi^-$ в первой, $f_0(980)_{K^+K^-}\pi^-$ и $(K^+\pi^-)_S K^-$ во второй. Из-за сильной интерференции относительные вероятности этих пар распадных мод являются сильно модельно-зависимыми.

Качественно такая "иерархия" распадов согласуется с предсказаниями Flux Tube Model [51] для распадов гибридов $q\bar{q}g$. В FTM распады на два S-орбитальные $q\bar{q}$-мезона (π, ρ, η) подавлены, а на P- (a_0, f_0) и S-орбитальный предпочтительны. Большое отношение (3.8) также указывает на гибридные признаки $\pi(1800)$ ([2]).

Среди альтернативных объяснений этого резонанса наиболее естественным является, по-видимому, радиальное возбуждение пиона $3\,^1S_0$, ожидаемое в этой области масс. Данные группы BEC по изучению системы $\omega\pi^-\pi^0$ [52] свидетельствуют о наличии в ней резонанса с теми же квантовыми числами (0^{-+}), что и у $\pi(1800)$, но со значимо отличающимися массой $M \approx 1740$ МэВ/c^2 и шириной $\Gamma \approx 260$ МэВ/c^2.

Таким образом, возможно, на установке BEC наблюдаются два разных псевдоскалярных изовекторных объекта, однозначная интерпретация которых требует дальнейших исследований.

[5] Здесь мы не касаемся каналов $\pi^0\pi^0$, $K\bar{K}$ и др.

Независимо от природы $\pi(1800)$ слабость его связи с ρ-мезоном может объяснять ненаблюдение соответствующего сигнала в реакции перезарядки $\pi^- p \to \pi^+\pi^-\pi^0 n$ [53].

Что касается волн $J^P = 2^-$, то "пикирующее" поведение одной из них – в канале $a_2\eta$ – может быть вызвано распадом $\pi_2(1670)$, наблюдавшегося ранее в системах 3π [42, 54] и $K\bar{K}\pi$ [43, 55]. Однако близость кинематического порога затрудняет однозначную интерпретацию.

В свою очередь положение пика в волне $2^- D(a_0\eta)$ ($M \approx 2180 \pm 20$ МэВ/с^2) близко к массе $\pi_2(2100)$ ([42, 54]), но он намного уже ($\Gamma \approx 140 \pm 40$ МэВ/с^2). Интерпретация фазы этой волны, измеренной относительно доминирующей волны, осложнена резонансным поведением последней.

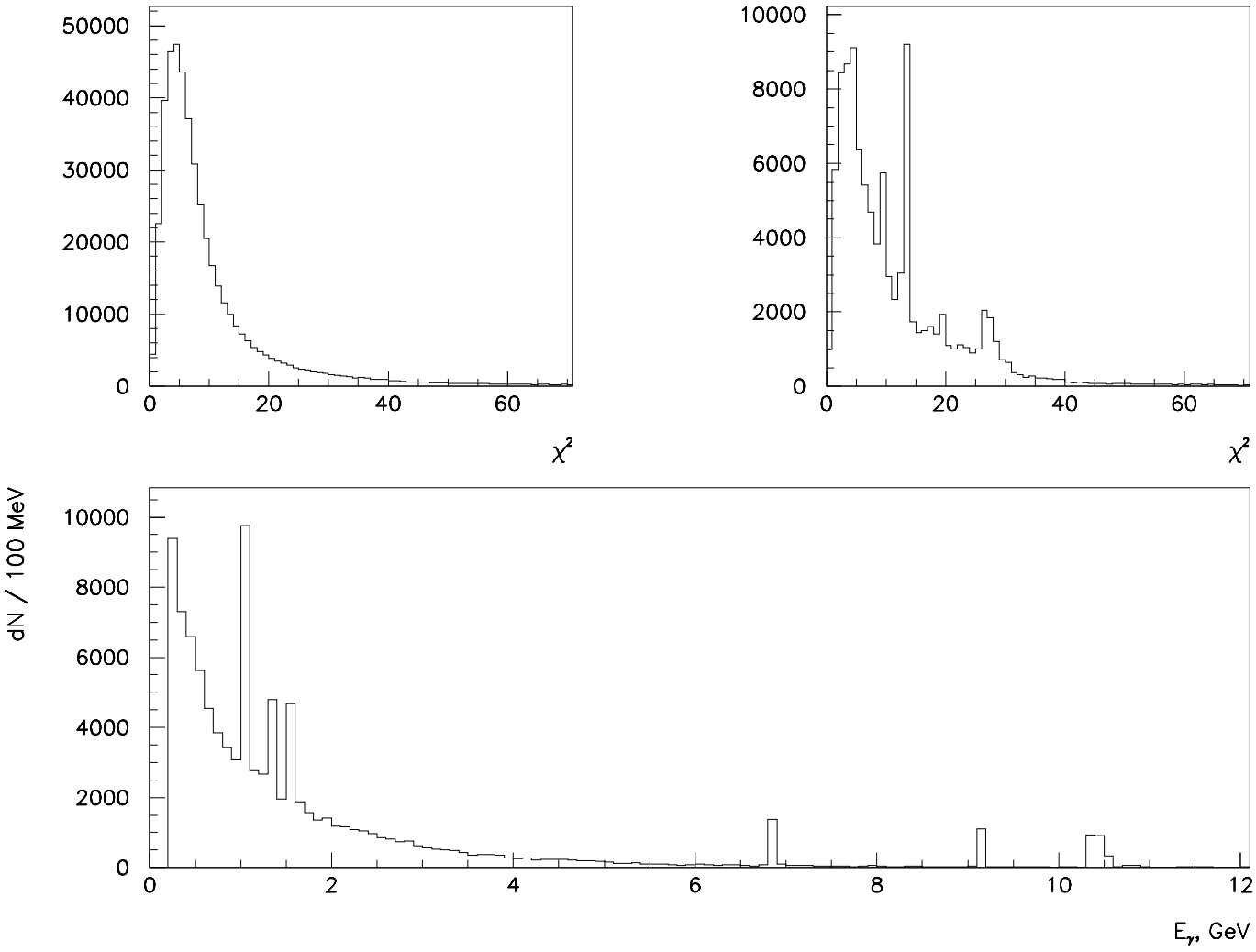

Рис. 3.1: Распределение по χ^2_γ для кластеров с центром в малых (a) и больших (b) счётчиках калориметра. Распределение по энергии кластеров с центром в больших счётчиках (c).

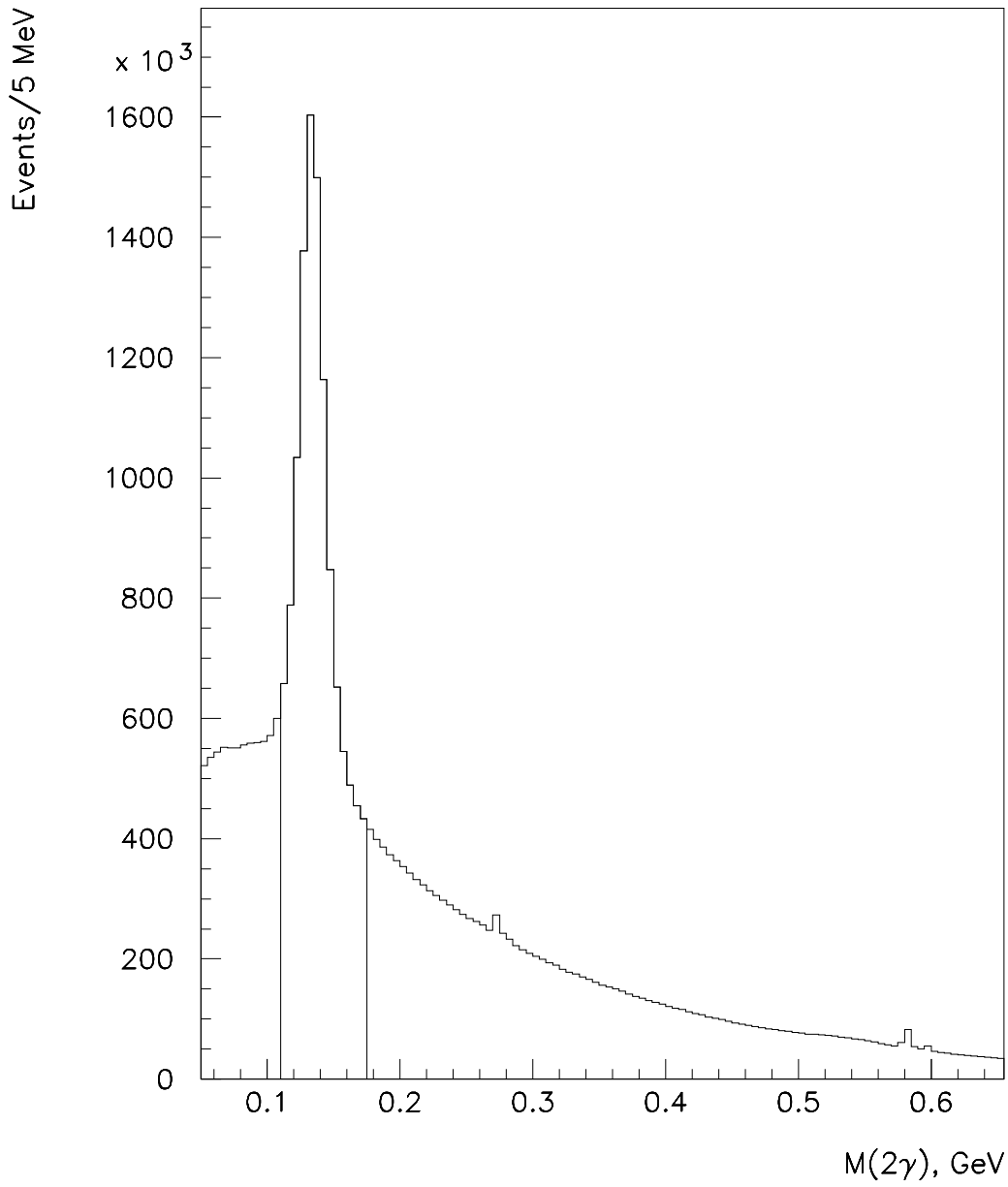

Рис. 3.2: Спектр эффективных масс всех пар $\gamma\gamma$. Выделена область π^0 - мезона.

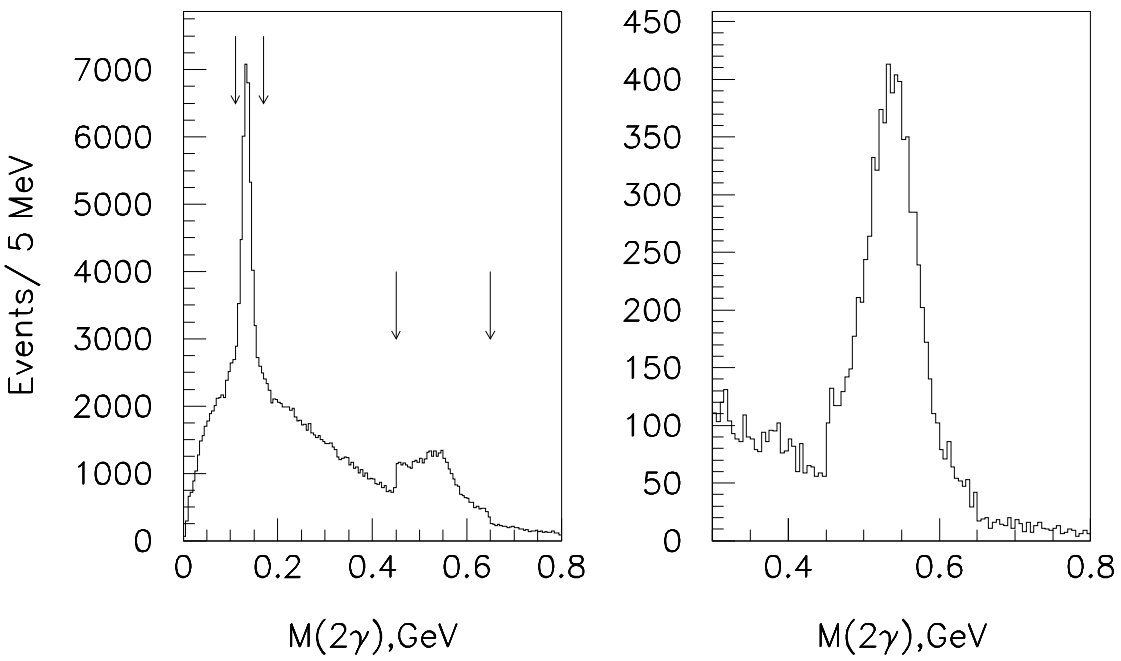

Рис. 3.3: (а) Спектр эффективных масс $\gamma\gamma$ для событий с единственной парой γ - квантов в области π^0 и одновременно хотя бы одной парой в области η (показаны стрелками). (б) Спектр $M_{\gamma\gamma}$ для событий, когда $525 \leq M_{\pi^+\pi^-\pi^0} \leq 570$ МэВ. Связанные в π^0 γ-кванты исключены.

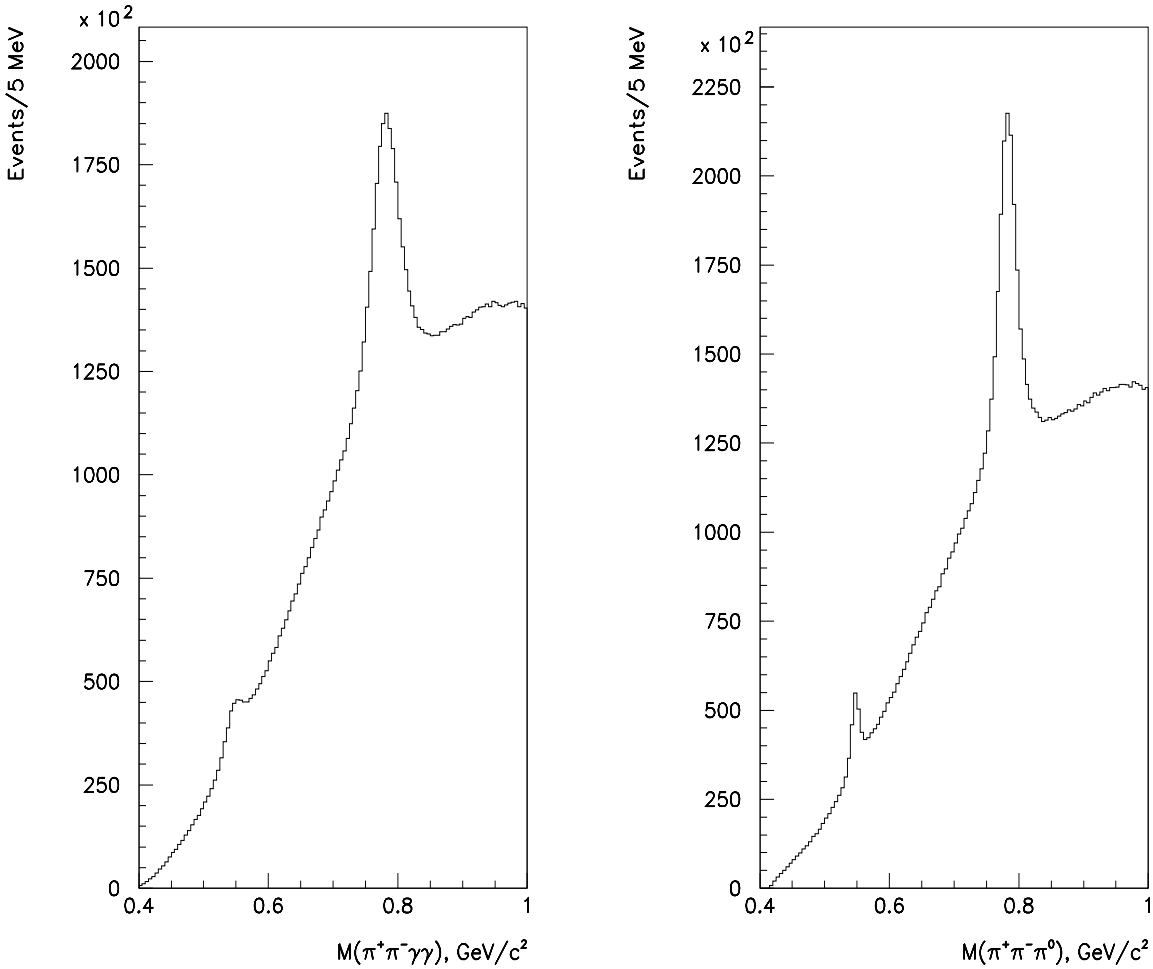

Рис. 3.4: Спектр масс $\pi^+\pi^-\pi^0$: а) без 1С-фита; б) с 1С-фитом $M_{\gamma\gamma} = M_{\pi^0}$.

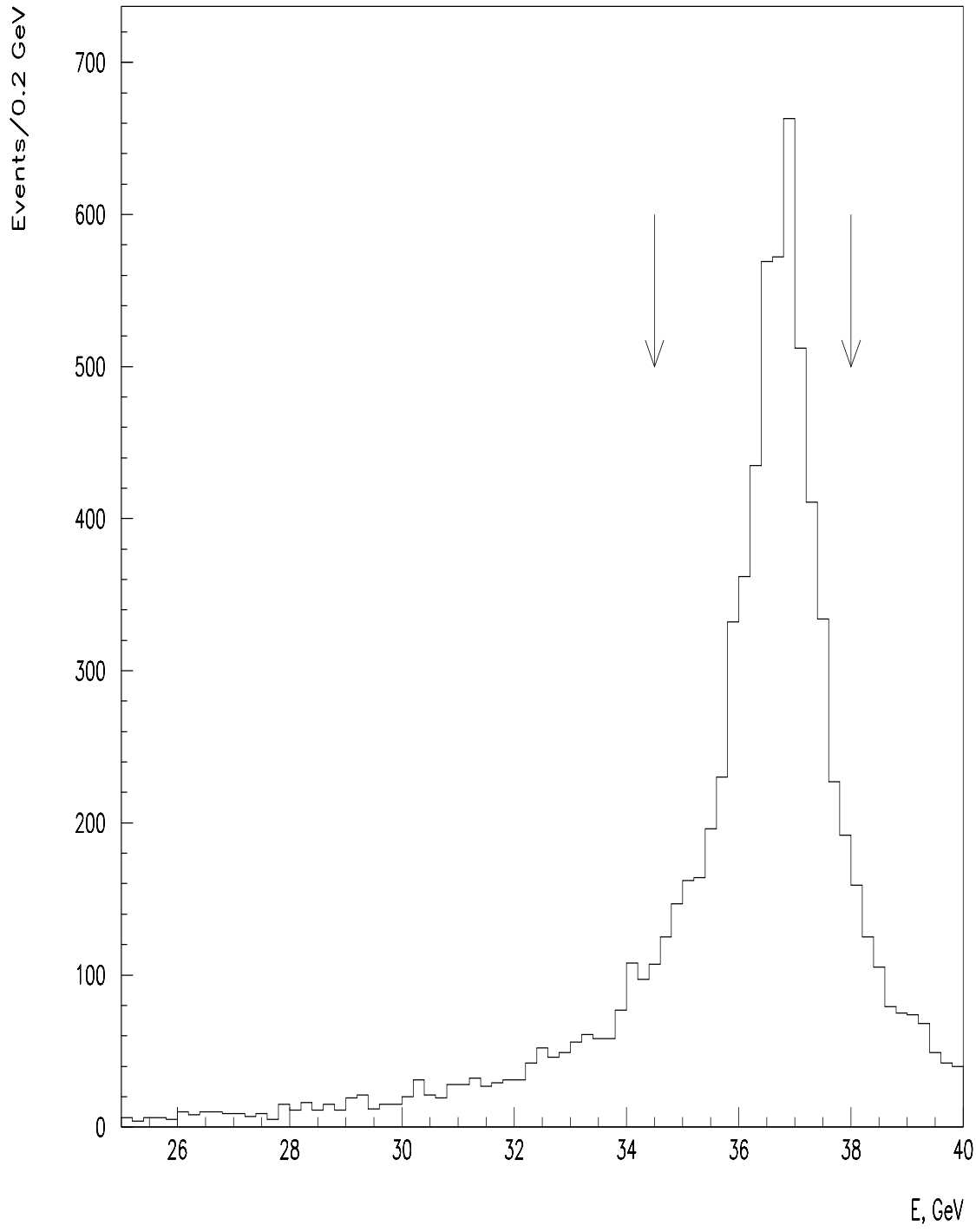

Рис. 3.5: Распределение по полной энергии системы $\pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\eta$. Стрелками показан диапазон отбираемых событий.

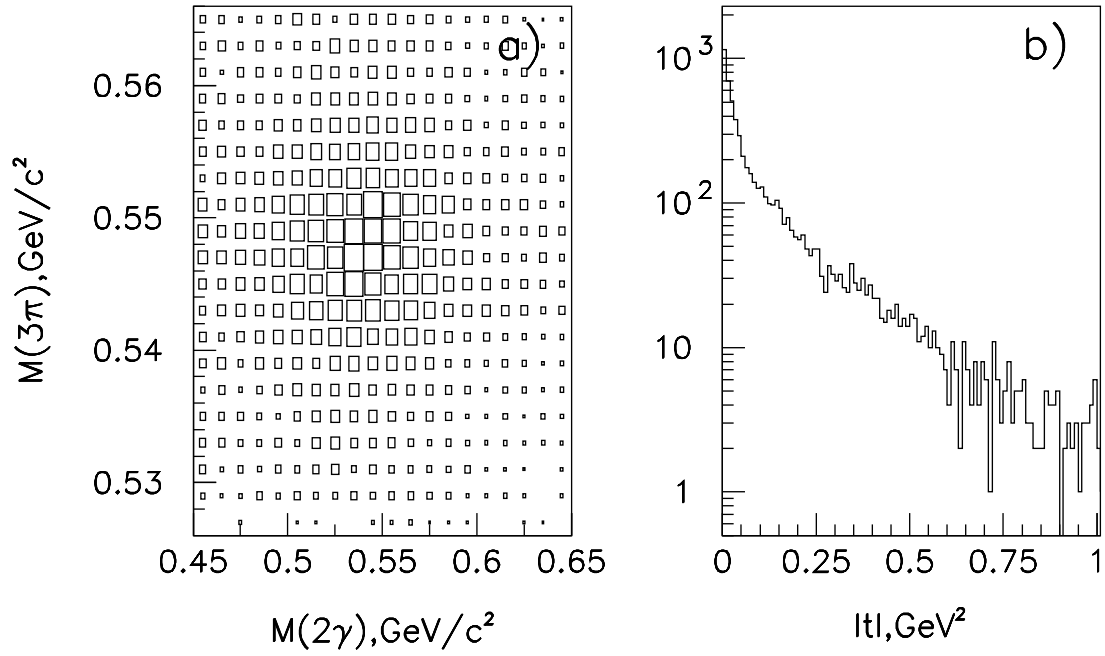

Рис. 3.6: (а) 2-мерное распределение событий по $M(\gamma\gamma)$, $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ в области масс η - мезонов; (б) $|t'|$ - распределение для событий $\eta\eta\pi^-$.

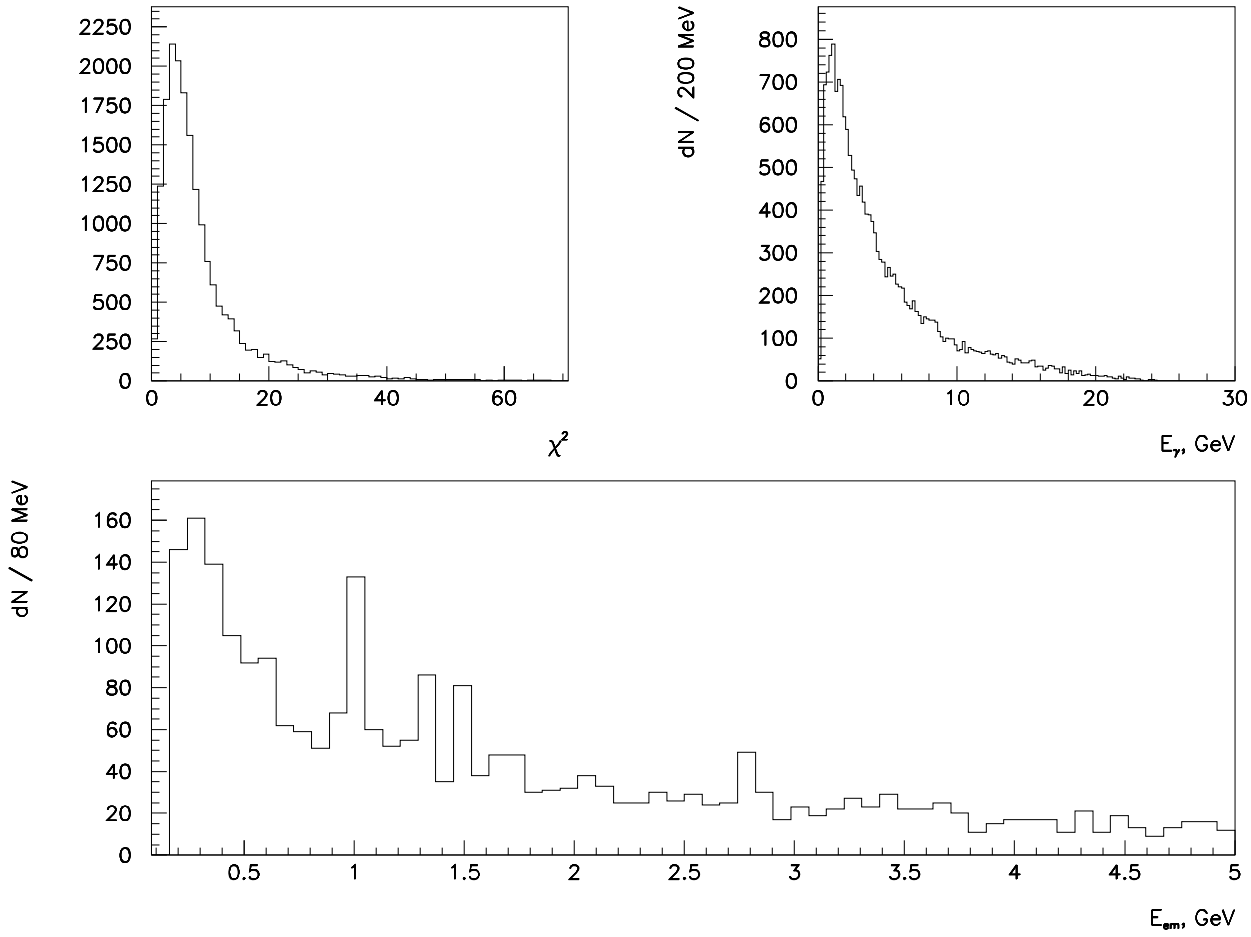

Рис. 3.7: Распределения по χ^2_γ (a) и энергии (b) γ-квантов в отобранных событиях. Распределение по остаточной энергии в калориметре (c).

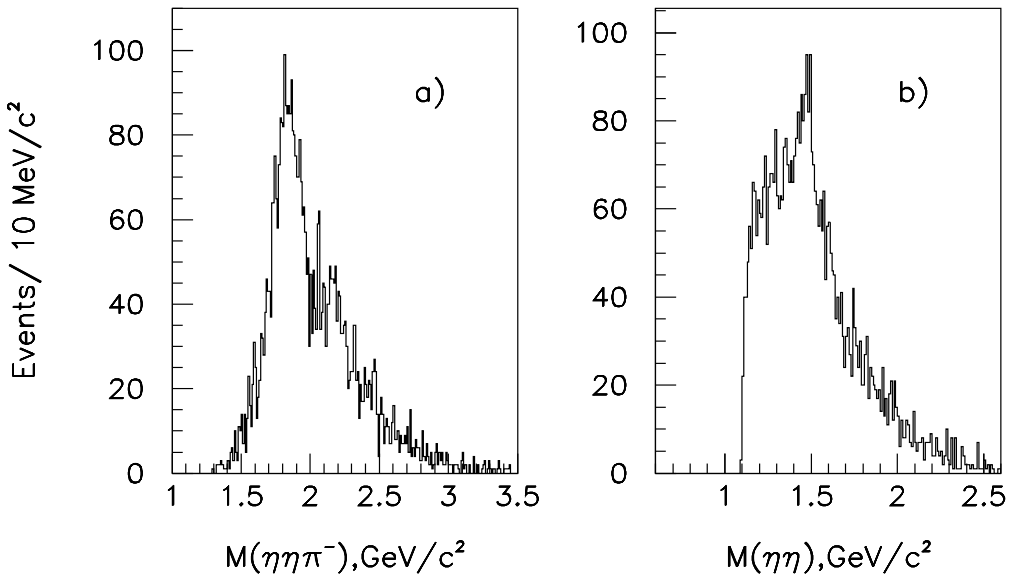

Рис. 3.8: Спектры эффективных масс $\eta\eta\pi^-$ (а) и $\eta\eta$ (б).

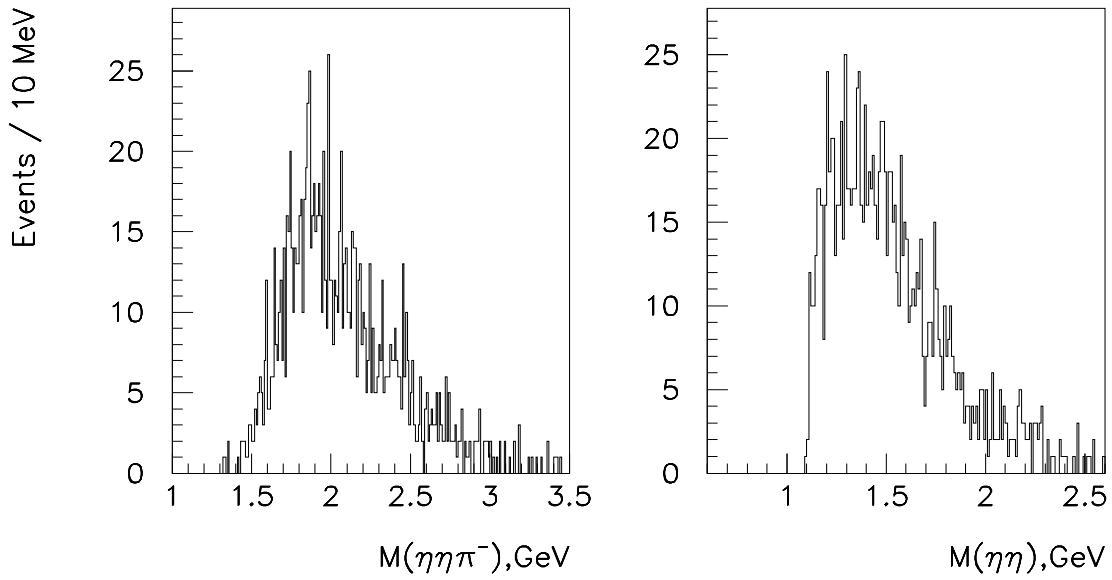

Рис. 3.9: Спектры эффективных масс $\eta\eta\pi^-$ (а) и $\eta\eta$ (б) при $|t'| > 0.15$ ГэВ^2.

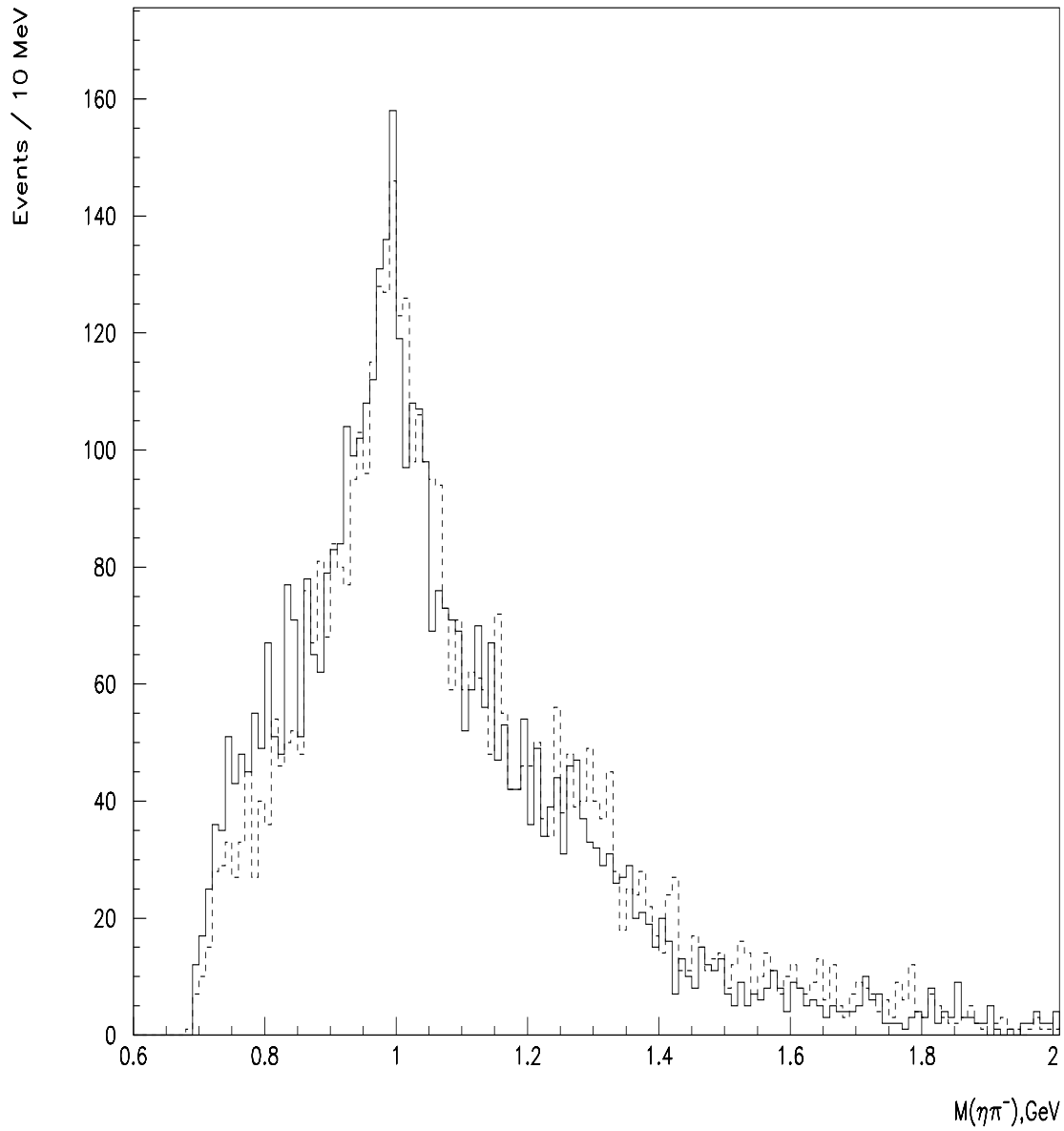

Рис. 3.10: Спектр эффективных масс $\pi^-\eta_{3\pi}$ (сплошная гистограмма) и $\pi^-\eta_{2\gamma}$ (штриховая гистограмма).

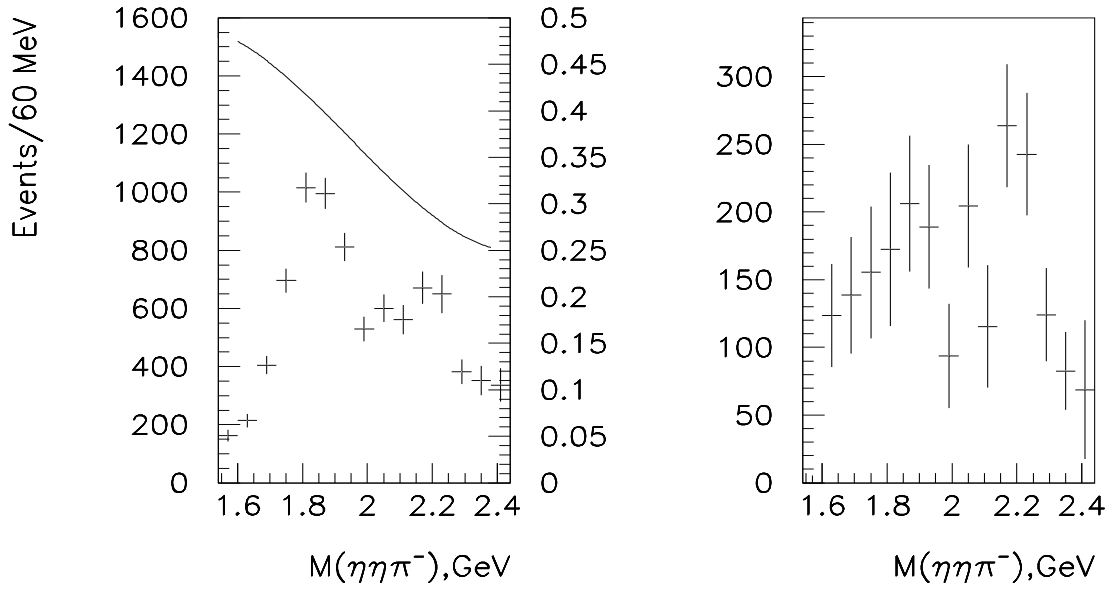

Рис. 3.11: а) Точки с ошибками - спектр эффективных масс $\eta\eta\pi^-$, поправленный на аксептанс (сплошная линия и правая шкала). б) Интенсивность "волны" FLAT.

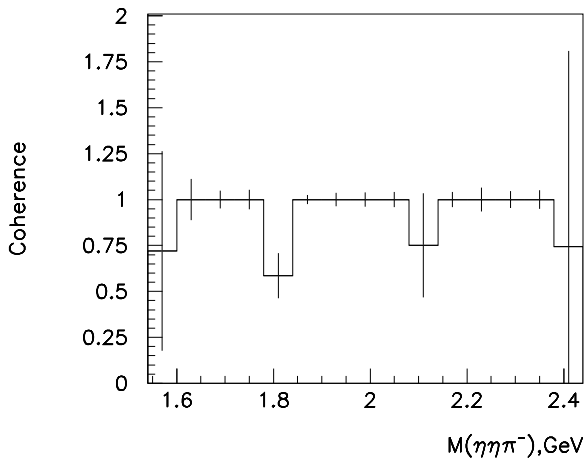

Рис. 3.12: Степень когерентности состояний 0^- и 2^-.

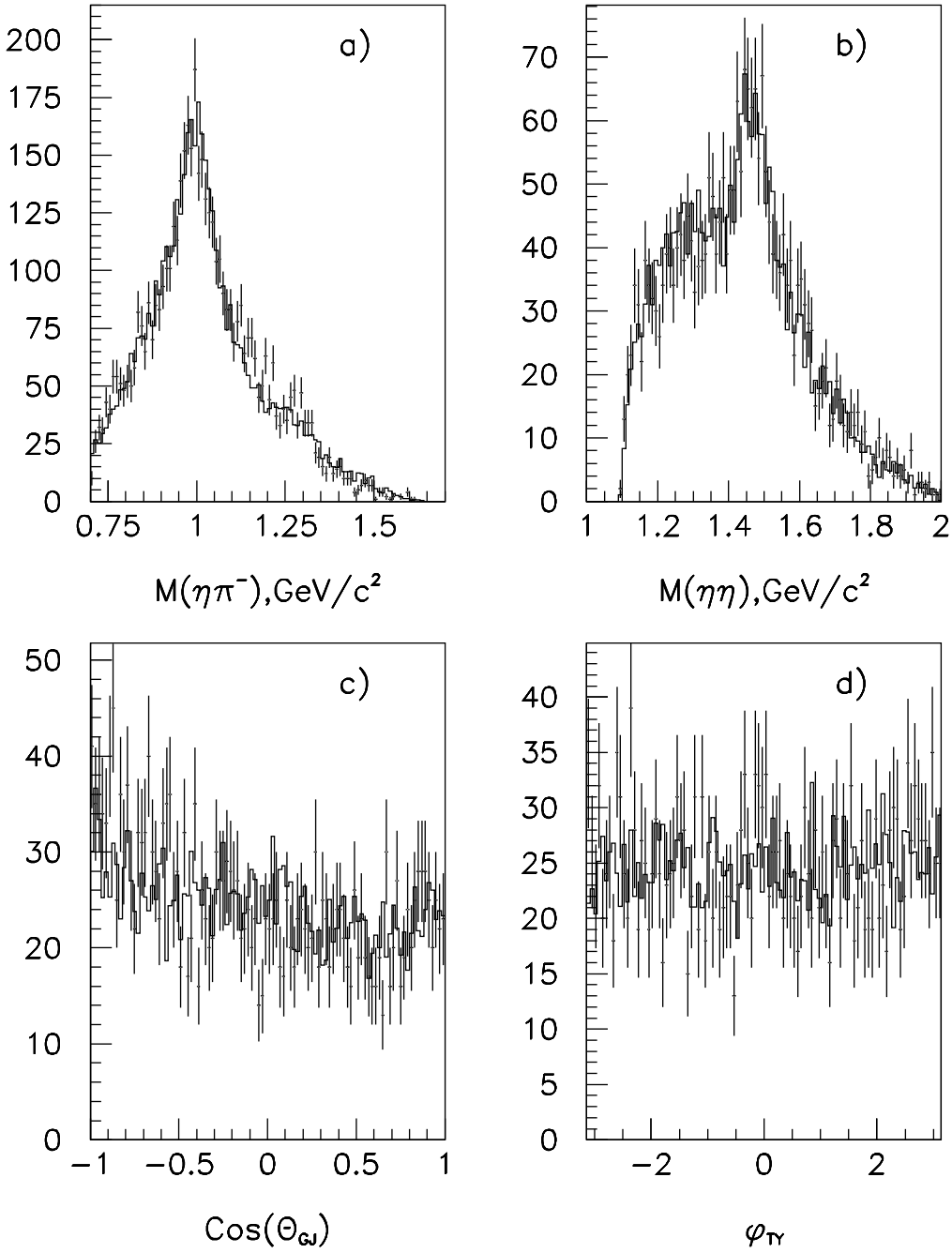

Рис. 3.13: Экспериментальные (точки с ошибками) и сгенерированные по результатам фита (сплошная линия) распределения по переменным ПВА : (а) $M(\eta\pi^-)$, (б) $M(\eta\eta)$, (в) $\cos\theta_{GJ}$, (г) ϕ_{TY}.

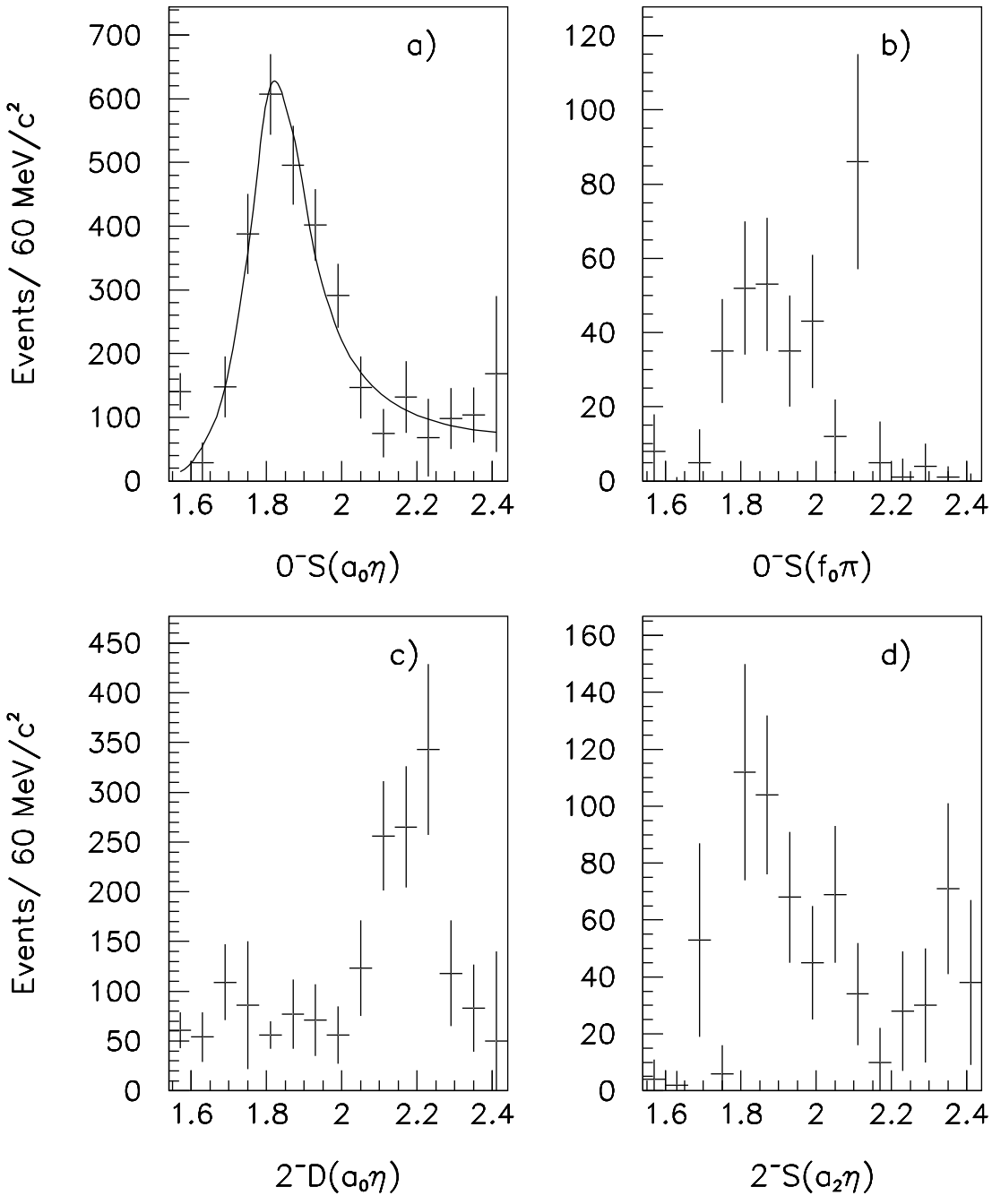

Рис. 3.14: Интенсивности волн ПВА.

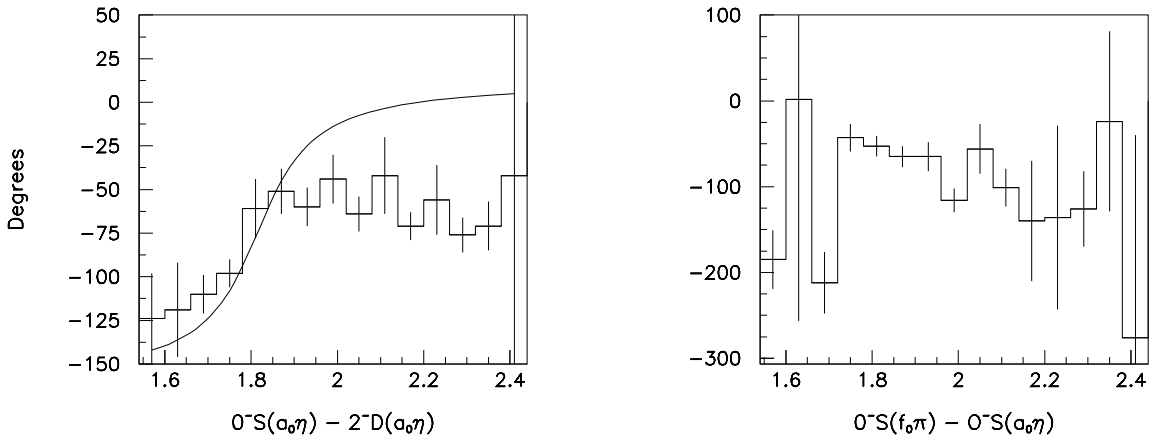

Рис. 3.15: Фазы волн: $0^- S(a_0\eta)$ относительно $2^- D(a_0\eta)$ (a); $0^- S(f_0\pi)$ относительно $0^- S(a_0\eta)$ (b). Сплошная кривая - фаза резонанса с параметрами, указанными в тексте.

Заключение

Основные результаты диссертации:

1. На установке ВЕС была создана трековая система на основе проволочных детекторов заряженных частиц. Её основные характеристики:
   – угловой аксептанс вылета вторичных частиц до $\sim$ 150 мрад в вертикальной плоскости и $\sim$ 200 мрад в горизонтальной;
   – угловое разрешение в вертикальной и горизонтальной плоскостях составляет: для пучковой части системы 0.12 мрад, для спектрометрической части 0.3 мрад;
   – импульсное разрешение магнитного спектрометра (в горизонтальной плоскости) $\sigma(p_{xz})$ $(\Gamma эВ/c) \approx 4 \cdot 10^{-4} \times p_{xz}^2$ $(\Gamma эВ^2/c^2)$.

   Достигнутое разрешение установки по эффективной массе с учётом многократного рассеяния составляет
   $\sigma \approx 1.7$ МэВ/с^2 для системы K^+K^- в области массы $\phi(1020)$-мезона и
   $\sigma \approx 9$ МэВ/с^2 для системы $2\pi^+2\pi^-$ в области массы $f_1(1285)$-мезона.
   Разрешение по поперечному импульсу дифракционно образуемой системы $2\pi^+3\pi^-$ оценивается в 13 МэВ/с.

   Трековая система эксплуатировалась в физических сеансах на установке ВЕС при типичной интенсивности пучка 1-1.5 млн./сек и показала удовлетворительную работу на протяжении около 8 лет.

2. В данных, полученных на установке ВЕС, изучена реакция образования на ядре Be пионным пучком с импульсом 37 ГэВ/с системы $\eta\eta\pi^-$. В спектрах эффективных масс $\eta\eta\pi^-$ и $\eta\eta$ наблюдены структуры соответственно в областях 1.8ГэВ/с^2 и 1.45 ГэВ/с^2.

   Результаты проведенного парциально-волнового анализа показывают, что пик в спектре масс $\eta\eta\pi^-$ обусловлен резонансом с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{-+}$, распадающегося преимущественно по каналу $a_0^-(980)\eta$. Его Брейт - Вигнеровские параметры

$$M = 1850 \pm 10\,(\text{стат.}) \pm 20\,(\text{сист.})\ \text{МэВ/с}^2\ ,$$

$$\Gamma = 220 \pm 30\,(\text{стат.}) \pm 30\,(\text{сист.})\ \text{МэВ/с}^2\ .$$

   При отождествлении данного объекта с псевдоскалярным резонансом, наблюдавшимся в системе 3-х заряженных пионов [42], определено отношение

$$\frac{Br(\pi(1800) \to \eta\eta\pi^-)}{Br(\pi(1800) \to \pi^+\pi^-\pi^-)} = 0.19 \pm 0.07$$

Наблюдаемый в спектре масс $\eta\eta$ узкий пик описывается введением резонанса с $J^{PC} = 0^{++}$ и параметрами

$$M = 1460 \pm 20\text{МэВ}, \quad \Gamma = 100 \pm 30\text{МэВ},$$

и не может быть описан альтернативным состоянием $J^{PC} = 2^{++}$.

Получено отношение вероятностей распада

$$\frac{BR(\pi^-(1800) \to f_0^{(\eta\eta)}(1460)\pi^-)}{BR(\pi^-(1800) \to a_0^{(\pi^-\eta)}\eta)} = 0.08 \pm 0.03$$

Благодарности.

Диссертация выполнена по результатам экспериментов сотрудничества ИФВЭ - ИФ АН Грузии на установке ВЕС. Я благодарен коллегам, в разные годы составлявшим её коллектив:
Д.В. Амелину, Г.М. Беладидзе, Е.Б. Бердникову, С.И. Битюкову, Г.В. Борисову, А.Я. Васину, Н.К. Вишневскому, Е.В. Власову, Ю.П. Гузу, В.А. Дорофееву, Р.И. Джелядину, А.В. Екимову, Ю.М. Иванюшенкову, А.Н. Карюхину, И.А. Качаеву, Г.А. Ключникову, В.Ф. Константинову, А.К. Коноплянникову, С.В. Копикову, М.Е. Кострикову, В.В. Костюхину, А.А. Криушину, М.А. Кулагину, Н.А. Кулешову, В.В. Лапину, С.А. Лиходеду, Т.А. Ломтадзе, В.Д. Матвееву, В.Ф. Образцову, А.П. Останкову, Д.И. Рябчикову, В.К. Семёнову, Г.Г. Сехниаидзе, О.В. Соловьянову, А.А. Солодкову, Е.А. Старченко, Э.Г. Цхададзе, Е.Н. Чернову.

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

Хочу также выразить свою благодарность коллегам из ОЭА: Ю.Б. Бушнину, В.С. Ваньёву, П.И. Гончарову, С.А. Зимину, А.Н. Исаеву, В.А. Медовикову, А.А. Разумову, В.А. Сенько, М.М. Солдатову, Н.А. Шаланде, В.И. Якимчуку, разрабатывавшим и создававшим электронику установки ВЕС.

Я благодарен Дирекции ИФВЭ за поддержку программы ВЕС, коллективам Опытно-экспериментального производства и Опытно-экспериментального цеха электроники за за работы по изготовлению детекторов и электроники установки, коллективам подразделений и служб, обеспечивших работу ускорительного комплекса, канала частиц и установки, коллективу Отдела математики и вычислительной техники за обеспечение работы вычислительного центра.

Библиография

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

[2] G.V.Borisov, S.S.Gershtein, and A.M.Zaitsev, Sov.J.Nucl.Phys. **55** (1992) 1441.

[3] F. Binon et al, Nuovo Cimento. **78A** (1983) 313.

[4] F. Binon et.al., Nuov. Cim. **80A** (1984) 363.

[5] C. Amsler et al, Phys. Let. **B291** (1992) 347

[6] C. Amsler et al, Phys. Let. **B340** (1994) 259

[7] T. Armstrong et al., Phys. Let. **B307** (1993) 394

[8] D. Alde et al., Phys. Let. **B201** (1988) 160

[9] S.I. Bityukov et al., Phys. Lett. **B268** (1991) 137.

[10] Г.М. Беладидзе и др., ЯФ, **т.55, вып. 10** (1992), 2748.

[11] Д.В. Амелин и др., ЯФ, **т.59, вып. 6** (1996), 1021.

[12] D.I. Ryabchikov, Yu.A. Khokhlov et al., Study of Exotic Mesons on the VES Setup. Proceedings of the 6-th Int. Conf. on Hadron Spectroscopy HADRON-95, Manchester, UK, 1995.

[13] Г.В. Борисов и др., Препринт ИФВЭ 98-60, Протвино, 1998.

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

[15] В.В. Костюхин, частное сообщение.

[16] А.П. Останков, "Создание и изучение электромагнитных калориметров ячеистого типа и исследование редких радиационных распадов лёгких мезонов", диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, Протвино, 1996 г..

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

[18] Review of Particle Physics, Phys. Rev. D **54** (1996) 145.

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

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

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

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

[23] 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..

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

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

[26] В.В. Абрамов и др., Препринт ИФВЭ 83-16, Серпухов, 1983 г.

[27] 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..

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

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

[30] А.А.Деревщиков и др., Препринт ИФВЭ 89-99, Серпухов, 1990 г.
Ю.М.Антипов и др., Препринт ИФВЭ 87-25, Серпухов, 1987 г.

[31] А.Л. Гостик,Л.З. Ровенский. Электронная промышленность, **8** (1989) 82.

[32] Ю.М. Антипов и др., Препринт ИФВЭ 77-85, Серпухов, 1977.

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

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

[35] С.И. Битюков и др., Препринт ИФВЭ 94-101, Протвино, 1994.

[36] С.И. Битюков и др., Препринт ИФВЭ 95-77, Протвино, 1995.

[37] CAEN SY-127, User's Manual, 1986.

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

[39] K. Buchner et al., Nucl. Phys. **B34** (1971) 293.

[40] F.v. Hippel and C. Quigg, Phys. Rev. **5** (1972) 624.

[41] S.M. Flatté, Phys. Lett. **B63** (1976) 224.

[42] D.V. Amelin et al., Phys. Let. **B356** (1995) 595.

[43] E.B. Berdnikov et al., Phys. Lett. **B337** (1994) 219.

[44] D. Alde et al., Nucl. Phys. **B269** (1986) 485.

[45] C. Amsler et al., Nucl. Phys. **A558** (1993) 3C.

[46] C. Amsler, Proton-Antiproton Annihilation and Meson Spectroscopy with the Crystal Barrel, hep-ex/9708025, in press to Rev. Modern Physics **70** (1998).

[47] C. Amsler et al., Proceedings of the 3-rd Int.Conf. on Nucleon-Antinucleon Physics (NAN-95), ЯФ **59** (1996) 1886.

[48] S.U. Chung et al., Ann. Phys. **4** (1995) 404.

[49] A.V. Anisovich et al., Phys. Lett. **B395** (1997) 123.

[50] A.M. Zaitsev, Proceedings of the 3-rd Int.Conf. on Nucleon-Antinucleon Physics (NAN-95), ЯФ **59** (1996) 1674.

[51] N. Isgur, J. Paton, Phys. Rev. **D31** (1985) 2910.
F. Close, P. Page, Nucl. Phys. **B443** (1995) 233.

[52] Д.В. Амелин и др., Исследование реакции $\pi^- + A \to \omega\pi^-\pi^0 + A^*$. Препринт IHEP 97-80, Протвино, 1997. Готовится к печати в ЯФ.

[53] D.V. Amelin et al., Z. Phys. **C70** (1996) 71.

[54] C. Daum et al., Nucl. Phys. **B182** (1981) 269.

[55] T. Armstrong et al., Nucl. Phys. **B202** (1982) 1.