Институт ядерной физики имени Г.И.Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Суханов
Александр Иванович

Изучение редких многочастичных процессов в области энергий 0.6–1.06 ГэВ на детекторе КМД-2

Специальность 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Диссертация на соискание
ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических
наук, А.Е. Бондарь

НОВОСИБИРСК — 2000

Оглавление

Введение

Исследования e^+e^- аннигиляции в адроны при низких энергиях проводятся уже более 30 лет. Однако, несмотря на значительный прогресс, данная область все еще далека от полного понимания. Необходимы как более точные измерения параметров легких векторных мезонов ρ, ω и ϕ, так и детальное изучение свойств континуума — области вне резонансов, что позволит получить важную информацию о взаимодействии легких кварков и спектроскопии их связанных состояний.

С 1992 года в Институте ядерной физики им. Будкера ведутся эксперименты с Криогенным Магнитным Детектором [1,2] на накопителе со встречными электрон - позитронными пучками ВЭПП-2М [3] в области энергий от 0.36 до 1.4 ГэВ в системе центра масс. Основу физической программы детектора составляет изучение свойств ρ, ω и ϕ-мезонов и измерение адронных сечений в эксклюзивных каналах.

Процесс множественного рождения пионов в e^+e^- аннигиляции впервые наблюдался в экспериментах во Фраскати [4] и Новосибирске [5] при энергиях 1.18–2 ГэВ. Одной из доминирующих в нем является реакция $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, которая в настоящее время хорошо изучена в диапазоне энергий от 1.05 до 2.5 ГэВ (см. работы [6,7] и ссылки в них). Существенно меньше информации об этой реакции имеется при энергиях ниже массы ϕ-мезона. В экспериментах M2N [8] и DM1 [9] на накопителе ACO в Орсэ были зарегистрированы единичные события реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при энергиях выше 0.96 ГэВ. При сканировании диапазона энергий от 0.64 до 1.1 ГэВ группами ОЛЯ [10] и НД [11,12] на ВЭПП-2М в Новосибирске были установлены верхние пределы для величины сечения. Совокупность этих наблюдений подтвердила предсказания [13–16], что сечение очень мало при энергиях ниже 1 ГэВ.

Недостаточно изучено поведение сечения процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ и в непосредственной близости от ϕ-мезона. В уже указанных экспериментах, проводившихся в Орсэ и Новосибирске [8–12], а также в эксперименте КМД [17], выполненном на ВЭПП-2М, сечение измерялось в единичных точках при $E_{cm} \approx m_\phi$. Ввиду небольшого числа зарегистрированных событий в этих экспериментах детальное изучение структуры сечения в области ϕ-мезона не проводилось. В предположении, что все наблюдаемое сечение возникает из распада ϕ, был установлен верхний предел для вероятности распада

$\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ [9]. Определение интенсивности данного распада является весьма интересным, так как он дважды подавлен: по правилу Цвейга и сохранению G-четности.

Редкие распады ϕ мезона, $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$, также нарушают правило Цвейга. Распад $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ дополнительно подавлен из-за нарушения G-четности. Поиск распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ проводился на КМД-2 с использованием части набранной статистики в канале $\eta \to \gamma\gamma$ [18,19]. Не было зарегистрировано ни одного события и поэтому был установлен верхний предел для вероятности распада. Ранее на КМД был также установлен верхний предел для распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ [17].

Чрезвычайно интересным с точки зрения проверки кварковой модели, $SU(3)$ симметрии и модели доминантности векторных мезонов является изучение радиационных переходов между векторными и псевдоскалярными мезонами [20–23]. Редкий распад $\phi \to \eta'\gamma$ в течении многих лет оставался единственным магнито-дипольным переходом, не измеренным экспериментально. В эксперименте КМД-2 впервые было произведено наблюдение этого распада и измерена его вероятность [24,25]. Позднее это измерение было подтверждено в эксперименте СНД [26]. Улучшенное измерение вероятности распада $\phi \to \eta'\gamma$, основанное на полном наборе данных, записанных в области ϕ мезона, было недавно представлено КМД-2 [27]. Первые предварительные результаты по измерению величины $Br(\phi \to \eta'\gamma)$, полученные в эксперименте KLOE [28], согласуются с данными КМД-2 и СНД.

Используя высокую эффективность регистрации многотрековых событий на детекторе КМД-2, в данной работе была поставлена задача изучить реакцию $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в диапазоне энергий 0.6–1.06 ГэВ. Сечение этой реакции впервые измерено в области энергий ниже 0.97 ГэВ; были зарегистрированы события $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ вблизи максимума ρ мезона и определена вероятность распада $\rho^0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Результаты опубликованы в [29]. Впервые наблюдалось интерференционное поведение сечения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ вблизи ϕ мезона и измерена вероятность распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$; получены более точные ограничения для вероятностей распадов $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ [30].

Другой задачей было изучение распада $\phi \to \eta'\gamma$ в канале с четырьмя заряженными частицами и фотонами. В данной работе этот распад впервые наблюдался в канале $\phi \to \eta'\gamma$, $\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$ и $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ или $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$. Измеренная вероятность распада согласуется с предыдущими измерениями. Результаты опубликованы в [31].

В задачи автора входило также создание процедуры реконструкции координат фотонов, зарегистрированных в CsI калориметре КМД-2. Описание процедуры приводится в Главе 1. Другой задачей было включение в состав системы запуска КМД-2 нейтрального триггера, описанию которого посвящена Глава 2.

Основные характеристики эксперимента, а так же общий подход к анализу множественных процессов представлены в Главе 3.

В Главах с 4 по 6 проводится анализ физической информации. В Главе 4 изучается сечение реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при энергиях ниже 1 ГэВ. Анализу поведения сечения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ вблизи ϕ мезона посвящена Глава 5. Распад $\phi \to \eta'\gamma$ изучается в Главе 6. В Заключении представлен перечень основных результатов, полученных в работе.

Глава 1.

Ускорительный комплекс ВЭПП-2М и детектор КМД-2

Эксперименты, описанные в данной работе, проводились на установке ВЭПП-2М со встречными e^+e^- пучками. Ускорительно-накопительный комплекс, схема которого приведена на рисунке 1.1, состоит из инжектора, синхротрона, бустера и самого накопителя [3]. Инжектором комплекса является импульсный ускоритель электронов с максимальной энергией частиц 3 МэВ. Синхротрон Б-3М ускоряет электроны до энергии 200 МэВ. В режиме накопления электронов пучок из Б-3М перепускается в бустерный накопитель БЭП [32].

Позитроны, образующиеся в конвертере, собираются фокусирующей системой и накапливаются в БЭП. После накопления тока 10–20 мА пучок ускоряется до энергии эксперимента и перепускается в накопительное кольцо ВЭПП-2М. Затем цикл накопления повторяется для электронов.

Накопитель ВЭПП-2М представляет собой жесткофокусирующее кольцо с четырьмя прямолинейными промежутками ($\sim$200 см). В одном из промежутков находится ускоряющий резонатор на 200 МГц, в противоположном — сверхпроводящий Виглер-магнит ("змейка") [32], служащий для получения большей светимости за счет увеличения фазового объема пучка. В двух других промежутках установлены детекторы КМД-2 и СНД [33].

Детектор КМД-2 — первый из работавших на ВЭПП-2М универсальный детектор — позволяет регистрировать и измерять с высокой точностью параметры как заряженных частиц, так и фотонов. Схема детектора представлена на Рис.1.2.

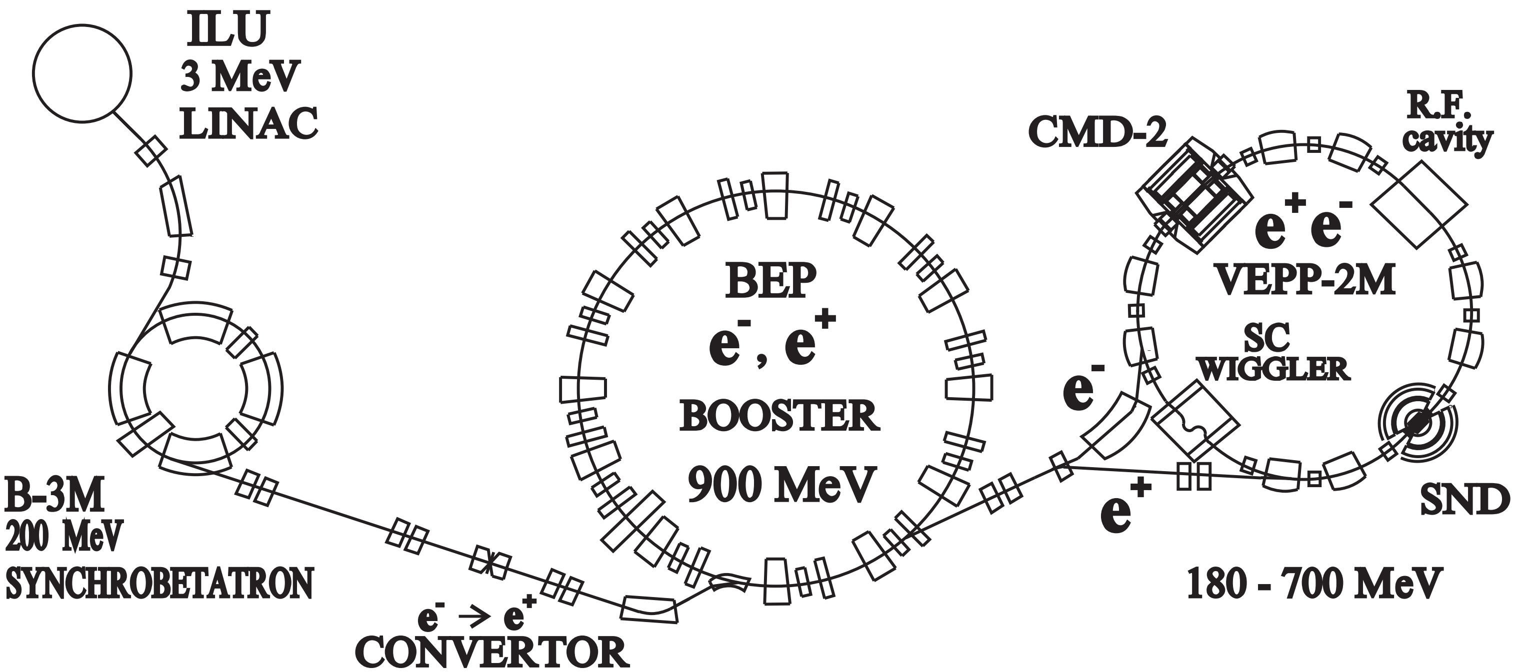


Рис. 1.1. Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М

Координаты, углы вылета и импульсы заряженных частиц измеряются координатной системой детектора, состоящей из дрейфовой (2) и Z-камер (3), расположенных в магнитном поле, создаваемом соленоидом (4). Цилиндрический (7) и торцевой (6) электромагнитные калориметры, изготовленные из сцинтилляционных кристаллов CsI и BGO, обеспечивают измерение энергии и углов фотонов, а также позволяют разделять электроны и адроны. Пробежная система (8) служит для разделения мюонов и адронов.

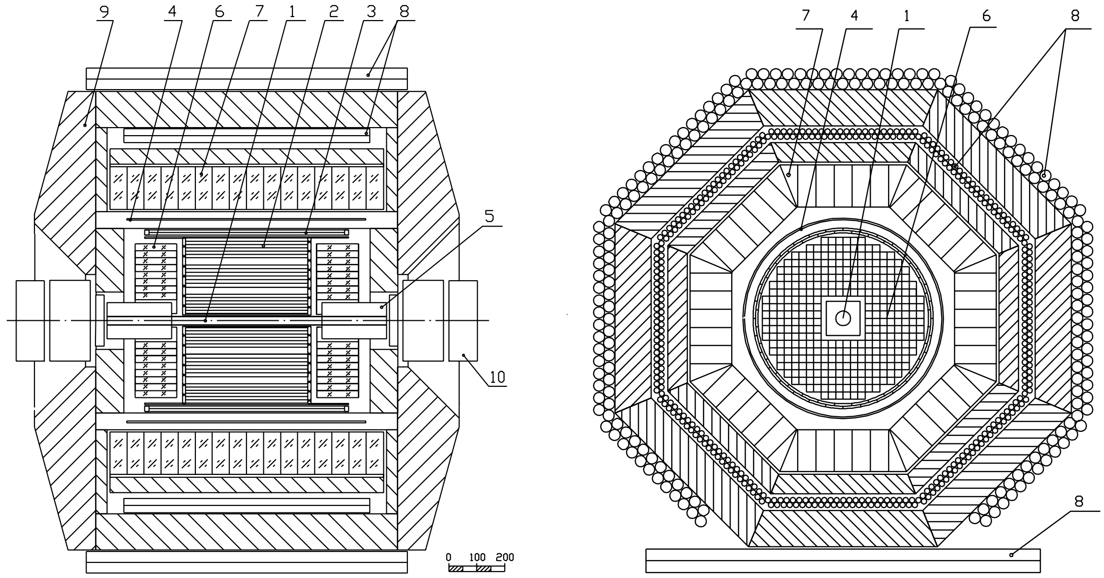


Рис. 1.2. Детектор КМД-2 в $R-\varphi$ и Z проекциях. 1 — вакуумная камера; 2 — дрейфовая камера; 3 — Z-камера; 4 — основной сверхпроводящий соленоид; 5 — компенсирующий соленоид; 6 — торцевой калориметр на основе BGO; 7 — цилиндрический калориметр на основе CsI; 8 — мюонная система; 9 — ярмо магнита; 10 — квадрупольные линзы

Вакуумная камера в прямолинейном промежутке имеет диаметр 40 мм и длину 1 м. Для уменьшения многократного рассеяния ее центральная часть длиной 20 см изготовлена из бериллия толщиной 0.8 мм.

Магнитная система детектора состоит из основного и двух компенсирующих сверхпроводящих магнитов. Поскольку катушка основного магнита расположена непосредственно перед цилиндрическим калориметром, ее конструкция оптимизировалась таким образом, чтобы толщина вещества катушки была минимальной. Использование нетрадиционного подхода позволило получить поле $10 \div 12$ кГс при толщине катушки 0.38 радиационных длин.

1.1. Дрейфовая камера

Регистрация заряженных частиц осуществляется дрейфовой камерой [34,35], заполненной газовой смесью 80% аргона и 20% изобутана. Пролетающая через камеру заряженная частица ионизует газ вдоль своего трека. Образовавшиеся в результате ионизации электроны дрейфуют в электрическом поле, созданном полевыми проволочками, и регистрируются сигнальными проволочками.

Камера состоит из трех слоев, разбитых на ячейки. В первом, внутреннем слое содержится 16 ячеек по 6 сигнальных проволочек в каждой. Второй слой имеет 32 ячейки по 7 проволочек, третий — 32 ячейки по 6 сигнальных проволочек (см. Рис.1.3). В общей сложности дрейфовая камера имеет 512 сигнальных проволочек.

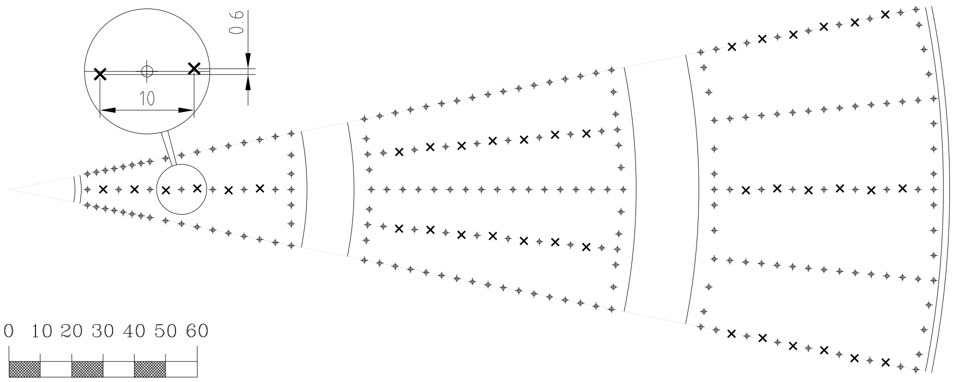


Рис. 1.3. Расположение проволочек в ячейках дрейфовой камеры. Кружками обозначены положения полевых и потенциальных проволочек, косыми крестиками — положения сигнальных проволочек

В постоянном продольном магнитном поле, в котором находится камера, дрейф электронов происходит под углом к плоскости проволочек. Этот угол между электрическим полем и направлением дрейфа электронов называется углом Лоренца и для условий дрейфовой камеры детектора КМД-2 имеет довольно большую величину, $\alpha_L \approx 30°$.

Сигнал с каждой проволочки снимается с обоих ее концов и после усиления поступает на плату T2A [36], позволяющую измерять время прихода и амплитуды сигналов.

Зная расположение проволочек и распределение полей в камере, можно восстановить координаты трека пролетевшей через камеру заряженной частицы. Координаты в плоскости проволочек (X, Y) определяются по номеру сработавшей проволочки и времени дрейфа. Координата Z (вдоль проволочки или, соответственно, вдоль направления пучков) определяется методом деления заряда. Кроме того, измерение амплитуды сигнала используется для идентификации частиц по величине ионизационных потерь dE/dx.

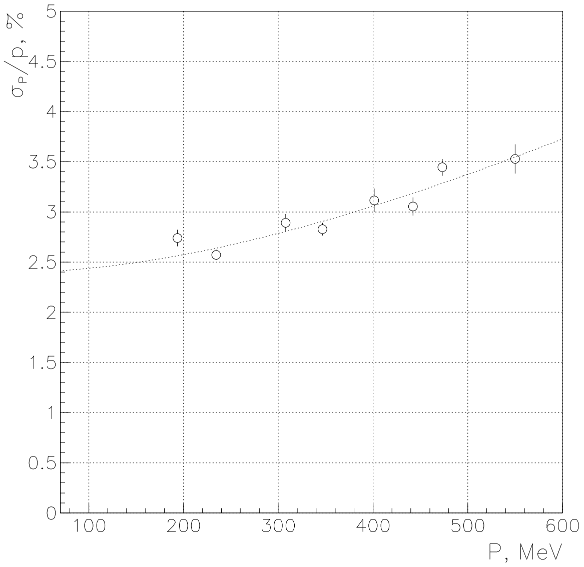


Рис. 1.4. Импульсное разрешение дрейфовой камеры

Координатное разрешение дрейфовой камеры в плоскости $R-\varphi$ составляет 250 мкм, а вдоль проволочки — 4 мм. Зависимость импульсного разрешения дрейфовой камеры от величины импульса показана на Рис.1.4 [35,37], а разрешение по полярному и азимутальному углу трека составляет $\sigma_\theta = 0.02$ и $\sigma_\varphi = 0.007$ радиан соответственно.

1.2. Z-камера

За дрейфовой камерой располагается двухслойная цилиндрическая пропорциональная Z-камера [38,39] со съемом информации с катодов и с анодов.

Z-камера не только является координатным детектором, но также используется для формирования первичного заряженного триггера. С ее помощью осуществляется временная привязка события к моменту столкновения пучков. Период оборота пучков в ВЭПП-2М составляет 60 нс, что определяет требования на временной разброс сигналов с Z-камеры. Для решения этой задачи в Z-камере используется быстрая газовая смесь и маленькое расстояние между чувствительными проволочками. Для увеличения эффективности регистрации камера выполнена в виде двух независимых слоев. Каждый слой имеет 256 катодных полосок с независимым съемом сигналов и 704 чувствительных анодных проволочки.

Для уменьшения числа каналов электроники проволочки объединены в сектора по 22 штуки в каждом. Всего в слое имеется 32 сектора. Внешний слой сдвинут относительно внутреннего на половину ширины сектора. Сегментация Z-камеры в азимутальном направлении соответствует сегментации дрейфовой камеры.

Камера продувается газовой смесью $CF_4 - iC_4H_{10}$ в соотношении 4:1.

Координатное разрешение Z-камеры составляет 250 мкм для нормально падающей частицы и ухудшается до 700 мкм при угле падения 45°. Временное разрешение для одного трека составляет 4.7 нс.

1.3. Цилиндрический калориметр на основе кристаллов CsI

Цилиндрический калориметр [40] состоит из сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) размером $6 \times 6 \times 15$ см^3. Толщина калориметра для нормально падающей частицы составляет около 8 радиационных длин.

В калориметре CsI выделяется в среднем около 80% энергии падающего фотона, а энергетическое и пространственное разрешение определяется флуктуациями утечек ливня и составляют соответственно $\sigma_E/E \approx 9\%$ и $\sigma_x = 8 \div 12$ мм в интересующем нас диапазоне энергий.

Цилиндрический калориметр состоит из восьми октантов. Каждый содержит семь линейных модулей (линеек), закрепленных на дюралевой плите. В октант входят 5 стандартных линеек и 2 линейки счетчиков специальной формы для того, чтобы обеспечить сопряжение октантов без зазоров. Линейки представляют собой 16 счетчиков CsI, закрепленных на стальной полосе толщиной 10 мм. Сцинтилляционный свет регистрируется с помощью фотоумножителей ФЭУ-60, подсоединенных к кристаллу небольшим световодом.

1.4. Торцевой калориметр на основе кристаллов BGO

Торцевой калориметр [41] на основе кристаллов ортогерманата висмута $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO) состоит из двух идентичных торцов по обе стороны от места встречи. Каждый торец представляет собой плотно уложенную матрицу из 340 кристаллов BGO. Размер кристалла $2.5 \times 2.5 \times 15$ см^3. Таким образом, толщина калориметра для нормально падающей частицы составляет 13.4 радиационных длин. Свет регистрируется при помощи фототриодов, способных работать в сильном продольном магнитном поле.

Энергетическое разрешение калориметра составляет $\sigma_E/E = 4.6\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$, а угловое — $\sigma_{\varphi,\theta} = 2 \cdot 10^{-2}/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$ радиан.

1.5. Пробежная система

Пробежная система [1] служит для разделения пионов и мюонов. Она состоит из двух частей: внутренней и внешней. Обе части выполнены в виде восьми октантов, каждый из которых представляет собой блок стримерных трубок.

Каждая трубка блока стримерных труб представляет собой газовый детектор, работающий в ограниченном стримерном режиме. Катодом является тонкостенная (300 мкм) трубка из нержавеющей стали диаметром 20 мм для внутренней и 40 мм для внешней систем, а анодом — 100 мкм проволочка из золоченого молибдена. Координата вдоль трубки измеряется по разности времен прихода сигналов на концы проволочки. Точность измерения составляет около 2 см. Поперечная координата определяется по номеру сработавшей трубки.

1.6. Система сбора данных

Информация, зарегистрированная в системах детектора, должна быть считана в память ЭВМ и записана на магнитные ленты. Эту функцию выполняет система сбора данных детектора [42].

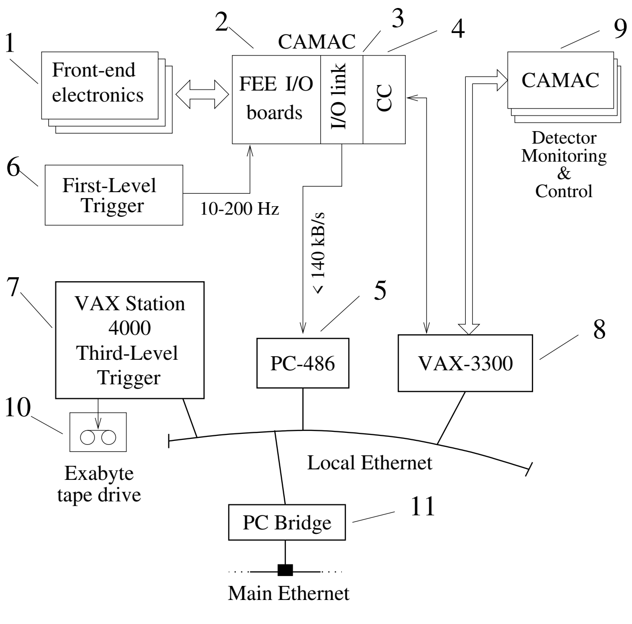


Рис. 1.5. Система сбора данных детектора КМД-2. 1 — оцифровывающая электроника, КЛЮКВА; 2 — блоки обмена; 3 — интерфейс ППИ-К; 4 — программируемый контроллер К-07; 5 — PC-486; 6 — система запуска; 7 — рабочая станция VSCMD; 8 — микро VAX; 9 — система контроля напряжений, температуры, магнитного поля; 10 — магнитофон; 11 — коммутатор выхода в локальную сеть института

На Рис.1.5 показана схема системы сбора данных, использовавшейся в экспериментах 1998 года, анализ которых представлен в данной работе.

Сигналы с детектора регистрируются быстрой оцифровывающей электроникой, выполненной в стандарте КЛЮКВА [43]. В случае положительного решения триггера данные из информационных плат крейтов КЛЮКВА передаются в блоки обмена [43] крейта КАМАК. Затем, через интерфейс ППИ-К, данные передаются в плату ППИ-2, установленную на шине ISA PC-486. Управление передачей осуществляется программой, записанной в автоматический программируемый контроллер К-07 [44]. Программа CAMRD, выполняющаяся на PC-486, по мере заполнения данными буфера в памяти, считывает очередную порцию данных и передает их в VSCMD по сети Ethernet. VSCMD осуществляет управление заходами и запись данных на магнитную ленту. Загрузка команд в процессоры ввода-вывода крейтов КЛЮКВА, проведение калибровок систем детектора, а также контроль напряжений, температуры и магнитного поля выполняется на компьютере микро VAX (VXCMD).

Максимальная частота считывания составляла около 70 событий в секунду при средней длине события около 1 кбайта и определялась скоростью записи на магнитную ленту.

1.7. Программа реконструкции событий

Для проведения анализа физических процессов информация, записанная во время эксперимента, должна быть преобразована в физические характеристики события (число частиц, их импульсы и направления, параметры, характеризующие тип частицы и т.п.). Для этого первичная информация обрабатывается программой реконструкции и помещается на "вторичные" ленты.

В процессе работы события записываются на магнитную ленту в виде записей переменной длины в формате ZEBRA [45]. Каждому событию соответствует запись. Записи разбиты на сегменты, каждый из которых содержит информацию с одной системы детектора. Информация представляет собой последовательность адресов каналов электроники и данных, считанных с них.

Для преобразования данных, считанных с первичной магнитной ленты в физическую информацию, используется программа реконструкции CMD2OFF.

1.7.1. Реконструкция траектории заряженных частиц в координатной системе

Опишем коротко алгоритм реконструкции треков [35,46].

На первом этапе по номерам сработавших проволочек, измеренным временам и амплитудам сигналов на концах проволочек восстанавливаются координаты точек — источников первичной ионизации. Затем точки в плоскости $R-\varphi$ объединяются в группы, соответствующие трекам заряженных частиц. Каждая группа точек подгоняется окружностью, характеризующейся радиусом R и координатами центра. По этой информации рассчитывается поперечный импульс $P_{\perp}$, знак заряда частицы, угол вылета φ, минимальное расстояние окружности до центра пучков $e^{+}e^{-}$ в $R-\varphi$ плоскости r_{min} и разброс точек относительно проведенной окружности σ_r. В случае двух и более треков происходит поиск вершин. Затем точки, принадлежащие одному треку, подгоняются отрезком спирали в плоскости $R-Z$, и определяются полярный угол вылета частицы θ, Z-координата ближайшей к пучку точки Z_{min} и разброс точек относительно подгоночной кривой σ_z. При подгонке в плоскости $R-Z$ учитывается информация с Z-камеры (если есть срабатывание на продолжении трека). Точки двух треков, принадлежащих одной вершине, подгоняются одновременно, при этом требуется, чтобы точка пересечения треков в плоскости $R-\varphi$ имела одинаковую Z-координату обоих треков. Информация для каждого восстановленного трека помещается в банки структуры ZEBRA.

1.7.2. Реконструкция фотонов в электромагнитном калориметре

Во время эксперимента в каждом событии записываются адрес и информация АЦП для всех кристаллов, амплитуда сигнала с которых превысила определенный порог. При первичной обработке данных программа реконструкции кластеров проводит следующие операции:

- Пересчёт адресов и каналов АЦП в номера кристаллов и энерговыделения в них с использованием данных калибровки.
- Поиск кластеров.
- Расчёт энерговыделения и координат кластеров.
- Расчёт наиболее вероятной величины энергии и углов вылета произведшей этот кластер частицы, в предположении что это фотон или электрон.

На первом этапе для каждой пары значений адрес-амплитуда происходит пересчёт адреса в номер кристалла и производится поправка амплитуды в нем с учётом данных электронной калибровки. Затем амплитуды в кристаллах пересчитываются в энергию с учётом калибровочных коэффициентов по формуле:

$$E_i = a_i A_i \,,$$

где E_i - это энерговыделение в i-ом кристалле, A_i - амплитуда АЦП, a_i - коэффициент пересчёта.

При первичной обработке используются коэффициенты космической калибровки, а после проведения off-line калибровки – коэффициенты последней.

На следующем этапе происходит поиск кластеров. Кластером называется связанная группа кристаллов с энерговыделением $E > E_{min} = 2$ МэВ, содержащая хотя бы один счётчик с энерговыделением более E_{seed}(15 МэВ). Связанными считаются кристаллы, соприкасающиеся гранью или углом. Счётчики, граничащие с кластером, но имеющие энерговыделение меньше E_{min} также включаются в него, но их соседи не рассматриваются на предмет включения в текущий кластер. В случае, если такой счётчик граничит с двумя кластерами, он включается в кластер с наибольшим энерговыделением. Эффективность восстановления фотона в зависимости от энергии для такого алгоритма, полученная из событий моделирования, показана на Рис.1.6. Как видно из рисунка, для

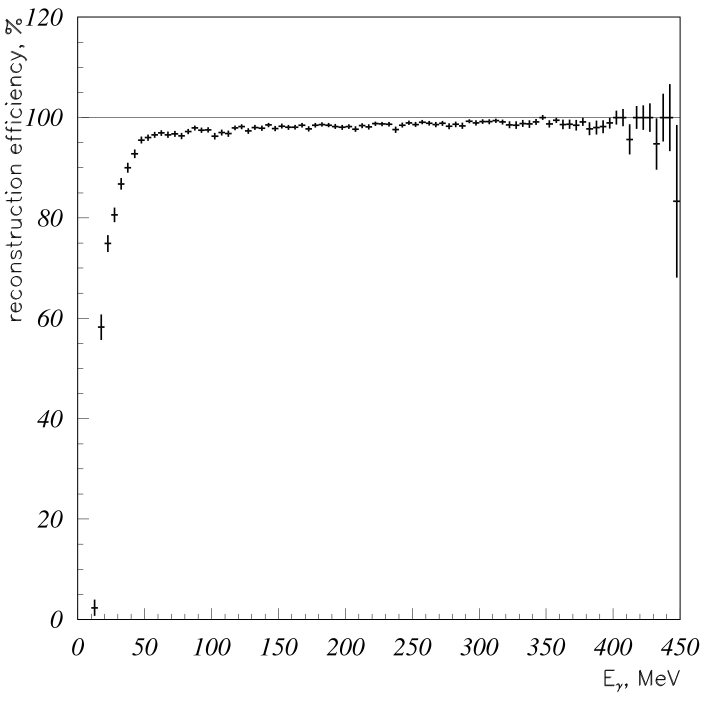


Рис. 1.6. Эффективность восстановления фотона в зависимости от энергии

фотонов с энергией больше $E_\gamma > 30$ МэВ эффективность восстановления выше 80 %, а для фотонов с $E_\gamma > 50$ МэВ – выше 95 %.

Номера кристаллов, не вошедшие ни в один кластер, а также энерговыделение в них записываются в отдельную структуру. Отдельно расположенные кристаллы с небольшим энерговыделением возникают в основном от нейтронов, рожденных при ядерном взаимодействии мезонов.

Энерговыделение кластера рассчитывается как сумма энерговыделений кристаллов E_i, а углы — как угол центра тяжести кластера:

$$E_{cl} = \sum_i E_i\,, \quad \theta_{cg} = \frac{\sum_i E_i \Theta_i}{E_{cl}}\,, \quad \varphi_{cg} = \frac{\sum_i E_i \Phi_i}{E_{cl}}\,, \tag{1.1}$$

где Θ_i, Φ_i — угловые координаты центра передней (то есть обращенной к месту встречи) грани кристалла, а суммирование проводится по всем счётчикам, включенным в кластер.

Восстановление энергии фотона

Основная задача калориметра — это измерение энергии и координат фотонов. Цилиндрический калориметр детектора КМД-2 является достаточно тонким, 8 радиационных длин, поэтому фотон выделяет в CsI в среднем от 75 до 85% своей энергии в зависимости от угла вылета частицы. В связи с этим для восстановления энергии фотона из энерговыделения вводилась поправка, зависящая от точки попадания фотона в калориметр:

$$E_\gamma = \frac{E_{cl}}{F(L_{eff}, \theta_{cl}, \varphi_{cl}, E_{cl})}, \tag{1.2}$$

где E_γ — оценка энергии фотона, F — функция, дающая поправку на долю утечек ливня.

Для центральной части калориметра, которая может быть рассмотрена как плоскопараллельный слой вещества, энерговыделение для фотона определённой энергии зависит только от эффективной толщины слоя CsI на пути фотона(L_{eff}). Если кластер расположен у границы октанта, на расстоянии, сравнимом с мольеровским радиусом, существенными становятся утечки ливня через боковые грани кристаллов. Поэтому поправочная функция может быть представлена в виде произведения основной зависимости от L_{eff} и дополнительных поправочных функций на краях калориметра.

$$F(L_{eff}, \theta_{cl}, \varphi_{cl}, E_{cl}) = F_1(L_{eff}, E_{cl}) F_2(\theta_{cl}, E_{cl}) F_3(\varphi_{cl}, E_{cl}), \tag{1.3}$$

Поправочные функции F_i определялись с помощью моделирования методом Монте-Карло взаимодействия фотонов с веществом калориметра КМД-2 [47,48].

Для нескольких энергий фотонов: 50, 100, 300, 500 МэВ моделировалось испускание фотона из места встречи с плавным угловым распределением. По фотонам, попадающим в центральную часть октантов ($|\theta - \pi/2| < 0.7$ рад и $|\varphi| < 0.3$ рад), определялась зависимость наиболее вероятного энерговыделения от L_{eff}. Для этого область значений

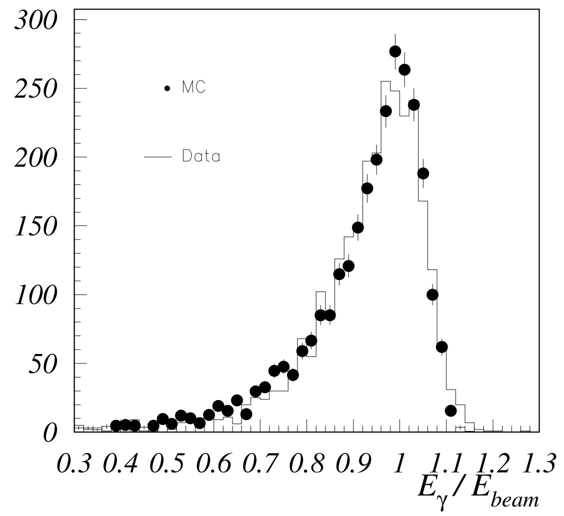


Рис. 1.7. Распределение по восстановленной в калориметре энергии фотона для событий процесса $e^+e^- \to \gamma\gamma$. Сплошная кривая — эксперимент, точки — моделирование

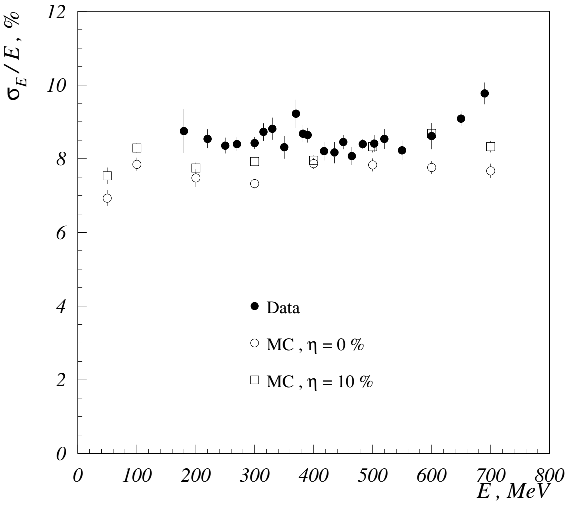


Рис. 1.8. Зависимость энергетического разрешения калориметра для процесса $e^+e^- \to \gamma\gamma$. Жирные точки — экспериментальное разрешение; пустые кружки — моделирование без неоднородности; квадратики — моделирование при неоднородности коэффициента светосбора 10%

L_{eff} разбивалась на интервалы, и для каждого интервала строилось распределение по выделенной в калориметре энергии. Эти распределения аппроксимировались функцией нормального логарифмического распределения:

$$f(E) = N \exp\left[-\frac{1}{2\sigma_0^2}\ln^2\left(1 - \frac{E - E_p}{\sigma_E}\eta\right) - \frac{\sigma_0^2}{2}\right]\frac{\eta}{\sigma_0\sigma_E\sqrt{2\pi}}$$

где E — выделенная в CsI энергия, E_p — наиболее вероятная энергия, $\sigma_E = \frac{FWHM}{2{,}35}$ — энергетическое разрешение, η — величина, характеризующая асимметрию распределения, N – нормировочный множитель, а $\sigma_0 = \mathrm{Arsh}^{-1}(2\xi\eta)/(2\xi)$, $\xi = 2\sqrt{2\ln 2} \approx 2.35$. Эта функция при асимметрии $\eta = 0$ переходит в нормальное распределение, а при $\eta \neq 0$ имеет асимметричную форму и достаточно хорошо описывает энерговыделение ливнеобразующих частиц.

Таким образом были определены поправочные функции для фиксированных энергий фотонов $E_i = 50,\ 100,\ 300,$ и 500 МэВ.

Для произвольной энергии поправочная функция $F(E)$, используемая в формуле (1.3), определялась путем линейной интерполяции значений $F(E_i)$.

На рисунке 1.7 показаны распределения восстановленной энергии фотона для отобранных событий $e^+e^- \to \gamma\gamma$ и для событий моделирования этого процесса. Эти распределения хорошо согласуются между собой. Небольшое превышение ширины экспериментального распределения над расчётной объясняется тем, что в моделировании не учтена неоднородность световыхода кристаллов.

На Рис.1.8 показано полученное энергетическое разрешение калориметра для процесса $e^+e^- \to \gamma\gamma$. Там же приведены результаты моделирования без учёта и с учётом продольной неоднородности кристаллов CsI. Как видно из рисунка, полученные результаты лучше согласуются с результатами моделирования с учётом эффекта неоднородности.

Восстановление координат фотонов

Углы вылета фотона из места встречи $(\theta,\ \phi)$ определялись на основе распределения энергии ливня по кристаллам калориметра. Значения угловых координат θ_{cg} и ϕ_{cg} точки попадания фотона в калориметр, полученные методом центра тяжести (1.1), нелинейным образом связаны с истинным значением. Следует отметить два наиболее существенных эффекта.

1) Конфигурация калориметра (см. Рис.1.10) не является "проективной", то есть частицы, вылетающие из места встречи, попадают в калориметр под некоторым углом к оси кристаллов. Проекция центра тяжести на плоскость, в которой лежит передняя грань кристалла (точка M на Рис.1.10), не совпадает с точкой входа частицы в калориметр (точка N). Соответственно, углы θ_{cg} и ϕ_{cg} (угловые координаты точки M) отличаются от "истинных" углов θ_{true} и ϕ_{true} тем сильнее, чем больше угол, под которым частица входит в калориметр.

2) При развитии электромагнитного ливня в веществе приблизительно 90% энергии выделяется внутри цилиндра с радиусом Мольера R_M (для CsI $R_M = 3.8\,\text{см}$). Сегментация калориметра на счётчики с поперечным размером $6 \times 6\,\text{см}^2$ приводит к тому, что в случае, когда частица входит в кристалл вблизи центра передней грани, значительная доля энергии выделяется именно в этом кристалле, и он дает наибольший вклад в углы θ_{cg} и ϕ_{cg} , вычисляемые по формулам (1.1). При этом небольшие отклонения точки входа от центра практически не изменяют величины θ_{cg} и ϕ_{cg}. Когда же частица проходит вблизи границы кристаллов, величины энергии, выделившейся в соседних счётчиках, становятся сравнимыми, и углы θ_{cg} и ϕ_{cg} приближаются к "истинным" значениям θ_{true} и ϕ_{true}.

Зависимость θ_{cg}, а также угла после введения перечисленных поправок, от его истинного значения показана на Рис.1.9. Эти зависимости получены для событий моделирования.

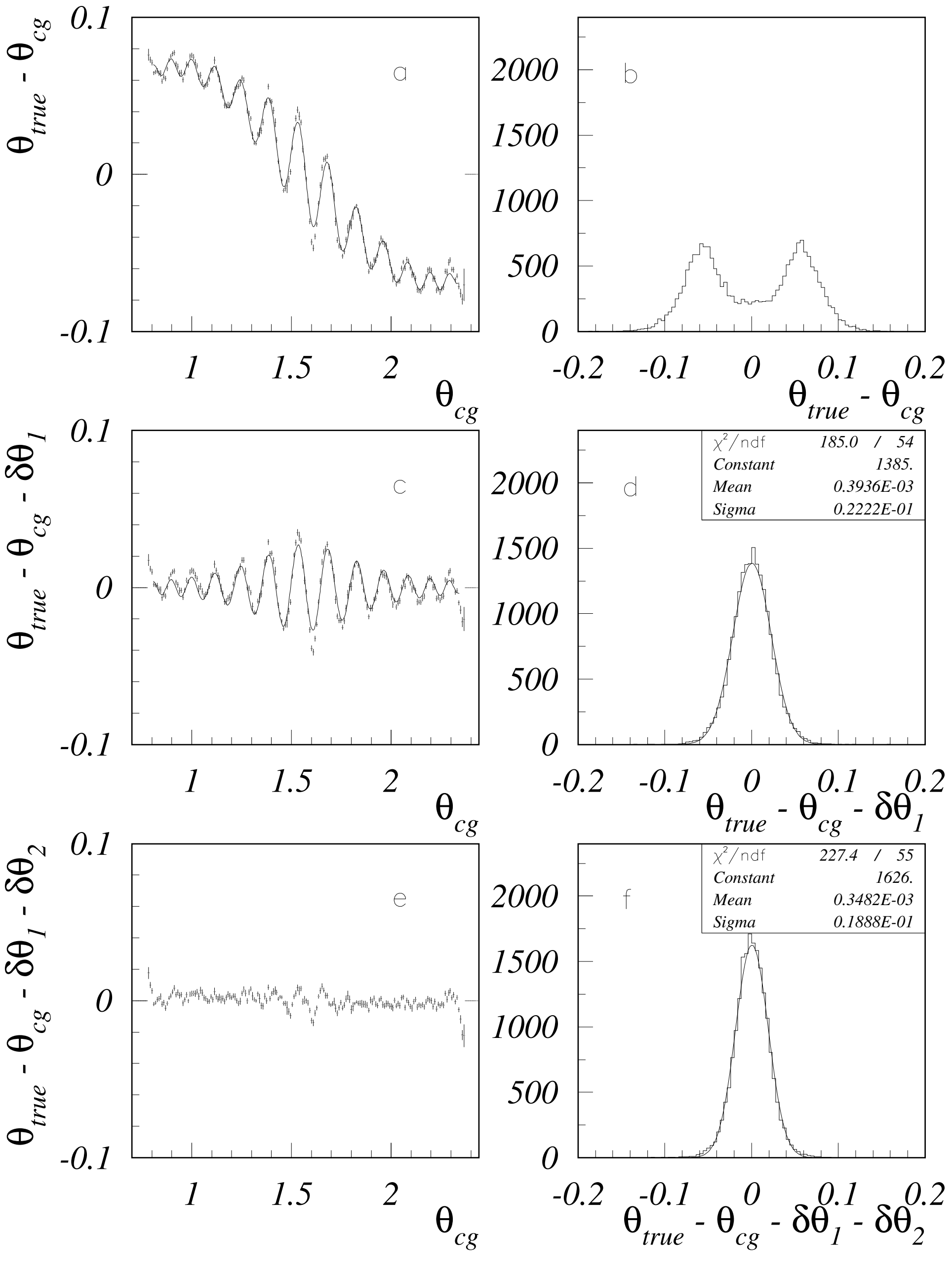


Рис. 1.9. a), c), e) Зависимость восстановленного угла фотона θ от его истинного значения. b), d), f) Распределение по разнице восстановленного и истинного значений угла θ. a), b) — определение угла по центру тяжести ливня; c), d) — с учётом поправки, связанной с эффектом “непроективности” геометрии калориметра; e), f) — с учётом поправки, связанной с эффектом сегментации калориметра. Энергия фотонов 500 МэВ

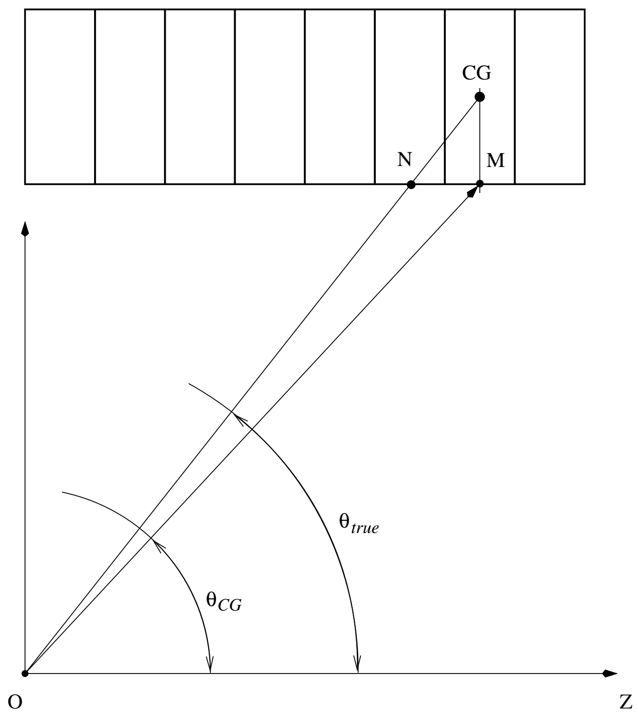


Рис. 1.10. Сдвиг координат центра тяжести ливня

На Рис.1.9 a) наблюдается заметное отличие восстановленного угла от его истинного значения, которое последовательно уменьшается для зависимостей Рис.1.9 c)-e), полученных после введения поправок.

Таким образом, угловые координаты фотонов определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \theta_{cor} &= \theta_{cg} + \delta\theta_1(\theta_{cg}) + \delta\theta_2(\theta_{cg}) \,, \\ \phi_{cor} &= \phi_{cg} + \delta\phi_1(\phi_r) + \delta\phi_2(\phi_r) \,, \end{aligned}$$

где ϕ_r – значение угла ϕ_{cg} , измеренное относительно центра октанта; $\delta\theta_1, \delta\phi_1$ — поправки, связанные с эффектом геометрии калориметра, а $\delta\theta_2, \delta\phi_2$ — поправки, соответствующие сегментации калориметра. Для параметризации поправок были использованы следующие выражения:

$$\begin{aligned} \delta\theta_1(\theta_{cg}) &= p_1(\theta_{cg} - \pi/2) + p_2(\theta_{cg} - \pi/2)^3 \,, \\ \delta\theta_2(\theta_{cg}) &= \frac{p_3}{1 + [p_4(\theta_{cg} - \pi/2)]^2} \sin\left(\frac{2\pi(\theta_{cg} - \pi/2)}{0.15 - [p_5(\theta_{cg} - \pi/2)]^2}\right) , \\ \delta\phi_1(\phi_r) &= q_1\phi_r + q_2{\phi_r}^3 \,, \\ \delta\phi_2(\phi_r) &= \frac{q_3}{1 + [q_4\phi_r]^2} \sin(q_5\phi_r) \,. \end{aligned}$$

Параметры p_i, q_i определялись с помощью моделирования прохождения фотонов через калориметр. Параметры p_3, p_4, p_5, q_i одинаковы для всех энергий фотона, а параметры

Таблица 1.1. Параметры поправочных функций

p_1^0	$-2.814 \cdot 10^{-2}$	k_1	-0.0295	q_1	$-0.214 \cdot 10^{-2}$
p_2^0	$9.831 \cdot 10^{-2}$	k_2	-0.0349	q_2	$1.267 \cdot 10^{-2}$
p_3	$-0.028 \cdot 10^{-3}$			q_3	$0.031 \cdot 10^{-3}$
p_4	$-3.114 \cdot 10^{-1}$			q_4	$3.455 \cdot 10^{-1}$
p_5	$0.217 \cdot 10^{-3}$			q_5	$41.010 \cdot 10^{-1}$

p_1, p_2 слабо зависят от энергии:

$$p_i(E_\gamma) = p_i^0 + k_i \ln(E_\gamma)\,,$$

где $i = 1, 2$. Величины параметров приведены в Таблице 1.1.

Усреднённое по телесному углу калориметра угловое разрешение для фотонов в зависимости от энергии, полученное из моделирования процесса $e^+e^- \to \gamma\gamma$, показано на рисунке 1.11.

Рисунок 1.12 демонстрирует пространственное разрешение, измеренное по событиям $e^+e^- \to e^+e^-$, которое хорошо согласуется с результатами моделирования.

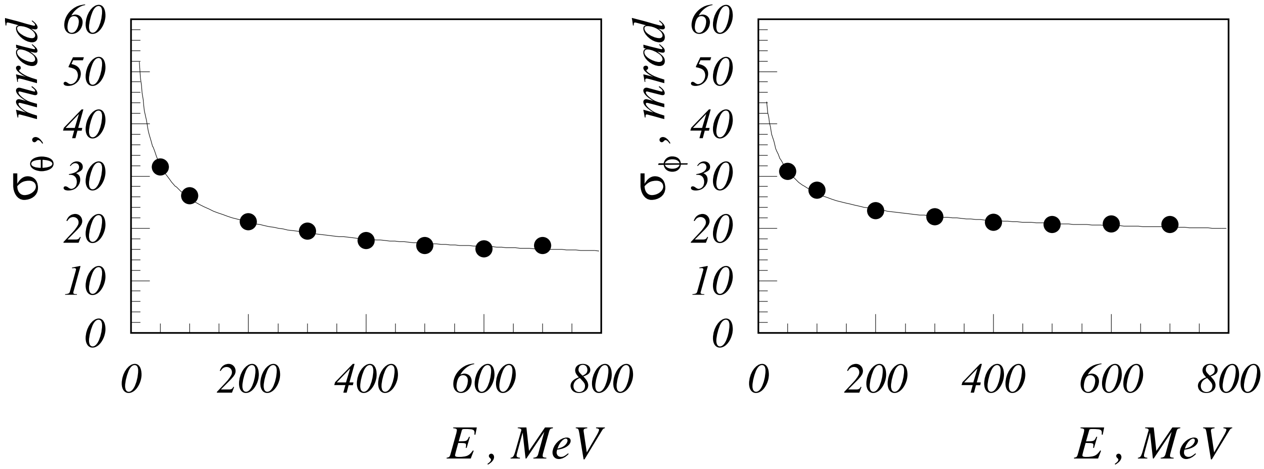


Рис. 1.11. Зависимость углового разрешения калориметра от энергии фотона, полученное с помощью моделирования

1.7.3. Реконструкция события и запись информации

После восстановления треков и кластеров происходит создание банков глобальной реконструкции, объединяющих информацию всех систем детектора. Для этого строится

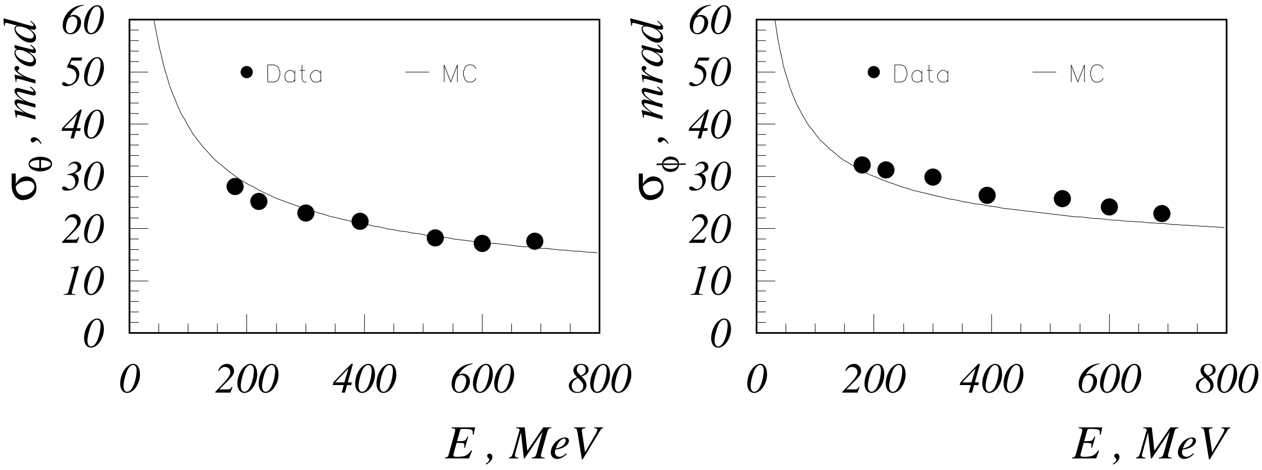


Рис. 1.12. Зависимость углового разрешения калориметра для электронов от его энергии. Сплошные кривые — результаты моделирования

продолжение трека в область калориметра и, если это продолжение пересекает какой-то кластер или соседние с кластером кристаллы, кластер считается продолжением трека. Остальные кластеры в калориметре рассматриваются как фотоны. Так как на стыке цилиндрического и торцевого калориметров фотоны могут вызывать срабатывания в обоих калориметрах, для каждого фотонного кластера в CsI, расположенного вблизи стыка, производится поиск близлежащих кластеров BGO. При обнаружении таких кластеров, они объединяются с кластером в CsI калориметре в один фотонный кластер. Энергия фотона в этом случае определяется как сумма энерговыделений в кластерах CsI и BGO, а координаты фотона определяются по координатам кластера в CsI.

Восстановленная информация записывается в виде банков структуры ZEBRA на вторичные магнитные ленты вместе с первичной информацией в том случае, если события попадают в один из следующих классов [7]:

1) “Нейтральные” события:

- $(N_{clus} = 2) \cap (\Delta\phi < 0.55) \cap (\Delta\theta < 0.5)$ — события $e^+e^- \to \gamma\gamma$;
- $(N_{clus} > 2) \cap (\max\Delta\phi < \pi - 0.55) \cap \big((\max\theta_i > \frac{\pi}{2} - 0.32) \cup (\min\theta_i < \frac{\pi}{2} + 0.32)\big)$ — многофотонные события; условие, накладываемое на углы, требует, чтобы фотоны не лежали в одной полусфере.

2) “Однотрековые” события:

- $(r_{min} < 0.5\,\text{см}) \cap (|Z| < 10\,\text{см}) \cap \left(\left|P - \sqrt{E^2_{beam} - m^2_{K^\pm}}\right| < 50\,\text{МэВ}\right)$ — отбор кандидатов K^+K^-;

- $(r_{min} < 0.5\,\text{см}) \cap (|Z| < 10\,\text{см}) \cap (N_{clus} > 0) \cap ((\cos(\phi_i - \phi_0) < -0.85) \cup (\cos(\theta_i + \theta_0) < -0.85))$ — отбор событий $e^+e^- \to e^+e^-$;
- $(r_{min} < 0.5\,\text{см}) \cap (|Z| < 10\,\text{см}) \cap (E_{clus} > 50\,\text{МэВ})$ — отбор событий $\pi^+\pi^-\pi^0(\pi^0)$;
- $(r_{min} < 6\,\text{см}) \cap (N_{clus} > 2)$ — отбор $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$;
- $(r_{min} > 6\,\text{см}) \cap (N_{clus} > 3)$ — отбор $K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

3) "Двухтрековые" события. События этого класса отбрасываются, если выполнено одно из условий:

   - $(\min r_{min} > 1\,\text{см}) \cap ((\max(P_1, P_2) > 2E_{beam}) \cup (P_1 + P_2 > 3E_{beam}))$ или
   - $(\min r_{min} > 2\,\text{см}) \cap (\Delta\phi < 0.1)$,

   в остальных случаях события записываются на вторичную ленту.

4) "Многотрековые" события:

   - $N_{track} > 2$.

5) События упругого $e^+e^- \to e^+e^-$ рассеяния под малыми углами:

   - $(E_{BGO1} > 0.5E_{beam}) \cap (E_{BGO2} > 0.5E_{beam})$.

6) "Неопознанные" события — события нельзя классифицировать ни по одному из выше перечисленных классов.

Приведенные условия позволяют отбраковать события пучкового фона и космических частиц на раннем этапе реконструкции.

При таком отборе остается около 50% всех записанных событий. Полная длина информационной записи на событие увеличивается приблизительно в четыре раза.

Глава 2.

Нейтральный триггер КМД-2

2.1. Система запуска детектора

Одним из важных элементов электроники детектора является система запуска, которая служит для того, чтобы в течении 1 мкс вырабатывать решение о полезности события и инициировать оцифровку и последующее считывание информации в ЭВМ.

В детекторе КМД-2 запуск может вызываться сигналами одного из следующих триггеров: заряженного, нейтрального и торцевого калориметра. Все перечисленные подсистемы триггера принимают решение независимо (хотя и могут использовать информацию друг друга для образования "смешанных" запусков) и включены по "ИЛИ". Система запуска КМД-2 схематично представлена на Рис.2.1.

Заряженный триггер. Основным элементом заряженного триггера является трековый процессор (далее мы будем использовать сокращение ТП) [49], который анализирует расположение сработавших проволочек в дрейфовой камере. При нахождении хотя бы одной комбинации проволочек, похожей на трек, принимается положительное решение ТП. Сигналами начала работы для заряженного триггера служат срабатывания Z-камеры. Время анализа информации в дрейфовой камере составляет 400 нс. Частота срабатывания трекового процессора для фоновых событий достаточно велика, что не позволяет записывать весь поток данных в детекторе с запуском только от ТП. Для уменьшения частоты запусков в качестве заряженного триггера использовалось совпадение сигналов ТП и сигнала о наличии энерговыделения больше порогового (около 30 МэВ) хотя бы в одной линейке цилиндрического калориметра.

Триггер торцевого калориметра. Триггер торцевого калориметра настроен на запуск от событий $e^+e^- \to e^+e^-$ и $e^+e^- \to \gamma\gamma$, в которых конечные частицы регистрируются в торцевом калориметре. Такие события используются для оперативного измерения светимости в процессе набора статистики, а также для калибровки торцевого калориметра. Сигнал запуска BGO вырабатывается при наличии двух противополож-

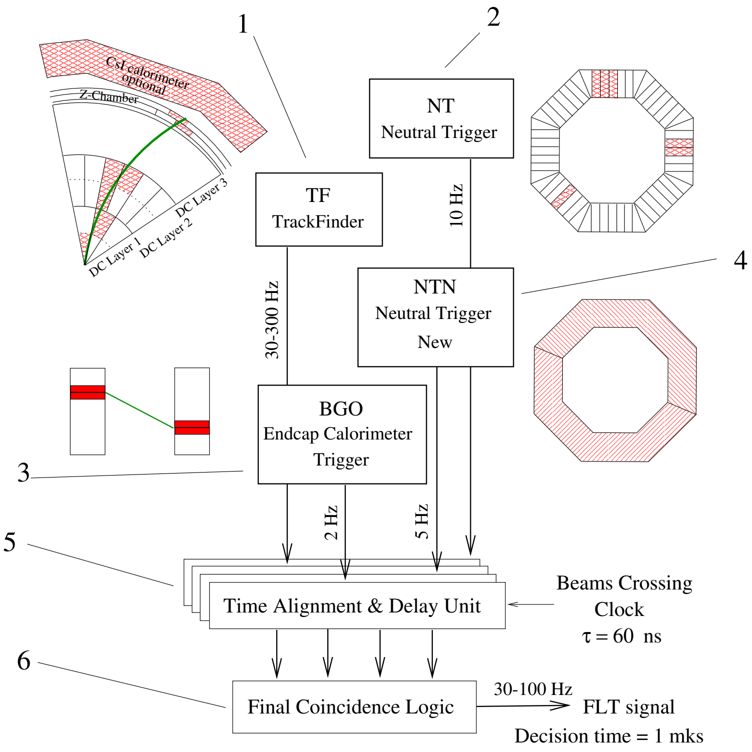


Рис. 2.1. Система запуска КМД-2. 1 — трековый процессор; 2 — нейтральный триггер; 3 — триггер торцевого калориметра; 4 — упрощенный нейтральный триггер; 5 — формирователи задержек; 6 — схема совпадений

ных групп кристаллов в разных торцах и превышении суммарным энерговыделением в этих группах некоторого порога.

Нейтральный триггер. Основной задачей нейтрального триггера (НТ), детальному описанию которого посвящена данная глава, является запуск детектора для чисто нейтральных событий (т.е. событий, содержащих в конечном состоянии только фотоны) на основе анализа информации из цилиндрического CsI калориметра. НТ также может воспринимать информацию из трекового процессора и триггера торцевого калориметра для организации "смешанных" запусков. Так как НТ имеет высокую эффективность к событиям с заряженными частицами (например, $e^+e^- \to e^+e^-$), это позволяет использовать его для проверки и определения эффективности трекового процессора.

Сигналы срабатывания отдельных триггеров стробируются сигналом ФАЗА ускорителя, с периодом $\tau_{VEPP} = 60$ нс, и, тем самым, оказываются синхронизированными с моментом взаимодействия пучков. Z-камера, по сигналам которой начинается работа трекового процессора, имеет наилучшее среди всех систем детектора временнóе разрешение ($\sigma_t \approx 5$ нс). Поэтому заряженный триггер наиболее точно "привязан" к моменту взаимодействия. Временнóе разрешение цилиндрического и торцевого калориметров составляет около 100 нс, поэтому их триггеры синхронизированы с моментом взаимо-

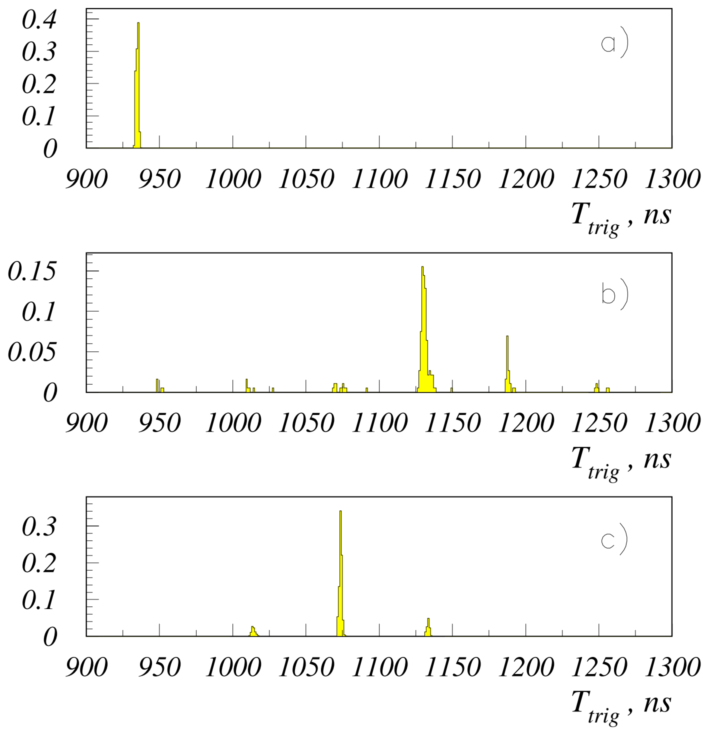


Рис. 2.2. Распределение по времени срабатывания подсистем запуска: a) заряженный триггер; b) триггер торцевого калориметра; c) нейтральный триггер

действия пучков с точностью $\pm\tau_{VEPP}$.

Неопределенность в синхронизации сигналов запуска и момента пересечения пучков вносит неточность в измерение времени дрейфа и последующую реконструкцию треков в дрейфовой камере, особенно в событиях, для которых сигналы запуска формируются как трековым процессором, так и триггерами калориметров. Для уменьшения этой систематической неопределенности сигналы НТ и триггера торцевого калориметра задержаны относительно сигнала запуска заряженного триггера. Задержка НТ относительно ТП составляет ~130 нс; задержка триггера торцевого калориметра относительно нейтрального триггера ~60 нс. На Рис.2.2 показано распределение по времени срабатывания подсистем первичного триггера КМД-2.

Характерная частота запусков детектора при светимости $1 \div 2 \cdot 10^{30}$ с$^{-1}$см$^{-2}$ была около $30 \div 40$ Гц. Частота полезных событий, вызванных e^+e^- взаимодействиями, составляла несколько событий в секунду, космическими частицами было обусловлено около 10 Гц, остальные запуски вызывались фоном частиц, выбывающих из пучка.

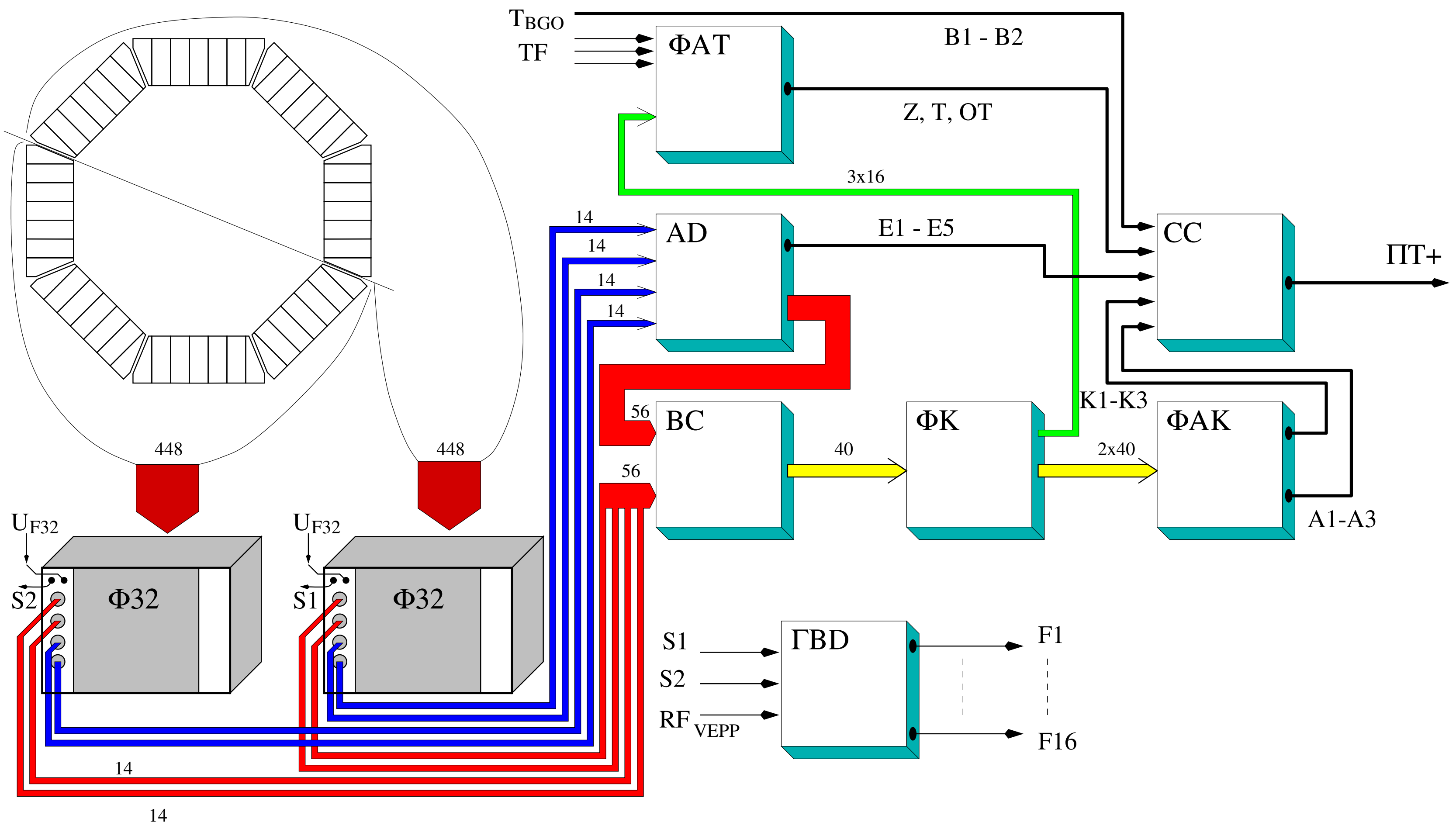


Рис. 2.3. Схема Нейтрального триггера

2.2. Информация для Нейтрального триггера

Нейтральный триггер принимает решение о полезности события, основываясь на анализе информации из CsI калориметра. Так как число независимых каналов в калориметре достаточно велико (892), а время, отводимое на принятие решения, ограничено (около 1 мкс), необходимо каким-либо способом интегрировать входную информацию для триггера. Для НТ за основу было выбрано рассмотрение события в плоскости, перпендикулярной оси пучков (r-ϕ плоскости).[1] При этом наименьшим чувствительным элементом калориметра с точки зрения триггера является линейка из 16 кристаллов. Всего, таким образом, в НТ анализируется информация, поступающая от 56 (по числу линеек в калориметре) источников сигналов, соответствующих энерговыделению в линейках калориметра.

Функциональная схема нейтрального триггера показана на Рис.2.3.

Амплитудные сигналы с ФЭУ калориметра, пропорциональные энерговыделению в кристаллах, поступают в платы усилителей-формирователей Ф32 [50], которые расположены в двух крейтах стандарта КЛЮКВА, находящихся в непосредственной близости от детектора. Каждый из крейтов обслуживает свою половину калориметра (октанты с 1 по 4 и с 5 по 8 соответственно). На платах Ф32 имеются 32 независимых канала усиления и формирования, разбитых на две группы по 16 каналов. В этих группах обрабатываются сигналы от двух смежных линеек калориметра. В каждой группе вырабатываются амплитудные сигналы, пропорциональные энерговыделению в линейках. Данные сигналы формируются как линейные суммы сигналов энерговыделения в индивидуальных кристаллах линеек. Через платы интерфейсов первичного триггера (ИПТ), расположенные в тех же крейтах, что и платы Ф32, амплитудные сигналы линеек поступают в нейтральный триггер.

На платах Ф32 формируются логические сигналы, соответствующие превышению порога дискриминатора U_{F32} амплитудными сигналами энерговыделения в линейках. Эти сигналы (называемые также временны́ми, так как они используются для измерения времени пролета частиц через калориметр) через ИПТ поступают в НТ. Помимо этого, ИПТ формируют сигналы логической суммы по ИЛИ временны́х сигналов ($S1$ или $S2$), которые соответствуют превышению порога хотя бы в одной линейке в данной половинке калориметра.

Для организации смешанных запусков в НТ обрабатывается следующая информация, поступающая от заряженного триггера:

- Сигнал от Z-камеры — логическая сумма сигналов с 64 секторов камеры;

[1] Заметим, что трековый процессор также анализирует информацию из дрейфовой камеры только в r-ϕ плоскости.

- Сигналы от трекового процессора, указывающие на наличие треков, пересекающих Z-камеру в 16 секторах.

Для создания совместных запусков CsI и BGO калориметров, в НТ используются сигналы $B1$ и $B2$, соответствующие превышению определенного порога энерговыделения в противоположных половинках торцевого калориметра.

2.3. Условия нейтрального и смешанного запусков

Стартом для нейтрального триггера является сигнал суммы по ИЛИ временны́х сигналов ($S1$ ИЛИ $S2$).

На основе информации, поступающей в триггер из калориметра (56 амплитудных и 56 временны́х сигналов с линеек), НТ определяет число частиц, зарегистрированных в калориметре в r-ϕ плоскости, их взаимное расположение и полное энерговыделение в калориметре. Эта информация используется для принятия решения о нейтральном запуске.

Частицы, попадающие в калориметр, как правило, выделяют энергию в нескольких кристаллах в соседних линейках. Таким образом, с точки зрения НТ, частицы в калориметре проявляются в виде последовательности сработавших линеек,[2] расположенных по соседству. Такая последовательность сработавших линеек называется "кластером". Нейтральный триггер позволяет реализовать разнообразные алгоритмы поиска кластеров. Так, например, кластер может быть сформирован для последовательности сработавших линеек, в которой имеются один или несколько пропусков, состоящих из одной (или более) несработавших линеек.

Анализируя информацию о числе частиц (кластеров), зарегистрированных в калориметре, N_{CL}, НТ позволяет выделить следующие четыре возможные ситуации: $N_{\mathrm{CL}} = 1$, $N_{\mathrm{CL}} = 2$, $N_{\mathrm{CL}} = 3$, а также $N_{\mathrm{CL}} > 3$.

Взаимное расположение кластеров в калориметре описывается величинами промежутков между кластерами. Такие промежутки, состоящие из последовательности несработавших линеек, называются "дырками". НТ определяет величину наибольшей дырки, D_{max}, и затем проверяет выполнение условий, накладываемых на размер максимальной дырки: $D_{max} > \mathrm{LIM1} > 180°$, $D_{max} < \mathrm{LIM2} < 300°$ или $D_{max} < \mathrm{LIM3} < 300°$. Здесь $\mathrm{LIM}i\,, i = 1 \ldots 3$ — пределы, устанавливаемые в нейтральном триггере перед началом работы.

[2]под "сработавшей" линейкой мы будем понимать такую линейку калориметра, энерговыделение в которой превысило порог U_{F32} дискриминаторов на плате Ф32, что вызвало, в свою очередь, формирование временно́го сигнала для этой линейки; либо линейку, амплитудный сигнал которой превысил порог дискриминаторов НТ.

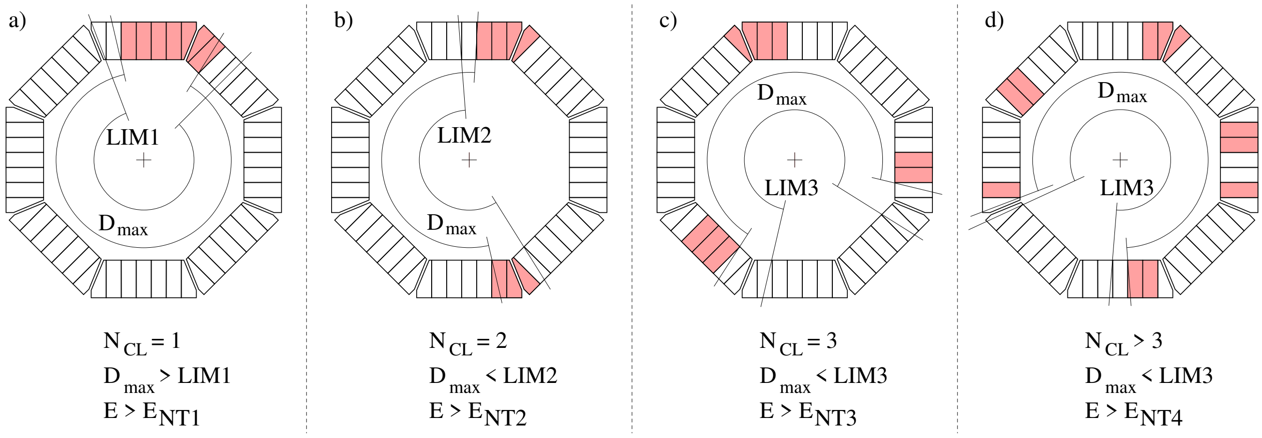


Рис. 2.4. Условия нейтрального запуска

Сигнал полного энерговыделения в калориметре формируется в НТ как линейная сумма амплитудных сигналов линеек. Далее в триггере проверяется превышение этим сигналом порогов дискриминаторов полного энерговыделения: E_{NT1}–E_{NT5}.

В таблице 2.1 приведены некоторые возможные условия запуска по чисто нейтральным событиям. Эти же условия проиллюстрированы на Рис.2.4.

Таблица 2.1. Условия нейтрального запуска

Число кластеров, N_{CL}	Энерговыделение в калориметре, E_{CsI}	Взаимное расположение кластеров; размер наибольшей дырки между кластерами, D_{max}
1	$E_{\mathrm{CsI}} > E_{\mathrm{NT1}}$	Размер кластера не больше некоторого, или, что то же самое, дырка между кластерами достаточно велика: $D_{max} >$ LIM1 $> 180°$
2	$E_{\mathrm{CsI}} > E_{\mathrm{NT2}}$	Кластеры должны лежать достаточно далеко друг от друга, или, в терминах дырок: $D_{max} <$ LIM2 $< 300°$
3	$E_{\mathrm{CsI}} > E_{\mathrm{NT3}}$	как и в случае с двумя кластерами: $D_{max} <$ LIM3 $< 300°$
более 3-х	$E_{\mathrm{CsI}} > E_{\mathrm{NT4}}$	$D_{max} <$ LIM3 $< 300°$

Для формирования смешанных запусков НТ анализирует информацию, поступающую в него от заряженного триггера. При этом требуется срабатывание Z-камеры (условие Z) и наличие трека (или треков) в 16 секторах дрейфовой камеры (условие T). В

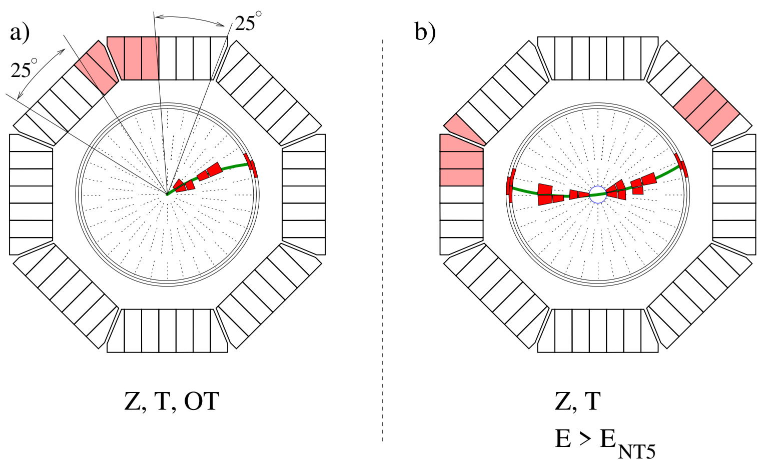


Рис. 2.5. Условия смешанного запуска

нейтральном триггере проверяется совпадение секторов дрейфовой камеры, содержащих треки, с кластерами в калориметре (условие OT). Считается, что трек отсутствует вблизи кластера, если выполнены следующие требования:

- трек не попал внутрь кластера;
- трек не попал в область ± 18–27° с обоих концов кластера.

Таблица 2.2. Условия смешанного запуска

Число кластеров, N_{CL}	
1	Запуск при условии, что заряженный трек, обнаруженный трековым процессором, не попадает в область вблизи кластера
2	Запуск при условии превышения порога по полному энерговыделению в калориметре: $E_{\text{CsI}} > E_{\text{NT5}}$
≥ 3	Запуск формируется вне зависимости от информации, полученной от заряженного триггера

Некоторые возможные условия смешанных запусков перечислены в таблице 2.2. В этой таблице подразумевается, что выполняются соответствующие условия нейтрального запуска на углы (размер наибольшей дырки между кластерами, D_{max}). На Рис.2.5 условия смешанного запуска представлены в наглядной форме.

2.4. Основные модули Нейтрального триггера

Нейтральный триггер (Рис.2.3) выполнен в виде нескольких плат стандарта КЛЮКВА. Каждая плата в течении 900 нс с момента появления сигнала СТАРТ триггера ($S1$ ИЛИ $S2$) выполняет операции по определению аргументов, на основании которых НТ принимает решение о запуске. При возникновении определенной комбинации аргументов, соответствующей условиям запуска, триггер формирует сигнал ПТ+, который служит сигналом запуска для системы сбора данных детектора.

Основными модулями нейтрального триггера являются следующие:

— плата амплитудных дискриминаторов (АД);

— плата выбора источника сигналов для триггера (ВС);

— плата формирования кластеров (ФК);

— плата формирования аргументов кластеров (ФАК);

— плата формирования аргументов треков (ФАТ);

— плата схемы совпадений (СС);

— генератор временны́х диаграмм (ГВД).

В стандарте КЛЮКВА [43] не предусмотрена возможность записи данных в информационные платы. Для записи начальных параметров в платы нейтрального триггера были изготовлены два дополнительных блока, позволяющих производить операцию записи на магистрали крейта КЛЮКВА через крейт КАМАК. Один из этих блоков (ИКК-КЛЮКВА) выполнен в стандарте КЛЮКВА, другой (ИКК-КАМАК) — в стандарте КАМАК. Данные, появляющиеся в платах НТ в процессе обработки события, считываются через процессор вывода крейта КЛЮКВА. Эти данные добавляются к информации, записываемой для события, и затем могут быть использованы при последующем анализе событий в режиме off-line.

2.4.1. Плата амплитудных дискриминаторов

В модуле АД размещен 61 амплитудный дискриминатор. Амплитудные сигналы линеек от ИПТ (см. Рис.2.3) подаются в плату АД через переднюю панель. Каждый сигнал через усилитель подается на один из 56 дискриминаторов. Величина порога этих дискриминаторов устанавливается общим для всех напряжением.

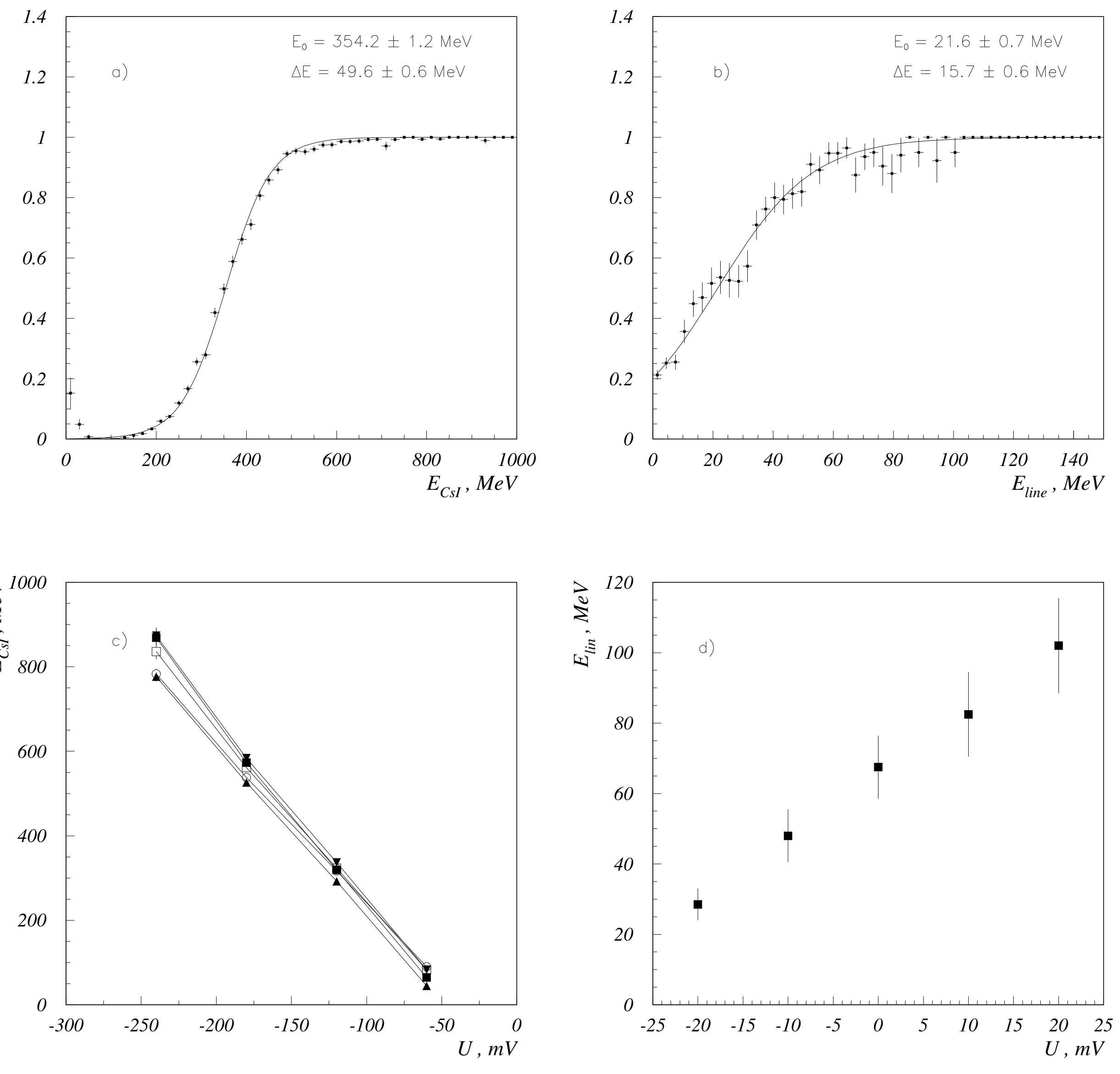


Рис. 2.6. Калибровка порогов дискриминаторов АД. Эффективность срабатывания дискриминаторов в зависимости от энерговыделения: a) дискриминаторы полного энерговыделения в калориметре; b) дискриминаторы энерговыделения в линейке. Калибровочные кривые: c) дискриминаторы суммарного энерговыделения; d) дискриминаторы энерговыделения в линейках

В плате АД также осуществляется суммирование всех 56 входных сигналов. Формируемый таким образом сигнал пропорционален полному энерговыделению в калориметре. Он подается на входы пяти дискриминаторов суммарного энерговыделения, порог на каждом из которых устанавливается независимо. Выходные логические сигналы, соответствующие превышению порогов полного энерговыделения являются аргументами для схемы совпадений. Амплитудный сигнал полного энерговыделения выводится также на переднюю панель платы и может быть использован при начальной настройке порогов. Кроме того, этот сигнал использовался нами для организации "упрощенного" нейтрального триггера.

Управление порогами дискриминаторов производится аналоговым способом — 6 напряжений подаются в плату АД через разъем на передней панели из КАМАК модуля ЦАП, задающего пороговые напряжения для всех систем детектора.

Важной задачей при настройке триггера является калибровка порогов дискриминаторов АД, т.е. установление зависимостей, связывающих энерговыделение и пороговое напряжение. С этой целью проводилось изучение эффективности срабатывания дискриминаторов при различных значениях порогового напряжения. На Рис.2.6a) и b) показаны характерные зависимости эффективности от энерговыделения для дискриминаторов полного энерговыделения и энерговыделения в линейке соответственно. Эффективность аппроксимировалась ступенчатой функций следующего вида:

$$\epsilon(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{E-E_0}{\Delta E}\right)},$$

где E_0 — величина порога, а ΔE — его ширина.

На Рис.2.6c) представлены калибровочные кривые для дискриминаторов полного энерговыделения. Для дискриминаторов энерговыделения в линейках точки (■) на Рис.2.6d) показывают средние значения значения $\langle E_0 \rangle$ порогов по всем 56 линейкам при заданном напряжении, тогда как ошибки на этом рисунке соответствуют среднеквадратичному разбросу величин E_0.

2.4.2. Плата выбора сигнала

Плата ВС выполняет следующие функции:

— выбор одного из двух источников данных для платы ФК, которыми могут быть либо 56 временны́х сигналов от ИПТ, либо 56 сигналов превышения порогов энерговыделения в линейках из модуля АД;

— преобразование 56 бит входной информации в 40 бит выходной для платы ФК.

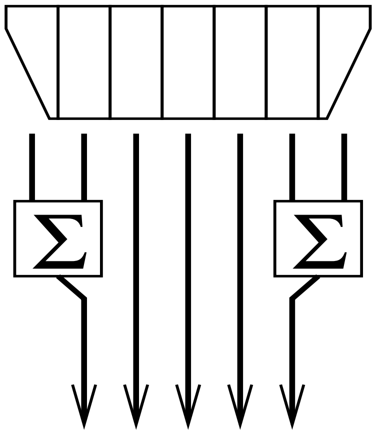


Рис. 2.7. Преобразование $56 \to 40$ в плате ВС

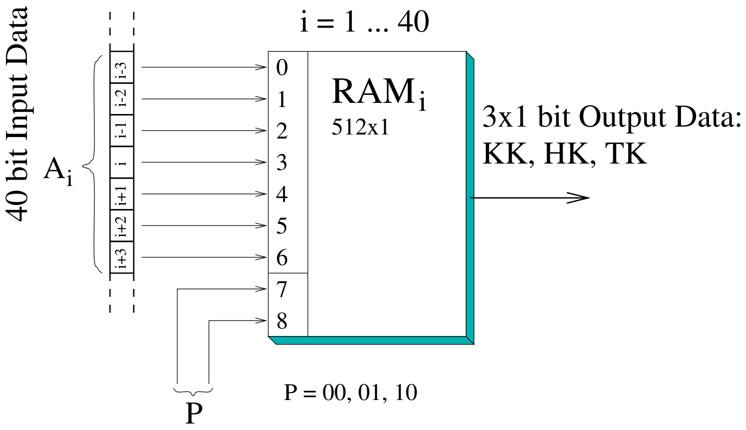


Рис. 2.8. Реконструкция кластеров в плате ФК

Выбор источника сигналов в плате ВС производится путем установки или удаления терминального сопротивления 50 Ω в разъеме на лицевой панели модуля. При установке сопротивления выбирается вход 1, а при его удалении — вход 2.

Преобразование формата входных данных (слова длиной 56 бит, по числу линеек в калориметре) для последующей их обработки в плате ФК, которая воспринимает 40-битные слова, осуществляется следующим образом: сигналы, формируемые в крайних линейках каждого октанта калориметра, суммируются по ИЛИ с сигналами соседних линеек того же октанта. Эта процедура проиллюстрирована на Рис.2.7.

Входная информация, поступающая в плату ВС, фиксируется в 5 внутренних регистрах по сигналу СТАРТ триггера и доступна для считывания в процессор вывода КЛЮКВЫ.

2.4.3. Плата формирования кластеров

Плата ФК предназначена для восстановления геометрической конфигурации события — определения формы кластеров и формирования данных для модулей ФАК и ФАТ. Входные 40 бит информации являются адресом для 40-разрядного ОЗУ, в котором записан алгоритм восстановления кластеров.

Реконструкция кластеров производится следующим образом (Рис.2.8). Для каждого бита i в 40-разрядном слове входной информации анализируется состояние соседних бит этого слова: трех слева и трех справа. Полученное слово 7 бит служит адресом, по которому из i-го ОЗУ емкостью 512×1 ($i = 1 \ldots 40$) с каждой из трех страниц последовательно извлекается информация о том, является ли данный бит входного слова “концом” кластера (КК), “началом” кластера (НК) или “телом” кластера (ТК). По-

Входная информация ФК									
$\cdots$	$i+3$	$i+2$	$i+1$	i	$i-1$	$i-2$	$i-3$	$\cdots$	
$\cdots$	$*$	0	0	1	$*$	$*$	$*$	$\cdots$	конец кластера
$\cdots$	$*$	$*$	$*$	1	0	0	$*$	$\cdots$	начало кластера
$\cdots$	$*$	$*$	$*$	1	$*$	$*$	$*$	$\cdots$	тело кластера
$\cdots$	$*$	$*$	1	0	1	$*$	$*$	$\cdots$	тело кластера

Рис. 2.9. Алгоритм восстановления кластеров ФК. 1/0 соответствуют сработавшим/несработавшим линейкам; состояние линеек, обозначенных $*$, не влияет на реконструкцию состояния в i-й линейке

следовательный выбор страниц ОЗУ (1–3) в ФК производится подачей стробирующих сигналов от ГВД, с помощью которых формируются 2-х битовые последовательности $P_j = 00\,, 01\,, 10$, поступающие на старшие адресные входы микросхем ОЗУ.

Для записи в плату ФК алгоритма восстановления кластеров используются интерфейсные модули ИКК-КАМАК и ИКК-КЛЮКВА. Процедура записи начинается с установки ФК в режим загрузки. Затем производится сброс адресного счетчика ОЗУ ФК. Загрузка производится циклическим повторением команды записи, которая автоматически инкрементирует счетчик адресов. По окончанию загрузки в ФК устанавливается режим триггера. В режиме загрузки информация, записываемая в ОЗУ ФК, может быть постранично прочитана процессором вывода.

При работе нейтрального триггера в составе системы запуска детектора был использован следующий алгоритм реконструкции кластеров. Кластером считалась последовательность сработавших линеек; в этой последовательности допускались пропуски (несработавшие линейки), но ширина пропусков не должна была превышать одну линейку. На Рис.2.9 показаны конфигурации сработавших линеек, для которых ФК формирует выходные сигналы, соответствующие “концам”, “началам” и “телам” кластеров.

Сформированные в ФК 40-разрядные слова, соответствующие концам и началам кластеров, передаются в плату ФАК для дальнейшей обработки. Эти данные также сохраняются во внутренних регистрах ФК и могут быть прочитаны процессором вывода для контроля работы нейтрального триггера.

В ФК также производится преобразование 40-разрядных данных в 16-разрядные путем объединения по ИЛИ 2–3 бит, соответствующих соседним линейкам. Такое преобразование необходимо для “сшивки” геометрии заряженного и нейтрального триггеров. Полученные три 16-разрядных слова концов, начал и тел кластеров передаются в плату ФАТ для определения аргументов смешанного запуска.

2.4.4. Плата формирования аргументов кластеров

Плата ФАК обрабатывает данные, полученные из модуля ФК (два 40-разрядных слова, содержащих информацию о началах и концах кластеров), и производит следующие операции:

— определяет число кластеров в калориметре, подсчитывая число установленных битов в слове, содержащем информацию о концах кластеров;

— определяет величину наибольшей дырки между кластерами;

— вырабатывает аргументы для схемы совпадений, соответствующие условиям на величину максимальной дырки.

Значения порогов LIM1–LIM3, используемые при проверке условий на величину наибольшей дырки между кластерами, записываются в ФАК через платы ИКК-КАМАК и ИКК-КЛЮКВА.

В ходе эксперимента использовались следующие значения порогов LIM1–LIM3:

$$\begin{aligned}
\mathrm{LIM1} &= 35 \simeq 315^\circ\,, \\
\mathrm{LIM2} &= 25 \simeq 225^\circ\,, \\
\mathrm{LIM3} &= 15 \simeq 135^\circ\,.
\end{aligned}$$

2.4.5. Плата формирования аргументов трека

Плата ФАТ обрабатывает информацию из трекового процессора и модуля формирования кластеров нейтрального триггера. Данные от ТП передаются в ФАТ в виде последовательности из 8 тактов по 2 бита каждый. Полученное таким образом 16-разрядное слово содержит информацию треках, найденных ТП в 16 секторах дрейфовой камеры.

Данные ТП суммируются в ФАТ по ИЛИ для формирования аргумента, указывающего на наличие в событии заряженных треков.

В ФАТ производится анализ данных ТП и ФК и вырабатывается аргумент отсутствия треков вблизи кластеров. Используется следующий метод проверки отсутствия трека вблизи кластера:

- проверяется отсутствие треков внутри кластеров (антисовпадение 16 геометрических секторов калориметра и дрейфовой камеры);

- проверяется отсутствие треков вблизи кластеров (в пределах 18–27° вправо от начала и 18–27° влево от конца кластера).

Таблица 2.3. Аргументы нейтрального триггера

	Аргумент	Комментарий	Источник
1	Z	Срабатывание Z-камеры	ФАТ
2	T	Найден трек трековым процессором	ФАТ
3	OT	Отсутствие заряженного трека вблизи кластера	ФАТ
4	K1	Число кластеров 0–3, представленное	ФАК
5	K2	в виде двоичного числа K2K1	ФАК
6	K3	Более 3-х кластеров	ФАК
7	A1	Выполнено условие $D_{max} >$ LIM1	ФАК
8	A2	Выполнено условие $D_{max} <$ LIM2	ФАК
9	A3	Выполнено условие $D_{max} <$ LIM3	ФАК
10	E1		АД
11	E2		АД
12	E3	Превышение порогов суммарного	АД
13	E4	энерговыделения в калориметре	АД
14	E5		АД
15	B1	Резервные; используются для организации	
16	B2	совместного запуска с торцевым калориметром	

2.4.6. Плата схемы совпадений

Плата СС принимает решение о полезности события и генерирует сигналы ПТ+ и ПТ− нейтрального триггера, основываясь на комбинации аргументов, полученных от модулей НТ. Максимальное число аргументов 16. Аргументы, принимаемые СС, перечислены в таблице 2.3

СС состоит из 16 идентичных элементов, каждый из которых позволяет выделить любую комбинацию входных аргументов. Такие выбираемые комбинации аргументов называются “масками”. В масках может требоваться совпадение, антисовпадение либо игнорирование аргументов. Состояние игнорируемых аргументов не влияет на решение, принимаемое для данной маски.

Входные аргументы СС, так же как и сработавшие маски, запоминаются во внутренних регистрах схемы совпадений и могут быть считаны процессором вывода.

При наборе экспериментальных данных с детектором КМД-2 были использованы следующие маски СС нейтрального триггера (аргументы, неуказанные в масках, игнорировались; для аргументов, обозначенных тильдой, требовалось антисовпадение):

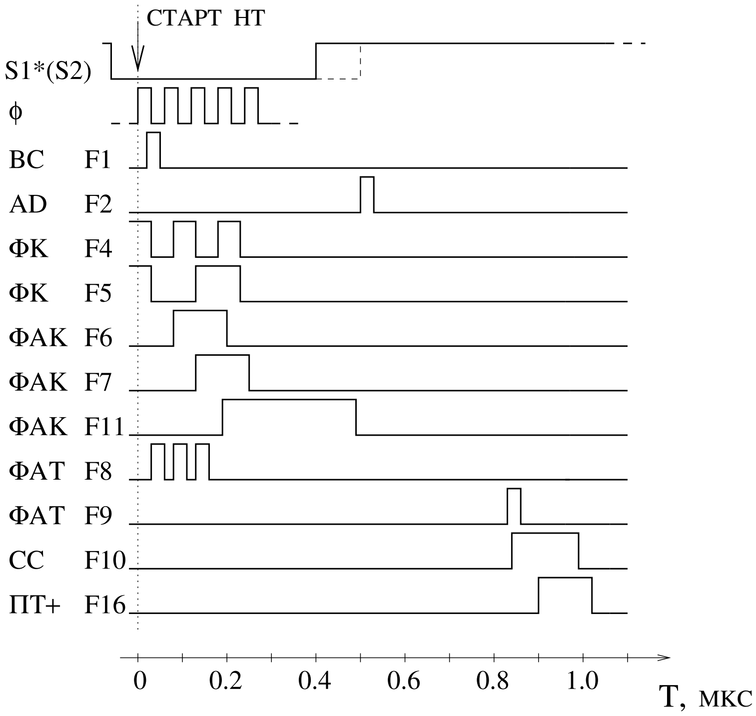


Рис. 2.10. Временна́я диаграмма работы нейтрального триггера

M1 $(\widetilde{\mathrm{K1}} \cap \mathrm{K2} \cap \widetilde{\mathrm{K3}}) \cap (\widetilde{\mathrm{A1}} \cap \mathrm{A2} \cap \widetilde{\mathrm{A3}}) \cap \mathrm{E1}$ — два коллинеарных кластера ($135° \lesssim D_{max} \lesssim 225°$) с энерговыделением в калориметре $E_{CsI} > E_{\mathrm{NT1}} \approx 350$ МэВ;

M3 $(\mathrm{K1} \cap \mathrm{K2} \cap \widetilde{\mathrm{K3}}) \cap (\widetilde{\mathrm{A1}} \cap \mathrm{A2}) \cap \mathrm{E3}$ — три кластера с величиной максимальной дырки между ними D_{max} менее 225° и полным энерговыделением в калориметре $E_{CsI} > E_{\mathrm{NT3}} \approx 50$ МэВ;

M4 $(\widetilde{\mathrm{K1}} \cap \widetilde{\mathrm{K2}} \cap \widetilde{\mathrm{K3}}) \cap (\widetilde{\mathrm{A1}} \cap \mathrm{A2}) \cap \mathrm{E4}$ — четыре кластера с величиной максимальной дырки между ними D_{max} менее 225° и полным энерговыделением в калориметре $E_{CsI} > E_{\mathrm{NT4}} \approx 50$ МэВ;

M5 $(\widetilde{\mathrm{K1}} \cap \mathrm{K2} \cap \widetilde{\mathrm{K3}}) \cap (\widetilde{\mathrm{A1}} \cap \widetilde{\mathrm{A2}} \cap \widetilde{\mathrm{A3}}) \cap \mathrm{E1}$ — два неколлинеарных кластера ($225° \lesssim D_{max} \lesssim 315°$) с суммарным энерговыделением в калориметре $E_{CsI} > E_{\mathrm{NT5}} \approx 350$ МэВ.

Характерные частоты запусков для приведенных масок в условиях эксперимента при светимости $(1 \div 2) \cdot 10^{30}\,\mathrm{c}^{-1}\mathrm{см}^{-2}$ в области энергий ϕ мезона составляли $6 \div 12$ Гц для масок **M1** $\cup$ **M5**; $1 \div 2$ Гц для маски **M3** и $0.2 \div 0.5$ Гц для маски **M4**. Полная частота запусков нейтрального триггера была $10 \div 15$ Гц.

2.4.7. Сигналы управления в нейтральном триггере

Стартом для триггера является сигнал суммы по ИЛИ 56 временны́х сигналов с плат Ф32. Суммирование производится в два этапа. В платах интерфейсов первичного триггера (ИПТ), расположенных в тех же крейтах, что и платы Ф32, формируются сигналы S1 и S2, которые являются суммами по ИЛИ 28 временны́х сигналов для линеек из соответствующих “половинок” калориметра. Сигналы S1 и S2 поступают на вход ГВД, в котором формируется суммарный сигнал S1 ИЛИ S2, несущий информацию о наличии события в калориметре.

Модуль ГВД генерирует импульсы, необходимые для работы блоков нейтрального триггера. По сигналам ГВД производится стробирование входной информации НТ, передача ее из модуля в модуль, выдача импульсов ПТ+ и ПТ−, соответствующих решению триггера, а также сброс триггера и его подготовка к принятию нового события в случае отрицательного решения.

Временна́я диаграмма работы нейтрального триггера приведена на Рис.2.10

Сигнал СТАРТ НТ в плате ГВД “привязывается” к сигналу ФАЗА ВЧ комплекса ВЭПП-2М. Таким образом, старт триггера оказывается жестко синхронизированным с моментом взаимодействия пучков в ускорителе. Все сигналы, формируемые ГВД, сдвинуты относительно сигнала СТАРТ на строго определенное время.

Сигнал F1 служит для записи информации с плат Ф32 в регистры платы ВС. Он имеет длительность 25 нс и сдвинут относительно сигнала СТАРТ на 20 нс. Такая задержка сигнала F1 необходима для компенсации задержки в канале суммирования модулей ИПТ и ГВД.

По сигналу F2 в плате АД записывается во внутренний регистр состояние дискриминаторов полного энерговыделения.

После записи информации в регистры модуля ВС на вход платы ФК подается 40-разрядное слово. Время установления выходных импульсов платы ФК составляет 30–40 нс, поэтому выборка данных их памяти осуществляется с периодом 50 нс управляющими сигналами F4 и F5. Последовательность двухбитовых слов (P = 00, 01 и 10), формируемая сигналами F4 и F5, позволяет выбирать для передачи соответствующие страницы ОЗУ ФК.

По импульсам F6 и F7 в плату ФАК из ФК записываются два 40-разрядных слова, содержащих информацию о концах и началах кластеров соответственно.

Сигнал F8, состоящий из 3-х импульсов с интервалом 50 нс и длительностью 25 нс, вызывает запись трех 16-разрядных слов (концы, начала и тела кластеров) из модуля ФК в плату ФАТ.

По сигналу F9 плата ФАТ выдает в схему совпадений информацию о результатах анализа данных от трекового процессора и платы ФК.

Сигнал F11 запускает процесс обработки информации в плате ФАК.

По сигналу F10 схема совпадений анализирует поступившие в нее аргументы и принимает решение. В случае, когда после сигнала F10 СС не выдает импульс ПТ+, ГВД формирует сигнал быстрого сброса на магистрали крейта.

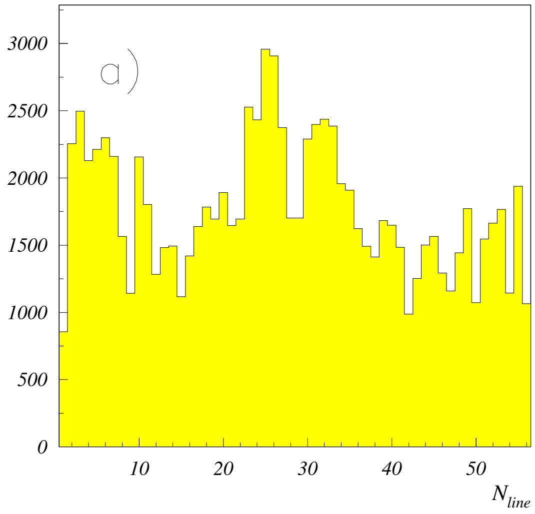
2.5. Программное обеспечение Нейтрального триггера

Программное обеспечение нейтрального триггера предназначено для решения следующих задач:

1) проверка и настройка отдельных плат триггера;
2) запись в модули триггера необходимой для их работы информации (алгоритм реконструкции кластеров в ФК и пределы на величину наибольшей дырки в ФАТ);
3) контроль прохождение сигналов через триггер; проверка логики работы триггера и алгоритма реконструкции кластеров, а также выявление возникающих при этом ошибок;
4) запись в процессор вывода крейта КЛЮКВА команд для чтения информации из триггера и включение этих данных в событие для последующего анализа при обработке в режиме off-line;
5) контроль нейтрального триггера в ходе эксперимента;

Пакет программ для НТ развивался, модифицировался и совершенствовался одновременно с развитием системы сбора данных детектора [42]. В настоящее время функции, перечисленные выше в пунктах 1)–5), выполняются с помощью программ NTFIL и NTMON.

Программа NTFIL запускается с консоли оператора, управляющего заходами. На эту же консоль программа выводит информацию о состоянии триггера. Программа имеет два основных режима работы: операторский и режим проверки триггера. В режиме оператора процессом NTFIL по началу каждого захода выполняется следующая последовательность действий: производится проверка памяти ФК; при обнаружении неисправностей информация о них выводится оператору; в платы триггера записывается необходимая информация; в процессор вывода записываются команды для чтения внутренних регистров НТ. В режиме проверки NTFIL дополнительно позволяет производить тесты отдельных плат триггера, а также проверять логику работы НТ в целом.



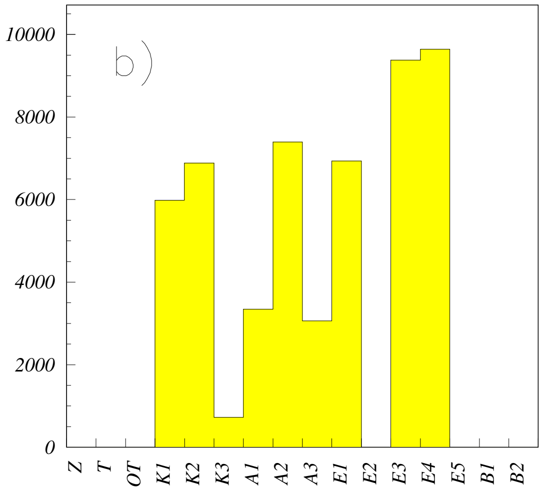


Рис. 2.11. Распределение по числу срабатываний элементов НТ: a) число срабатывания линеек; b) число срабатывания аргументов

Программа NTMON работает во время набора данных. Она обрабатывает часть потока событий, считываемых с детектора, производит реконструкцию событий в НТ и мониторирует параметры триггера. NTMON используется также для оптимизации параметров НТ. Кроме этого, с помощью NTMON выполняется калибровка дискриминаторов платы АД (см. Рис.2.6).

Мониторирование частоты срабатывания отдельных элементов триггера во время набора данных осуществляется также с помощью общей программы мониторирования систем детектора, которая является составной частью программы третичного триггера (TLT, [42]). Для иллюстрации, на Рис.2.11 показаны распределения по числу срабатывания линеек и аргументов триггера, полученные в TLT в одном из заходов.

2.6. Состояние нейтрального триггера

Разработка нейтрального триггера была начата одновременно с разработкой электроники для CsI калориметра [50]. Первые платы триггера, АД и ВС, вышли из монтажа в начале 1992 года. Эти платы были установлены в специальном стенде, содержащем крейты КЛЮКВА и КАМАК, и была начата работа по их отладке. Одновременно было начато создание программного обеспечения НТ. В начале 1993 года были изготовлены и настроены все платы НТ, кроме ФАТ. К этому же моменту была закончена разработка основных компонентов программного обеспечения и были подобраны параметры триг-

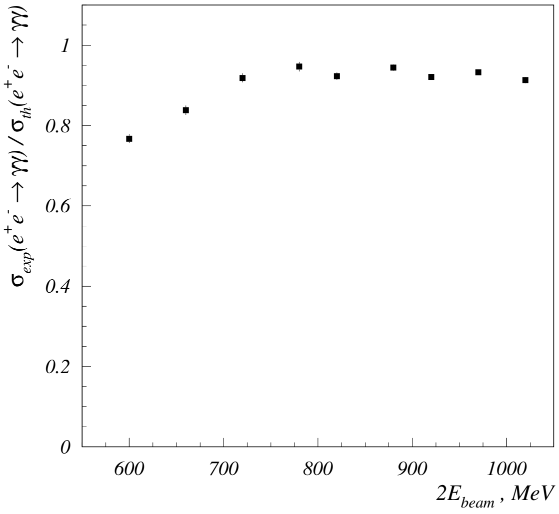


Рис. 2.12. Зависимость от энергии отношения измеренного и теоретического сечений процесса $e^+e^- \to \gamma\gamma$

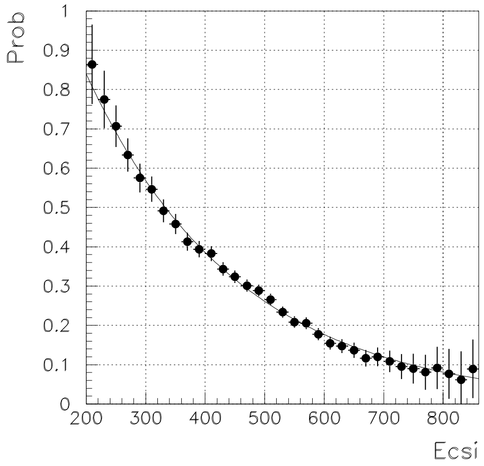


Рис. 2.13. Неэффективность нейтрального триггера для многофотонных событий в зависимости от энерговыделения в CsI калориметре, определенная по событиям $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$

гера, а также выбраны маски аргументов для СС. Нейтральный триггер был включен в состав системы запуска детектора.

В начальный период эксплуатации триггера недостаточно надежными были модули ФК и ФАТ, которые требовали регулярного (1–2 раза в неделю) ремонта. Основной причиной неисправности был выход из строя микросхем памяти ФК. Однако постепенно ситуация стабилизировалась и количество отказов сократилось до $\lesssim 1$ в месяц. В сеансе набора данных в области ϕ-резонанса весной–летом 1993 года нейтральный триггер продемонстрировал хорошую работоспособность и выполнял все свои основные функции [51].

На Рис.2.12 показано отношение R измеренного сечения реакции $e^+e^- \to \gamma\gamma$ к расчетной величине сечения в зависимости от энергии. Величина R определялась согласно выражению:

$$R = \frac{N_{\gamma\gamma}}{L\epsilon\sigma_{th}}\,,$$

где $N_{\gamma\gamma}$ — число зарегистрированных событий $e^+e^- \to \gamma\gamma$, L — интеграл светимости, ϵ — эффективность регистрации, а σ_{th} — расчетная величина сечения. Для определения эффективности регистрации и расчетной величины сечения использовалась программа полного моделирования детектора [47] и программа BABAYAGA [52]. Уменьшение измеряемого сечения по сравнению с расчетным при энергиях ниже 700 МэВ связано с уменьшением эффективности триггера вблизи порога по полному энерговыделению, установленного для 2-х кластерных событий.

На Рис.2.13 показана величина неэффективности нейтрального триггера для многофотонных событий в зависимости от полного энерговыделения в CsI калориметре [53]. Эта зависимость полученная из экспериментальных данных по событиям $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$, в которых запуск произошел от заряженного триггера. Как видно из этого рисунка, эффективность НТ для многофотонных событий выше 80% при энерговыделении в калориметре $\gtrsim$550 МэВ. Уменьшение эффективности при энергиях ниже 500 МэВ вызвано тем, что многофотонные события при этих энергиях реконструируются в НТ как события с 2-мя неколлинеарными кластерами, для которых установлен высокий порог на полное энерговыделение.

Глава 3.

Описание эксперимента

3.1. Общие характеристики набора экспериментальных данных

Анализ экспериментальных данных, проделанный в Главах 4–6 настоящей работы, основан на статистике, набранной детектором КМД-2 в области энергий 0.6–1.06 ГэВ в 1997–1998 годах. Полный интеграл светимости составил около 14.7 пб$^{-1}$. При этом фактически эксперимент выполнялся в два этапа:

1) Эксперимент по изучению распадов ϕ-мезона (для удобства ссылок будем обозначать данный эксперимент как ФИ-98). В этом эксперименте, проведенном зимой 1997–1998, были выполнены три сканирования диапазона энергий 0.984–1.060 ГэВ. Величина шага в сканировании была 0.001 ГэВ вблизи ϕ-мезона и варьировалась от 0.006 до 0.01 ГэВ в области вне резонанса. Данные также набирались в точках 1.019 и 1.020 ГэВ до выполнения основных сканирований и в точках 1.017 и 1.020 ГэВ после них. Полный интеграл светимости, набранный в эксперименте, составил 11.63 пб$^{-1}$. Для анализа реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в области ϕ-резонанса (Глава 5) с целью уменьшения статистической неопределенности мы объединили данные, набранные в одних и тех же точках в различных сканированиях. При наблюдении распада $\phi \to \eta'\gamma$, $\phi \to \eta e^+e^-$ (Глава 6) вся статистика была объединена.

2) Эксперимент по сканированию диапазона энергий вниз от 0.97 до 0.36 ГэВ (РО-98), выполненный весной–летом 1998 года. Типичная величина шага при сканировании составляла 0.01 ГэВ вне резонансов ρ и ω и 0.001 ГэВ вблизи пиков резонансов. Набранный при этом интеграл светимости составил около 3.5 пб$^{-1}$. При анализе реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ ниже 1 ГэВ (Глава 4) была использована только часть набранной статистики в диапазоне энергий от 0.6 до 0.97 ГэВ, соответству-

ющий интеграл светимости — 3.07 пб$^{-1}$. Для уменьшения статистической ошибки информация в нескольких точках при низкой энергии была объединена.

3.2. Определение светимости

Для получения значения сечений исследуемых процессов по числу зарегистрированных событий N необходимо знать интеграл светимости e^+e^- взаимодействий L:

$$\sigma = \frac{N}{\epsilon L}\,,$$

где ϵ — эффективность регистрации. Светимость зависит от токов и размеров пучков в накопителе.

В эксперименте ФИ-98 светимость определялась по числу зарегистрированных событий упругого $e^+e^- \to e^+e^-$ рассеяния, отбор которых проводился согласно процедуре, используемой в коллаборации КМД-2 и описанной в [54]. Сначала, по дрейфовой камере выделялись двухтрековые коллинеарные события, рожденные в месте встречи и попадающие в рабочую область Z-камеры. Затем из отобранных событий выделялись те, для которых энерговыделение каждого трека в калориметре лежит в пределах от 250 до 600 МэВ. Используя то, что в событиях упругого рассеяния имеются две одинаковые частицы, по этим же событиям оценивалась эффективность регистрации. По числу отобранных событий N_{ee} и вычисленной эффективности регистрации ϵ_{rec} определялся интеграл светимости для каждого захода:

$$L = \frac{N_{ee}}{\sigma^0_{ee}(1-\delta_{ee})(1-\delta_\theta)\epsilon_{rec}},$$

где N_{ee} — число найденных событий $e^+e^- \to e^+e^-$; σ^0_{ee} — сечение процесса $e^+e^- \to e^+e^-$ в данный телесный угол, вычисленное в Борновском приближении; δ_{ee} — радиационная поправка к сечению, рассчитанная по программе RADCOR [55], основанной на работе Беренца [56]; δ_θ — поправка к сечению, связанная с наличием экспериментального разрешения σ_θ при измерении полярного угла трека θ и с резкой зависимостью сечения от угла θ.

В эксперименте РО-98 использовалась более сложная процедура определения светимости. Усложнение связано с тем, что при энергиях ниже 1 ГэВ заметный вклад в класс коллинеарных событий, отобранных согласно описанным выше критериям, дают, помимо процесса $e^+e^- \to e^+e^-$, реакции $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$, а также космические частицы. Для разделения событий использовалась информация об энерговыделении частиц в цилиндрическом CsI калориметре и координата вершины треков вдоль направления пучков. При этом, фактически, в процедуре разделения определялись следующие параметры:

$$N_{ee} + N_{\mu\mu}\,, \quad \frac{N_{\pi\pi}}{N_{ee} + N_{\mu\mu}}\,, \quad N_{cosmic}\,,$$

где $N_{\mu\mu}$ и $N_{\pi\pi}$ — числа событий реакций $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ соответственно; N_{cosmic} — число событий с космическими частицами. Интеграл светимости определялся согласно формуле:

$$L = \frac{N_{ee} + N_{\mu\mu}}{[\sigma^0_{ee}(1+\delta_{ee})(1+\delta_\theta) + \sigma^0_{\mu\mu}(1+\delta_{\mu\mu})]\epsilon_{rec}}\,.$$

Здесь $\sigma^0_{\mu\mu}$ — сечение реакции $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, вычисленное в Борновском приближении; $\delta_{\mu\mu}$ — радиационные поправки к сечению.

Полученный интеграл светимости для точек (интервалов) по энергии в экспериментах РО-98 и ФИ-98приведен в таблицах 3.1 и 3.2 соответственно.

Таблица 3.1. Интеграл светимости в эксперименте РО-98

Номер точки (интервала)	$2E$, ГэВ	L, нб$^{-1}$
1	0.6–0.66	122.3 ± 0.5
2	0.69–0.72	103.2 ± 0.5
3	0.75–0.78	372.8 ± 1.0
4	0.785–0.80	818.3 ± 1.6
5	0.8100 ± 0.0002	61.3 ± 0.3
6	0.8200 ± 0.0002	112.1 ± 0.5
7	0.8400 ± 0.0002	133.7 ± 0.6
8	0.8800 ± 0.0002	172.1 ± 0.6
9	0.9200 ± 0.0002	292.7 ± 0.9
10	0.9400 ± 0.0002	140.2 ± 0.5
11	0.9500 ± 0.0002	232.0 ± 0.8
12	0.9580 ± 0.0002	256.6 ± 1.0
13	0.9700 ± 0.0002	256.4 ± 0.9

Систематическая ошибка в величине светимости определяется точностью расчета радиационных поправок, неопределенностью калибровки телесного угла, погрешностью разделения частиц и составляет 1.5%.

Таблица 3.2. Интеграл светимости в эксперименте ФИ-98

Номер точки	$2E$, ГэВ	Интеграл светимости, L, нб$^{-1}$				
			Сканирования 1	Сканирования 2	Сканирования 3	
1	0.984		115.9±0.6	266.2±0.9		
2	1.004		117.4±0.6	207.1±0.9	161.4±0.7	
3	1.010		166.8±0.8	173.2±0.8	163.4±0.7	
4	1.016		111.9±0.7	157.4±0.8	173.0±0.7	
5	1.017		247.8±1.0	296.0±1.0	418.1±1.2	74.6±0.5
6	1.018		541.7±1.6	477.3±1.3	543.6±1.3	
7	1.019	96.1±0.7	392.3±1.2	579.7±1.5	487.9±1.3	
8	1.020	4.4±0.1	342.3±1.2	594.7±1.6	405.1±1.2	15.1±0.2
9	1.021		233.5±1.0	351.0±1.2	339.2±1.1	
10	1.022		145.2±0.7	156.8±0.8	174.7±0.8	
11	1.023		177.4±0.8	227.5±1.0	179.7±0.8	
12	1.028		180.9±0.8	178.1±0.9	215.0±0.9	
13	1.034		152.9±0.8	163.1±0.8	203.8±0.8	
14	1.040		129.0±0.7	178.6±0.8	184.0±0.9	
15	1.050			219.7±0.9	113.5±0.7	
16	1.060		308.6±1.2		90.4±0.6	

3.3. Определение энергии пучка

Энергия накопителя задавалась величиной тока в основных магнитах ВЭПП-2М, при этом относительная точность установки энергии была около $\delta E/E \lesssim 10^{-3}$. В диапазоне энергий 1.010–1.028 ГэВ (точки с 3 по 12) в основных сканированиях в эксперименте ФИ-98 энергия пучка в накопителе определялась более точно по измерению среднего импульса заряженных каонов P_K в реакции $e^+e^- \to K^+K^-$ [54,57,58]:

$$E_{beam} = E_K = \sqrt{P_K^2 + m_K^2} + \Delta_{dE/dx} + \Delta_{rad}\,,$$

где $\Delta_{dE/dx}$ — средние ионизационные потери каонов в вакуумной трубе и веществе дрейфовой камеры, а Δ_{rad} — смещение пика среднего импульса за счет испускания реальных фотонов начальными частицами. Большая масса рождающегося каона позволяет получить выигрыш в точности измерения энергии:

$$\sigma_{E_K} = \frac{P_K}{E_{beam}\sqrt{N}} \cdot \sigma_{P_K}\,,$$

где σ_{P_K} — импульсное разрешение для каонов ($\approx 5\,$МэВ$/c$), а N — число найденных K^+, K^-.

Таблица 3.3. Уточненные значения энергии пучка, измеренные по импульсам K^+K^-

Номер точки	Установочные значения энергии ВЭПП-2М, $2E_{VEPP}$, ГэВ	Уточненные энергии, $2E_{KK}$, ГэВ			Эффективная энергия, $2E$, ГэВ
		Сканирования			
		1	2	3	
3	1.010	1.01041	1.01017	1.01023	1.01027
4	1.016	1.01603	1.01575	1.01543	1.01570
5	1.017	1.01688	1.01668	1.01678	1.01679
6	1.018	1.01817	1.01759	1.01772	1.01784
7	1.019	1.01862	1.01878	1.01862	1.01870
8	1.020	1.01976	1.01979	1.01951	1.01970
9	1.021	1.02069	1.02065	1.02043	1.02058
10	1.022	1.02145	1.02167	1.02141	1.02151
11	1.023	1.02248	1.02327	1.02232	1.02274
12	1.028	1.02765	1.02823	1.02752	1.02778

В таблице 3.3 приведены уточненные значения энергии накопителя, измеренные по импульсам заряженных каонов.

При объединении данных в одинаковых точках в различных сканированиях в каждой точке вычислялась эффективная энергия, E_i, как средневзвешенное значение E_K по сканированиям, с весами, пропорциональными интегралам светимости:

$$E_i = \sum_{j=1}^{3} L_{ij} E_{K_{ij}} \Big/ \sum_{j=1}^{3} L_{ij},$$

где $E_{K_{ij}}$ — энергия, определенная по импульсам каонов, а L_{ij} — интеграл светимости, измеренный в i-й точке в j-м сканировании. Значения E_i показаны в последнем столбце таблицы 3.3.

3.4. Общий подход к анализу многочастичных процессов

Изучаемые в Главах 4–6 настоящей работы процессы, вместе с их конечными состояниями, перечислены в Таблице 3.4. Характерной особенностью данных процессов

Таблица 3.4. Процессы, изучаемые в данной работе

Процесс	Конечное состояние
$e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$
$\phi \to \eta\pi^+\pi^-$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$
$\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$
$\phi \to \eta'\gamma$, $\eta' \to \eta\pi^+\pi^-$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma\gamma$
$\phi \to \eta'\gamma$, $\eta' \to \eta\pi^+\pi^-$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$	$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$

является их относительно низкая (10^{-4}–10^{-6}) вероятность. Так, например, сечение реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ составляет около 1 нб вблизи ϕ мезона и ~ 0.01 нб в области ρ резонанса, тогда как полные сечения рождения ϕ, ρ и ω мезонов: $\sigma_\phi \approx 4200$ нб, $\sigma_\rho \approx 1300$ нб и $\sigma_\omega \approx 1500$ нб. Таким образом, основные моды распадов ϕ, ρ и ω мезонов, а также нерезонансные реакции с большими сечениями могут служить источниками фона, затрудняющими регистрацию и выделение изучаемых процессов.

В Таблице 3.5 показаны основные фоновые реакции. Они могут быть условно разделены на несколько групп:

1) конверсионные распады, куда мы включаем также процессы с излучением фотона конечными заряженными частицами и последующей конверсией этого фотона в e^+e^- пару в веществе детектора;

2) процессы с двумя заряженными пионами или каонами в конечном состоянии, продукты ядерного взаимодействия которых с веществом детектора рассеиваются назад в дрейфовую камеру и образуют два дополнительных трека;

3) распады ϕ мезона на пару нейтральных или заряженных каонов, с их последующим распадом в многочастичное состояние.

Таблица 3.5. Фоновые процессы

Процесс	Конечное состояние
$e^+e^- \to \omega, \phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi^+\pi^-e^+e^-\gamma$
$e^+e^- \to \omega\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$	$\pi^+\pi^-e^+e^-\gamma$
$e^+e^- \to e^+e^-\gamma$[1]	$e^+e^-e^+e^-$
$e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$[1]	$\pi^+\pi^-e^+e^-$
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-\gamma$[1]	$\mu^+\mu^-e^+e^-$
$e^+e^- \to \pi^+\pi^-$[2]	$\pi^+\pi^-X$
$\phi \to K^+K^-$[2]	K^+K^-X
$\phi \to K^0_SK^0_L$, $K^0_S \to \pi^+\pi^-$, $K^0_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$
$\phi \to K^0_SK^0_L$, $K^0_S \to \pi^+\pi^-$, $K^0_L \to \pi^\pm\mu^\mp\nu_\mu$	$\pi^+\pi^-\pi^\pm\mu^\mp\nu_\mu$
$\phi \to K^0_SK^0_L$, $K^0_S \to \pi^+\pi^-$, $K^0_L \to \pi^\pm e^\mp\nu_e$	$\pi^+\pi^-\pi^\pm e^\mp\nu_e$
$\phi \to K^+K^-$, $K^\pm \to \pi^\pm\pi^+\pi^-$	$\pi^+\pi^-\pi^\pm K^\mp$
$\phi \to K^+K^-$, $K^\pm \to \pi^\pm\pi^+\pi^-$, $K^\mp \to \mu^\mp\nu_\mu$	$\pi^+\pi^-\pi^\pm\mu^\mp\nu_\mu$
$\phi \to K^+K^-$, $K^\pm \to \pi^\pm\pi^+\pi^-$, $K^\mp \to \pi^\mp\pi^0$	$\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$

Как видно из Таблицы 3.4, в конечном состоянии всех изучаемых реакций имеются 4 заряженных частицы (все четыре — пионы, либо пара $\pi^+\pi^-$ и пара e^+e^-), выходящих их места взаимодействия пучков, и некоторое ($0 \le N_\gamma \le 3$) число фотонов. В соответствии с этим, для предварительного отбора событий мы использовали следующие условия:

SC$_1$ в событии реконструированы одна или две первичные вершины, из которых выходят четыре трека с суммарным зарядом равным нулю; нет вторичных вершин, возникающих в результате распада частиц "на лету";

SC$_2$ первичные вершины расположены вблизи места взаимодействия пучков:

- прицельный параметр каждого трека r_{min} менее 1 см;

[1]Конверсия γ-кванта на стенке вакуумной камеры.

[2]Продукты ядерного взаимодействия π или K мезонов с веществом детектора рассеиваются назад в дрейфовую камеру и образуют два дополнительных трека.

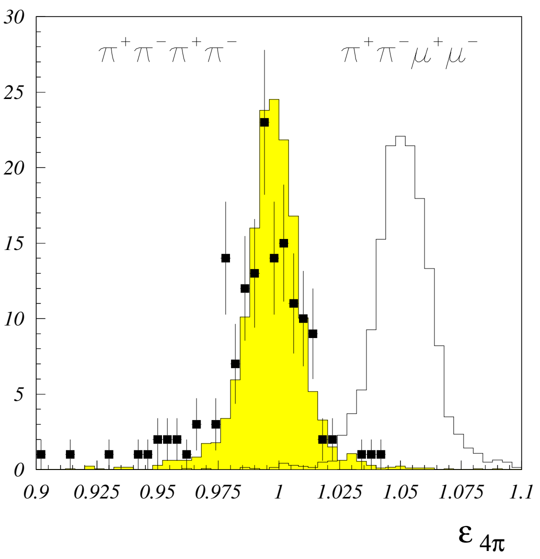


Рис. 3.1. Распределение по параметру $\varepsilon_{4\pi}$. Разделение реакций $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\mu^+\mu^-$

- координата вершины вдоль направления пучков z_{vert} лежит в интервале ± 10 см;

SC$_3$ для уменьшения ошибок, связанных с определением параметров трека, требовалось, чтобы все треки пересекали по крайней мере два суперслоя дрейфовой камеры: $|\cos\theta| < 0.8$.

Обсудим далее общие параметры, которые использовались для разделения изучаемых процессов, а также для отделения их от фона.

Удобным параметром, позволяющим разделять различные типы реакций с 4-мя заряженными частицами в конечном состоянии, является нормированная на энергию пучков $2E_{beam}$ полная энергия всех заряженных частиц, в предположении, что эти частицы — пионы:

$$\varepsilon_{4\pi} \;=\; \frac{\sum_{i=1}^{4}\sqrt{\vec{p}_i^{\,2} + m_\pi^2}}{2E_{beam}}\,. \tag{3.1}$$

На Рис.3.1 показано распределение по параметру $\varepsilon_{4\pi}$ для событий $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в области энергий ниже 1 ГэВ (детали анализа этого процесса обсуждаются в Главе 4). На этом рисунке распределение для моделированных событий процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ изображено серой гистограммой, а точки с ошибками показывают экспериментальные данные. Несмотря на относительно малую разность масс пиона и мюона, хорошее разрешение по параметру $\varepsilon_{4\pi}$ позволяет эффективно разделять события $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ от событий $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\mu^+\mu^-$, для которых ожидаемое распределение по параметру $\varepsilon_{4\pi}$,

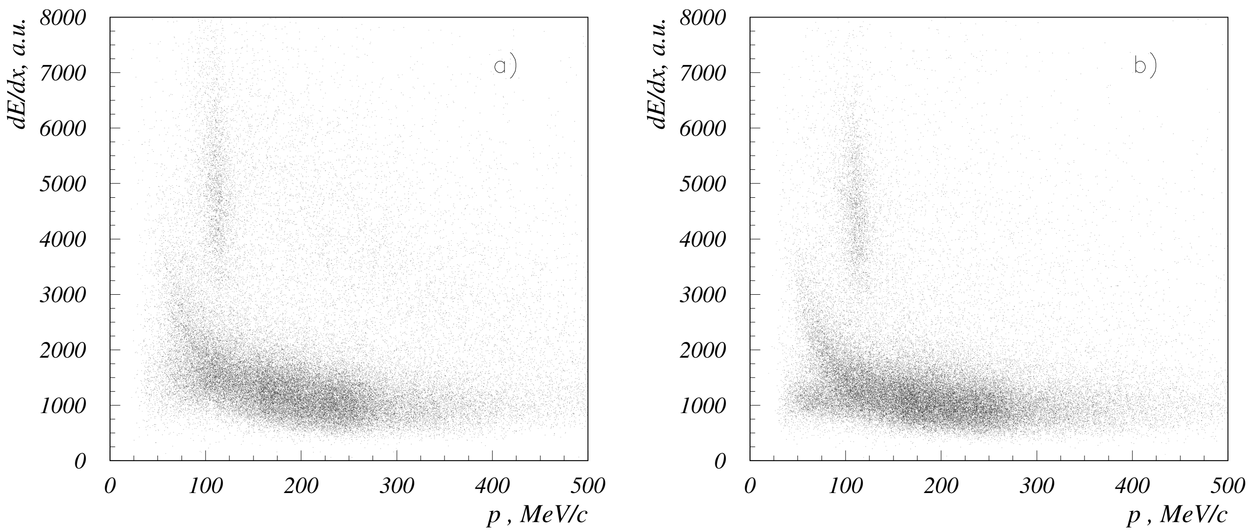


Рис. 3.2. Зависимость ионизационные потерь (в относительных единицах) от импульса положительно (a) и отрицательно (b) заряженных треков

полученное из моделирования, показано на Рис.3.1 прозрачной гистограммой. При моделировании конечного состояния $\pi^+\pi^-\mu^+\mu^-$, предполагалось однородное распределение конечных частиц по фазовому объему.

Ионизационные потери треков dE/dx, измеряемые в дрейфовой камере, позволяют эффективно отделять события фонового процесса $e^+e^- \to K^+K^-$, когда продукты ядерного взаимодействия каонов рассеиваются назад в ДК, вызывая появление двух дополнительных треков, либо один из каонов распадается в канале: $K^\pm \to \pi^\pm\pi^+\pi^-$. На Рис.3.2 показано распределение величины ионизационных потерь dE/dx (в относительных единицах) в зависимости от импульса положительно (Рис.3.2a) и отрицательно (Рис.3.2b) заряженных частиц. Здесь учтена поправка на угол вылета частицы ($(dE/dx)_{DC}$ — ионизационные потери, измеренные в дрейфовой камере):

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{DC} \frac{1}{1 + 2|\cos\theta|}\,.$$

На этих рисунках хорошо выделяется области с $p \approx 127$ МэВ/c и $dE/dx > 3000$, соответствующие заряженным каонам. В левом нижнем углу, т.е. в области малых импульсов и небольших ионизационных потерь можно также наблюдать “хвостики”, соответствующие электронам и позитронам с малыми импульсами, возникающим из конверсионных распадов и конверсии фотонов в веществе детектора. Основная область в распределении на Рис.3.2 занята пионными треками. Таким образом, как это видно из Рис.3.2, ионизационные потери могут использоваться для разделения событий с заряженными π и K

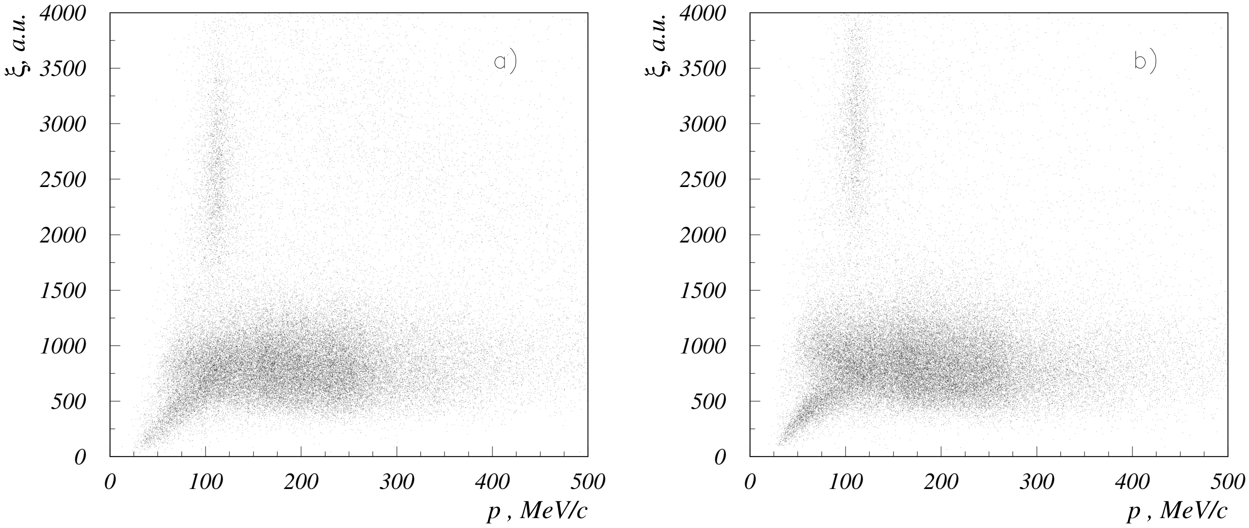


Рис. 3.3. Зависимость параметра ξ (в относительных единицах) от импульса положительно (a) и отрицательно (b) заряженных треков

мезонами, а также электронами с малыми импульсами.

Для удобства мы использовали параметр ξ, в котором учтена зависимость dE/dx от импульса и заряда для π-мезонов:

$$\xi \;=\; \frac{dE}{dx}\frac{1}{1+\frac{(85+15Q)^2}{\vec{p}^2}}\,, \tag{3.2}$$

где Q — заряд, а $\vec{p}$ — импульс частицы (в МэВ/c). Распределение параметра ξ относительно импульса треков показано на Рис.3.3.

Для выделения процессов, содержащих e^+e^- пару, была использована процедура e/π разделения, описанная в работе [29,59]. Основная идея данной процедуры заключается в следующем. Используя полностью реконструированные события реакций $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ в области ϕ мезона (эксперимент ФИ-98), изучалось распределение по параметру $E_{CsI}/|\vec{p}|$ для обоих типов частиц (e/π) и знаков зарядов ($+/-$). Здесь E_{CsI} — энерговыделение в цилиндрическом CsI калориметре, произведенное частицами с импульсом $\vec{p}$. Весь диапазон изменения импульсов разбивался на интервалы шириной 50 МэВ/c (0–50, 50–100 и т.д.). В каждом из этих интервалов были получены функции плотности вероятности для параметра $E_{CsI}/|\vec{p}|$: f_{π^+}, f_{π^-}, f_{e^+} и f_{e^-}. Затем были определены вероятности:

$$W_{\pi^\pm} = \frac{f_{\pi^\pm}}{f_{\pi^\pm}+f_{e^\pm}}\,, W_{e^\pm} = \frac{f_{e^\pm}}{f_{\pi^\pm}+f_{e^\pm}}$$

для каждого из треков быть пионом или электроном. Аналогичным образом была опре-

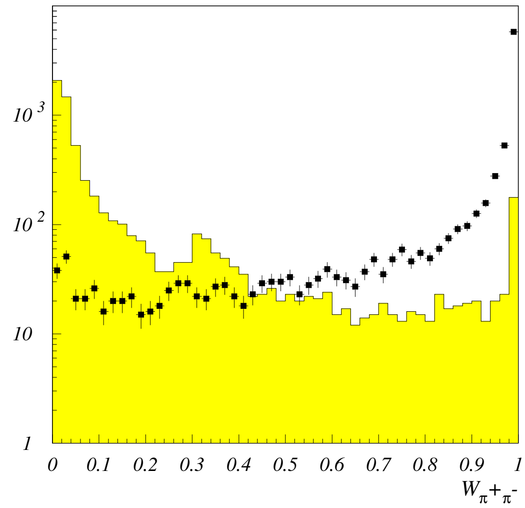


Рис. 3.4. Процедура e/π разделения. Распределение по параметру $W_{\pi^+\pi^-}$ для событий процессов $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ (гистограмма) и $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (точки с ошибками) в эксперименте ФИ-98

делена вероятность:

$$W_{\pi^+\pi^-} \quad = \quad \frac{W_{\pi^+}W_{\pi^-}}{W_{\pi^+}W_{\pi^-} + W_{e^+}W_{e^-}} \tag{3.3}$$

для пары противоположно заряженных треков быть пионами. На Рис.3.4 показано распределение по параметру $W_{\pi^+\pi^-}$ для событий процессов $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (точки с ошибками) и $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ (гистограмма). Как видно из этого рисунка, распределение по $W_{\pi^+\pi^-}$ действительно имеет максимумы вблизи 1 и 0 для пионных и электронных треков соответственно.

Характерной особенностью процессов с e^+e^- парой в конечном состоянии, образующейся в результате конверсионного распада, является малая величина пространственного угла между треками, соответствующими электрону и позитрону. Поэтому, для выделения таких событий, наряду с параметром $W_{\pi^+\pi^-}$, использовался минимальный пространственный угол между противоположно заряженными треками: ψ_{min}.

Заряженные и долгоживущие нейтральные каоны, образующиеся в распадах $\phi \to K^+K^-$ и $\phi \to K^0_S K^0_L$, имеют достаточно большое время жизни и, соответственно, могут распадаться на заметном расстоянии от места взаимодействия пучков. Характерные длины распадов составляют 3.4 м для K^0_L и 0.9 м для $K^\pm$ при энергии пучков E_{beam} = 0.51 ГэВ. Таким образом, фон от реакций с нейтральными и заряженными K-мезонами можно контролировать с помощью параметра, характеризующего отлет частицы от места встречи — прицельного параметра треков r_{min} или максимального значения прицельного параметра по всем трекам в событии: $d = \max(r_{min})$.

3.4.1. Процедура кинематической реконструкции

При небольшой множественности частиц в конечном состоянии и регистрации всех конечных частиц измеряемые в детекторе значения импульсов и углов частиц можно уточнить по методу максимального правдоподобия, используя дополнительные кинематические условия. Этот метод широко используется при обработке данных. Суть метода кинематической реконструкции, подробное изложение которого можно найти в работе [60], заключается в минимизации функции правдоподобия следующего вида:

$$\chi^2 = (\mathbf{X}_m - \mathbf{X}_r)^\top \hat{\mathbf{S}}^{-1} (\mathbf{X}_m - \mathbf{X}_r)\,,$$

при выполнении N_c условий:

$$\mathbf{C}_i(\mathbf{X}_r) = 0\,, \quad i = 1 \ldots N_c\,.$$

Здесь $\mathbf{X}_m$ — вектор измеренных параметров (углы и импульсы всех частиц, всего $3N_p$ параметров, где N_p — полное число частиц в конечном состоянии); $\mathbf{X}_r$ — вектор уточняемых в результате реконструкции значений параметров; $\hat{\mathbf{S}}$ — ковариационная матрица ошибок, учитывающая разрешение детектора и корреляции между измеряемыми параметрами (при отсутствии корреляций между параметрами матрица $\hat{\mathbf{S}}$ имеет диагональную форму и ее диагональными элементами являются квадраты разрешений соответствующих параметров); $\mathbf{C}_i(\mathbf{X}_r)$ — кинематические ограничения, учитывающие законы сохранения энергии-импульса и дополнительные связи между частицами в конечном состоянии (например, наличие промежуточных частиц в последовательности распадов, приводящих к данному конечному состоянию).

В кинематической реконструкции, используемой в данной работе, были использованы следующие параметры:

- поперечная проекция импульса и углы вылета для заряженных частиц: $p_{\perp_i}$, θ_i и ϕ_i, $i = 1 \ldots 4$;
- энергия и углы вылета для фотонов: E_{γ_j}, θ_{γ_j} и ϕ_{γ_j}, $j = 0 \ldots N_\gamma$.

Элементы ковариационной матрицы, в соответствии с экспериментальным разрешением детектора, задавались соотношениями:

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{S}}(p_{\perp_i}, p_{\perp_i}) &= (\sigma_{p_\perp} p_{\perp_i})^2\,, \\
\hat{\mathbf{S}}(\theta_i, \theta_i) &= \sigma_\theta^2\,, \\
\hat{\mathbf{S}}(\phi_i, \phi_i) &= \sigma_\phi^2\,,
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
\hat{\mathbf{S}}(p_{\perp_i},\phi_i)=\hat{\mathbf{S}}(\phi_i,p_{\perp_i}) &= Q_i\rho_{\phi p_\perp}\sigma_{p_\perp}\sigma_\phi\,,\\
i &= 1\ldots 4\,,\\
\hat{\mathbf{S}}(E_{\gamma_j},E_{\gamma_j}) &= (\sigma_{E_{\gamma_j}}E_\gamma+20\,\text{МэВ})^2\,,\\
\hat{\mathbf{S}}(\theta_{\gamma_j},\theta_{\gamma_j}) &= \sigma^2_{\theta_\gamma}\,,\\
\hat{\mathbf{S}}(\phi_{\gamma_j},\phi_{\gamma_j}) &= \sigma^2_{\phi_\gamma}\,,\\
j &= 0\ldots N_\gamma\,,
\end{aligned}
$$

остальные элементы матрицы полагались равными нулю. Здесь $\sigma_{p_\perp}=0.025$, $\sigma_\theta=0.025$, $\sigma_\phi=0.01$ — относительное импульсное разрешение и угловые разрешения дрейфовой камеры, Q_i — заряд i-го трека, $\rho_{\phi p_\perp}=0.5$ — коэффициент корреляции между поперечной компонентой импульса и азимутальным углом трека, $\sigma_{\theta_\gamma}=\sigma_{\phi_\gamma}=0.04$ — угловое разрешение калориметра. В анализе процессов с фотонами в конечном состоянии использовалась процедура подавления "лишних" фотонов, описанная в разделе 3.4.2, при этом относительное энергетическое разрешение для фотонов задавалось равным $\sigma_{E_\gamma}=1$, тогда как экспериментальное разрешение составляет ≈ 0.09 для цилиндрического CsI калориметра и варьируется от 0.04 до 0.08 для торцевого BGO калориметра. Такой выбор означает, что измеренное в калориметре энерговыделение использовалось очень слабо в процедуре кинематической реконструкции, и величины энергий фотонов фактически восстанавливались из условий сохранения энергии-импульса.

Условия, накладывавшиеся при кинематической реконструкции, были следующими:

- при анализе процесса $e^+e^-\to\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ использовались три условия ($\mathbf{C}_1'$–$\mathbf{C}_3'$), соответствующие законам сохранения импульса:

$$
\sum_{i=1}^{4}\vec{p}_i = 0\,; \tag{3.4}
$$

- при анализе реакций с фотонами в конечном состоянии в условиях $\mathbf{C}_1$–$\mathbf{C}_3$ учитывался также суммарный импульс фотонов и дополнительно накладывалось условие сохранения энергии $\mathbf{C}_4$:

$$
\begin{aligned}
\sum_{i=1}^{4}\vec{p}_i+\sum_{j=1}^{\tilde{N}_\gamma}\vec{k}_j &= 0\,,\quad \text{здесь } |\vec{k}_j|=E_{\gamma_j}\,,\\
\sum_{i=1}^{4}\sqrt{\vec{p}_i^{\,2}+m_i^2}+\sum_{j=1}^{\tilde{N}_\gamma}E_{\gamma_j} &= 2E_{beam}\,,
\end{aligned} \tag{3.5}
$$

где m_i — масса заряженных пионов или электронов, в зависимости от типа изучаемого процесса. Верхний предел в сумме по фотонам $\tilde{N}_\gamma\le N_\gamma$ — меньше или равен полному числу зарегистрированных в событии фотонов, в соответствии с процедурой удаления "лишних" фотонов (раздел 3.4.2).

3.4.2. “Лишние” фотоны

В многочастичных процессах в калориметре наряду с “реальными”, т.е. рождающимися в конечном состоянии реакции фотонами, с высокой вероятностью регистрируются также дополнительные (“лишние”) фотоны. Одним из возможных механизмов образования таких фотонов является расщепление “реальных” фотонов (особенно на стыке цилиндрического и торцевого калориметров и на стыках октантов цилиндрического калориметра). Кроме этого, “лишние” фотоны образуются из продуктов ядерного взаимодействия π и K мезонов в веществе детектора. Наличие “лишних” фотонов затрудняет анализ многочастичных процессов. Поэтому необходима процедура, позволяющая эффективно подавлять “лишние” фотоны.

В данной работе использовался следующий простой метод для удаления “лишних” фотонов. Как видно из параметризации ковариационной матрицы, энергия фотонов при кинематической реконструкции может изменяться в широких пределах, практически не оказывая влияния на значение функции правдоподобия χ^2. Для анализа отбирались события с числом зарегистрированных фотонов, большим или равным числу фотонов в конечном состоянии изучаемого процесса: $N_\gamma \geq N_\gamma^{fs}$. При $N_\gamma = N_\gamma^{fs}$ все фотоны участвовали в кинематической реконструкции. При $N_\gamma > N_\gamma^{fs}$ кинематическая реконструкция проводилась для всех возможных комбинаций по N_γ^{fs} фотонов из N_γ и выбиралась комбинация с наименьшим χ^2. Если в событии не была найдена такая комбинация, в которой реконструированная энергия каждого из фотонов больше 30 МэВ, это событие исключалось из дальнейшего анализа.

Глава 4.

Изучение реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при энергиях ниже 1 ГэВ. Поиск распада $\rho \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

4.1. Анализ данных

Для изучения реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при энергиях ниже 1 ГэВ были использованы данные, набранные детектором КМД-2 в эксперименте РО-98. Предварительный отбор событий проводился в соответствии с условиями $\mathbf{SC}_1$ и $\mathbf{SC}_3$ (см. раздел 3.4). Условие $\mathbf{SC}_2$ было модифицировано, а именно, накладывалось более жесткое ограничение на прицельные параметры треков: $r_{min} < 0.3$ см.

Для отобранных таким образом событий проводилась процедура кинематической реконструкции, в которой требовалось выполнение закона сохранения импульса (условия $\mathbf{C}'_1$–$\mathbf{C}'_3$, раздел 3.4.1): $\sum_i \vec{p_i} = 0$. Реконструкция выполнялась в предположении, что все заряженные частицы — π мезоны. На величину χ^2, характеризующую качество реконструкции, накладывалось очень слабое ограничение: $\chi^2/N_{df} < 100/3$ (здесь $N_{df} = 3$ — число степеней свободы, совпадающее в данном случае с числом кинематических ограничений). Такое условие, с одной стороны, имеет эффективность $\approx 95\%$ для процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, а с другой стороны, подавляет около 80% событий реакции

$$e^+e^- \to \omega\,,\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0\,,\pi^0 \to e^+e^-\gamma\,, \tag{4.1}$$

являющейся основным источником фона для изучаемого процесса.

Последующий анализ проводился с использованием нормированной полной энергии пионов $\varepsilon_{4\pi}$, определяемой соотношением (3.1), и минимального пространственного угла между противоположно заряженными треками ψ_{min}.

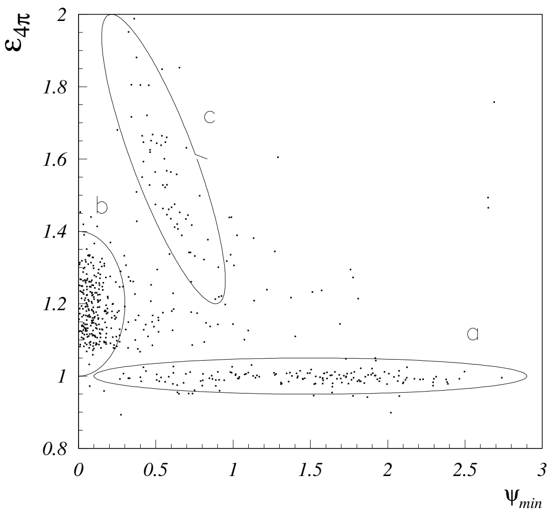


Рис. 4.1. Распределение по нормированной полной энергии пионов в зависимости от минимального пространственного угла между треками с противоположными зарядами

На Рис.4.1 показано двумерное распределение по нормированной полной энергии π мезонов в зависимости от угла ψ_{min}. На рисунке хорошо выделяются три области, в которых группируются события. События $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ заполняют узкую полосу с $\varepsilon_{4\pi} \approx 1$ в области **a**. Нижняя часть области **b** заполняется событиями фоновой реакции (4.1), тогда как процессы

$$e^+e^- \;\to\; e^+e^-\gamma \quad \text{и} \tag{4.2}$$

$$e^+e^- \;\to\; \pi^+\pi^-\gamma\,, \tag{4.3}$$

с последующей конверсией фотона в e^+e^- пару на стенке вакуумной камеры дают вклад в верхнюю часть этой области.

В область **c** попадают события реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$, когда один из π мезонов испытывает ядерное взаимодействие с веществом детектора, а продукты этого взаимодействия рассеиваются назад в дрейфовую камеру и вызывают появление двух дополнительных треков. Для подавления фона от этого процесса использовался параметр нормированного максимального импульса треков:

$$P_{norm} \;=\; \frac{\max_{i=1}^{4}|\vec{p}_i|}{\sqrt{E_{beam}^2 - m_\pi^2}}\,. \tag{4.4}$$

Как видно из определения (4.4), величина $P_{norm} \approx 1$ для коллинеарных пионов в процессе $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$, и, очевидно, $P_{norm} < 1$ для изучаемого процесса, причем величина P_{norm} для событий $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ уменьшается с уменьшением энергии пучка. На Рис.4.2

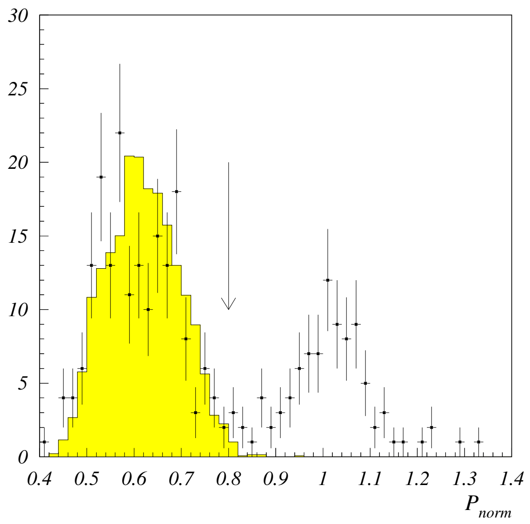


Рис. 4.2. Распределение по нормированному максимальному импульсу треков. Точки с ошибками — экспериментальные данные, отобранные с условием $\psi_{min} > 0.3$; гистограмма — моделирование событий $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

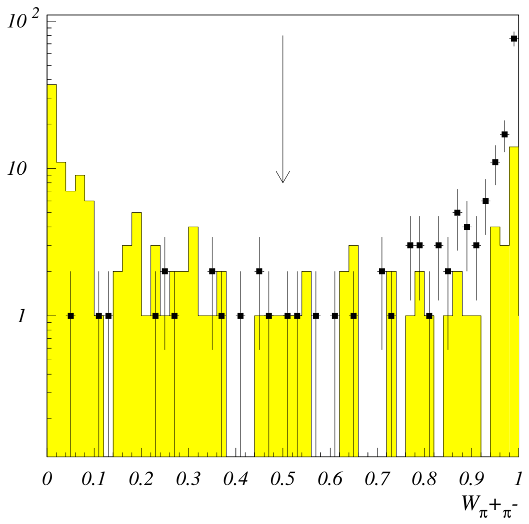


Рис. 4.3. Распределение по $W_{\pi^+\pi^-}$ для пары противоположно заряженных частиц с наименьшим пространственным углом между треками. Точки с ошибками — события $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ (область **a**); гистограмма — события из области **b**

точками с ошибками показано распределение по параметру P_{norm} для экспериментальных данных с $\psi_{min} > 0.3$ (т.е., фактически, из областей **a** и **c** на Рис.4.1). Для сравнения на этом же рисунке показано моделирование событий $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при энергии $E_{beam} = 0.485$ ГэВ (гистограмма). Из Рис.4.2 видно, что условие $P_{norm} < 0.8$ позволяет эффективно подавлять процесс $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$, сопровождающийся ядерным взаимодействием пионов.

В области энергий вблизи пиков ρ и ω резонансов число регистрируемых событий реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ мало. Сечение же фонового процесса (4.1) в этой области возрастает, достигая максимума при $2E_{beam} = m_\omega$. Для уменьшения числа фоновых событий реакции (4.1) была использована процедура e/π разделения, описанная в разделе 3.4 (см. также работу [59]). Мы выбирали два противоположно заряженных трека с наименьшим пространственным углом между ними. Затем для этой пары вычислялась вероятность $W_{\pi^+\pi^-}$ быть пионами. На Рис.4.3 показано распределение по величине $W_{\pi^+\pi^-}$ для событий, отобранных из областей **a** (точки с ошибками) и **b** (гистограмма). Для подавления фона процесса (4.1) в области энергий от 0.6 до 0.8 ГэВ накладывалось ограничение $W_{\pi^+\pi^-} > 0.5$ (показано стрелкой на Рис.4.3), которое отбрасывает около

70% событий $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$. Эффективность такого отбора для изучаемого процесса определялась по событиям $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при энергиях от 0.81 до 0.97 ГэВ и составила 90%.

Применяя условия $\varepsilon_{4\pi} < 1.05$ и $\psi_{min} > 0.3$, мы отобрали, в конечном итоге, 153 события $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Ожидаемое число фоновых событий процессов (4.1), (4.2) и (4.3) оценивалось с помощью полного моделирования детектора. Было найдено, что фон при указанных условиях отбора пренебрежимо мал. Так, например, ожидаемое число событий реакции (4.1) в области энергий 0.6–0.8 ГэВ меньше 0.2, тогда как в данном диапазоне наблюдается четыре события $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$.

4.2. Определение сечения

Величина сечения реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в каждой точке (интервале) по энергии рассчитывалась в соответствии со следующей формулой:

$$\sigma_i \;=\; \frac{N_i}{L_i\,\epsilon_i\,(1+\delta_i)}\,, \tag{4.5}$$

где N_i — число отобранных событий $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, L_i — интеграл светимости, ϵ_i — эффективность регистрации и δ_i — радиационная поправка в i-й точке.

Величина эффективности регистрации ϵ процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ определялась из моделирования. Рассматривались четыре различных квазидвухчастичных механизма образования конечного состояния $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ [6,7]:

$$a_1\pi\;:\quad e^+e^- \to \rho\,,\rho' \to a_1(1260)\pi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\,, \tag{4.6}$$

$$\rho\sigma\;:\quad e^+e^- \to \rho\,,\rho' \to \rho\sigma \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\,, \tag{4.7}$$

$$\pi_1\pi\;:\quad e^+e^- \to \rho\,,\rho' \to \pi_1(1300)\pi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\,, \tag{4.8}$$

$$a_2\pi\;:\quad e^+e^- \to \rho\,,\rho' \to a_2(1320)\pi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\,. \tag{4.9}$$

При моделировании были использованы следующие значения масс и полных ширин частиц в промежуточном состоянии: $m_{a_1} = 1230$ МэВ, $\Gamma_{a_1} = 550$ МэВ; $m_{a_2} = 1318$ МэВ, $\Gamma_{a_2} = 107$ МэВ; $m_\sigma = 800$ МэВ, $\Gamma_\sigma = 800$ МэВ; $m_{\pi_1} = 1300$ МэВ, $\Gamma_{\pi_1} = 400$ МэВ.

Как было показано в работах [6,7], в области энергий выше 1.05 ГэВ в процессе рождения четырех пионов доминирует промежуточное состояние $a_1\pi$. Однако в изучаемом в данной работе диапазоне энергий ниже 1 ГэВ интерференция амплитуд, отличающихся перестановками пионов одного знака, уменьшает различие между моделями (4.6)–(4.9).

Мы провели сравнение различных спектров инвариантных масс, а также угловых распределений для данных и моделирования процессов (4.6)–(4.9). На Рис.4.4a) и b) показаны распределения по нормированной инвариантной массе пары пионов: $\mu_{\pi^+\pi^-} =$

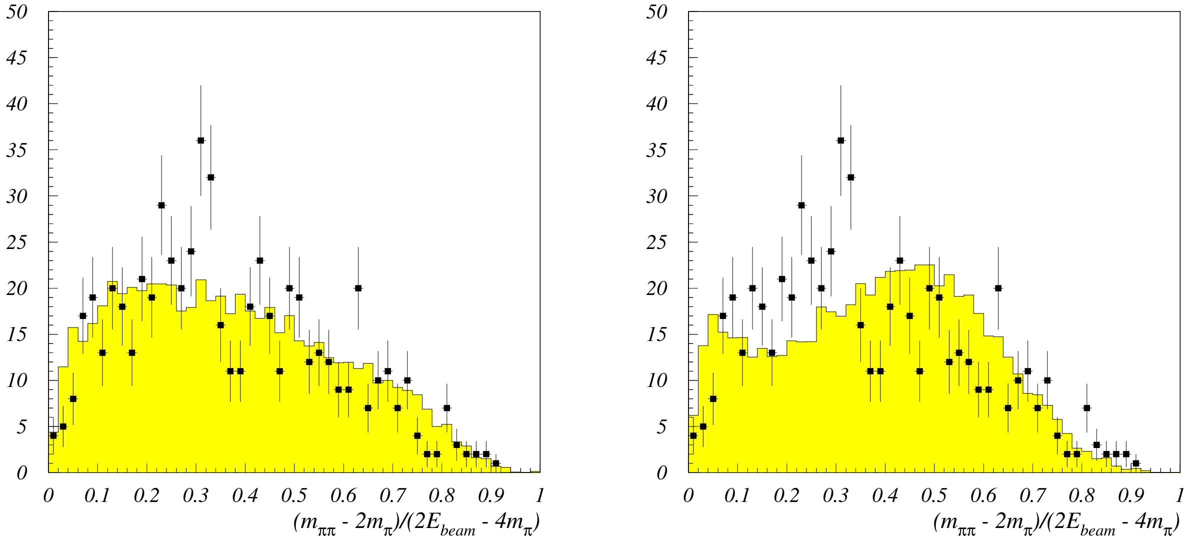


Рис. 4.4. Распределение по нормированной инвариантной массе пары $\pi^+\pi^-$. Точки с ошибками на обоих рисунках — экспериментальные данные; гистограммы: (a) — моделирование промежуточного состояния $a_1(1260)\pi$; (b) — моделирование промежуточного состояния $\pi_1(1300)\pi$

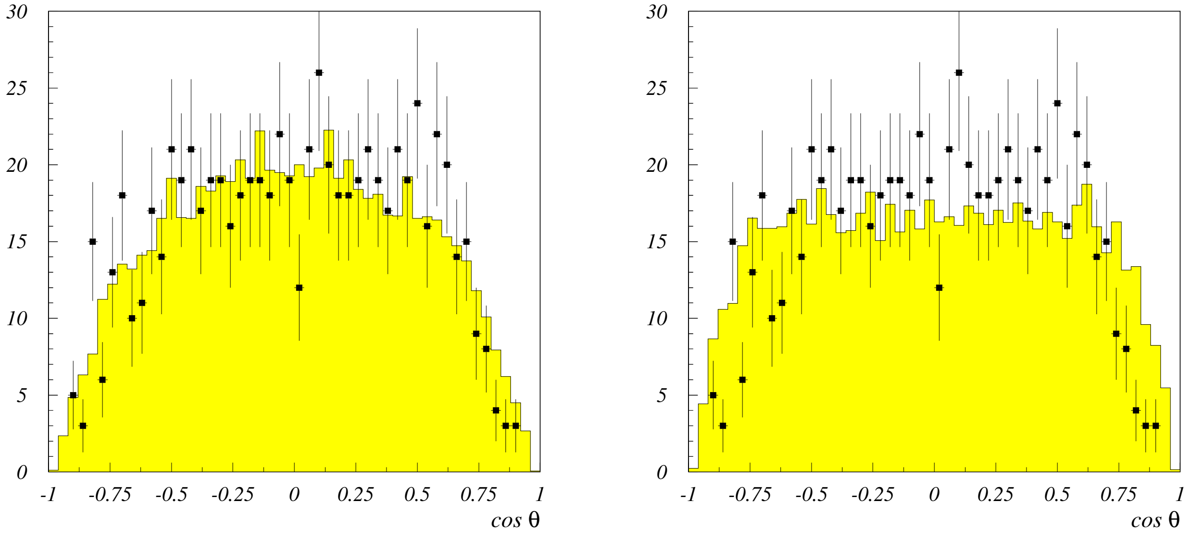


Рис. 4.5. Распределение по $\cos\theta$. Точки с ошибками на обоих рисунках — экспериментальные данные; гистограммы: (a) — моделирование промежуточного состояния $a_1(1260)\pi$; (b) — моделирование промежуточного состояния $a_2(1320)\pi$

$\frac{m_{\pi^+\pi^-}-2m_\pi}{2E_{beam}-4m_\pi}$ (здесь $m_{\pi^+\pi^-}$ — инвариантная масса $\pi^+\pi^-$, m_π — масса заряженного пиона). Точки с ошибками на обоих рисунках — экспериментальные данные; гистограммы: Рис4.4a) — моделирование промежуточного состояния $a_1(1260)\pi$; Рис4.4b) — моделирование промежуточного состояния $\pi_1(1300)\pi$. Распределение по $\cos\theta$, где θ — полярный угол треков, показано на Рис.4.5a) и b). Экспериментальные данные здесь также показаны точками с ошибками, а моделирование — гистограммами: Рис.4.5a) — моделирование $a_1(1260)\pi$; Рис4.5b) — моделирование $a_2(1320)\pi$. Как видно из рисунков 4.4 и 4.5, промежуточные состояния $a_2(1320)\pi$ и $\pi_1(1300)\pi$ хуже согласуются с нашими данными, модели же $a_1(1260)\pi$ и $\rho\sigma$ практически неразличимы в данном диапазоне энергий.

Так как механизм $a_1(1260)\pi$ доминирует при более высоких энергиях, модель $a_1\pi$ была выбрана для окончательного расчета эффективности регистрации ϵ процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Из расчетов было получено, что величина эффективности возрастает с ростом энергии, изменяясь от 17% до 28% в диапазоне энергий от 0.75 до 1.0 ГэВ. При энергиях ниже 0.7 ГэВ эффективность быстро уменьшается, так как импульсы рождающихся π мезонов становятся меньше порога эффективной реконструкции треков в дрейфовой камере ($p_{\perp_{thresh}} \sim 50\,\text{МэВ}/c$).

Радиационные поправки (РП) к сечению, связанные с излучением начальных частиц (e^- и e^+), рассчитывались согласно работе [61] с точностью лучше 1%. Так как величина РП существенно зависит от энергетического поведения сечения, расчет проводился итерационным методом. В качестве первого приближения использовались наблюдаемые величины сечения, с $\delta = 0$ в формуле (4.5). Полученные значения РП использовались для расчета новых значений сечения, и затем вся процедура повторялась, пока вариации в δ не становились меньше заявленной точности. Практически, для этого оказывалось достаточным выполнить 2 или 3 итерации.

В таблице 4.1 показаны результаты расчета сечения процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при энергиях ниже 1 ГэВ. Так как число зарегистрированных четырехпионных событий при энергиях ниже 0.8 ГэВ мало́, мы объединили данные из нескольких отдельных точек. Вели́чины сечений (или верхние пределы) при этом рассчитывались в соответствии с формулой:

$$\sigma = \frac{\Sigma N_i}{\Sigma L_i\,\varepsilon_i\,(1+\delta_i)}\,, \tag{4.10}$$

в которой учитываются вариации интеграла светимости, эффективности регистрации и радиационных поправок в данном интервале энергий.

На Рис.4.6 показана зависимость от энергии сечения реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ ниже 1.05 ГэВ. Приведены только статистические ошибки. Для сравнения, на этом же рисунке показаны верхние пределы на величину измеряемого сечения, полученные в [8–12,17]. Полученные в нашей работе величины сечения согласуются с этими результа-

Таблица 4.1. Результаты расчета сечения процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

E_{cm}, GeV	L, nb^{-1}	$N_{4\pi}$	ε	δ	σ, nb
0.6–0.66	122.3	0	0.029	-0.147	< 0.76 at 90% CL
0.69–0.72	103.2	0	0.115	-0.157	< 0.23 at 90% CL
0.75–0.78	372.8	2	0.171	-0.134	0.036 ± 0.026
0.781–0.8	818.3	2	0.181	-0.133	0.015 ± 0.011
0.81	61.3	2	0.243	-0.117	0.15 ± 0.11
0.82	112.1	3	0.217	-0.114	0.14 ± 0.08
0.84	133.7	4	0.238	-0.113	0.14 ± 0.07
0.88	172.1	9	0.258	-0.116	0.23 ± 0.08
0.92	292.7	26	0.275	-0.121	0.37 ± 0.07
0.94	140.2	10	0.275	-0.124	0.30 ± 0.09
0.95	232.0	18	0.284	-0.126	0.31 ± 0.07
0.958	256.6	34	0.284	-0.127	0.53 ± 0.09
0.97	256.4	43	0.276	-0.130	0.70 ± 0.11

тами.

Ниже перечислены основные факторы, дающие вклад в систематическую неопределенность величины сечения:

- условия отбора событий — 10%;
- эффективность реконструкции треков в дрейфовой камере — 5%;
- модельная зависимость эффективности регистрации от механизма образования (4.6)–(4.9) четырехпионного состояния — 3%;
- неопределенность в измерении светимости — 1.5%;
- расчет радиационных поправок к величине сечения — 1%.

Квадратичная сумма всех указанных вкладов дает оценку полной систематической ошибки в величине сечения — 12%.

4.3. Обсуждение результатов

К сожалению, в литературе практически нет теоретических предсказаний для энергетической зависимости изучаемого процесса. Поэтому мы экстраполировали поведение

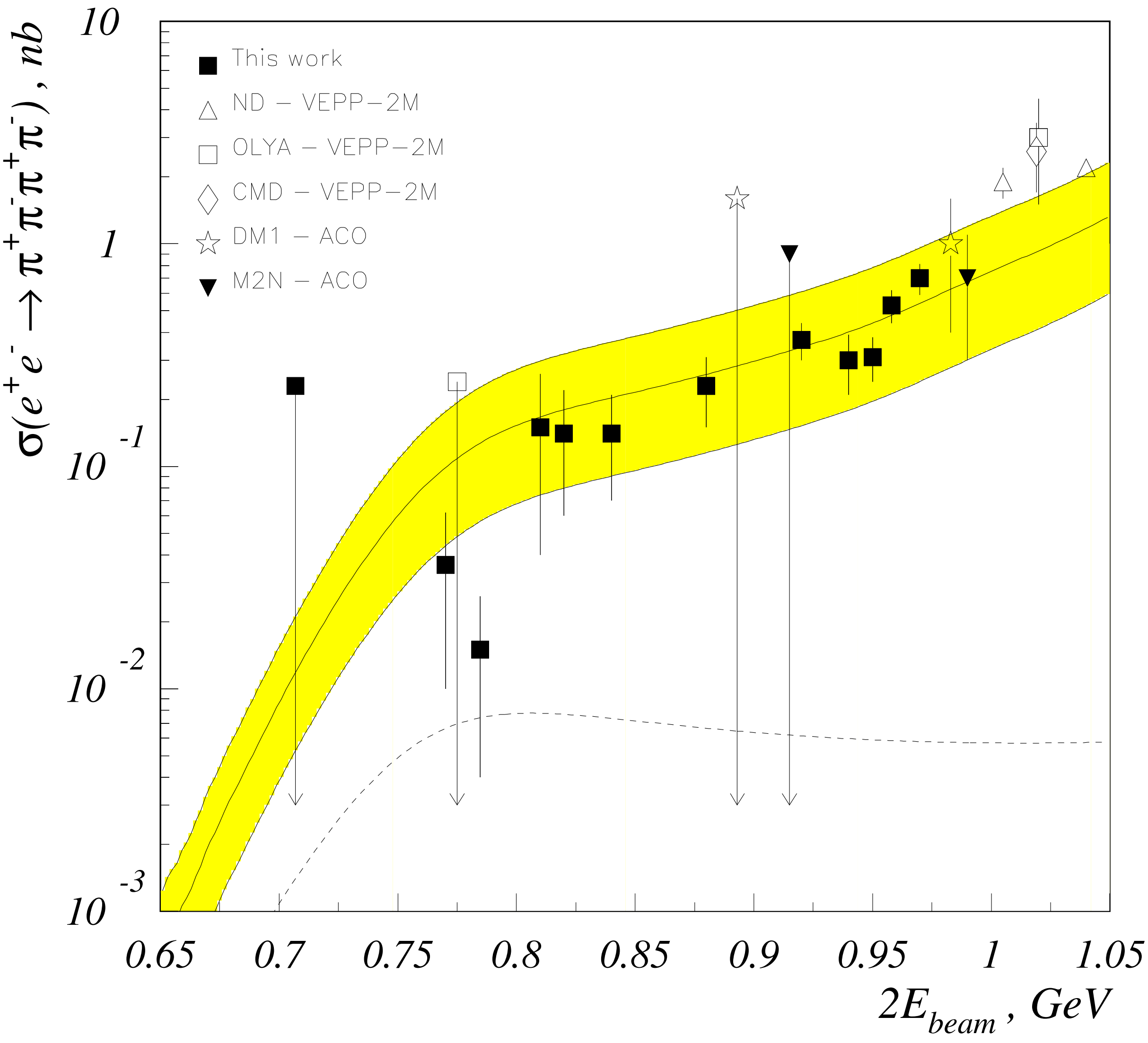


Рис. 4.6. Сечение реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ ниже 1.05 ГэВ. Результаты измерения сечения, полученные в данной работе (■), сравниваются с экспериментами других групп: △ — НД [11,12]; □ — ОЛЯ [10]; ◊ — КМД [17]; ✰ — DM1 [9]; ▼ — M2D [8]

сечения из области энергий выше 1.05 ГэВ, используя простейшую феноменологическую модель [6,7]. Результаты экстраполяции показаны на Рис.4.6 заштрихованной областью. В данном расчете предполагалось, что энергетическое поведение сечения определяется двумя интерферирующими резонансами — $\rho(770)$ и его возбуждением (ρ'), распадающимися в конечное состояние $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ через промежуточное состояние $a_1(1260)\pi$. Константа связи $g_{\rho a_1 \pi}$ при этом была зафиксирована из вероятности распада $a_1(1260)$ в $\rho\pi$. Параметры ρ'-мезона были определены из аппроксимации данных по сечению $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, полученных при энергиях выше 1 ГэВ в экспериментах на детекторах КМД-2 [6,7] и DM2 [62]. Центральная кривая в заштрихованной области на Рис.4.6 соответствует ширине $a_1(1260)$ 600 МэВ, являющейся оптимальной для нашего анализа. Верхняя и нижняя границы заштрихованной области были получены при $\Gamma_{a_1} = 800$ и $\Gamma_{a_1} = 400$ МэВ соответственно.

Энергетическое поведение сечения, как это видно из Рис.4.6, не противоречит предположению доминантности $a_1(1260)\pi$ механизма, установленой для более высоких энергий [6,7].

Из Рис.4.6 можно также сделать вывод, что сечение процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при энергиях вблизи максимума ρ-мезона не имеет явно выраженного резонансного поведения, описывающегося формулой Брейта—Вигнера и характеризующегося спадом сечения на правом склоне ρ. Скорее можно утверждать, что в этой области энергий в энергетической зависимости сечения имеется небольшое “плечо”, возникающее из-за компенсации резонансного поведения быстрым ростом фазового объема четырехпионного состояния. Однако, для сравнения полученных в нашей работе данных с существующими теоретическими предсказаниями полезно определить величину сечения при энергии, соответствующей массе ρ-мезона. С этой целью был рассмотрен диапазон энергий 0.75–0.8 ГэВ. Используя информацию об интегральной светимости в данном диапазоне и следуя выражению (4.10), была получена величина сечения реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при энергии, равной массе ρ:

$$\sigma_0 = \sigma(e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^- \,, 2E_{beam} = m_\rho) = 0.020 \pm 0.010 \pm 0.003\,\text{нб}\,.$$

Эта величина может быть выражена в терминах вероятности распада ρ-мезона в конечное состояние $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$.

Используя следующее соотношение, справедливое для сечения рождения резонанса в его максимуме:

$$\sigma_0 = \frac{12\pi Br(\rho \to e^+e^-)Br(\rho \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)}{m_\rho^2}\,, \tag{4.11}$$

и взяв величины m_ρ и $Br(\rho \to e^+e^-)$ из Таблиц свойств элементарных частиц [63], было получено следующее значение для относительной вероятности распада ρ-мезона в канале $\rho \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$:

$$Br(\rho^0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) \;=\; (1.8 \pm 0.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$$

или, в терминах ширины распада:

$$\Gamma(\rho^0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) \;=\; 2.8 \pm 1.4 \pm 0.5\,\text{кэВ}. \tag{4.12}$$

Полученный результат можно сравнить с лучшим предыдущим измерением данной величины [10], где был установлен только верхний предел: $\Gamma(\rho^0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) < 30$ кэВ на 90% уровне достоверности.

4.3.1. Сравнение с теоретическими предсказаниями

Процесс множественного рождения пионов в e^+e^- столкновениях впервые наблюдался во Фраскати [4] и Новосибирске [5] при энергиях от 1.18 до 2 ГэВ. Поэтому в ранних феноменологических моделях, посвященных расчету сечения $e^+e^- \to 4\pi$ [13–16], основное внимание уделялось области энергий > 1 ГэВ. При расчетах использовалось предположение о квазидвухчастичном механизме образования конечного состояния. Так, в работе [16] были рассмотрены три промежуточных состояния: $a_1(1260)\pi$, $a_2(1320)\pi$ и $\rho\sigma$. Было показано, что основной вклад в сечение при энергии выше 1 ГэВ дает состояние $a_1(1260)\pi$, тогда как при низких энергиях сечение определяется состоянием $\rho\sigma$. Для сечения предсказывалась величина около 1 пб при энергии 1.05 ГэВ и существенно меньшее значение для более низких энергий, что находится в очевидном противоречии с результатами данной работы. Расчеты по этой модели для более высоких энергий также не согласуются с экспериментальными данными, давая величины сечения на порядок меньше, чем наблюдаемые в эксперименте значения.

В большинстве ранних работ в матричном элементе не учитывались эффекты интерференции амплитуд, связанных с перестановками одинаковых пионов, что приводило к неправильным соотношениям между вероятностями перехода в конечные состояния, различающиеся числом нейтральных и заряженных пионов: $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$. Кроме этого, в выражении для матричного элемента использовались различные формфакторы с неопределенным энергетическим поведением, выбор которых существенным образом влияет на величину сечения. Самым серьезным недостатком указанных работ, по-видимому, является то, что сечение вычислялось с помощью двухчастичного фазового объема, что приводит к резкому падению сечения ниже порога реакции.

Таким образом, рассмотренные феноменологические модели не позволили получить адекватное описание энергетического поведения сечения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при энергиях ниже 1 ГэВ.

Авторы работы [64], используя приближение мягких пионов и доминирование ρ мезона, предсказали величину сечения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ около 0.16 нб при энергиях немного выше массы ρ (что не противоречит с нашими данными), не исключив возможности, что указанное значение может изменяться в 2 раза.

Другой подход к описанию множественного образования π-мезонов при низких энергиях основывается на использовании эффективных лагранжианов. Как известно (см., например, работу [65] и ссылки в ней), эффективные кирально-симметричные лагранжианы позволяют описывать взаимодействие мягких ($|\vec{p}_\pi| \ll m_\pi$) пионов. При рассмотрении e^+e^- аннигиляции в многопионные состояния в области энергий $E \sim m_\rho$ ($|\vec{p}_\pi| \sim m_\pi$), в киральную модель, помимо пионов, необходимо включать векторные частицы, в частности, векторные мезоны (ρ, ω, a_1 и т.д.). Однако для этого в настоящее время не существует общепринятого подхода. Известно несколько способов учета векторных частиц в киральных моделях (см. уже цитировавшийся обзор [65]), приводящих к различным эффективным лагранжианам.

В таблице 4.2 значение $\Gamma(\rho^0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$, полученное в данной работе, сравнивается с предсказаниями, сделанными для этой величины в работах [66–71]. В большинстве из этих работ используется приближение эффективного низкоэнергетического лагранжиана.

Оценка, выполненная в работе [66], и основана на кварковой модели с нарушенной $SU(6) \times O(3)$ симметрией без учета киральной симметрии, не согласуется уже с первым измерением величины $\Gamma(\rho^0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ [10].

Последующие попытки включить в эффективный лагранжиан ρ мезон [67,68], были также неудовлетворительны, как это показано в работе [69], с точки зрения требования киральной симметрии. Авторы работы [69] проанализировали несколько эффективных лагранжианов для описания взаимодействия π и ρ (а в некоторых случаях и $a_1(1260)$) мезонов. Рассчитанная величина $\Gamma(\rho^0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ приблизительно на порядок меньше результатов работ [67,68] и не противоречит, в пределах ошибок, измерениям, выполненным в данной работе.

В появившихся недавно публикациях [70,71] распад $\rho \to 4\pi$ изучается с использованием кирального лагранжиана, не включающего $a_1(1260)$ мезон. Полученное в этой работе значение $\Gamma(\rho^0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ совпадает с расчетами статьи [69]. Однако, в отличии от работы [69], авторы [70,71] рассматривают как наиболее адекватную характеристику процесса $e^+e^- \to \rho \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ не ширину распада, а величину сечения, быстро меняющуюся с энергией. Расчет сечения, выполненный в [70,71], и показанный на Рис.4.6 пунктирной линией, не противоречит, в пределах ошибок, наблюдаемым в нашей работе величинам при энергиях ниже 0.8 ГэВ, тогда как при более высоких энергиях результаты [70,71] приблизительно на порядок меньше, чем наши данные. Авторы [70,71] объяс-

Таблица 4.2. Ширина распада $\Gamma(\rho^0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$

Ссылка на работу	$\Gamma_{\rho^0\to\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}$, кэВ
[66]	172
[67]	7.5 ± 0.8
	25 ± 3
	60 ± 7
[68]	16 ± 1
[69]	0.59–1.03
[70,71]	0.89
Данная работа	$2.8 \pm 1.4 \pm 0.5$

няют наблюдаемое различие тем, что в их расчете не учитываются производные более высоких порядков и киральные петли. Учет высших производных, киральных петель, а также включение в эффективный лагранжиан a_1 мезона, позволит, по их мнению авторов, расширить область применимости киральных моделей до энергий $\lesssim 0.91$ ГэВ.

Как уже ранее отмечалось, анализ процесса четырехпионного рождения при энергиях выше 1.05 ГэВ [6,7] указывает в пользу доминирования промежуточного состояния $a_1(1260)\pi$ в e^+e^- аннигиляции в 4π, что позволило успешно описать образование четырех пионов в распадах τ-лептона [72,73]. Экстраполяция предсказаний этой феноменологической модели в область низких энергий находится, как видно из результатов, полученных в данной работе, в хорошем согласии с экспериментом вплоть до 0.8 ГэВ.

С другой стороны, киральные модели, использующие эффективные лагранжианы, описывают наблюдаемые данные при энергиях ниже 0.8 ГэВ.

Дальнейшее развитие нашего понимания динамики рождения четырехпионного состояния при энергиях ниже 1 ГэВ, как с точки зрения киральных моделей, так и феноменологических подходов, может быть достигнуто при увеличении экспериментальной статистики, а также при измерении сечения реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ и совместном анализе этого процесса с реакцией $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, изучаемой в данной работе.

Глава 5.

Наблюдение распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Поиск распадов $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$

5.1. Анализ данных

Изучение реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в области ϕ мезона проводилось с использованием данных, набранных детектором КМД-2 в эксперименте ФИ-98. Для анализа четырехпионных событий была применена процедура аналогичная, в общих чертах, процедуре, описанной в Главе 4. Однако, в виду того, что фоновая ситуация вблизи ϕ резонанса заметным образом отличается от фона в области энергий ниже 1 ГэВ (эти отличия касаются как структуры фоновых процессов, основной вклад в которые дают распады ϕ-мезона, так и соотношения интенсивностей фоновых реакций и изучаемого процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$), были использованы дополнительные методы подавления фоновых событий.

Предварительный отбор событий проводился в соответствии с условиями $\mathbf{SC}_1$–$\mathbf{SC}_3$ (см. раздел 3.4).

Для отобранных таким образом событий проводилась процедура кинематической реконструкции, в которой требовалось выполнение закона сохранения импульса (условия $\mathbf{C}'_1$–$\mathbf{C}'_3$, раздел 3.4.1): $\sum_i \vec{p_i} = 0$. Реконструкция выполнялась в предположении, что все заряженные частицы — π мезоны. На величину χ^2, характеризующую качество реконструкции, накладывалось очень слабое ограничение: $\chi^2/N_{df} < 100/3$. При высокой эффективности для изучаемого процесса ($\sim$95%) это условие подавляет фоновые реакции:

$$\phi \to K^0_S K^0_L \qquad (5.1)$$

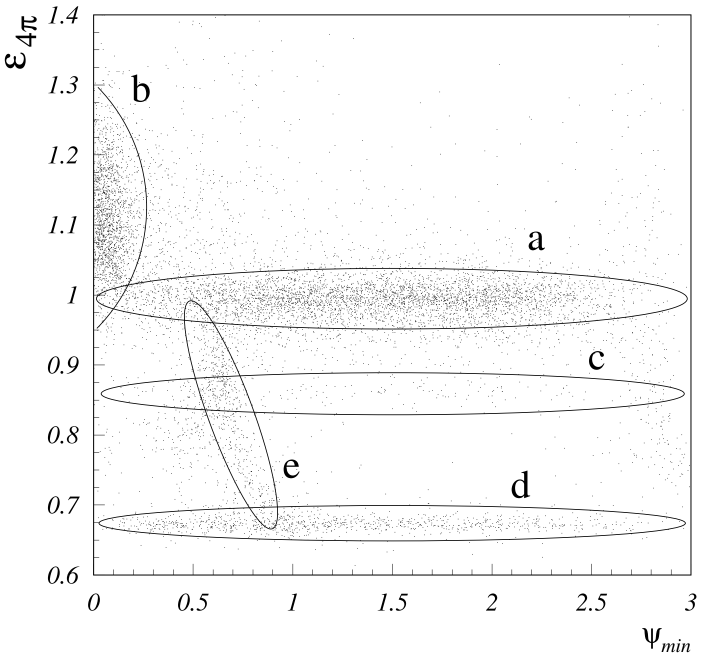


Рис. 5.1. Распределение по нормированной полной энергии пионов в зависимости от минимального пространственного угла между треками с противоположными зарядами

и

$$\phi \quad \rightarrow \quad K^+K^- \tag{5.2}$$

в три раза.

Последующий анализ проводился с использованием нормированной полной энергии пионов $\varepsilon_{4\pi}$, определяемой соотношением (3.1), и минимального пространственного угла между треками с противоположными зарядами ψ_{min}.

На Рис.4.1 показано двумерное распределение по нормированной полной энергии π мезонов в зависимости от угла ψ_{min}. Как и при энергии $2E_{beam}$ ниже 1 ГэВ, события $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ заполняют узкую полосу с $\varepsilon_{4\pi} \approx 1$ в области **a**. Нижняя часть области **b** заполняется событиями фоновой реакции:

$$\phi \quad \rightarrow \quad \pi^+\pi^-\pi^0\,, \pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma\,, \tag{5.3}$$

тогда как события процессов

$$e^+e^- \quad \rightarrow \quad e^+e^-\gamma \quad \text{и} \tag{5.4}$$

$$e^+e^- \quad \rightarrow \quad \pi^+\pi^-\gamma\,, \tag{5.5}$$

с последующей конверсией фотона в e^+e^- пару на стенке вакуумной камеры дают вклад в верхнюю часть этой области.

События, возникающие из распада ϕ мезона (5.1), где K_S^0 и K_L^0 распадаются в конечные состояния $\pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ соответственно, дают вклад в область **c**. События другого распада $\phi \to K^+K^-$, когда продукты ядерного взаимодействия одного из каонов с веществом детектора рассеиваются назад и образуют два дополнительных трека, попадают в область **e**. События процесса (5.2) с последующим распадом одного из каонов в канале $K^\pm \to \pi^\pm\pi^+\pi^-$, заполняют область **d**. Таким образом, параметр $\varepsilon_{4\pi}$ позволяет отделить события в классах **c** и **d** от событий $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, тогда как события из нижней части области **b** и верхней части области **e** дают вклад в фон и затрудняют выделение изучаемого процесса.

Для подавления фонового процесса $\phi \to K^+K^-$, сопровождаемого ядерным взаимодействием каонов, были использованы ионизационные потери треков, измеренные в дрейфовой камере. Точнее, мы пользовались параметром ξ, определяемым выражением (3.2), в котором учитывается зависимость ионизационных потерь от величины импульса и знака заряда для заряженных пионов (см. раздел 3.4 и рисунки 3.2 и 3.3). Ограничение $\xi < 2000$, как видно из Рис.3.3, эффективно отбрасывает события с заряженными K-мезонами (классы **d** и **e**). Для оценки остающегося фона событий класса **e** были отобраны события $\phi \to K^+K^-$, $K^\pm \to \pi^\pm\pi^+\pi^-$ по условиям $\varepsilon_{4\pi} < 0.7$ и $\psi_{min} > 1$. Для этих событий была определена эффективность ограничения $\xi < 2000$: $\epsilon_\xi^{K^\pm} = 0.09 \pm 0.02$. Так как в классе **e** оба заряженных каона регистрируются в дрейфовой камере, вероятность пропустить такое событие при наложении ограничения $\xi < 2000$ составляет $(\epsilon_\xi^{K^\pm})^2$. Используя эту вероятность, было найдено ожидаемое число оставшихся событий распада (5.2) с ядерным взаимодействием каонов: $N_{bg}^{K^+K^-} < 2$.

События реакций (5.3), (5.4) и (5.5) (область **b** на Рис.5.1) с малыми импульсами электронов и(или) позитронов, также могут быть подавлены с использованием параметра ξ. На двумерном распределении ξ относительно импульсов треков, Рис.3.3, такие события группируются в левом нижнем углу. Отбирая события вне этого угла по условию $\xi > 4p - 800$, где p — импульс треков в МэВ/c, мы эффективно отбрасываем фон конверсионных процессов с низкоэнергичными $e^\pm$. Дополнительное подавление реакции (5.4) обеспечивается требованием $\varepsilon_{4e} < 0.9$, где $\varepsilon_{4e} = \sum_{i=1}^{4} |\vec{p}_i|/2E_{beam}$ — нормированная полная энергия треков, вычисленная в предположении, что все частицы — электроны.

Далее, после наложения условий $\psi_{min} > 0.3$ и $|\varepsilon_{4\pi} - 1| < 0.1$, мы получили набор из $\approx$4200 событий, состоящий, главным образом, из событий изучаемого процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Для оценки числа остающихся в этом наборе фоновых событий реакции (5.3) было рассмотрено распределение минимального угла между треками ψ_{min} в области нормированных энергий $\varepsilon_{4\pi} > 1.1$. Основной вклад в эту область дают события процессов (5.3), (5.4) и (5.5). Предполагая, что форма распределения ψ_{min} не зависит от $\varepsilon_{4\pi}$, была получена следующая оценка: $N_{bg}^{3\pi} < 80$.

На Рис.5.2a) показано двумерное распределение по инвариантной массе $M_{\pi^+\pi^-}$ пары π-мезонов с противоположными знаками зарядов в зависимости от полного импульса этой же пары $P_{\pi^+\pi^-} = |\vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-}|$ для событий, отобранных согласно описанным выше критериям. Заметим, что в конечном состоянии $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ пара $\pi^+\pi^-$ может быть выбрана четырьмя различными способами, поэтому каждое событие входит в распределение на Рис.5.2 четыре раза. Для сравнения, на Рис.5.2b) показано распределение параметров $M_{\pi^+\pi^-}$ и $P_{\pi^+\pi^-}$ для событий моделирования реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Как видно из сопоставления этих рисунков, экспериментальные данные хорошо описываются моделированием за исключением области $M_{\pi^+\pi^-} \approx m_{K_S^0}$ и $P_{\pi^+\pi^-} \approx P_{K_S^0}$, в которой концентрируются события процесса (5.1) с распадом $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ и распадом K_L^0 в одной из полулептонных мод: $K_L^0 \to \pi^\pm\mu^\mp\nu_\mu$ или $K_L^0 \to \pi^\pm e^\mp\nu_e$. Здесь $m_{K_S^0} = 497.67$ МэВ/c^2 [63] и $P_{K_S^0} = \sqrt{E_{beam}^2 - m_{K_S^0}^2}$ — масса и импульс K_S^0 мезона. На Рис.5.2c) и d) показаны распределения $M_{\pi^+\pi^-}$ и $P_{\pi^+\pi^-}$ для моделирования реакции (5.1) с полулептонными распадами K_L^0 и распадом $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$. Для подавления такого типа фона, мы исключали события, в которых хотя бы одна пара $\pi^+\pi^-$ удовлетворяла условиям:

$$\begin{aligned} |M_{\pi^+\pi^-} - m_{K_S^0}| &< 30\,\text{МэВ}/c^2 \quad \text{и} \\ |P_{\pi^+\pi^-} - P_{K_S^0}| &< 30\,\text{МэВ}/c\,. \end{aligned} \tag{5.6}$$

Ожидаемое число фоновых событий $K_S^0K_L^0$, остающихся после такого отбора, было оценено из моделирования: $N_{bg}^{K_S^0K_L^0} < 30$.

5.2. Расчет сечения

Для расчета величины сечения реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в каждой точке по энергии использовалась формула, аналогичная (4.5):

$$\sigma_i = \frac{N_i}{L_i\,\epsilon_i\,(1+\delta_i)}\,,$$

где N_i — число отобранных событий $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, L_i — интеграл светимости, ϵ_i — эффективность регистрации и δ_i — радиационная поправка в i-й точке.

Эффективность регистрации ϵ определялась из моделирования процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в предположении, что четырехпионное конечное состояние рождается через промежуточное состояние $a_1(1260)\pi$. Сравнение различных экспериментальных распределений с моделированием показало, что предположение промежуточного состояния $a_1(1260)\pi$ согласуется с данными. Зависимость эффективности регистрации от энергии

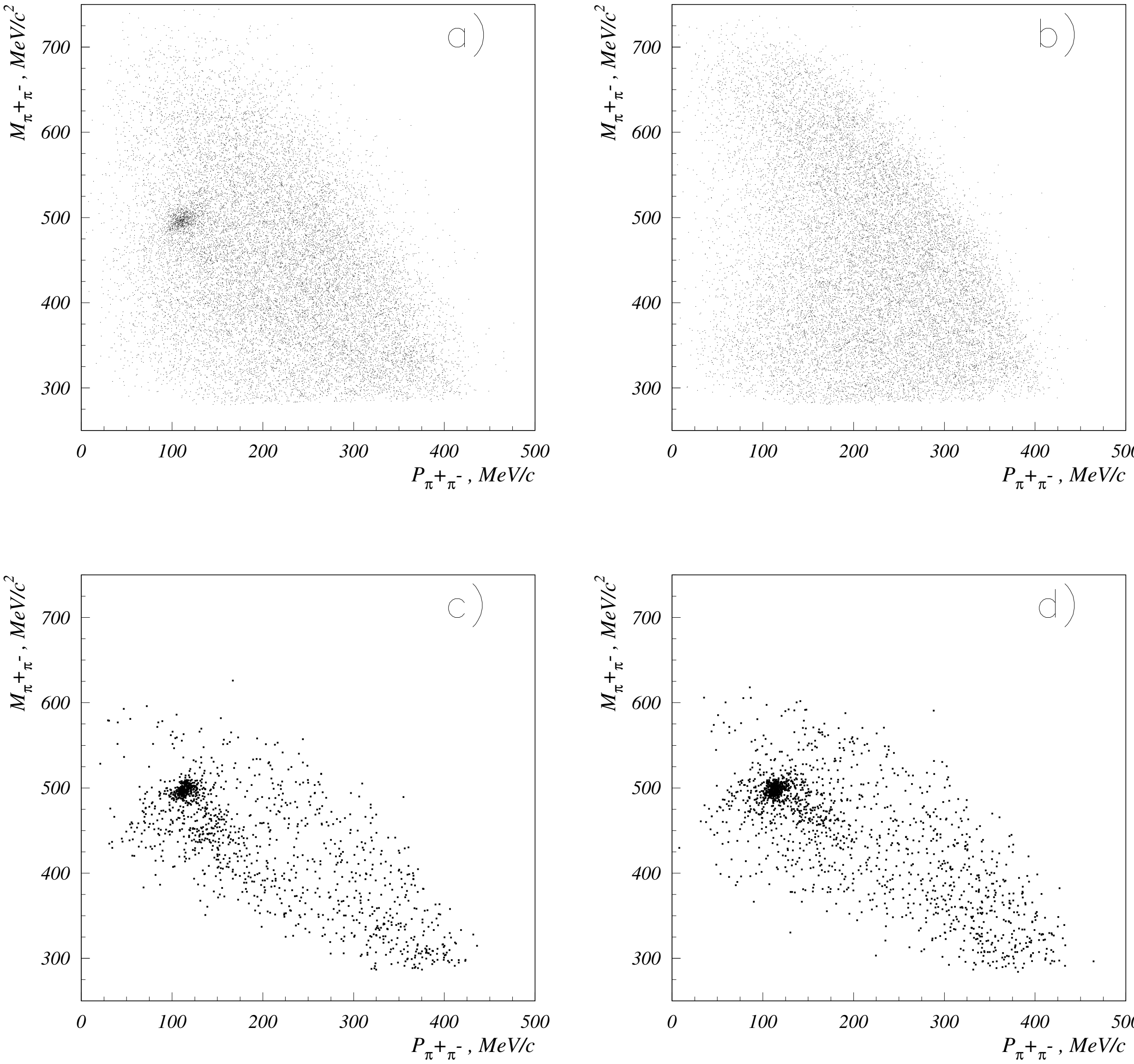


Рис. 5.2. Распределение по инвариантной массе $M_{\pi^+\pi^-}$ пары пионов с противоположными знаками зарядов в зависимости от импульса $P_{\pi^+\pi^-} = |\vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-}|$ этой же пары; a) экспериментальные данные; b) моделирование процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$; c) моделирование распада $\phi \to K_S^0 K_L^0$, $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ и $K_L^0 \to \pi^\pm\mu^\mp\nu_\mu$; d) моделирование распада $\phi \to K_S^0 K_L^0$, $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ и $K_L^0 \to \pi^\pm e^\mp\nu_e$

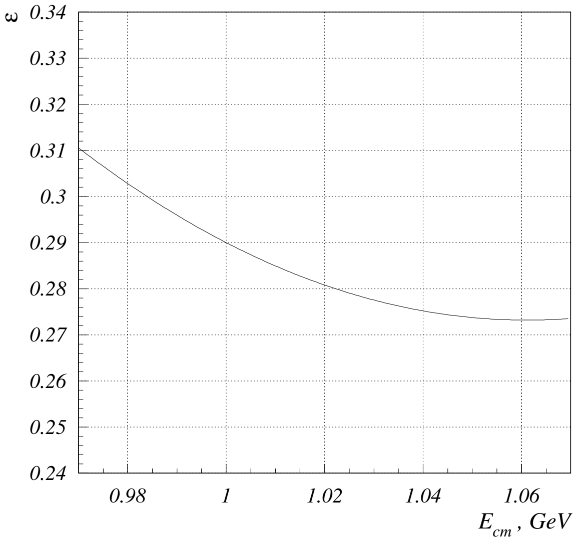


Рис. 5.3. Эффективность регистрации событий $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

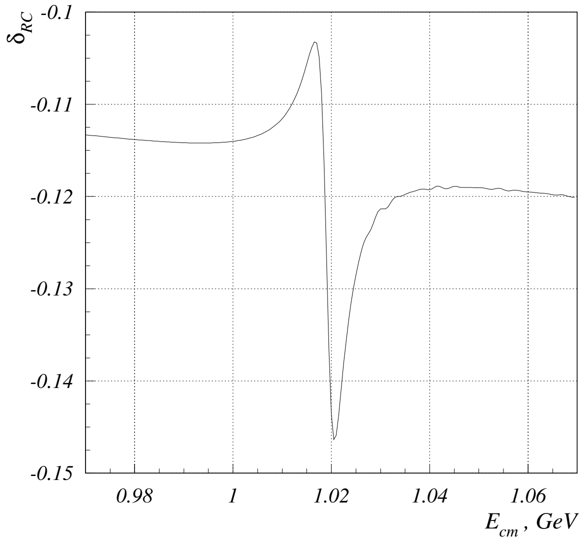


Рис. 5.4. Радиационные поправки к сечению процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

показана на Рис.5.3. Энергетическая зависимость ϵ возникает, главным образом, из-за условий (5.6), используемых для подавления фонового процесса $\phi \to K_S^0 K_L^0$ с полулептонными распадами K_L^0мезона. Эффективность регистрации уменьшается с ростом энергии, плавно изменяясь от 30% до 27%.

Радиационные поправки к сечению, связанные с излучением начальных частиц (e^- и e^+), рассчитывались согласно работе [61] с точностью лучше 1%. Для расчета использовался итерационный метод, описанный в разделе 4.2. На Рис.5.4 показана зависимость радиационных поправок от энергии.

В таблице 5.1 показаны результаты расчета сечения реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. На Рис.5.5 показана энергетическая зависимость сечения в области ϕ резонанса. На этом рисунке и в таблице 5.1 приведены только статистические ошибки. Ниже перечислены основные источники, дающие вклад в систематическую неопределенность величины сечения:

- отбор событий и подавление фоновых процессов — 11%;
- эффективность реконструкции треков в дрейфовой камере — 5%;
- модельная зависимость эффективности регистрации от механизма образования (4.6)–(4.9) четырехпионного состояния — 3%;
- неопределенность, связанная с разбросом энергии в пучке — 2%;

- расчет радиационных поправок к величине сечения — 1.5%;
- неопределенность в измерении светимости — 1.5%.

Квадратичная сумма всех указанных вкладов дает оценку полной систематической ошибки в величине сечения — 13%.

Таблица 5.1. Расчет сечения процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$в области ϕ мезона

E_{cm}, ГэВ	L, нб$^{-1}$	$N_{4\pi}$	σ, нб
0.984	382.0	69	0.68 ± 0.08
1.004	485.9	112	0.90 ± 0.09
1.0103	503.4	125	0.98 ± 0.09
1.0157	442.3	103	0.92 ± 0.09
1.0168	1036.4	246	0.94 ± 0.06
1.0178	1562.6	393	1.01 ± 0.05
1.0187	1555.9	368	0.96 ± 0.05
1.0197	1361.6	416	1.26 ± 0.06
1.0206	923.7	280	1.27 ± 0.08
1.0215	476.7	134	1.17 ± 0.10
1.0227	584.6	177	1.25 ± 0.09
1.0278	573.9	181	1.29 ± 0.10
1.034	519.7	183	1.45 ± 0.11
1.040	491.5	182	1.53 ± 0.11
1.050	333.2	132	1.64 ± 0.14
1.060	399.0	184	1.92 ± 0.14

Энергетическая зависимость сечения реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, показанная на Рис.5.5, демонстрирует отчетливое интерференционное поведение вблизи максимума ϕ резонанса. Для учета интерференционных эффектов, сечение было параметризовано в соответствии со следующей формулой:

$$\sigma_{e^+e^-\to\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}(E) = \sigma_0 f(E)\left|1 - Z\frac{m_\phi \Gamma_\phi}{m_\phi^2 - E^2 - iE\Gamma_\phi}\right|^2, \tag{5.7}$$

где $E = 2E_{beam}$; σ_0 — величина нерезонансного сечения процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при $E = m_\phi$; $f(E)$ — некоторая гладкая функция, описывающая нерезонансное поведение сечения и нормированная на 1 при $E = m_\phi$; m_ϕ и Γ_ϕ — масса и ширина ϕ мезона;

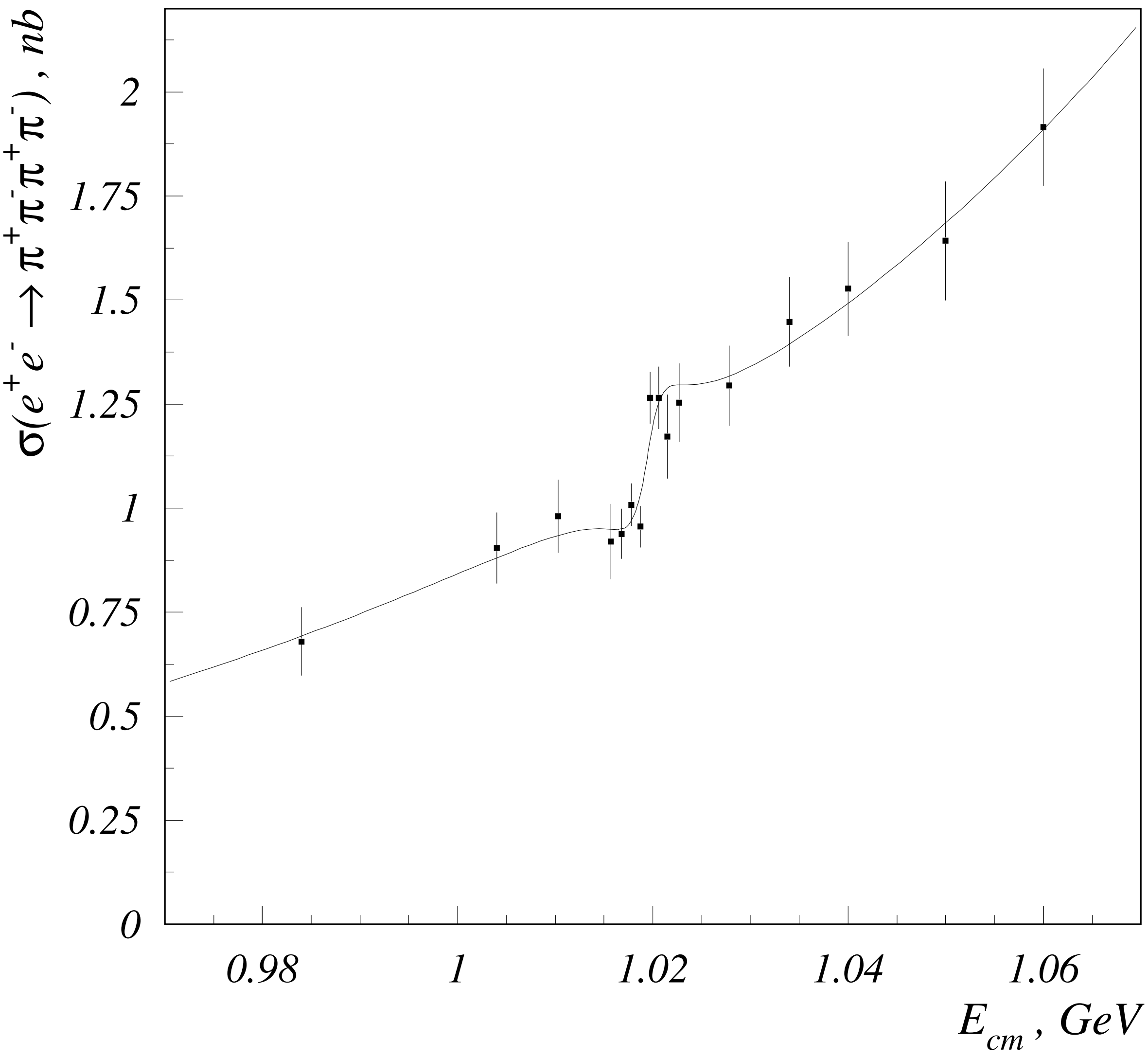


Рис. 5.5. Сечение процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в области ϕ мезона

$Z = |Z|e^{i\psi}$ — комплексная интерференционная амплитуда. При выборе для функции $f(E)$ параметризации в виде $f(E) = e^{A(E-m_\phi)}$ (здесь A — параметр, характеризующий быстроту изменения нерезонансной части сечения с ростом энергии), были получены следующие оптимальные значения для параметров аппроксимации сечения:

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= 1.114 \pm 0.035 \pm 0.056\,\text{нб}\,, \\ \mathrm{Re}\,Z &= 0.122 \pm 0.027 \pm 0.033\,, \\ \mathrm{Im}\,Z &= -0.003 \pm 0.025 \pm 0.058\,. \end{aligned} \tag{5.8}$$

Величина χ^2/N_{df}, полученная в результате аппроксимации, составила 8.31/12, что соответствует 75% уровню достоверности.

Наблюдаемая величина резонансной амплитуды имеет приблизительно тот же порядок (около 10%), что и статистические ошибки в измеренных величинах сечения. Поэтому проявляющаяся в поведении сечения интерференционная волна могла бы возникнуть из-за статистических флуктуаций, а не из распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Для того, чтобы проверить согласие данных, полученных в нашей работе, с таким предположением, была проведена аппроксимация сечения с абсолютной величиной резонансной амплитуды $|Z|$, зафиксированной в 0. В результате аппроксимации было получено значение $\chi^2/N_{df} = 27.90/14$, соответствующее уровню достоверности всего 1.5%. Таким образом, можно сделать вывод, что интерференционная волна, наблюдаемая в энергетической зависимости сечения процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ вблизи ϕ мезона возникает не в результате статистической флуктуации, а есть проявление распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$.

Оптимальные значения параметров аппроксимации энергетической зависимости сечения приведены в (5.8) с двумя ошибками: первая из них — статистическая, определяемая числом зарегистрированных событий $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, тогда как вторая ошибка представляет оценку систематической неопределенности в величинах параметров. В таблице 5.2 перечислены основные источники систематических ошибок, дающие вклад в полную систематическую неопределенность параметров (5.8).

Обсудим некоторые источники систематической неопределенности более подробно.

Для того, чтобы проверить устойчивость полученных в (5.8) оптимальных значений параметров аппроксимации сечения, проводился отбор событий $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ с использованием модифицированных вариантов процедуры отбора, описанной в разделе 5.1. Эти варианты, отличающиеся от базовой процедуры и друг от друга как эффективностью регистрации изучаемого процесса, так и эффективностью подавления фоновых событий, были следующие:

TS1 Используется более жесткое ограничение на максимальное значение прицельного параметра треков: $d = \max_{i=1}^{4} r_{min_i} < 0.3$ см. Такое условие подавляет около 80%

Таблица 5.2. Источники систематической неопределенности в параметрах, аппроксимирующих энергетическое поведение сечения процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

Источник систематической неопределенности	Вклад в параметры аппроксимации сечения		
	σ_0, нб	$\mathrm{Re}\, Z$	$\mathrm{Im}\, Z$
Условия отбора	0.019	0.013	0.046
Радиационные поправки	0.018	0.001	<0.001
Определение эффективности регистрации и светимости	0.025	0.027	0.024
Использование эффективных значений энергии	0.003	0.006	0.009
Разброс энергии в пучке	0.001	0.011	0.003
Сдвиг энергетической шкалы ВЭПП-2М	0.002	0.001	0.006
Выбор формы нерезонансной части сечения $f(E)$	0.042	<0.001	0.024
Полная ошибка	0.056	0.033	0.058

событий распада $\phi \to K_S^0 K_L^0$. Условие (5.6) не применяется. Число остающихся $K_S^0 K_L^0$ событий: $N_{bg}^{K_S^0 K_L^0} < 150$.

TS2 Используется процедура e/π разделения, описанная на стр.56. Для треков с минимальным пространственным углом ψ_{min} по формуле (3.3) вычисляется вероятность $W_{\pi^+\pi^-}$ быть пионами. Требование $W_{\pi^+\pi^-} > 0.5$ отбрасывает около 70% фоновых событий процессов (5.3), (5.4) и (5.5).

TS3 Более жесткое ограничение $\psi_{min} > 1.5$ подавляет фон реакций (5.3), (5.4) и (5.5) до уровня нескольких событий.

Таким образом, были отобраны три тестовых набора событий $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Для каждого из этих наборов определялись величины сечения в зависимости от энергии и затем проводилась аппроксимация энергетической зависимости сечения выражением (5.7). Оптимальные значения параметров, полученные в результате аппроксимации, показаны в таблице 5.3. Там же, для сравнения, приведены параметры для базового набора событий $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Как видно из таблицы 5.3, параметры тестовых наборов согласуются с параметрами базового набора в пределах статистических ошибок. Отклонения параметров тестовых наборов от значений (5.8) используются в качестве оценки систематической неопределенности параметров аппроксимации сечения, связанной с процедурой выделения событий $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ и подавлением фона. Эти оценки показаны в первой строке таблицы 5.2.

Таблица 5.3. Оптимальные значения параметров аппроксимации энергетической зависимости сечения, полученные для тестовых наборов событий $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

Набор данных	Параметры аппроксимации		
	σ_0, нб	$\mathrm{Re}\,Z$	$\mathrm{Im}\,Z$
Базовый	1.114 ± 0.035	0.122 ± 0.027	-0.003 ± 0.025
TS1	1.127 ± 0.037	0.135 ± 0.029	0.032 ± 0.027
TS2	1.131 ± 0.039	0.120 ± 0.029	-0.007 ± 0.027
TS3	1.133 ± 0.059	0.124 ± 0.044	0.043 ± 0.042

Мнимая часть интерференционной амплитуды $\mathrm{Im}\,Z$ очень чувствительна к резонансному фону, связанному с распадами ϕ мезона. Так, наличие событий реакций (5.3) и (5.1) среди отобранных четырехпионных событий, дает основной вклад (около 0.046 по абсолютной величине) в систематическую неопределенность этого параметра.

При расчете радиационных поправок согласно работе [61] необходимо знание пороговой энергии ΔE для регистрации излученных фотонов. При отборе событий $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ мы не требуем регистрации фотонов в детекторе. Ограничение, накладываемое на энергию пионов $|\varepsilon_{4\pi} - 1| < 0.1$, допускает, что начальные $e^\pm$ могут излучать фотоны с энергией до $\approx$100 МэВ. Неопределенность в величине ΔE дает вклад около 1.6% в систематическую неопределенность параметра σ_0.

Систематические ошибки определения светимости и эффективности реконструкции треков в дрейфовой камере приводят к систематическим неопределенностям параметров σ_0, $\mathrm{Re}\,Z$ и $\mathrm{Im}\,Z$, сравнимым со статистическими ошибками этих параметров.

Параметр σ_0 чувствителен к выбору функции $f(E)$, которая аппроксимирует нерезонансное поведение сечения в формуле (5.7). Для оценки влияния выбора функции $f(E)$ на параметры аппроксимации, была проведена аппроксимация сечения с линейной функцией $f(E) = 1 + A(E - m_\phi)$, а не с экспоненциальной, как при получении (5.8). Оценка систематической ошибки в σ_0, связанной с выбором $f(E)$, составила около 3.8%.

Используя действительную $\mathrm{Re}\,Z$ и мнимую $\mathrm{Im}\,Z$ части интерференционной амплитуды Z, были расчитаны абсолютная величина и фаза этой амплитуды:

$$\begin{aligned} |Z| &= 0.122 \pm 0.027 \pm 0.033 \\ \psi &= (-1 \pm 12 \pm 27)^\circ \end{aligned}$$

Вероятность распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ может быть расчитана с использованием следующего выражения:

$$Br(\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) = \frac{\sigma_0 |Z|^2}{\sigma_\phi} = (3.9 \pm 1.7 \pm 2.1) \cdot 10^{-6}\,, \tag{5.9}$$

где $\sigma_\phi = 12\pi Br(\phi \to e^+e^-)/m_\phi^2 = 4224 \pm 113$ нб [63] — сечение рождения ϕ мезонов.

5.3. Поиск распадов $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$

Тот же набор четырехтрековых событий, прошедших условия предварительного отбора $\mathbf{SC}_1$–$\mathbf{SC}_3$ (см. раздел 3.4), из которого выделялись события процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в области ϕ мезона, был использован для поиска распадов $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$. В этом анализе мы требовали, помимо условий $\mathbf{SC}_1$–$\mathbf{SC}_3$, чтобы в калориметре были зарегистрированы по крайней мере два фотона.

Для отобранных таким образом событий проводилась процедура кинематической реконструкции, в которой требовалось выполнение законов сохранения импульса и энергии (условия $\mathbf{C}_1$–$\mathbf{C}_4$, описанные в разделе 3.4.1 на стр.58). Реконструкция выполнялась в предположении, что все заряженные частицы — π мезоны.

Одной из основных проблем, затрудняющих анализ событий, содержащих в конечном состоянии как заряженные частицы, так и фотоны, является регистрация в калориметре дополнительных ("лишних") фотонов. При поиске распадов $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ мы использовали процедуру удаления таких "лишних" фотонов, описанную в разделе 3.4.2. Число фотонов конечного состояния N_γ^{fs}, используемое в этой процедуре, полагалось равным 2.

Для последующего анализа отбирались события с хорошим качеством кинематической реконструкции: $\chi^2/N_{df} < 10/4$. Так как фотоны конечного состояния образуются из распадов π^0 мезона, на инвариантную массу пары фотонов накладывалось следующее ограничение: $|M_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}| < 30$ МэВ.

Основным фоновым процессом для изучаемых распадов является имеющий точно такое же конечное состояние распад $\phi \to K_S^0 K_L^0$, с последующими распадами $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ и $K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Сопровождаемая "лишними" фотонами реакция $\phi \to K^+K^-$, когда один из каонов взаимодействует ядерным образом с веществом детектора и продукты этого взаимодействия рассеиваются назад в дрейфовую камеру, образуя два дополнительных трека, либо один из каонов распадается в канале $K^\pm \to \pi^\pm\pi^+\pi^-$, также может давать фон к изучаемым распадам. Еще одним возможным источником фона является процесс $e^+e^- \to \omega\pi^0$, $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$ с конверсионным распадом одного из нейтральных пионов: $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$.

Для подавления фонового процесса $\phi \to K^+K^-$ были использованы ионизационные потери треков, измеренные в дрейфовой камере. На параметр ξ, зависящий от величины ионизационных потерь, а так же импульса и знака заряда трека (см. формулу (3.2) на стр.55), накладывалось ограничение $\xi < 2000$, аналогичное условию, использовавшемуся при анализе процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$.

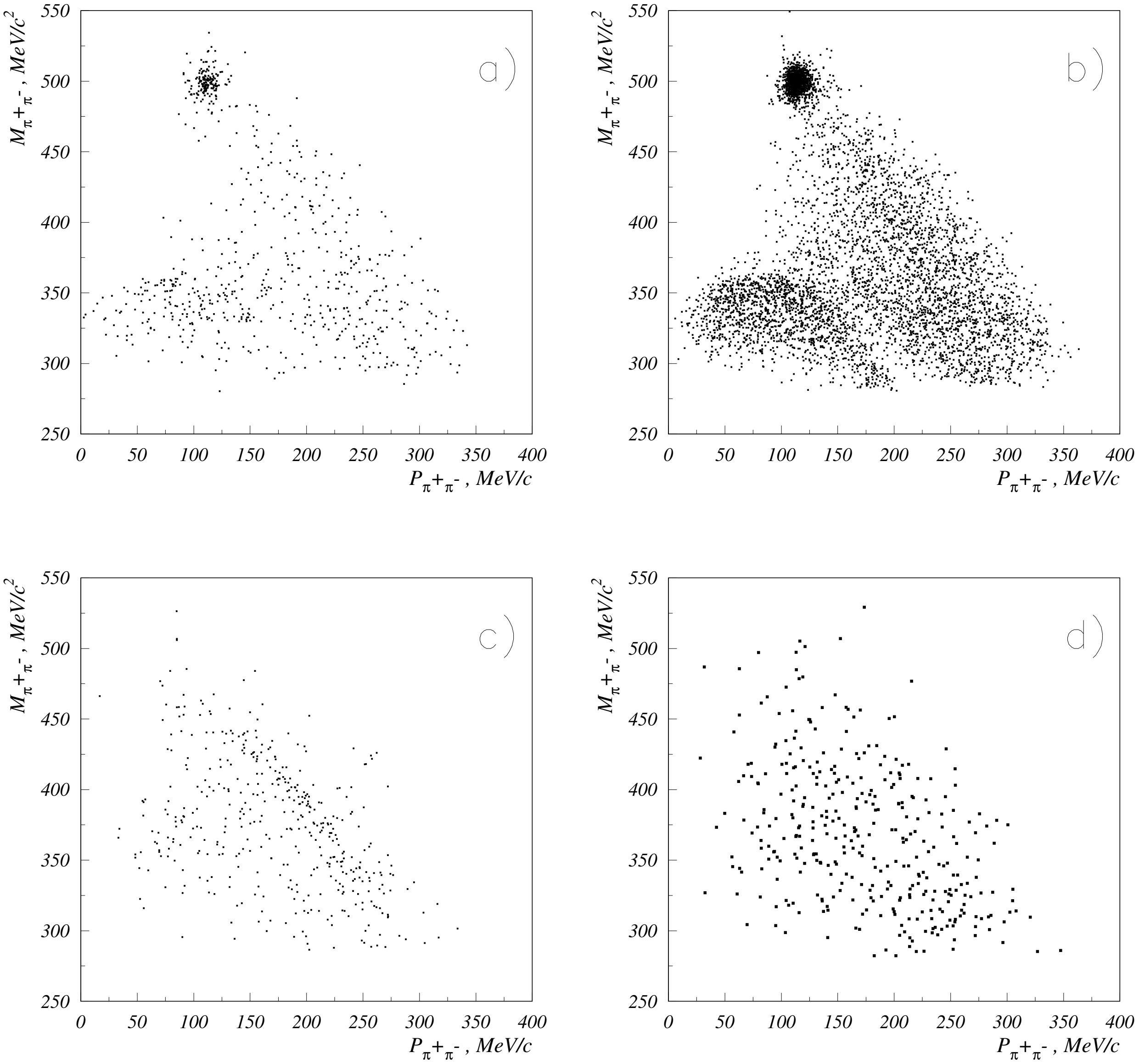


Рис. 5.6. Распределение по инвариантной массе $M_{\pi^+\pi^-}$ пары пионов с противоположными знаками зарядов в зависимости от импульса $P_{\pi^+\pi^-} = |\vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-}|$ этой же пары; a) экспериментальные данные; b) моделирование процесса $\phi \to K^0_S K^0_L$, $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ и $K^0_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$; c) моделирование распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$; d) моделирование распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ с однородным распределением конечных частиц по фазовому объему

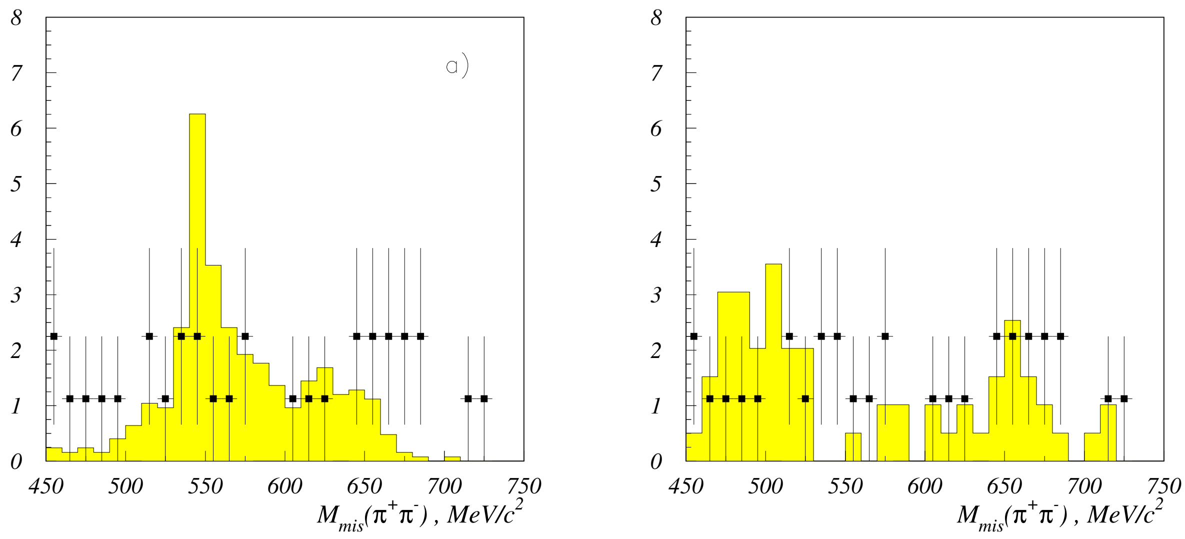


Рис. 5.7. Распределение по недостающей массе пары $\pi^+\pi^-$; точки с ошибками на обоих рисунках — экспериментальные данные; a) гистограмма — моделирование распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$; b) гистограмма — моделирование процесса $\phi \to K_S^0 K_L^0$

Характерной особенностью конверсионного распада нейтрального пиона $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$ в реакции $e^+e^- \to \omega\pi^0$, $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$ является малый пространственный угол между электроном и позитроном. Поэтому, для подавления событий $\omega\pi^0$ проводился поиск пары треков с минимальным пространственным углом между ними ψ_{min}. Далее, в предположении, что найденная пара треков соответствует e^+e^- паре, и выбирая фотон с меньшей энергией, рассчитывалась инвариантная масса $M_{e^+e^-\gamma}$. Условия $\psi_{min} > 0.3$ и $M_{e^+e^-\gamma} > 170$ МэВ/c^2 уменьшают фон процесса $\omega\pi^0$ до уровня $N_{bg}^{\omega\pi^0} < 0.1$.

По описанным условиям было отобрано 181 событие. На Рис.5.6a) показано распределение по инвариантной массе $M_{\pi^+\pi^-}$ пары пионов с противоположными знаками зарядов в зависимости от импульса $P_{\pi^+\pi^-} = |\vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-}|$ этой же пары для отобранных событий. Для сравнения на рисунках 5.6b), 5.6c) и 5.6d) показано моделирование процесса $\phi \to K_S^0 K_L^0$, $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ и $K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$, распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ и распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ соответственно. При моделировании распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ предполагалось однородное распределение частиц конечного состояния по фазовому объему. Как видно из приведенных рисунков, основную долю отобранных событий составляют события $K_S^0 K_L^0$.

Для подавления реакции $\phi \to K_S^0 K_L^0$ мы отбирали события, в которых ни одна пара $\pi^+\pi^-$ не удовлетворяла условиям (5.6). Всего было отобрано 8 таких событий. Для этих событий на Рис.5.7a) и b) точками с ошибками показано распределение по недостающей

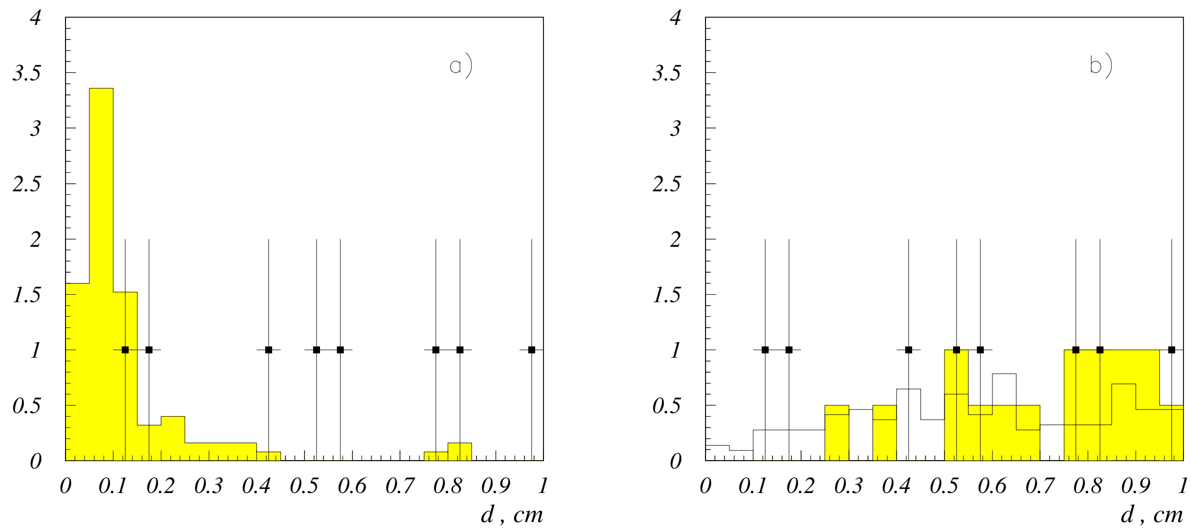


Рис. 5.8. Распределение по максимальному прицельному параметру треков; точки с ошибками на обоих рисунках — экспериментальные данные; a) гистограмма — моделирование распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$; b) заштрихованная гистограмма — моделирование процесса $\phi \to K_S^0 K_L^0$, отобранного по критериям $\eta\pi^+\pi^-$, прозрачная гистограмма — экспериментальные данные, отобранные по условиям $K_S^0 K_L^0$

массе пары $\pi^+\pi^-$:

$$M_{mis}(\pi_i^+\pi_j^-) = \sqrt{\left(2E_{beam} - \sqrt{\vec{p}_i^{\,2} + m_\pi^2} - \sqrt{\vec{p}_j^{\,2} + m_\pi^2}\right)^2 - (\vec{p}_i + \vec{p}_j)^2}\,,$$

где i и j — индексы, обозначающие пионы в паре, m_π — масса заряженного π-мезона. Каждое событие входит в распределение четыре раза. Гистограмма на Рис.5.7a) показывает распределение для событий моделирования распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$. Моделирование $K_S^0 K_L^0$ событий показано гистограммой на Рис.5.7b). Наблюдаемое в эксперименте распределение $M_{mis}(\pi^+\pi^-)$ имеет плоскую форму, хорошо согласующуюся с моделированием $K_S^0 K_L^0$, и не содержит ярко выраженного пика, как у событий моделирования распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$.

На Рис.5.8a) и b) показано распределение по максимальному прицельному параметру треков d. Точки с ошибками на обоих рисунках — экспериментальные данные. Гистограмма на Рис.5.8a) — моделирование распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$. Заштрихованная гистограмма на Рис.5.8b) — моделирование событий $K_S^0 K_L^0$. Как видно из этих рисунков, распределение параметра d, полученное в эксперименте, хорошо описывается моделированием реакции $\phi \to K_S^0 K_L^0$ и не согласуется с моделированием событий распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$. Таким образом, мы приходим к заключению, что все 8 наблюдаемых событий являются событиями процесса $\phi \to K^0_S K^0_L$.

Для того, чтобы установить ограничение на вероятность распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$, были отобраны события с малыми значениями прицельных параметров: $d < 0.3$ см (это именно та область, где, как видно из Рис.5.8a), должны группироваться события $\eta\pi^+\pi^-$). Всего два события-кандидата, $\tilde{N}_{\eta\pi^+\pi^-} = 2$, удовлетворяют этому условию. Оставшиеся шесть событий с $d > 0.3$ см — это события $K^0_S K^0_L$: $N_{K^0_S K^0_L} = 6$. Далее, используя те же условия, что и для отбора событий $\eta\pi^+\pi^-$, но требуя выполнения условий (5.6) хотя бы для одной пары $\pi^+\pi^-$, был отобран тестовый набор, состоящий из 173 событий реакции $\phi \to K^0_S K^0_L$, $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ и $K^0_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Распределение максимального прицельного параметра d для этих событий показано на Рис.5.8b) прозрачной гистограммой. Это распределение согласуется как с моделированием событий $K^0_S K^0_L$, отобранных по условиям $\eta\pi^+\pi^-$ (заштрихованная гистограмма), так и с экспериментальными данными. Из распределения d тестового набора $K^0_S K^0_L$ было определено отношение числа событий $K^0_S K^0_L$ с $d < 0.3$ см и 0.3 см $< d < 1$ см:

$$\frac{N_{K^0_S K^0_L}(d < 0.3\,\text{см})}{N_{K^0_S K^0_L}(0.3\,\text{см} < d < 1\,\text{см})} = 0.20 \pm 0.04\,,$$

согласующееся с моделированием: 0.19 ± 0.02. Используя это отношение, была получена оценка числа фоновых событий $K^0_S K^0_L$ среди событий-кандидатов $\tilde{N}_{\eta\pi^+\pi^-}$: $N_{bg} = 1.2^{+0.7}_{-0.4}$, что приводит к верхнему пределу для числа событий распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$: $N_{\eta\pi^+\pi^-} < 5.1$ при уровне достоверности 90%. Соответствующее значение верхнего предела для относительной вероятности распада при уровне достоверности 90%:

$$Br(\phi \to \eta\pi^+\pi^-) = \frac{N_{\eta\pi^+\pi^-}}{N_\phi Br(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0)\epsilon_{\eta\pi^+\pi^-}} < 1.8 \cdot 10^{-5}, \tag{5.10}$$

где $N_\phi \approx 16 \cdot 10^6$ — полное число ϕ мезонов, зарегистрированных детектором КМД-2 в эксперименте ФИ-98[54], $Br(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0) = 0.231 \pm 0.005$ [63] — вероятность распада η мезона и $\epsilon_{\eta\pi^+\pi^-} = 0.09 \pm 0.01$ — эффективность регистрации, полученная из моделирования. Для того, чтобы учесть при расчете верхнего предела (5.10) неопределенности в $Br(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0)$ и $\epsilon_{\eta\pi^+\pi^-}$, их значения были уменьшены на величину одного стандартного отклонения.

Ограничение для величины сечения $e^+e^- \to \phi \to \eta\pi^+\pi^-$ в максимуме резонанса, соответствующее вероятности (5.10), составляет: $\sigma(e^+e^- \to \phi \to \eta\pi^+\pi^-) < 76$ пб. Поэтому, основываясь на работах [74], где была получена оценка для величины нерезонансного сечения $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$ вблизи ϕ резонанса: $\sigma(e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-, E = m_\phi) \sim 5$ пб, при оценке верхнего предела (5.10) мы предполагали, что нерезонансное сечение много меньше, чем возможный вклад от распада ϕ мезона.

Эффективность регистрации распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ была определена из моделирования, которое проводилось в предположении однородного распределения пионов конечного состояния по фазовому объему (это соответствует матричному элементу, независящему от импульсов и углов вылета конечных частиц): $\epsilon_{5\pi} = 0.08 \pm 0.01$. Используя эту эффективность и опуская вероятность распада $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в (5.10), было получено ограничение на вероятность прямого распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$:

$$Br(\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0) < 4.6 \cdot 10^{-6} \quad 90\%\,\mathrm{CL}\,.$$

5.4. Обсуждение результатов

На Рис.5.9 показаны полученные в данной работе результаты измерения сечения реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в диапазоне энергий 0.65–1.06 ГэВ. На этом же рисунке для сравнения приведены данные КМД-2 по измерению сечения в области энергий 1.05–1.38 ГэВ [6,7], а также показаны результаты других экспериментов при энергиях до 2 ГэВ.

Полученное в данной работе значение вероятности нарушающего правило Цвейга распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ (5.9) является первым измерением этой величины. Ранее, в эксперименте группы DM1 на накопителе ACO в предположении, что все видимое сечение процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в области ϕ мезона возникает из распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, было установлено лишь ограничение на вероятность этого распада: $Br(\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) < 8.7 \cdot 10^{-4}$ при уровне достоверности 90%. Ограничение $Br(\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) < 1 \cdot 10^{-4}$ было также установлено на КМД-2 с использованием части набранных данных [75].

В настоящее время, насколько нам известно, не имеется опубликованных теоретических работ, посвященных расчету величины вероятности распада $Br(\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)$. Простейшая оценка, учитывающая переход $\phi - \gamma$, может быть сделана с использованием следующего соотношения [76]:

$$Br(\phi \to \gamma^* \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) = 9 \cdot \frac{(Br(\phi \to e^+e^-))^2}{\alpha^2} \cdot \frac{\sigma_0}{\sigma_\phi} = 4 \cdot 10^{-6}\,,$$

где $\sigma_0 = 1.114$ нб — величина нерезонансной части сечения реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при энергии, равной массе ϕ мезона; $\sigma_\phi = 4224$ нб — сечение рождения ϕ мезонов. Измеренное в данной работе значение $Br(\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) = (3.9 \pm 1.7 \pm 2.1) \cdot 10^{-6}$ хорошо согласуется с этой оценкой.

Полученное в данной работе ограничение на вероятность распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ приблизительно в 17 раз меньше ограничения $Br(\phi \to \eta\pi^+\pi^-) < 3 \cdot 10^{-4}$ установленного также на КМД-2 с использованием части набранных данных в канале распада η мезона $\eta \to \gamma\gamma$ [18,19]. Ограничение, полученное для прямого распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$, приблизительно в 25 раз лучше, чем установленное ранее на КМД ограничение $Br(\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0) < 1.5 \cdot 10^{-4}$ [17].

В работах [74,77], основанных на различным моделях ϕ–ρ и ϕ–ω смешивания, была расчитана величина относительной вероятности распада $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$:

$$Br(\phi \to \eta\pi^+\pi^-) = 0.35 \cdot 10^{-6}\,.$$

Эта вероятность приблизительно в 50 раз меньше установленного в данной работе ограничения.

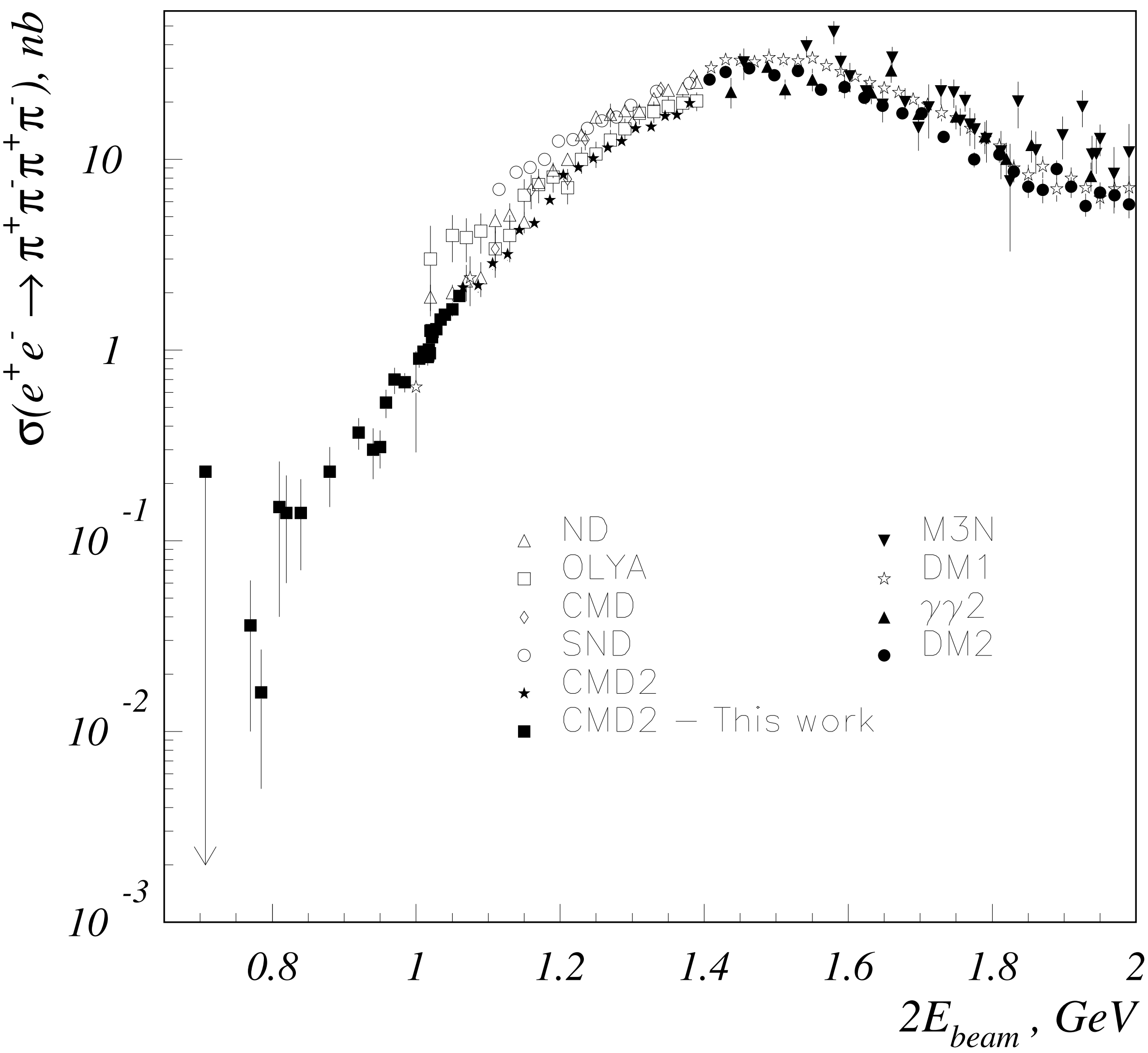


Рис. 5.9. Сечение реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в диапазоне энергий 0.65–2 ГэВ. Результаты измерения сечения в диапазоне 0.65–1.06 ГэВ, полученные в данной работе (■), сравниваются с измерениями КМД-2 в области энергий 1.05–1.38 (обозначены с помощью ★) [6,7], а также с результатами других экспериментов: △ — НД [11,12]; □ — ОЛЯ [10]; ◇ — КМД [17]; ∘ — СНД [78]; ▼ — M3N [79]; ☆ — DM1 [80]; ▲ — $\gamma\gamma2$ [81]; • — DM2 [62]

Глава 6.

Наблюдение распада $\phi \to \eta'\gamma$

6.1. Анализ данных

В большинстве предыдущих работ, посвященных наблюдению редкого радиационного распада $\phi \to \eta'\gamma$ [24,26–28], события этого распада регистрировались в канале $\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$. Группа KLOE наблюдала распад $\phi \to \eta'\gamma$ также и в полностью нейтральной моде: $\eta' \to \pi^0\pi^0\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$ [28].

В данной работе распад $\phi \to \eta'\gamma$ изучается в каналах с четырьмя заряженными частицами и фотонами в конечном состоянии:

$$\phi \to \eta'\gamma\,, \quad \eta' \to \pi^+\pi^-\eta\,, \quad \eta \to \pi^+\pi^-\pi^0 \quad \text{или} \tag{6.1}$$

$$\phi \to \eta'\gamma\,, \quad \eta' \to \pi^+\pi^-\eta\,, \quad \eta \to \pi^+\pi^-\gamma\,. \tag{6.2}$$

Для анализа были использованы данные, набранные детектором КМД-2 в эксперименте ФИ-98.

Предварительный отбор событий проводился в соответствии с условиями $\mathbf{SC}_1$–$\mathbf{SC}_3$, описанными в разделе 3.4. Дополнительно к этим условиям требовалось, чтобы в калориметре были зарегистрированы по крайней мере два фотона.

Для отобранных таким образом событий проводилась процедура кинематической реконструкции, в которой требовалось выполнение законов сохранения полного импульса и энергии (условия $\mathbf{C}_1$–$\mathbf{C}_4$, описанные в разделе 3.4.1 на стр.58). Реконструкция выполнялась в предположении, что все заряженные частицы — π мезоны.

Как и при поиске распадов $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$, описанном в разделе 5.3, одной из основных проблем, затрудняющих выделение событий изучаемых процессов, является регистрация в калориметре дополнительных ("лишних") фотонов. Ситуация усугубляется тем, что число "реальных" фотонов N_γ^{fs} в конечном состоянии распадов (6.2) или (6.1) может быть 2 или 3 соответственно. Для удаления "лишних" фотонов был использован измененный вариант процедуры, описанной в разделе 3.4.2. Изменения заключались в следующем. Сначала, для событий с числом зарегистрированных фотонов, бóльшим двух, $N_\gamma > 2$, выбиралась пара $\gamma\gamma$ с наименьшей величиной $\chi^2_{2\gamma}$ кинематической реконструкции. Затем в событиях с $N_\gamma \geq 3$ выбиралась тройка фотонов с минимальной величиной $\chi^2_{3\gamma}$. В зависимости от того, какая из величин $\chi^2_{2\gamma}$ или $\chi^2_{3\gamma}$ оказывалась меньшей, событию приписывалось конечное состояние $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ или $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma\gamma$. Для последующего анализа отбирались события с хорошим качеством кинематической реконструкции: $\chi^2/N_{df} < 10/4$, где $\chi^2 = \min(\chi^2_{2\gamma}, \chi^2_{3\gamma})$.

Хорошо известно [82], что в распадах ϕ мезона конечные состояния, совпадающие с конечными состояниями изучаемых распадов (6.1) и (6.2), образуются только в реакциях:

$$\phi \to K^0_S K^0_L, \quad K^0_S \to \pi^+\pi^-, \quad K^0_L \to \pi^+\pi^-\pi^0 \quad \text{и} \tag{6.3}$$

$$\phi \to K^+K^-, \quad K^\pm \to \pi^\pm\pi^+\pi^-, \quad K^\mp \to \pi^\mp\pi^0\,. \tag{6.4}$$

Однако, из-за большого времени жизни K мезонов, заряженные частицы, возникающие в их распадах, имеют широкое распределение по прицельному параметру. Именно эта особенность и используется для подавления фона от процессов (6.3) и (6.4).

Другим источником фона служит процесс

$$e^+e^- \to \omega\pi^0, \quad \omega \to \pi^+\pi^-\pi^0\,, \tag{6.5}$$

с последующим конверсионным распадом одного из нейтральных π мезонов: $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$. В этом случае распределение по минимальному пространственному углу между треками имеет характерный пик в области малых значений углов.

Сопровождаемая “лишними” фотонами реакция $\phi \to K^+K^-$, когда один из каонов взаимодействует ядерным образом с веществом детектора и продукты этого взаимодействия рассеиваются назад в дрейфовую камеру, образуя два дополнительных трека, либо один из каонов распадается в канале $K^\pm \to \pi^\pm\pi^+\pi^-$, также может давать фон к изучаемым распадам. Для уменьшения этого фона были использованы ионизационные потери треков, измеренные в дрейфовой камере. На параметр ξ, зависящий от величины ионизационных потерь, а также импульса и знака заряда трека (см. формулу (3.2) на стр.55), накладывалось ограничение: $\xi < 2000$. Дополнительное подавление фона от событий K^+K^- было достигнуто следующим требованием, накладывавшимся на полную нормированную энергию заряженных пионов: $\varepsilon_{4\pi} > 0.7$.

Для подавления событий реакции $e^+e^- \to \omega\pi^0$ использовалась процедура e/π разделения, описанная на стр.56. Так как характерной особенностью конверсионного распада $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$ является малый пространственный угол между электроном и позитроном, проводился поиск пары треков с противоположными знаками зарядов. Для этих треков по формуле (3.3) определялись вероятность $W_{\pi^+\pi^-}$ быть пионами. Условие $W_{\pi^+\pi^-} > 0.5$ уменьшает фон событий $\omega\pi^0$ в три раза. Для дополнительного подавления событий $\omega\pi^0$ с малыми импульсами электронов и(или) позитронов использовалось требование, накладывавшееся на ионизационные потери треков: $\xi > 800 - 4p$, где p — величина импульса в МэВ/c.

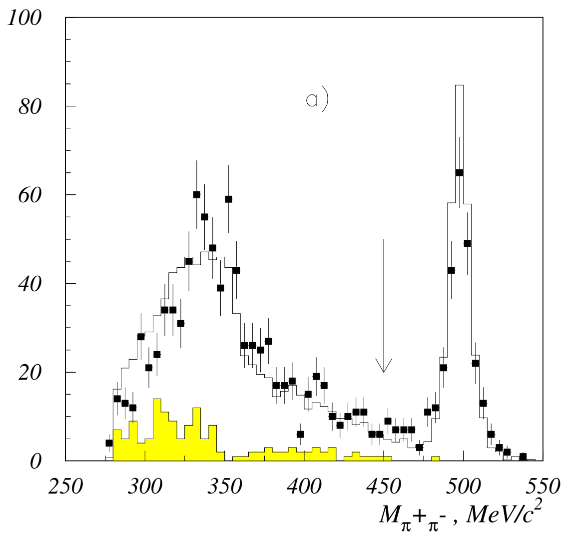


Рис. 6.1. Распределение по инвариантной массе $M_{\pi^+\pi^-}$. a) Точки с ошибками — экспериментальные данные; прозрачная гистограмма — моделирование процесса $\phi \to K^0_S K^0_L$; заштрихованная гистограмма — моделирование реакции $\phi \to K^+K^-$. b) Моделирование распада $\phi \to \eta'\gamma$; прозрачная гистограмма — распад η на $\pi^+\pi^-\pi^0$; заштрихованная гистограмма — распад $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$

После применения всех перечисленных условий было отобрано около 250 событий. Для этих событий на Рис.6.1a) точками с ошибками показано распределение по инвариантной массе $M_{\pi^+\pi^-}$ пары заряженных пионов. Каждое событие входит в это распределения четыре раза, в соответствии с числом способов, которыми из четырех заряженных пионов $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ можно выбрать пару $\pi^+\pi^-$. Прозрачная гистограмма на Рис.6.1a) показывает распределение по $M_{\pi^+\pi^-}$ для событий моделирования процесса (6.3), заштрихованная гистограмма на этом же рисунке — события моделирования реакции (6.4). Число событий при моделировании процессов $\phi \to K^0_S K^0_L$ и $\phi \to K^+K^-$ приблизительно соответствовало интегралу светимости, набранному в эксперименте ФИ-98. Для сравнения на Рис.6.1b) показано распределение по $M_{\pi^+\pi^-}$ для моделирования распада $\phi \to \eta'\gamma$, $\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$, с последующими распадами $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (прозрачная гистограмма) и $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ (заштрихованная гистограмма).

Как видно из рисунков 6.1, основной вклад в отобранные события дает процесс $\phi \to K_S^0 K_L^0$, $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ и $K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Для подавления событий $K_S^0 K_L^0$ накладывалось ограничение $M_{\pi^+\pi^-} < 450\,\text{МэВ}/c^2$ (показано стрелкой), после которого остаются 23 события.

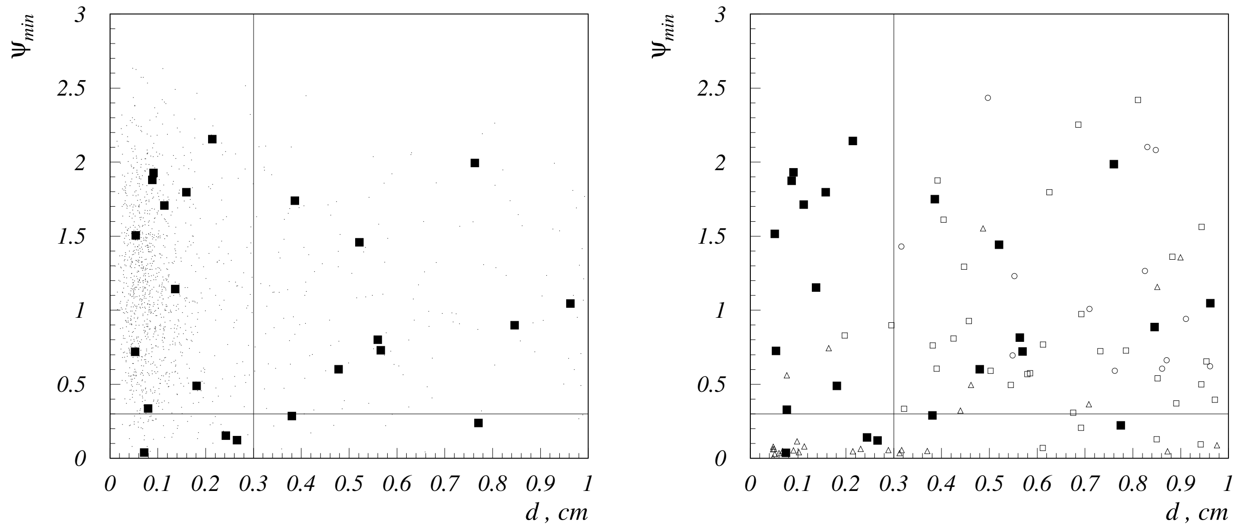


Рис. 6.2. Распределение по минимальному углу между треками ψ_{min} в зависимости от максимального значения прицельного параметра треков d. Черные квадратики на обоих рисунках (■) — экспериментальные события; a) точки — моделирование распадов (6.1) и (6.2); b) ◦ — моделирование $K_S^0 K_L^0$; □ — моделирование K^+K^-; △ — моделирование $\omega\pi^0$

Для окончательного отбора событий распада $\phi \to \eta'\gamma$, а также для оценки фона от событий $K_S^0 K_L^0$, K^+K^- и $\omega\pi^0$ было проанализировано распределение оставшихся 23 событий по минимальному пространственному углу между треками с противоположными зарядами ψ_{min} и максимальному значению прицельного параметра треков d. На Рис.6.2a) двумерное распределение по ψ_{min} в зависимости от d, полученное для экспериментальных данных, сравнивается с моделированием распадов (6.1) и (6.2). На Рис.6.2b) те же экспериментальные события показаны в сравнении с моделированием $K_S^0 K_L^0$, K^+K^- и $\omega\pi^0$. Как видно из этих рисунков, события изучаемого распада $\phi \to \eta'\gamma$ группируются в области малых прицельных параметров (что вполне естественно, так как это — пучковые события) и имеют широкое распределение по минимальному углу, $0.3 \lesssim \psi_{min} \lesssim 2.5$. Фоновые события $\omega\pi^0$ попадают, в основном, в область малых углов $\psi_{min} \lesssim 0.2$, а события $K_S^0 K_L^0$ и K^+K^- имеют широкое распределение по прицельным параметрам $d \gtrsim 0.3\,\text{см}$. Таким образом, плоскость параметров ψ_{min} и d может быть

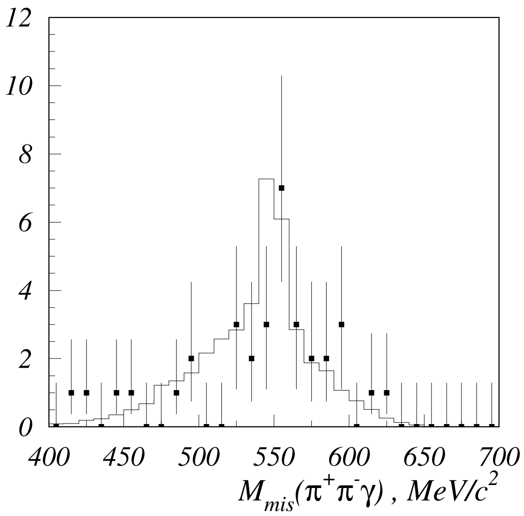


Рис. 6.3. Распределение по недостающей массе $M_{mis}(\pi^+\pi^-\gamma_m)$ пары заряженных π мезонов и фотона с энергией, ближайшей к энергии монохроматического фотона из двухчастичного распада $\phi \to \eta'\gamma$. Точки с ошибками — экспериментальные данные; гистограмма — моделирование суммарного вклада процессов (6.1) и (6.2) с количеством событий, пропорциональным вероятностям соответствующих распадов

условно разделена на три области:

1) область $\eta'\gamma$ — $\psi_{min} > 0.3$ и $d < 0.3$ см;

2) область $\omega\pi^0$ — $\psi_{min} < 0.3$ и $d < 0.3$ см;

3) область $K\bar{K}$ — $\psi_{min} > 0.3$ и 0.3 см $< d < 1$ см.

В четвертую область ($\psi_{min} < 0.3$ и 0.3 см $< d < 1$ см) дают небольшой вклад все фоновые процессы.

В области $\eta'\gamma$ были отобраны $\tilde{N}_{\eta'\gamma} = 10$ событий-кандидатов распада $\phi \to \eta'\gamma$. Для этих событий на Рис.6.3 точками с ошибками показано распределение по недостающей массе $M_{mis}(\pi^+\pi^-\gamma_m)$ пары заряженных π мезонов и фотона с энергией, ближайшей к энергии монохроматического фотона из двухчастичного распада $\phi \to \eta'\gamma$. Гистограмма показывает сумму вкладов моделирования процессов (6.1) и (6.2) с числами событий, пропорциональными вероятностям соответствующих распадов. Как видно из этого рисунка, наблюдаемые экспериментальные данные хорошо согласуются с моделированием событий $\eta'\gamma$. Число отобранных фоновых событий составило соответственно: $\tilde{N}_{\omega\pi^0} = 3$ события в области $\omega\pi^0$ и $\tilde{N}_{K\bar{K}} = 8$ событий в области $K\bar{K}$.

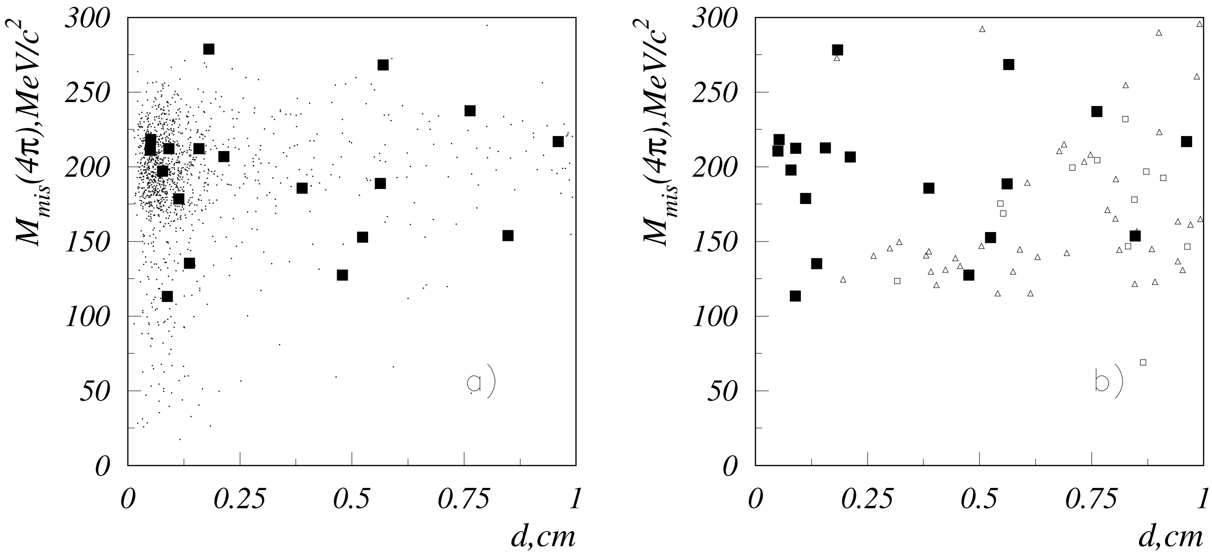


Рис. 6.4. Распределение по недостающей массе $M_{mis}(4\pi)$ четырех заряженных π мезонов в зависимости от максимального значения прицельных параметров треков. Черные квадратики (■) на обоих рисунках — экспериментальные данные; а) точки — моделирование суммы вкладов распадов (6.1) и (6.2); b) □ — моделирование реакции $\phi \to K_S^0 K_L^0$; △ — моделирование процесса $\phi \to K^+K^-$

На Рис.6.4 показано двумерное распределение по недостающей массе четырех заряженных пионов $M_{mis}(4\pi)$ в зависимости от максимального прицельного параметра треков d для событий, отобранных по условию $\psi_{min} > 0.3$. Всего, как это следует из предыдущего рассмотрения, имеется $\tilde{N}_{\eta'\gamma} + \tilde{N}_{K\bar{K}} = 18$ таких событий. На левом рисунке экспериментальные данные сравниваются с моделированием изучаемых распадов (6.1) и (6.2), а на правом — с моделированием фоновых процессов (6.3) и (6.4). Показанные распределения еще раз подтверждают тот факт, что события $\eta'\gamma$ группируются в области малых значений прицельных параметров, тогда как события $K_S^0 K_L^0$ и K^+K^-, из-за относительно больших времен жизни каонов, характеризуются большими отлетами от места взаимодействия.

Из моделирования были определены вероятности наблюдать фоновые события $\omega\pi^0$, $K_S^0 K_L^0$ и K^+K^- в области отбора событий изучаемого распада:

$$W_{\omega\pi^0} = \frac{N_{\omega\pi^0}(\psi_{min} > 0.3\,, d < 0.3\,\text{см})}{N_{\omega\pi^0}(\psi_{min} < 0.3\,, d < 0.3\,\text{см})} = 0.14 \pm 0.10\,,$$

$$W_{K\bar{K}} = \frac{N_{K\bar{K}}(\psi_{min} > 0.3\,, d < 0.3\,\text{см})}{N_{K\bar{K}}(\psi_{min} > 0.3\,, 0.3\,\text{см} < d < 1\,\text{см})} = 0.10 \pm 0.05\,.$$

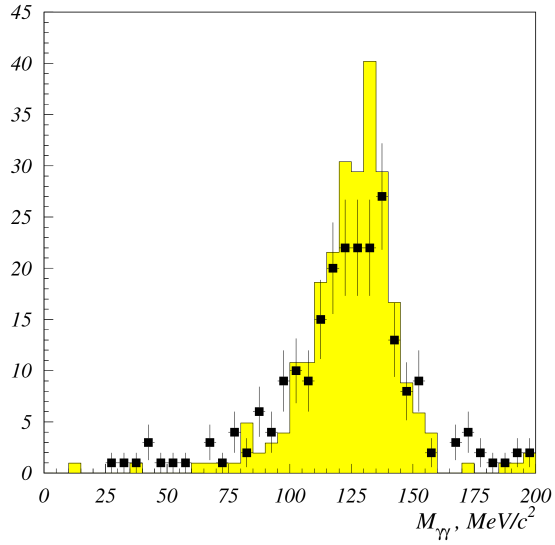


Рис. 6.5. Распределение по инвариантной массе пары фотонов для событий $K_S^0 K_L^0$. Точки с ошибками — экспериментальные данные; гистограмма — моделирование

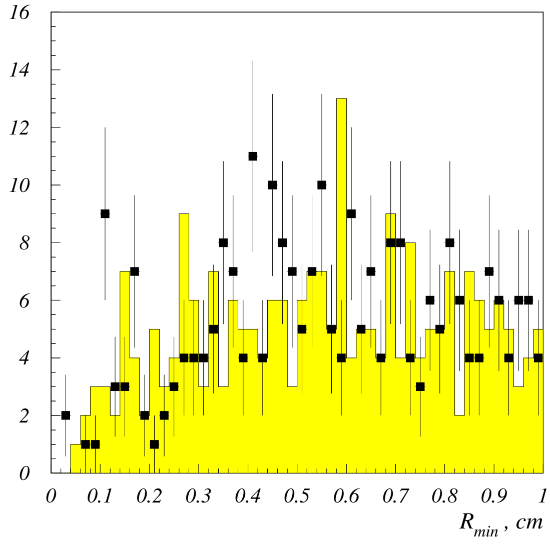


Рис. 6.6. Распределение по максимальному значению прицельных параметров треков для событий $K_S^0 K_L^0$. Точки с ошибками — экспериментальные данные; гистограмма — моделирование

Используя эти вероятности, а также числа событий $\tilde{N}_{\omega\pi^0}$ и $\tilde{N}_{K\bar{K}}$, были оценены величины вкладов фоновых событий в число событий-кандидатов распада $\phi \to \eta'\gamma$. Окончательное число событий $\eta'\gamma$ рассчитывалось согласно формуле:

$$N_{\eta'\gamma} = \tilde{N}_{\eta'\gamma} - \tilde{N}_{K\bar{K}} W_{K\bar{K}} - \tilde{N}_{\omega\pi^0} W_{\omega\pi^0} = 8.8^{+3.8}_{-3.2}\,.$$

Здесь мы не учитываем возможности попадания событий $\eta'\gamma$ в области фона, а также перекрестные вероятности регистрировать события $\omega\pi^0$ в области $K\bar{K}$ и наоборот. Все эти эффекты в сумме дают вклад в $N_{\eta'\gamma}$ менее 3% и при расчете вероятности распада учитываются в общей систематической ошибке.

Эффективность отбора событий $\eta'\gamma$ определялась из моделирования распадов (6.1) и (6.2) и составила:

$$\epsilon_{3\pi} = 0.097 \pm 0.003 \quad \text{и} \quad \epsilon_{\pi\pi\gamma} = 0.091 \pm 0.003\,.$$

Для нормировки, а также для расчета вероятности распада $\phi \to \eta'\gamma$ использовался процесс (6.3). Отбор событий $K_S^0 K_L^0$ проводился с использованием условий, аналогичных условиям, применявшимся для отбора событий $\eta'\gamma$, с одним исключением. Требовалось, чтобы инвариантная масса $M_{\pi^+\pi^-}$ хотя бы одной пары $\pi^+\pi^-$ удовлетворяла условию:

$M_{\pi^+\pi^-} > 450\,$МэВ$/c^2$. Это условие, как видно из Рис.6.1а), выделяет события $K^0_S K^0_L$. Заметим также, что ограничение на $M_{\pi^+\pi^-}$ эффективно подавляет события K^+K^-.

Всего было отобрано 216 событий $K^0_S K^0_L$. Для этих событий на Рис.6.5 точками с ошибками показано распределение инвариантной массы пары фотонов $M_{\gamma\gamma}$. Практически все события в этом распределении группируются вблизи массы π^0 мезона, $m_{\pi^0} \approx 135\,$МэВ$/c^2$. Моделирование процесса (6.3), показанное на Рис.6.5 гистограммой, согласуется с экспериментальным распределением. На Рис.6.6 показано распределение максимального значения прицельного параметра треков d: точки с ошибками — отобранные экспериментальные события, гистограмма — моделирование $K^0_S K^0_L$. Эффективность отбора событий $K^0_S K^0_L$ определялась из моделирования и составила:

$$\epsilon_{K^0_S K^0_L} = (4.9 \pm 0.3)\cdot 10^{-4}\,.$$

Относительная вероятность распада $\phi \to \eta'\gamma$ рассчитывалась с использованием следующего выражения:

$$\begin{aligned} & \frac{Br(\phi\to\eta'\gamma)}{Br(\phi\to K^0_S K^0_L)} = \frac{N_{\eta'\gamma}}{N_{K^0_S K^0_L}}\cdot\frac{Br(K^0_S\to\pi^+\pi^-)Br(K^0_L\to\pi^+\pi^-\pi^0)}{Br(\eta'\to\pi^+\pi^-\eta)} \\ \times\; & \frac{\epsilon_{K^0_S K^0_L}}{\epsilon_{3\pi}Br(\eta\to\pi^+\pi^-\pi^0)+\epsilon_{\pi\pi\gamma}Br(\eta\to\pi^+\pi^-\gamma)} \\ =\; & (1.46^{+0.64}_{-0.54}\pm 0.18)\cdot 10^{-4}\,. \end{aligned} \tag{6.6}$$

Все вероятности распадов в (6.6) были взяты из Таблиц свойств частиц [82]. Первая ошибка в величине $\frac{Br(\phi\to\eta'\gamma)}{Br(\phi\to K^0_S K^0_L)}$ отражает статистическую неопределенность, связанную с флуктуациями зарегистрированного числа событий. Вторая ошибка — систематическая, возникающая из следующих источников:

- устойчивость критериев отбора — 7%
- неточность в определении эффективностей регистрации $\epsilon_{3\pi}$, $\epsilon_{\pi\pi\gamma}$ и $\epsilon_{K^0_S K^0_L}$ — 6.7%
- вычитание фона в $\tilde{N}_{\eta'\gamma}$ — 6.4%;
- неопределенности в вероятностях распадов, используемых в (6.6) — 4.1%.

Полная систематическая ошибка была оценена в 12.3%.

Окончательно, используя величину $Br(\phi\to K^0_S K^0_L)$ из [82], было получено следующее значение для относительной вероятности распада:

$$Br(\phi\to\eta'\gamma) = (4.9^{+2.2}_{-1.8}\pm 0.6)\cdot 10^{-5}\,.$$

Таблица 6.1. Сравнение результатов измерения вероятности распада $\phi \to \eta'\gamma$

Эксперимент	канал распада η'	$\frac{Br(\phi\to\eta'\gamma)}{Br(\phi\to\eta\gamma)}$, 10^{-3}	$\frac{Br(\phi\to\eta'\gamma)}{Br(\phi\to K_S^0K_L^0)}$, 10^{-4}	$Br(\phi \to \eta'\gamma)$, 10^{-5}
КМД-2[24]	$\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$	$9.5^{+5.2}_{-4.0} \pm 1.4$		$12.0^{+7.0}_{-5.0} \pm 1.8$
СНД [26]	$\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$			$6.7^{+3.4}_{-2.9} \pm 1.0$
КМД-2 [27], включает [24]	$\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$	$6.5^{+1.7}_{-1.5} \pm 0.8$		$8.2^{+2.1}_{-1.9} \pm 1.1$
KLOE [28]	$\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$	$7.1 \pm 1.6 \pm 0.3$		$8.9 \pm 2.0 \pm 0.6$
	$\eta' \to \pi^0\pi^0\eta$, $\eta \to \gamma\gamma$	$6.8^{+3.2}_{-2.5} \pm 0.9$		
КМД-2, данная работа	$\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ или $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$		$1.46^{+0.64}_{-0.54} \pm 0.18$	$4.9^{+2.2}_{-1.8} \pm 0.6$
Среднемировое значение				7.32 ± 1.22

6.2. Обсуждение результатов

В таблице 6.1 показаны опубликованные в настоящее время данные по результатам измерения вероятности распада $\phi \to \eta'\gamma$. В этой же таблице приведен результат, полученный в данной работе. На Рис.6.7, для удобства сравнения, все результаты представлены графически. Как видно, величина $Br(\phi \to \eta'\gamma)$, измеренная в данной работе, меньше, чем величины, полученные ранее в работах [26–28], но, в пределах статистической неопределенности, не противоречит этим результатам.

Предыдущее измерение величины $Br(\phi \to \eta'\gamma)$ с детектором КМД-2 в канале распада $\phi \to \eta'\gamma$, $\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$ и $\eta \to \gamma\gamma$ [27] основано на наборе данных, который является статистически независимым от данных, использованных в нашей работе. Поэтому мы можем получить более статистически значимый результат, комбинируя оба измерения:

$$Br(\phi \to \eta'\gamma)_{\text{КМД-2}} = (6.4 \pm 1.6) \cdot 10^{-5}\,.$$

Усредняя все перечисленные в Таблице 6.1 данные, получаем следующую величину вероятности распада $\phi \to \eta'\gamma$:

$$Br(\phi \to \eta'\gamma) = (7.32 \pm 1.22) \cdot 10^{-5}\,. \tag{6.7}$$

Это значение представлено в нижней строке Таблицы 6.1, а также показано на Рис.6.7 в виде заштрихованной полосы.

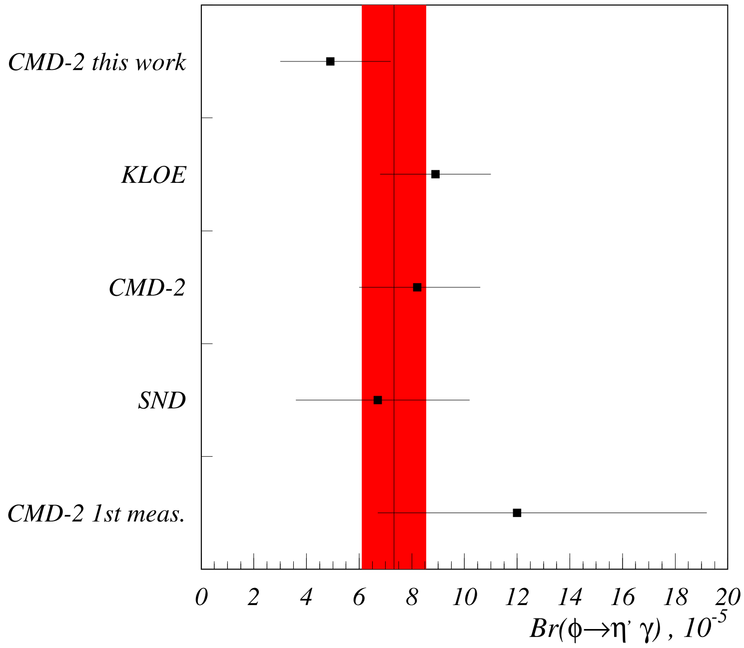


Рис. 6.7. Сравнение результатов измерения вероятности распада $\phi \to \eta'\gamma$. Заштрихованная полоса показывает среднее значение всех измерений

6.2.1. Результаты работы с точки зрения феноменологии радиационных распадов

Изучение радиационных распадов легких мезонов тесно связано с проблемой η/η' смешивания [21,83], а так же возможной примеси глюонной компоненты в η' [84,85]. Отношение парциальных ширин распада ϕ-мезона на $\eta\gamma$ и $\eta'\gamma$ являются критическим тестом, предложенным Рознером [86], на примесь глюонного состояния в η'-мезоне, поскольку радиационный переход ϕ в η' является напрямую чувствительным к величине вклада $s\bar{s}$ состояния в волновую функцию η'-мезона. Согласно оценке, проделанной в работе [87], в случае если η' представляет собой чистый глюоний, ожидаемая вероятность распада $B_{\phi\to\eta'\gamma} < 3.5 \cdot 10^{-6}$.

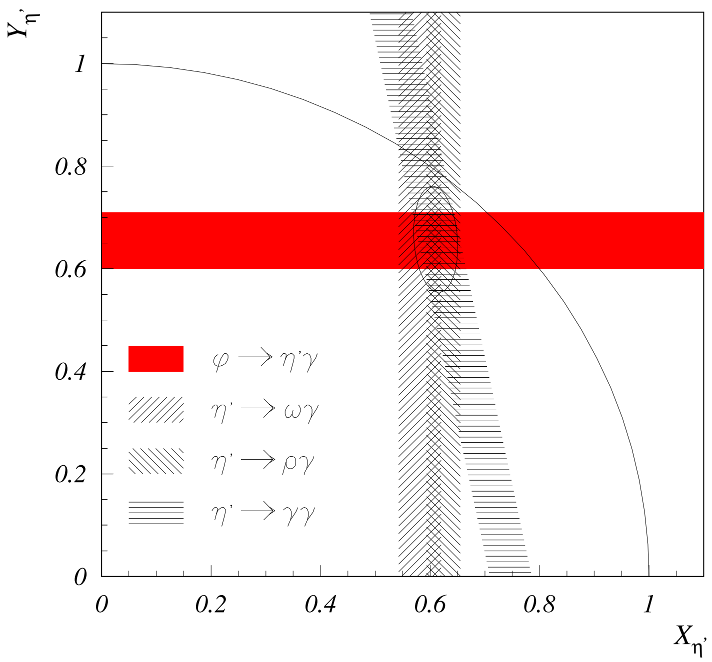


Рис. 6.8. Экспериментальные ограничения для вероятностей распадов $\phi \to \eta'\gamma$, $\eta' \to \omega\gamma$, $\eta' \to \rho\gamma$ и $\eta' \to \gamma\gamma$. Область внутри эллипса соответствует 90% уровню достоверности

Проблема примеси глюония в η' в последнее время интенсивно обсуждалась в литературе [88–90] в связи с обнаружением в экспериментах CLEO неожиданно большой вероятности распада $B \to \eta' K$, а также инклюзивного распада $B \to \eta' X_s$ [91–93]. В качестве возможного механизма, объясняющего большие значения наблюдаемых вероятностей, был предложен распад $b \to sg^*$, с последующим распадом $g^* \to g\eta'$, происходящим из-за аномальной связи η' с двумя глюонами [88] (здесь g^* глюон вне массовой поверхности).

В появившейся недавно работе [94] были проанализированы экспериментальные данные по радиационным распадам легких векторных мезонов [63]. На основании этого анализа был сделан вывод о том, что примесь глюонной компоненты в η' может достигать 26%. Идея анализа заключается в следующем. Следуя [86], состояние η' может быть записано в виде:

$$|\eta'\rangle = X_{\eta'} \left| \frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}} \right\rangle + Y_{\eta'}|s\bar{s}\rangle + Z_{\eta'}|gluonium\rangle \,, \tag{6.8}$$

где величины $X_{\eta'}$, $Y_{\eta'}$ и $Z_{\eta'}$ удовлетворяют соотношению нормировки:

$$X_{\eta'}^2 + Y_{\eta'}^2 + Z_{\eta'}^2 = 1 \,. \tag{6.9}$$

Далее, используя модель доминантности векторных мезонов и кварковую модель $SU(3)$

(см., например, [20]), вероятности распадов $\eta' \to \omega\gamma$, $\eta' \to \rho\gamma$, $\phi \to \eta'\gamma$ и $\eta' \to \gamma\gamma$ выражаются через величины $X_{\eta'}$ и $Y_{\eta'}$:

$$\begin{aligned}
\Gamma(\eta' \to \omega\gamma) &= \frac{\alpha}{8}\left(\frac{m_{\eta'}^2 - m_\omega^2}{m_{\eta'}}\right)^3 \left(\frac{m_\omega}{f_\omega \pi^2}\right)^2 \left(\frac{X_{\eta'}}{4f_x}\right)^2, && (6.10)\\
\Gamma(\eta' \to \rho\gamma) &= \frac{\alpha}{8}\left(\frac{m_{\eta'}^2 - m_\rho^2}{m_{\eta'}}\right)^3 \left(\frac{m_\rho}{f_\rho \pi^2}\right)^2 \left(\frac{3X_{\eta'}}{4f_x}\right)^2, && (6.11)\\
\Gamma(\phi \to \eta'\gamma) &= \frac{\alpha}{24}\left(\frac{m_\phi^2 - m_{\eta'}^2}{m_\phi}\right)^3 \left(\frac{m_\phi}{f_\phi \pi^2}\right)^2 \left(-2\frac{Y_{\eta'}}{4f_y}\right)^2, && (6.12)\\
\Gamma(\eta' \to \gamma\gamma) &= \frac{\alpha^2}{288\pi^3} m_{\eta'}^3 \left(\frac{5X_{\eta'}}{f_x} + \frac{\sqrt{2}Y_{\eta'}}{f_y}\right)^2. && (6.13)
\end{aligned}$$

Константы связи векторных мезонов f_ω, f_ρ и f_ϕ могут быть выражены через вероятности распада в e^+e^- [20]:

$$\begin{aligned}
\Gamma(\rho \to e^+e^-) &= \frac{4\pi\alpha^2}{3}\frac{f_\rho^2}{m_\rho}\frac{1}{2},\\
\Gamma(\omega \to e^+e^-) &= \frac{4\pi\alpha^2}{3}\frac{f_\omega^2}{m_\omega}\frac{\sin^2\theta_V}{6},\\
\Gamma(\phi \to e^+e^-) &= \frac{4\pi\alpha^2}{3}\frac{f_\phi^2}{m_\phi}\frac{\cos^2\theta_V}{6},
\end{aligned}$$

где $\theta_V = 35.6°$ — угол смешивания в векторном секторе. Константы f_x и f_y, определенные выражениями [85]:

$$if_x p_\mu = \left\langle 0 \middle| u\gamma^\mu\gamma_5\bar{u} + d\gamma^\mu\gamma_5\bar{d} \middle| \frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}} \right\rangle, \quad if_y p_\mu = \langle 0|s\gamma^\mu\gamma_5\bar{s}|s\bar{s}\rangle,$$

можно рассматривать как константы связи $SU(3)$ синглетных состояний в пределе отсутствия аномалии. Предполагая, что эффекты, связанные с нарушением изоспина, малы́, можно положить $f_x \approx f_\pi$. В точной $SU(3)$ симметрии $f_y = f_x$, однако, учитывая нарушение симметрии, вызванное разностью масс u, d и s кварков, можно записать $f_y \approx \sqrt{2f_K^2 - f_\pi^2}$. Здесь $f_\pi = 131$ МэВ и $f_K = 160$ МэВ — константы связи π и K мезонов.

Сравнивая выражения (6.10)–(6.13) с экспериментальными значениями вероятностей распадов, можно получить ограничения на $X_{\eta'}$ и $Y_{\eta'}$. При этом, в силу условия нормировки (6.9), результат $X_{\eta'}^2 + Y_{\eta'}^2 < 1$ может означать наличие примеси глюония в состоянии η' (6.8). Величина примеси определяется согласно выражению:

$$R = \frac{Z_{\eta'}}{X_{\eta'} + Y_{\eta'} + Z_{\eta'}}.$$

Используя уточненные экспериментальные данные по радиационным распадам легких векторных мезонов [82], а также значение вероятности распада $\phi \to \eta'\gamma$ (6.7), полученное с учетом результатов нашей работы, мы повторили анализ, выполненный в

[94]. Полученные ограничения показаны на Рис.6.8. Здесь учтены только экспериментальные неопределенности. Модельная неопределенность такого подхода, согласно [94], составляет около 15%. Область внутри эллипса соответствует 90% уровню достоверности. Оптимальные значения величин $X_{\eta'}$ и $Y_{\eta'}$:

$$X_{\eta'} = 0.610 \pm 0.021\,, \quad Y_{\eta'} = 0.657 \pm 0.053\,, \tag{6.14}$$

что соответствует примеси глюония:

$$R = 25.9 \pm 4.5\%\,.$$

Величина угла смешивания октетного (η_8) и синглетного (η_1) псевдоскалярных состояний, отвечающая значениям (6.14):

$$\theta_p = \arctan\frac{X_{\eta'}}{Y_{\eta'}} + \arctan\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{\pi}{2} = (-11.9 \pm 2.5)^\circ\,.$$

Это значение согласуется с оценками [94] и, в пределах экспериментальной неопределенности, не противоречит предварительному результату KLOE [28]:

$$\theta_p = (-18.9^{+3.6}_{-2.8} \pm 0.6)^\circ\,.$$

Таким образом, в рамках феноменологического подхода, предложенного в [86,94], можно сделать вывод, что предположение о наличии глюонной компоненты в волновой функции η' не противоречит существующим экспериментальным данным при уровне примеси глюония $\lesssim$30%. Для решения проблемы смешивания η' с глюонной компонентой требуется дальнейшее увеличение точности измерений, которое можно ожидать с началом работы ϕ-фабрики во Фраскати, Италия.

Заключение

В представленной работе были получены следующие основные результаты:

1) В состав системы запуска детектора КМД-2 включен нейтральный триггер. Разработано программное обеспечение НТ, позволяющее изменять параметры триггера; контролировать его работу в ходе набора статистики; обрабатывать информацию, выдаваемую триггером в режиме off-line; а также проводить моделирование отклика нейтрального триггера с помощью общей программы моделирования детектора КМД-2.

2) Разработана процедура реконструкции координат фотонов, зарегистрированных в CsI-калориметре детектора КМД-2.

3) Измерено сечение реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в диапазоне энергий 0.6–1.06 ГэВ. В области энергий 0.6–0.97 это сделано впервые. Получена вероятность распада $\rho^0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$:

$$Br(\rho^0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) = (1.8 \pm 0.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-5} \,.$$

4) Впервые наблюдалось интерференционное поведение сечения реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ вблизи ϕ мезона. Измерена вероятность распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, нарушающего G-четность и правило Цвейга:

$$Br(\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-) = (3.9 \pm 1.7 \pm 2.1) \cdot 10^{-6} \,.$$

5) Заметно улучшены значения верхних пределов для вероятностей распадов $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$:

$$\begin{aligned} Br(\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0) &< 4.6 \cdot 10^{-6} \quad 90\%\,\mathrm{CL}, \\ Br(\phi \to \eta\pi^+\pi^-) &< 1.8 \cdot 10^{-5} \quad 90\%\,\mathrm{CL}. \end{aligned}$$

6) Впервые редкий радиационный распад $\phi \to \eta'\gamma$ наблюдался в канале: $\phi \to \eta'\gamma$, $\eta' \to \pi^+\pi^-\eta$ и $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ или $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$. Измеренная вероятность распада составила:

$$Br(\phi \to \eta'\gamma) = (4.9^{+2.2}_{-1.8} \pm 0.6) \cdot 10^{-5} \,.$$

В заключение я хочу выразить искреннюю благодарность моему научному руководителю, заведующему лабораторией А.Е.Бондарю за постоянное внимание, терпеливое руководство, и, по существу, полноценное участие в этой работе. Я хочу поблагодарить С.И.Эйдельмана за его существенный вклад в подготовку к публикации статей с результатами работы, а также за то, что он взял на себя труд прочитать рукопись диссертации и внес ценные замечания. Я очень признателен А.С.Кузьмину, Н.И. Рооту, Б.А.Шварцу, Л.М.Курдадзе, Е.П.Солодову, Б.И.Хазину, Г.В.Федотовичу, Н.И.Габышеву и П.П.Кроковному за многочисленные полезные советы и обсуждения, помощь и поддержку. Разработка и включение нейтрального триггера проходила в тесном сотрудничестве с Б.О.Байбусиновым и В.М.Титовым. Мне приятно поблагодарить А.И.Мильштейна и Н.Н.Ачасова за обсуждение результатов работы. В течении многих лет мне доставляла удовольствие совместная работа с Э.В.Анашкиным, Т.А.Пурлац, Д.В.Бондаревым, Д.В.Черняком, Д.Н.Григорьевым, И.Б.Логашенко, П.А.Лукиным, К.Ю.Михайловым, А.С.Поповым, Н.С.Баштовым и В.С.Охапкиным. Я благодарен всем участникам коллаборации КМД-2 и ВЭПП-2М, принимавшим участие в эксперименте, а также дирекции института за обеспечение проведения и поддержку этого эксперимента.

И, наконец, я хочу выразить огромную благодарность и признательность моей жене Мадине за ее невероятное терпение, всестороннюю поддержку и понимание, без которых эта работа вряд ли была бы доведена до завершения.

Литература

1. Г.А.Аксенов, В.М.Аульченко, Л.М.Барков *и др.*, Проект детектора КМД-2, Препринт ИЯФ **85-118**, Новосибирск, 1985.
2. E.V.Anashkin, V.M.Aulchenko, S.E.Baru *et al.*, General Purpose Cryogenic Magnetic Detector CMD-2 for Experiments at the VEPP-2M Collider, ICFA Instrumentation Bulletin, **5** (1988) 18.
3. В.В.Анашин, И.Б.Вассерман, В.Г.Вещеревич *и др.*, Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП, Препринт ИЯФ **84-114**, Новосибирск, 1984.
4. B.Bartoli, B.Coluzzi, F.Felicetti *et al.*, Multiple particle production from e^+e^- interactions at c.m. energies between 1.6 and 2 GeV, Nuov. Cim. **A70** (1970) 615.
5. L.M.Kurdadze, A.P.Onuchin, S.I.Serednyakov *et al.*, Observation of multihadronic events in e^+e^- collisions at the energy of 1.18–1.34 GeV, Phys. Lett. **B42** (1972) 515.
6. R.R.Akhmetshin, E.V.Anashkin, M.Arpagaus *et al.*, $a_1(1260)\pi$ dominance in the process $e^+e^- \to 4\pi$ at energies 1.05–1.38 GeV, Phys. Lett. **B466** (1999) 392;
   Preprint Budker INP 98-83, Novosibirsk, 1998; hep-ex/9904024, 1999.
7. Н.И.Роот, Изучение процесса $e^+e^- \to 4\pi$ в области энергий 1.05–1.38 ГэВ с детектором КМД-2, диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, 1999.
8. G.Cosme, A.Courau, B.Dudelzak *et al.*, Multi-pion production below 1.1 GeV by e^+e^- annihilation, Phys. Lett. **63B** (1976) 349.
9. A.Cordier, B.Delcourt, P.Eschstruth *et al.*, Cross-section of the reaction $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ for center-of-mass energies from 890 MeV to 1100 MeV, Phys. Lett. **81B** (1979) 389.
10. Л.М.Курдадзе, М.Ю.Лельчук, Е.В.Пахтусова *и др.*, Исследование реакции $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при $2E$ до 1.4 ГэВ, Письма в ЖЭТФ **47** (1988) 432.
11. S.I.Dolinsky, V.P.Druzhinin, M.S.Dubrovin *et al.*, Summary of experiments with the Neutral Detector at the e^+e^- storage ring VEPP-2M, Phys. Reports **202** (1991) 99
12. С.И.Долинский, В.П.Дружинин, М.С.Дубровин *и др.*, Обзор e^+e^- экспериментов Нейтрального Детектора на коллайдере ВЭПП-2М, Препринт ИЯФ **86-104**, Ново-

сибирск, 1986.

13. G.Kramer, J.L.Uretsky, T.F.Walsh, Annihilation of electron-positron pairs into mesons, Phys. Rev. **D3** (1971) 719.
14. M.Vaughn, P.Polito, Hard-pion current algebra and the reaction $e^+ + e^- \to A^\pm + \pi^\mp$, Lett. Nuovo Cim. **1** (1971) 74.
15. А.М.Алтухов, И.Б.Хриплович, О множественном рождении π-мезонов в экспериментах на встречных электрон-позитронных пучках, Ядерная физика **14** (1971) 783.
16. J.Layssac, F.M.Renard, Multipion production in e^+e^- collisions, Lett. Nuovo Cim. **1** (1971) 197.
17. Л.М.Барков, И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев *и др.*, Изучение реакции множественного рождения пионов на накопителе ВЭПП-2М с помощью Криогенного Магнитного Детектора, Ядерная физика **47** (1988) 393.
18. R.R.Akhmetshin, G.A. Aksenov, E.V. Anashkin *et al.*, Study of dynamics of $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ decay with CMD-2 detector, Phys. Lett. **B434** (1998) 426.
19. А.С.Кузьмин, Изучение процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергий ϕ мезона с детектором КМД-2, диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, 1998.
20. P.J.O'Donnell, Radiative decays of mesons, Rev. Mod. Phys. **53** (1981) 673.
21. M.Benayoun, L.DelBuono, S. Eidelman *et al.*, Radiative decays, nonet symmetry and $SU(3)$ breaking, Phys. Rev. **D59** (1999) 114027; hep-ph/9902326, 1999.
22. M.Benayoun, L.DelBuono, H.B.O'Connel, VMD, the WZW lagrangian and ChPT: the third mixing angle, hep-ph/9905350, 1999.
23. M.Benayoun, L.DelBuono, P. Leruste, H.B. O'Connell, An effective approach to VMD at one loop order and the departures from ideal mixing for vector mesons, nucl-th/0004005, 2000.
24. R.R.Akhmetshin, E.V.Anashkin, M.Arpagaus *et al.*, First observation of the decay $\phi \to \eta'(958)\gamma$. Phys. Lett. **B415** (1997) 445.
25. Т.А.Пурлац, Изучение радиационных распадов $\phi \to \eta\gamma$ и $\phi \to \eta'\gamma$ с детектором КМД-2, диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, 1999.
26. В.М.Аульченко, М.Н.Ачасов, А.В.Боженок *и др.*, Распад $\phi \to \eta'\gamma$, Письма в ЖЭТФ **69** (1999) 97.
27. R.R.Akhmetshin, E.V.Anashkin, M.Arpagaus *et al.,* New measurement of the rare decay $\phi \to \eta'\gamma$ with CMD-2, Phys. Lett. **B473** (2000) 337; hep-ex/9911036, 1999.
28. M.Adinolfi, A.Aloisio, F.Ambrosino *et al.,* (KLOE collaboration) KLOE first results on hadronic physics. Contributed paper to the XXX International Conference on High

Energy Physics, Osaka 27 Jul – 2 Aug 2000; hep-ex/0006036, 2000.

29. R.R.Akhmetshin, E.V.Anashkin, M.Arpagaus *et al.*, Cross section of the reaction $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ below 1 GeV at CMD-2, Phys. Lett. **B475** (2000) 190; Preprint Budker INP 99-102; hep-ex/9912020, 1999.
30. R.R.Akhmetshin, E.V.Anashkin, M.Arpagaus *et al.*, Observation of the $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ decay, Phys. Lett. **B491** (2000) 81; hep-ex/0008019, 2000.
31. R.R.Akhmetshin, E.V.Anashkin, M.Arpagaus *et al.*, Observation of the $\phi \to \eta'\gamma$ decay with four charged particles and photons in the final state, Preprint Budker INP 2000-82, Novosibirsk, 2000; hep-ex/0010018, 2000; принята к публикации в Phys. Lett. **B**.
32. Рабочие материалы, Накопительное кольцо БЭП, Препринт ИЯФ **83-98**, Новосибирск, 1983.
33. В.М.Аульченко, В.А.Аксенов, П.М.Бесчастнов *и др.*, СНД — Сферический Нейтральный Детектор для ВЭПП-2М, Препринт ИЯФ **87-36**, Новосибирск, 1987.
34. E.V.Anashkin, V.M.Aulchenko, S.E.Baru *et al.*, A coordinate system of the CMD-2 detector, Nucl. Instrum. and Meth. **A283** (1989) 752.
35. Ф.И.Игнатов, П.А.Лукин, А.С.Попов *и др.*, Дрейфовая камера КМД-2, Препринт ИЯФ **99-64**, Новосибирск, 1999.
36. В.М.Аульченко, Б.О.Байбусинов, В.М.Титов, Информационные платы Т, ТП, Т2А системы сбора данных КЛЮКВА. Препринт ИЯФ **88-22**, Новосибирск, 1988.
37. D.V. Chernyak, D.A.Gorbachev, F.V.Ignatov *et al.*, The Performance of the Drift Chamber for the CMD-2 detector, Proceedings of the instrumentation conference in Vienna, Austria, 1998.
38. E.V. Anashkin, V.M.Aulchenko, V.E.Fedorenko *et al.*, Z chamber and the trigger of the CMD-2 detector., Nucl. Instrum. and Meth. **A323** (1992) 178.
39. Э.В.Анашкин, А.А.Гребенюк, И.Г.Снопков *и др.*, Z-камера детектора КМД-2, Препринт ИЯФ **99-84**, Новосибирск, 1999.
40. V.M.Aulchenko, B.O. Baibusinov, A.E. Bondar *et al.*, CMD-2 barrel calorimeter, Nucl. Instrum. and Meth. **A336** (1993) 53.
41. D.N.Grigoriev, R.R. Akhmetshin, P.M. Beshchastnov *et al.*, Performance of the BGO endcap calorimeter with phototriode readout for the CMD-2 detector, IEEE Trans. Nuc. Sci. **42** (1995) 505.
42. И.Б.Логашенко, Прецизионное измерение сечения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ в области энергий 0.61–0.96 ГэВ с детектором КМД-2, диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, 1999.
43. V.M.Aulchenko, S.E.Baru, G.A.Savinov *et al.*, Electronics of new detectors of the INP for colliding beam experiments. Proceedings of the International Symposium on Position

Detectors in High Energy Physics, Dubna, 1988, 371.

44. Блоки выполненные в стандарте КАМАК, Информационный материал, Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1985.
45. R.Brun, J.Zoll, ZEBRA User Guide, CERN program library entry Q100, CERN, Switzerland.
46. П.А.Лукин. Восстановление треков заряженных частиц в ДК КМД-2, дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1996.
47. Э.В.Анашкин, А.Е.Бондарь, Н.И.Габышев *и др*, Моделирование детектора КМД-2, Препринт ИЯФ **99-1**, Новосибирск, 1999.
48. А.С.Дворецкий, Калибровка и изучение разрешения цилиндрического калориметра детектора КМД-2, дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1997.
49. В.М.Аульченко, Г.С.Пискунов, Е.П.Солодов, В.М.Титов, Трековый процессор для КМД-2, Препринт ИЯФ **88-43**, Новосибирск, 1988.
50. В.М.Аульченко, Б.О.Байбусинов, А.Е.Бондарь *и др.*, Электроника калориметра КМД-2, Препринт ИЯФ **92-28**, Новосибирск, 1992.
51. А.И.Суханов, Возможность регистрации нейтральных процессов детектором КМД-2, дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1993.
52. C.M.Carloni Calame, C.Lunardini, G.Montagna *et al.*, Large-angle Bhabha scattering and luminosity at flavour factories, hep-ph/0003268, 2000.
53. П.П.Кроковный, Изучение процессов $e^+e^- \to \eta\gamma \to 3\pi^0\gamma$, $e^+e^- \to \pi^0\pi^0\gamma$ с детектором КМД-2, квалификационная работа на соискание степени магистра, НГУ, 2000.
54. R.R.Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V.Anashkin *et al.*, Recent results from CMD-2 detector at VEPP-2M, Preprint Budker INP **99-11**, Novosibirsk, 1999.
55. G.V.Fedotovich, Measurement of the $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ cross section in the energy range between ρ and ϕ mesons, Proc. of the Second Workshop on Physics and Detectors for DAϕNE, Frascati, 1995.
56. F.A. Berends, R. Kleiss, Distributions in the process $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$, Nucl. Phys. **B228** (1983) 537.
57. К.Ю.Михайлов, Калибровка энергии магнитного спектрометра детектора КМД-2, дипломная работа, Новосибирск, НГУ, 1998.
58. R.R.Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V.Anashkin *et al.*, Measurement of Φ meson parameters with CMD-2 detector at VEPP-2M collider, Preprint Budker INP **95-35**, Novosibirsk, 1995.
59. Э.В.Анашкин, М.Арпагаус, Р.Р.Ахметшин *и др.,* Изучение конверсионных распадов $\phi \to \pi^0 e^+e^-$, $\eta \to e^+e^-\gamma$ и $\phi \to \eta e^+e^-$. Препринт ИЯФ **99-97**, Новосибирск, 1999.
60. В.Н.Иванченко, Нейтральные радиационные распады легких векторных мезонов, Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук,

Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, 1997.

61. Э.В.Кураев, В.С.Фадин, О радиационных поправках к сечению однофотонной аннигиляции e^+e^--пары большой энергии, Ядерная физика **41** (1985) 733.
62. D.Bisello, e^+e^- Annihilation into multihadrons in the 1350–2400 MeV energy range, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **21** (1991) 111.
63. C.Caso, G.Conforto, A.Gurtu *et al.*, Review of particle physics, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1.
64. R.L.Goble, J.L.Rosner, Soft-pion production in electron-positron collisions, Phys. Rev. **D5** (1972) 2345.
65. M.C.Birse, Effective chiral lagrangians for spin 1 mesons, Z.Phys. **A355** (1996) 231; hep-ph/9603251, 1996.
66. D.Parashar, $\rho(770) \to 4\pi$ decay in a broken $SU(6) \times O(3)$ quark model, Phys. Rev. **D26** (1982) 1183.
67. A.Bramon, A.Grau, G.Pancheri, The $\rho^0 \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ decay in effective lagrangians incorporating vector-meson, Phys. Lett. **B317** (1993) 190.
68. S.I.Eidelman, Z.K.Silagadze, E.A.Kuraev, $\rho \to 4\pi$ decay, Phys. Lett. **B346** (1995) 186.
69. R.S.Plant, M.C.Birse, $\rho \to 4\pi$ in chirally symmetric models, Phys. Lett. **B365** (1996) 292.
70. N.N.Achasov, A.A.Kozhevnikov, Chiral dynamics of many-pion systems, Phys.Rev. **D61** (2000) 077904; hep-ph/9911279, 1999.
71. N.N.Achasov, A.A.Kozhevnikov, Many pion decays of $\rho(770)$ and $\omega(782)$ mesons in chiral theory, Phys. Rev. **D62** (2000) 056011; hep-ph/0003049, 2000.
72. A.E.Bondar, S.I.Eidelman, A.I.Milstein, N.I.Root, On the role of $a_1(1260)$ meson in the $\tau \to 4\pi\nu_\tau$ decay, Phys. Lett. **B466** (1999) 403;
    Preprint Budker INP 99-56, Novosibirsk, 1999; hep-ph/9907283, 1999.
73. K.W.Edwards, R. Janicek, P.M. Patel *et al.*, Resonant structure of $\tau \to 3\pi\pi^0\nu_\tau$ and $\tau \to \omega\pi\nu_\tau$ decays, Phys. Rev. **D61** (2000) 072003; hep-ex/9908024, 1999.
74. Н.Н.Ачасов, В.А.Карнаков, К исследованию реакции $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$, Письма в ЖЭТФ **39** (1984) 285;
    В.А.Карнаков, Нарушающие G-четность распады $\phi \to \pi\pi$, $\phi \to \eta\pi^+\pi^-$ и $\phi \to \pi\omega$, Ядерная физика **42** (1985) 1001.
75. R.R. Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V. Anashkin, *et al.*, Recent results of the ϕ meson study with CMD-2 at VEPP-2M and relevance to future CP, CPT ϕ-factory studies, Preprint Budker INP **95-62**, Novosibirsk, 1995.
76. Н.Н.Ачасов, Частное сообщение.
77. N.N.Achasov, A.A.Kozhevnikov, Decays of ϕ-meson suppressed by OZI and G-parity. Role of mixing and direct transition, Int. J. Mod. Phys. **A7** (1992) 4855;

Н.Н.Ачасов, А.А.Кожевников, Редкие распады ϕ-мезона, запрещенные по OZI и G-четности, Ядерная физика **55** (1992) 809.

78. M.N.Achasov, V.M.Aulchenko, S.E.Baru *et al.*, Experiments at VEPP-2M with SND detectors, Preprint Budker INP **98-65**, Novosibirsk, 1998.
79. G.Cosme, B.Dudelzak, B.Grelaud *et al.*, Hadronic cross sections study in e^+e^- collisions from 1.350 to 2.125 GeV, Nucl. Phys. **B152** (1979) 215.
80. A.Cordier, D.Bisello, J.-C.Bizot *et al.*, Study of the $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ reaction in the 1.4–2.18 GeV energy range, Phys. Lett. **109B** (1982) 129.
81. C.Bacci, G.DeZorzi, G.Penso, B.Stella, Measurement of the $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ cross section in the $\rho'(1600)$ energy region, Phys. Lett. **95B** (1980) 139.
82. D.E.Groom, M.Aguilar-Benitez, C.Amsler *et al.*, Review of particle physics, Eur. Phys. J. **C15** (2000) 1.
83. A.Bramon, R.Escribano, M.D.Scadron, The $\eta - \eta'$ mixing angle revisited, Eur. Phys. J. **C7** (1999) 271; hep-ph/9711229, 1997.
84. P.Ball, J.M.Frere, M.Tytgat, Phenomenological evidence for the gluon content of η and η', Phys. Lett. **B365** (1996) 367.
85. T.Feldmann, P.Kroll, B.Stech, Mixing and decay constants of pseudoscalar mesons, Phys. Rev. **D58** (1998) 114006; hep-ph/9802409, 1998

    T.Feldmann, P.Kroll, B.Stech, Mixing and decay constants of pseudoscalar mesons: the sequel, Phys. Lett. **B449** (1999) 339; hep-ph/9812269, 1998.
86. J.L.Rosner, Quark content of neutral mesons, Phys.Rev. **D27** (1983) 1101.
87. N.G.Deshpande, G.Eilam, Decays of vectors into $\eta'\gamma$ and the structure of η', Phys. Rev. **D25** (1982) 270.
88. D.Atwood, A. Soni, $B \to \eta' + X$ and the QCD anomaly, Phys. Lett. **B405** (1997) 150; hep-ph/9704357, 1997.
89. M.R.Ahmady, E.Kou, A.Sugamoto, Nonspectator contribution: a mechanism for inclusive $B \to X_s\eta'$ and exclusive $B \to K^{(*)}\eta'$ decays, Phys. Rev. **D58** (1998) 014015; hep-ph/9710509, 1997.
90. W.-S.Hou, B.Tseng, Enhanced $b \to sg$ decay, inclusive η' production, and the gluon anomaly, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 434; hep-ph/9705304, 1997.
91. J.G.Smith (CLEO Collaboration), First observation of five charmless hadronic B decays, Invited talk presented at the Seventh International Symposium On Heavy Flavor Physics, Santa Barbara, CA, July 7–11, 1997; hep-ex/9803028, 1998.
92. T.E.Browder, Y.Li, J.L.Rodriguez *et al.*, Observation of high momentum η' production in B decay, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1786; hep-ex/9804018, 1998.
93. S.J.Richichi, H.Severini, P.Skubic *et al.*, Two-body B meson decays to η and η': Observation of $B \to \eta K^*$, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 520; hep-ex/9912059, 1999.

94. E.Kou, On the η' gluonic admixture, hep-ph/9908214, 1999.