Институт ядерной физики имени Г.И.Будкера

Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Солодов

Евгений Петрович

Редкие процессы в распадах ϕ мезона

Специальность 01.04.16 – физика ядра
и элементарных частиц

Диссертация на соискание
ученой степени доктора
физико - математических наук

НОВОСИБИРСК – 1999

Содержание

Введение

Электрон-позитронный накопитель ВЭПП-2М [1], построенный в Институте Ядерной Физики им Г.И.Будкера в Новосибирске, работает в области энергий 380-1400 МэВ в системе центра масс. Схематическое изображение установки приведено на рис. 1. Эксперименты на этом накопителе начались в 1974 году и на нем получено заметное количество важных результатов в физике e+e- столкновений, включая самые точные измерения формфактора пиона [2], изучение распадов ρ, ω, ϕ мезонов [3,4] и другие. В 1988-1992 годах был построен новый бустер БЭП [1], что позволило снять проблему недостатка позитронов и позволило проводить инжекцию в ВЭПП-2М на энергии эксперимента.

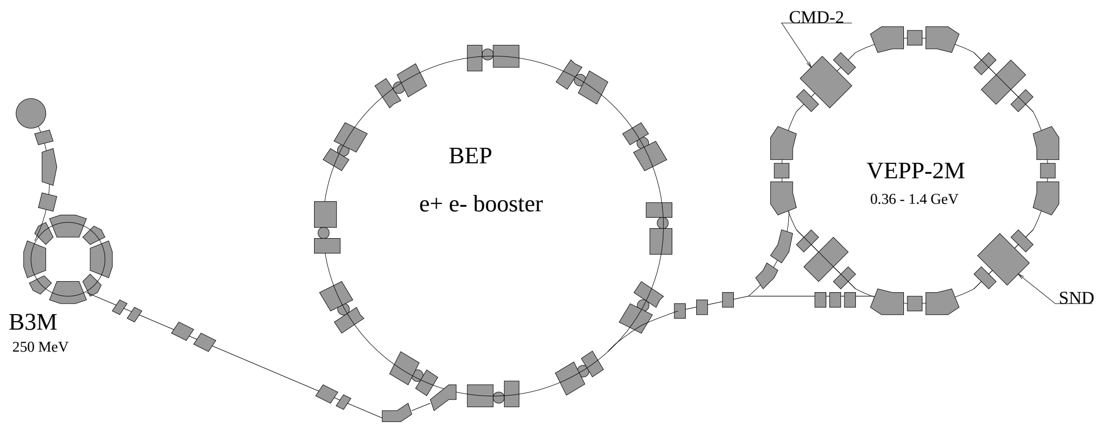

Рис. 1: Схематическое изображение ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М Института Ядерной Физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск.

Со включенной "змейкой" при энергии рождения ϕ-мезона $2E_{beam} = 1020$ МэВ была достигнута пиковая светимость около $5{\times}10^{30}$ см$^{-2}$ сек$^{-2}$ при токах 40 мА х 40 мА электронов и позитронов. На рис. 2 приведен график изменения светимости с энергией, полученный по реальным экспериментальным заходам. Максимальная светимость вычислялась по 25% лучшим заходам. Средняя светимость вычислялась по 75% лучшим заходам. Заход в среднем записывается за 2-4 часа. При работе в узком диапазоне энергий, как например, сканировании узких резонансов ω, ϕ, средняя светимость получается выше, из-за постоянных улучшений в настройке машины. Так при сканировании ϕ-мезона была достигнута средняя светимость за смену (12 часов) около $3 \cdot 10^{30}$ см$^{-2}$ сек$^{-2}$, а максимальный интеграл светимости за неделю составил 1 пб$^{-1}$.

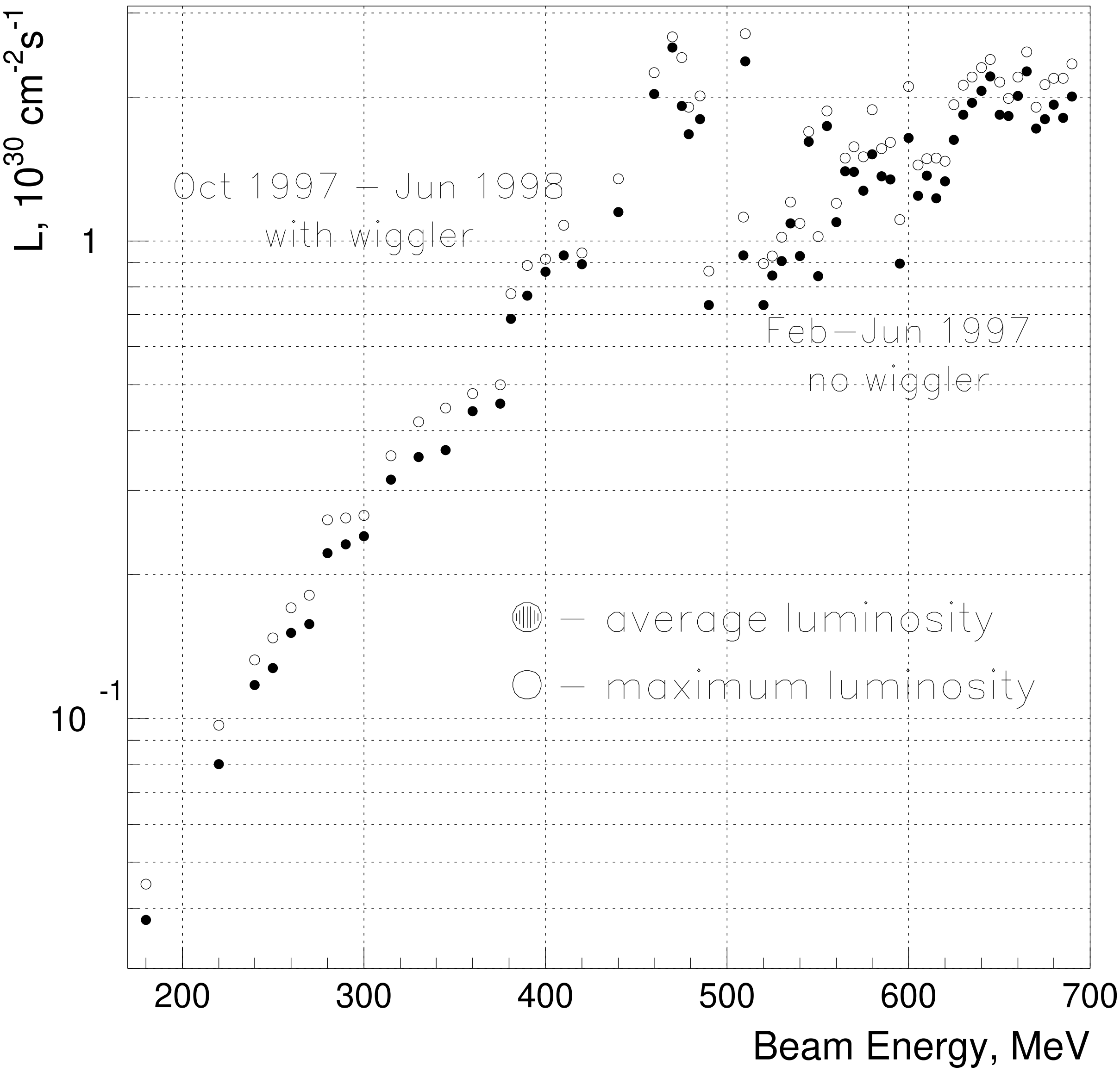

Рис. 2: Максимальная и средняя светимость ВЭПП-2М, полученная при записи экспериментальных заходов с детектором КМД-2.

Несмотря на многолетнюю историю успешной работы накопителя ВЭПП-2М, физические процессы в этой области энергий все еще далеки от полного понимания. Это обстоятельство послужило основным поводом для создания следующего поколения детекторов. Один из них является универсальным детектором, способным регистрировать заряженные и нейтральные частицы и определять их параметра с высокой точностью. Этот детектор получил название Криогенный Магнитный Детектор (КМД-2) из-за наличия в своем составе криогенных систем. Другой – Сферический Нейтральный Детектор (СНД) [5] представляет собой немагнитный спектрометр на основе кристаллов NaI.

Детектор КМД-2 [6] спроектирован и построен в Институте ядерной физики СО РАН в 1985-1990 годах. Вертикальный и горизонтальный разрезы детектора схематически показаны на рис. 3. Детектор состоит из цилиндрической Дрейфовой Камеры (2) (ДК) окружающей место встречи (1) и цилиндрической пропорциональной камеры (ZK)(3), помещенные внутри сверхпроводящего соленоида (4). Цилиндрический CsI калориметр (7) и мюонная пробежная система (8) располагаются за соленоидом, вне магнитного поля. Торцевой BGO калориметр(6), помещенный также внутри соленоида, делает детектор практически герметичным для фотонов, вылетающих из места встречи.

Детектор начал набирать экспериментальные данные в 1992 году. Полная накопленная информация за время работы детектора с 1992 года составляет около 1000 Гбайт на EXABYTE кассетах с "сырой" информацией. Всего набрано около 25 пб$^{-1}$ интегральной светимости и записано около 10^9 событий.

ϕ мезонный резонанс является одним из основных объектов изучения с детектором КМД-2. К настоящему времени детектором КМД-2 записаны данные с интегральной светимостью около 14 pb^{-1} в области ϕ резонанса (более 20 миллионов ϕ мезонов произведено в e^+e^- столкновениях), что позволяет изучать редкие моды распада на уровне $10^{-4} - 10^{-5}$ – на два порядка ниже, чем с предыдущим поколением детекторов.

Огромное количество записанных событий с основными модами распада позволяют провести прецизионные измерения параметров самого ϕ резонанса [7,8], что представляется важным также для постоянного мониторинга за состоянием систем детектора и повышает уверенность в полученных результатах.

В первой главе диссертации приведено описание детектирующих подсистем детек-

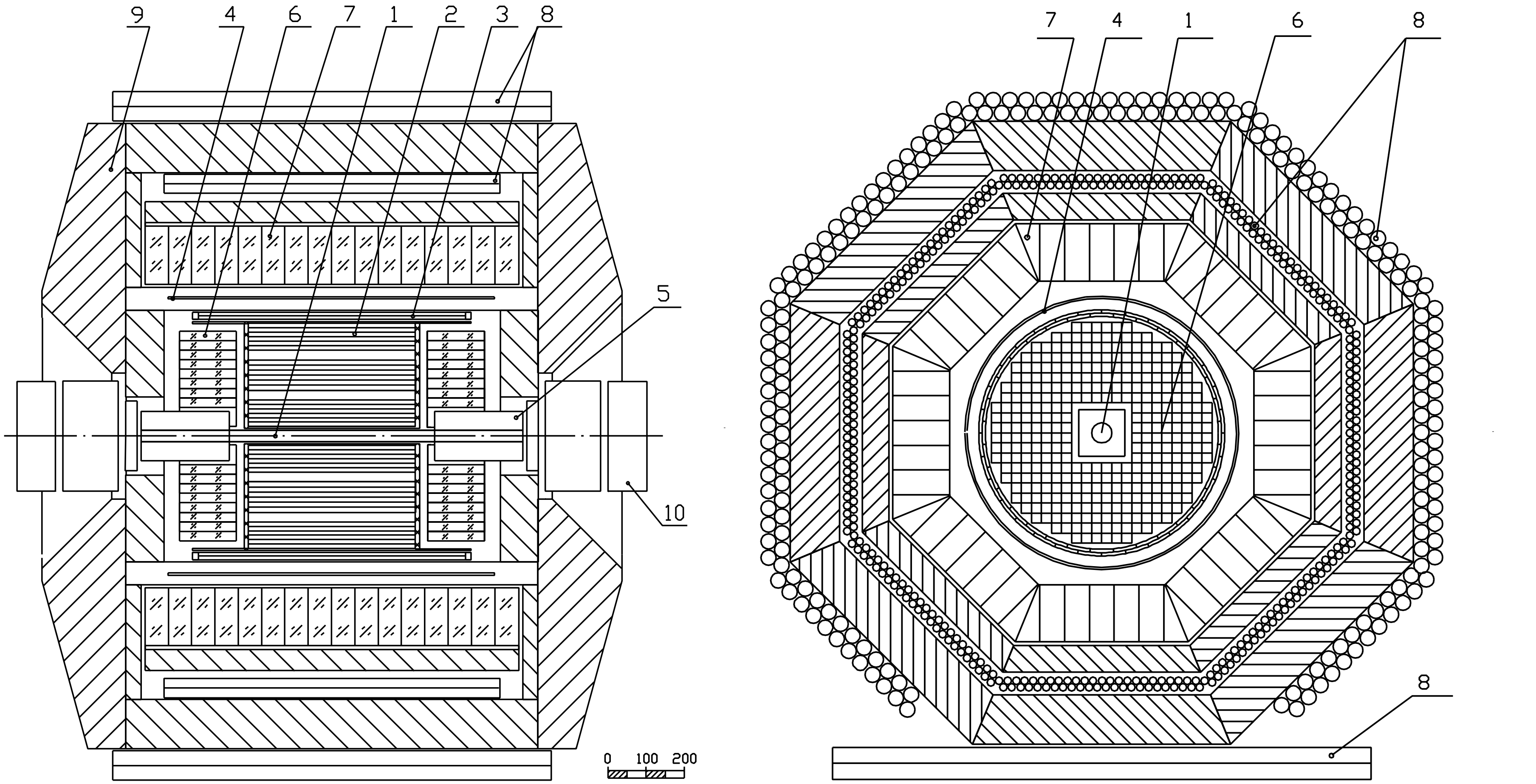

Рис. 3: Горизонтальное и вертикальное сечение детектора КМД-2. 1 - вакуумная камера; 2 - Дрейфовая камера; 3 - Z-камера; 4 - основной соленоид; 5 - компенсирующий соленоид; 6 - BGO торцевой калориметр; 7 - CsI цилиндоический калориметр; 8 - мюонная пробежная система; 9 - ярмо магнита; 10 - линзы накопителя.

тора, системы сбора данных, процесса "on-line" и "off-line" обработки данных, а также приведена хронология набора данных.

Идея создания более интенсивного источника ϕ мезонов была обсуждена многими авторами [9–11]. Скорость рождения K_SK_L событий в этих так называемых "ϕ-фабриках", одна из которых недавно вступила в строй во Фраскати, Италия [12], делает возможным измерения прямой компоненты CP нарушения в распаде $K_L \to \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$ (ϵ'/ϵ), также как наблюдение CP нарушения в распаде K_S на три пиона. Изучение квантовомеханических корреляций в числе парных распадов K_SK_L , произошедших на разном расстоянии друг от друга [13], позволит получить информацию относительно действительных и мнимых частей амплитуды CP нарушения [14–16].

На накопителе ВЭПП-2М, который мог бы рассматриваться как пред ϕ-фабрика, с детектором КМД-2 проводятся предварительные исследования, которые будут полезны на полномасштабных ϕ-фабриках.

Возможной проблемой при измерении ϵ'/ϵ на уровне 10^{-4} - 10^{-5} в экспериментах на ϕ-фабриках может быть примесь С- четного состояния в конечные частицы, что дает распад на K_SK_S вместо желаемого K_SK_L с С=-1. Такая примесь может появятся при радиационных распадах ϕ мезона на $f_0(980)\gamma$ с последующим распадом $f_0(980) \to K_SK_S$. Мягкий фотон при этом может быть не зарегистрирован. Хотя, как показано в [17,18] эффективные отборы могут уменьшить влияние С-четного состояния, но распад ϕ мезона на пару каонов с С=+1 на уровне 10^{-5} может дать заметный вклад в неточность измерения ϵ'/ϵ на ϕ-фабриках.

Вклад такой С-четной $K^0 - \bar{K}^0$ пары в распады ϕ мезона оценивалось многими авторами [9,19–21] и эти оценки дают достаточно низкие значения такой вероятности распада, но это требует экспериментального подтверждения так как до настоящего времени распад $\phi \to K_SK_S\gamma$ не наблюдался. Вероятность такого распада мала для наблюдения на накопителе ВЭПП-2М, однако изучение распада $\phi \to f_0(980)\gamma$ с последующим распадом $f_0(980) \to \pi\pi$ уже возможно.

Изучение распада $\phi \to f_0(980)\gamma$ интересно не только с точки зрения возможного С-четного фона на экспериментах на ϕ- фабриках, но и с точки зрения структуры $f_0(980)$ мезона. Наблюдаемая 20% вероятность распада $f_0(980) \to K\bar{K}$ кажется очень большой если $f_0(980)$ является членом мезонного нонета с S=0 and I=0. Различные объяснения такой большой связи с каонами давались в работах [19–21] включая идею, что $f_0(980)$ является четырехкварковым состоянием со "скрытой" странностью ($f_0 = s\bar{s}(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$), или является $K\overline{K}$ молекулой. В теоретических моделях [21–25] исследованы эти возможности и показано, что по величине относительной вероятности распада $\phi \to f_0(980)\gamma$ можно судить о структуре $f_0(980)$. Показано, что наблюдение относительной вероятности распада на уровне $(1-2)\times 10^{-5}$ характерно для $K\bar{K}$ молекулы, для двухкварковой структуры $f_0(980)$ ожидается величина около 5×10^{-5} , и относительная вероятность 2.4×10^{-4} предсказывается для четырех кварковой модели.

Попытки зарегистрировать этот распад предпринимались предыдущим поколением детекторов [4], а для современных детекторов КМД-2 и СНД являются основными в научной программе [26], так же как и для ϕ-фабрики во Фраскати [27,28]. Впервые с детектором КМД-2 поиск промежуточного $f_0(980)$ состояния проводился в реакции с заряженными пионами $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$. Первые результаты, опубликованные в работе [29,30] на основе сравнительно небольшого интеграла светимости, позволили только поставить верхний предел на распад $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma$ на уровне 3×10^{-5}, что оказалось загадочно низким по сравнению с наблюденным позже группой СНД распадом $\phi \to \pi^0\pi^0\gamma$ с относительной вероятностью около 1×10^{-4} [31,32]. Последующие исследования [8,33,35,36] подтвердили теоретические предсказания [22–24], что деструктивная интерференция с процессом тормозного излучения рождения пары заряженных пионов уменьшает наблюдаемое сечение распада $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma$.

Во второй и третьей главе диссертации представлены экспериментальные результаты с детектора КМД-2 по изучению распадов $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma$ и на $\phi \to \pi^0\pi^0\gamma$, основанные на регистрации порядка 20 миллионов распадов ϕ мезона [34–36]. Описана процедура выделения событий и процедура разделения пионов и мюонов, которая проверена на событиях упругого взаимодействия $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$. Анализ этх событий позволил оценить величину прямого адронного распада ϕ на пару пионов.

В четвертой главе диссертации приводятся результаты анализа данных КМД-2 по выделению процесса $\phi \to \eta\pi^0\gamma$ в конечном состоянии с пятью фотонами. Эта реакция интересна тем, что в состоянии $\eta\pi^0$ должен наблюдаться $a_0(980)$ резонанс, который также не укладывается в картину простых двух-кварковых состояний. Указание на присутствие $a_0(980)$ состояния в радиационном распаде $\phi \to \eta\pi^0\gamma$ впервые продемонстрировала группа СНД [31,46]. Присутствие $a_0(980)$ состояния подтверждается также в данной работе.

В пятой главе диссертации приводятся результаты совместного анализа спектров фотонов для заряженной и нейтральной мод распада $\phi \to \pi\pi\gamma$. Показано, что полученные спектры не могут быть интерпретированы без предположения о наличии резонанса в спектре масс двух пионов в области около 980 MeV. Обсуждается вклад других резонансов в наблюдаемые спектры. Показано, что получение относительных вероятностей распадов $\phi \to f_0(980)\gamma$ и $\phi \to a_0(980)\gamma$ сильно модельно зависимо, но даже с учетом этих неопределенностей полученные значения указывают на экзотическую структуру $f_0(980)$ и $a_0(980)$.

В шестой главе диссертации приводятся результаты поиска процессов, идущих с нарушением основополагающих симметрий, которые всегда представляли повышенный интерес как у теоретиков, так и у экспериментаторов.

В выделенных событиях $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ доминирует процесс рождения пары пионов с радиационным излучением фотона начальными частицами. При этом сечение этого процесса определяется поведением формфактора заряженного пиона, в котором доминирует процесс $e^+e^- \to \rho\gamma$. Отбирая фотоны в диапазоне 100-300 МэВ удается выделить 80% реакции $e^+e^- \to \rho\gamma$. Эти события можно использовать для поиска распада $\phi \to \rho\gamma$, идущего с нарушением C четности, который должен проявляться как интерференционная картина в энергетической зависимости сечения процесса $e^+e^- \to \rho\gamma$ при сканировании области ϕ резонанса.

Поиск распада $\eta \to \pi\pi$, который может проявляться только если нарушается P и CP четность, предпринимался ранее несколькими экспериментальными группами [29,48, 49]. Из 20 миллионов зарегистрированных детектором КМД-2 распадов ϕ мезона около 250000 соответствует распаду $\phi \to \eta\gamma$. Это количество событий позволяет получить самые низкие ограничения на распады η, идущих с нарушением P и CP четности.

В седьмой главе диссертации приводятся результаты изучения парных K_L,K_S распадов с детектором КМД-2 и обсуждение полученных результатов. ϕ резонанс, полученный в e^+e^- столкновениях, является также уникальным источником низкоэнергетических нейтральных и заряженных пар каонов которые могут быть использованы для исследования их распадов или ядерных взаимодействий. Мезоны в каждой паре рождаются с противоположными по направлению и равными импульсами, так что детектор с хорошим разрешением и эффективностью реконструкции позволяет использовать один восстановленный каон как метку для другого. Наиболее естественный способ изучения распадов и взаимодействий K_L мезонов состоит в том, чтобы использовать восстановленный распад $K_S \to \pi^+\pi^-$ как метку для K_L. В этом случае импульс и направление K_L полностью определено.

Интенсивность рождения каонов на накопителе ВЭПП-2М недостаточна для изучения эффектов CP нарушения. С детектором КМД-2 нейтральные каоны от распадов ϕ мезонов хорошо идентифицируются и несколько тысяч парных распадов $K_S K_L$ зарегистрировано.

Попытка выделить в детекторе КМД-2 CP нарушающий распад $K_L \to \pi^+\pi^-$ еще раз показала важность хорошего подавления полулептонных распадов в экспериментах на ϕ-фабриках, а также экспериментально продемонстрировала наличие высокого фона от ядерных взаимодействий сравнительно медленных каонов (p=120 МэВ/c) с веществом детектора. Эффект регенерации наблюдался при прохождении K_L через вакуумную трубу накопителя, изготовленную из бериллия. Первые результаты этих исследований были опубликованы в работах [50–53]. Измерено сечение регенерации и полное сечение ядерных взаимодействий при малых импульсах, не доступных на других источниках нейтральных каонов. Эффект регенерации оказался большим и представляет серьезный фон при измерении ϵ'/ϵ на ϕ-фабриках, поэтому аналогичные исследования планируются на ϕ-фабрике во Фраскати, Италия [54].

В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

Глава 1

Детектор

1.1 Трековая система

Трековая система детектора состоит из цилиндрической дрейфовой камеры (ДК) [55,56] с 80-ю ячейками секторного типа, размещенными в 3-х суперслоях, и двухслойной многопроволочной пропорциональной камеры с анодным и катодным съемом информации [57], называемой Z-камерой (ZK). Проволочки в обеих камерах параллельны оси пучков. Z-камера располагается за ДК. Геометрическое расположение проволочек в обеих камерах показано на рис. 1.1.

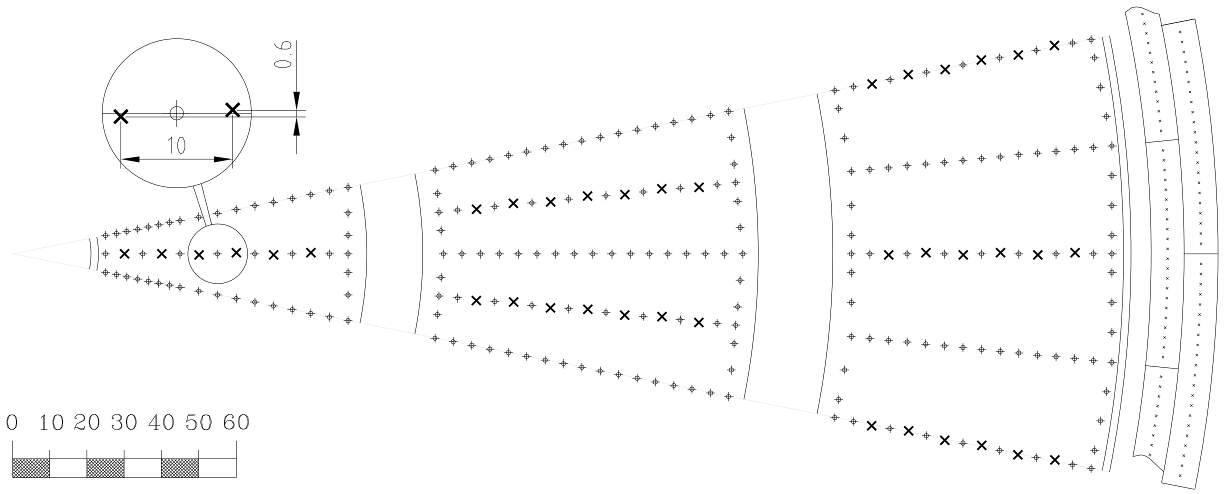

Рис. 1.1: Геометрия проволочек дрейфовой камеры и Z-камеры.

Внешний радиус ДК равен 30 см, а длина чувствительного объема составляет 42 см. Z-камера имеет длину 80 см и покрывает больший телесный угол, чем ДК. Обе камеры смонтированы внутри тонкого (0.38 X_o) сверхпроводящего соленоида, создающего азимутально симметричное магнитное поле 1.0T [58]. Однородность поля лучше 1.5% внутри объема ДК. Камера продувается смесью $80\% Ar + 20\% iC_4H_{10}$.

Все три координаты заряженного трека, пересекающего ДК, определяются по радиусу проволочки, времени дрейфа ионизации до проволочки и методом деления заряда. Среднее пространственное разрешение вдоль трека составляет 230-250мкм в $r-\phi$ плоскости и 0.4-0.5см в продольном Z направлении. Импульсное разрешение, полученное экспериментально составляет 2-3% для 200 МэВ/с пионов от распада $K_S \to \pi^+\pi^-$ и 4-5% для 500 МэВ/с электронов от Bhabha рассеяния [59].

На рис. 1.2a представлено распределение по среднему импульсу коллинеарных событий в области ϕ-мезонного резонанса. Видны пики от событий Bhabha рассеяния, событий $e^+e^- \to K^+K^-$ и событий $e^+e^- \to K_SK_L$ с последующим распадом $K_S \to \pi^+\pi^-$, где средний импульс двух пионов имеет узкое распределение вокруг 220 МэВ/с. Гистограммы на рис. 1.2b,d представляют разрешение по углу расколлинеарности для коллинеарных e^+e^- событий. На рис. 1.2c приведена dE/dx информация в зависимости от импульса ионизирующих частиц. Медленные каоны от распадов ϕ-мезона хорошо идентифицируются и отделяются от электронов и легких мезонов.

Сигналы с анодных проволочек Z камеры используются в триггере. Для этой цели анодные проволочки собраны в сектора по 32 сектора на каждый слой ZK и смещены на полшага. Время между столкновениями пучков в накопителе составляет 60 нсек. Чтобы обеспечить привязку момента запуска детектора к моменту столкновения, разрешающее время Z-камеры должно быть внутри этого временного интервала. Для этого зазор ZK выбран порядка 3 мм и камера продувается "быстрой" газовой смесью $CF_4 + 10\% iC_4H_{10}$. Для двух частиц из места встречи, пересекающих 2 слоя ZK временное разрешение составляет около 5 нсек[57].

Среднее пространственное разрешение вдоль оси Z, определяемое как взвешенное среднее амплитуд с катодных полосок ZK составляет 0.05 см. Разрешение ZK в 10 раз лучше, чем аналогичное продольное разрешение ДК, определяемое методом деления заряда. Т.к. геометрическое расположение катодных полосок ZK хорошо известно, коллинеарные треки и жесткая космика используются для калибровки Z координаты для каждой проволочки ДК. Такая калибровка заметно уменьшает систематические ошибки при определении Z координаты методом деления заряда и в 1.5-2 раза улучшает

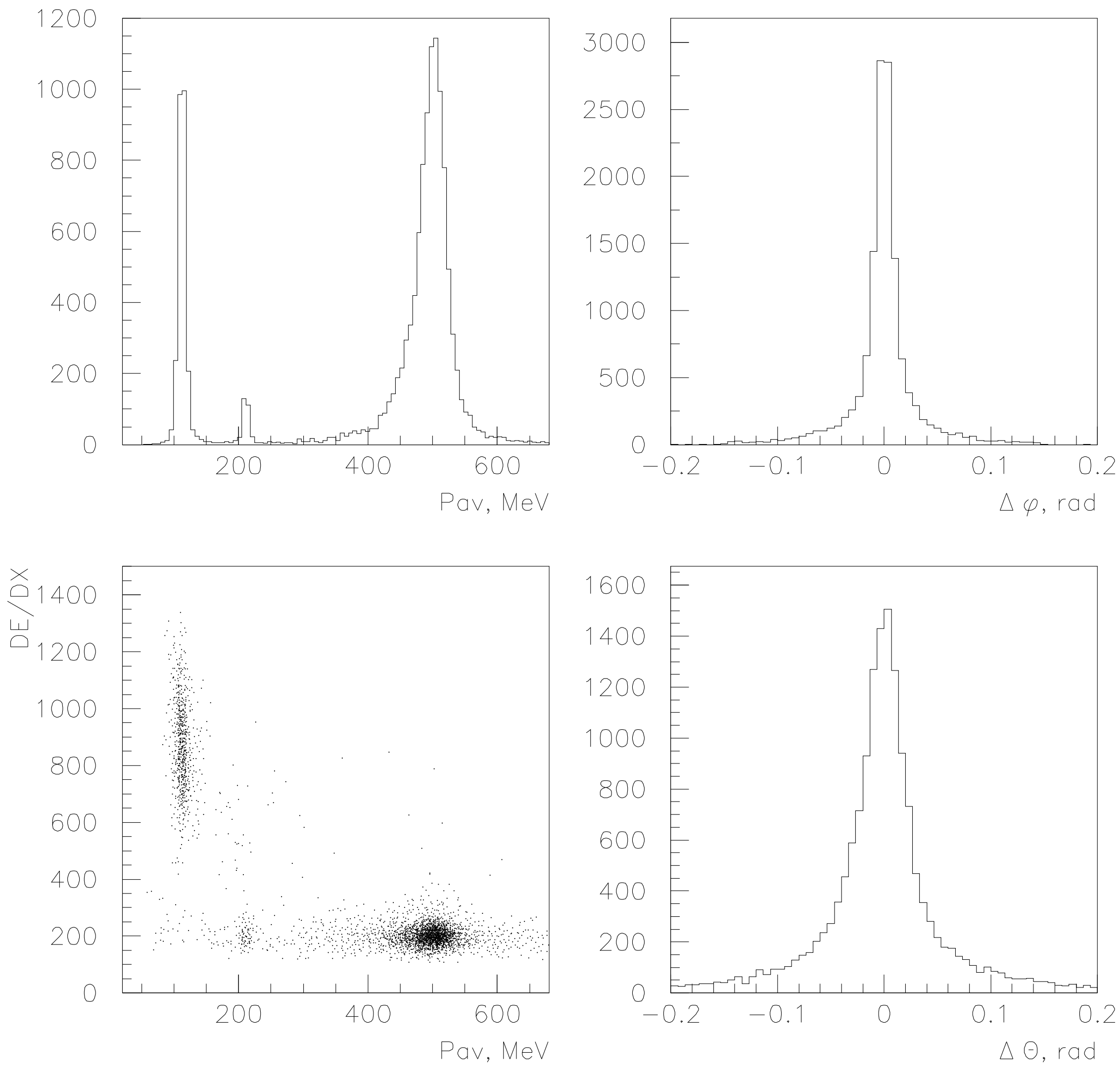

Рис. 1.2: Иллюстрация работы дрейфовой камеры: a-распределение по импульсам коллинеарных событий в области ϕ-мезонного резонанса; b,d-угловые распределения для коллинеарных событий; c-dE/dx информация в зависимости от импульса.

разрешение по полярному углу θ (угол треков с осью пучков) [59]. Z камера добавляет 2.4%X_0 к полной толщине вещества перед CsI калориметром, которая в основном определяется конструктивными элементами соленоида.

1.2 Цилиндрический CsI калориметр

Цилиндрический калориметр [60] собран из кристаллов CsI размером $6 \times 6 \times 15$ см^3 имеющих толщину 8.1 X_0, конструктивно собранных в 8 октантов. Каждый октант состоит из 7 ячеек по 16 кристаллов в каждом. В пяти линейках кристаллы имеют "полный" размер, а в боковых имеют вид пирамид для плотного прилегания октантов друг к другу. Съем света осуществляется с помощью фотоумножителей.

Калориметр обеспечивает угловое разрешение для фотонов с энергией больше 100 МэВ порядка 0.02-0.03 рад. и энергетическое разрешение 8% (FWHM/2.35), слабо зависящее от энергии в диапазоне 100-500 МэВ. Для получения такого разрешения используется калибровка по событиям упругого Bhabha рассеяния с известной начальной энергией. Полученные разрешения хорошо согласуются с моделированием [61].

На рис. 1.3 приведено двухмерное распределение энерговыделений в калориметре двух треков для коллинеарных событий при энергии пучков 420 МэВ. Виден пик от электронов, пик от мюонов и пионов из процессов $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ и космических мюонов, проходящих через калориметр и оставляющих только минимальную ионизацию, и широкие распределение от ядерных взаимодействий пионов. Показан отбор Bhabha событий для определения интеграла светимости.

1.3 Торцевой BGO калориметр

Ввиду компактности накопителя и небольшого продольного размера прямолинейных промежутков, для торцевого калориметра [62] были выбраны кристаллы BGO, имеющие радиационную длину 1.1 см. Кристаллы, размером $2.5 \times 2.5 \times 15$ см^3, в максимально плотной упаковке заполняют пространство между ДК и полюсами железа, формирующего однородное магнитное поле. В каждом торце установлено по 440 кристаллов, собранных в блоки по 6, 8 и 10 линеек. Свет с кристаллов снимается вакуумными фототриодами, дающими добавочное усиление порядка 5-10. Зарядово-

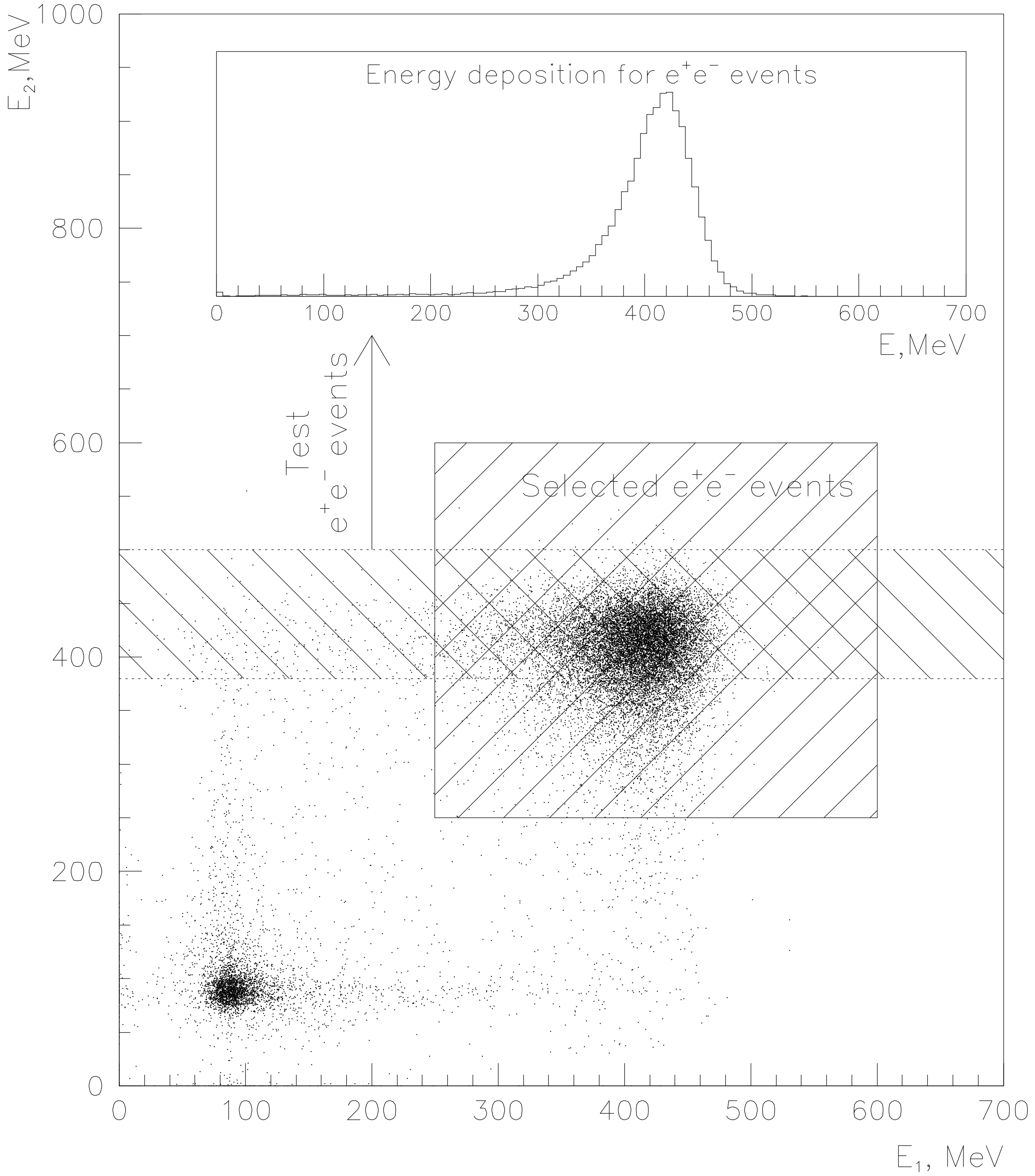

Рис. 1.3: Отклик калориметра на коллинеарные события. Показан отбор e^+e^- событий для определения светимости.

чувствительные усилители смонтированы на фототриодах. По коаксиальным кабелям сквозь прорези в железе выводятся аналоговые сигналы на сумматоры и дискриминаторы.

Калибровка, как и в случае цилиндрического CsI калориметра, осуществляется по космическим частицам, пересекающим несколько кристаллов в вертикальном направлении, и по частицам Bhabha рассеяния. Полученное энергетическое разрешение составляет $\sigma_E/E = 4.6\%/\sqrt{E(GeV)}$ а угловое разрешение $\sigma_{\phi,\theta} = 2 \cdot 10^{-2}/\sqrt{E(GeV)}$. Так как угловое распределение событий Bhabha рассеяния имеет пик вдоль начальных частиц, внутренние, ближайшие к пучку кристаллы, используются "on-line" для оперативного мониторирования светимости накопителя по этому процессу.

1.4 Пробежная система

Мюонная пробежная система состоит из двух двойных слоев стриммерных трубок, работающих в режиме самогасящегося стриммерного разряда [63]. Внутренний слой пробежной системы располагается за CsI калориметром и покрывает 55% телесного угла (от 1.05 до π-1.05 рад.) Он состоит из 8 модулей по 48 трубок диаметром 20 мм каждый. Вероятность пиону с начальной энергией 500 MeV достигнуть первого слоя пробежной системы составляет около 35% для одиночного трека и около 10% для двух треков из процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$.

Внешняя часть мюонной системы расположена за железом обратного потока и покрывает 48% телесного угла. Пять верхних модулей имеют по 32 трубки диаметром 40мм, и три нижних по 24 трубки. Вероятность одиночному пиону с энергией 500 МэВ дать сигнал во внешней системе составляет 10% и менее 1% для коллинеарных событий. Мюоны с вероятностью близкой к 100% проходят через материал детектора до внешней системы. Продольная координата вдоль трубок определяется по времени прихода сигнала к концам трубок (трубки соединены в цепочку по 4) и составляет 5-7 см. Эффективность регистрации около 97% для одного двойного слоя.

1.5 Система запуска детектора

Детектор имеет четыре независимых триггера - нейтральные и заряженный. Блок схема триггеров изображена на рис. 1.4. Пред-триггером заряженного запуска являет-

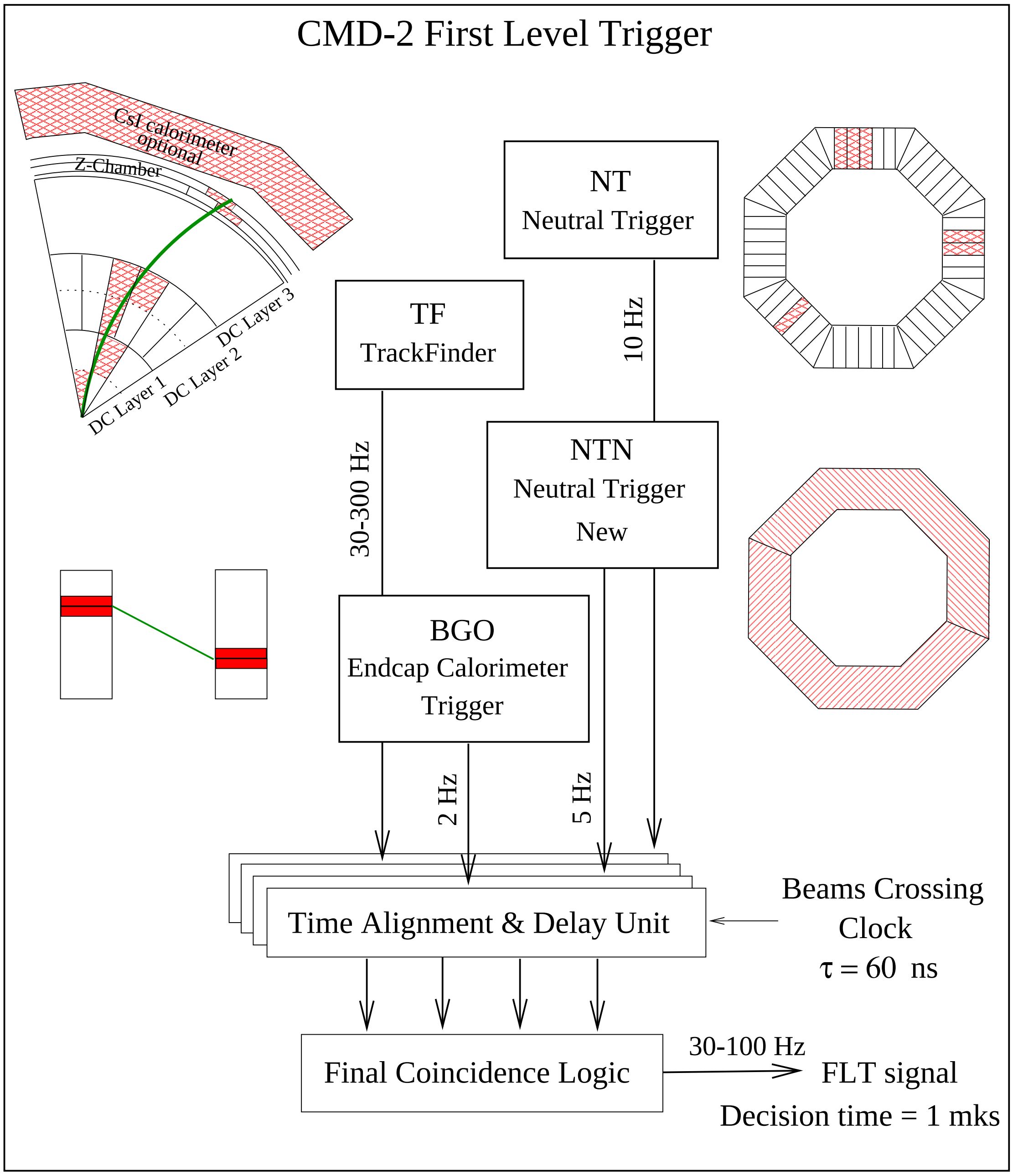

Рис. 1.4: Схема триггера детектора.

ся сигнал "ИЛИ" с 32-х секторов Z камеры. При этом ближайшие сектора двух слоев включены на совпадения для уменьшения начальной загрузки. Этот сигнал с задержкой около 400 нсек поступает на запуск "трекового процессора" [64]. На вход "трекового процессора” поступает информация с об”единенных в группы проволочек ДК . Только информация с первых двух суперслоев используется в процессоре. Задержка в 400 нсек требуется для получения сигналов от наиболее удаленных от проволочек треков.

Идея работы процессора проиллюстрирована на рис. 1.4 в левом верхнем углу, где изображена схема включения секторов Z камеры и объединения проволочек в ячейках ДК для формирования информации, по которой принимается решение о запуске. По крайней мере один трек должен пересечь Z камеру и два слоя ДК. Процессор проверяет наличие ”опорной точки” определяемой секторами Z камеры и сравнивает для каждой сработавшей ”опорной точки” комбинацию ячеек ДК с набором масок, соответствующих трекам разной кривизны. Процессор представляет собой 12-разрядную память, в ячейки которой записаны нужные комбинации. Информация с ДК является адресом, по которому происходит доступ к памяти и проверяется нужна такая комбинация или нет. Технически используется параллельно-последовательный доступ к памяти, так как ячейки ДК имеют цилиндрическую симметрию и физически в память занесена информация только об 1/8 камеры. Используются быстрые сдвиговые регистры, которые за 8 циклов по 40 нсек подставляют к модулям памяти информацию со всей ДК. Трековая система и триггер описаны в работе [57].

Окончательное решение заряжаемого триггера поступает на модули оцифровки через 1 мксек в виде сигнала “общий стоп”. Модули выполнены в стандарте ”клюква” [65], разработанного в ИЯФ. Если сигнал ”общий стоп” не поступает, через 1.25 мксек происходит сброс временной информации, а оцифровка амплитудной информации не начинается.

Для нейтрального триггера используется информация с линеек CsI калориметра, как схематически показано на рис. 1.4 в верхнем правом углу. Процессор нейтрального триггера подсчитывает число кластеров зарегистрированных в линейках и число ”пустых” линеек между кластерами. При числе кластеров 3 и больше запуск происходит всегда. Порог на кластер около 20 МэВ. Для двух кластеров подсчитывается число ”пустых” линеек между ними и если это число большое, а энерговыделение больше 300 МэВ то выдается сигнал ”нейтрального” триггера. Сигнал от нейтрального триггера сдвинут относительно заряженного на 100 нсек, так как разрешение калориметра недостаточно для определения на каком обороте произошло столкновение. Разрешение около 100 нсек дает неопределенность в запуске с точностью до двух оборотов пучков в накопителе. Работа нейтрального триггера описана в работе [66].

Скорость запуска по пред-триггеру от Z камеры составляет обычно 5-10 кГц и, в основном, определяется фоном от выбывших из пучка частиц. Трековый процессор настроен на наличие хотя бы одного заряженного трека в ДК и при входной загрузке в 5-10 кГц дает на выходе 100-300 Гц. Эта частота запусков является слишком высокой для разрешения записи на ленту. При работе в области ϕ резонанса и при более высоких энергиях используется совпадение сигнала с трекового процессора и сигналов со всех линеек CsI калориметра включенных на "ИЛИ" с порогом около 20-30 МэВ. Это добавочное условие понижает частоту срабатывания заряженного триггера до 20-30 Гц, что уже приемлемо для записи на магнитную ленту. Частота запуска чисто нейтрального триггера обычно составляет 10-15 Гц. Суммарная скорость записи на ленту составляет 30-50 Гц и в основном это фоновые события от выбывших из пучка частиц. В максимуме ϕ резонанса частота записи полезных событий составляет около 10 Гц при светимости 3×10^{30} $\text{cm}^{-2}\text{cek}^{-1}$.

Запуск от триггеров NTN и BGO, настроенных на коллинеарные события с большим энерговыделением, носят вспомогательный характер и используются для проверки работы основных триггеров, калибровки BGO калориметра и оперативного определения светимости.

1.6 Система сбора данных

Система сбора данных основана на разработанной в Институте ядерной физики специальной электроники, выполненной в стандарте КЛЮКВА [65]. Этот стандарт был специально разработан для экспериментов на встречных пучках, проводимых в Институте ядерной физики СО РАН.

Отличительной особенностью стандарта является наличие в каждом крейте специального процессора вывода (ПВ) с ограниченным набором команд для чтения различных типов оцифровывающих модулей и памятью на два события. Быстрая шина позволяет вычитывать информацию из крейта со скоростью 100 нсек на 12 разрядное слово. Также в каждом крейте предусмотрены позиции, куда по специально отведенным для этой цели шинам поступает быстрая информация с дискриминаторов из оцифровывающих плат для использования в системе запуска. В этих позициях располагаются интерфейсы триггеров первого и второго уровня. Временные измерения проводятся методом прямого счета с минимальным временным интервалом 2.5 нсек.

Для использования в детекторе КМД-2 были разработаны блоки оцифровки: Т2А - оцифровки времени и двух амплитуд с проволочек ДК и ZK, А32 - оцифровка амплитуд с калориметра [67] и плата ТП - оцифровка чисто временных каналов мюонной системы. Один модуль Т2А обеспечивает оцифровку информации с 4 проволочек ДК. Модуль А32 - имеет 32 канала аналого-цифровых преобразователей, а плата ТП - 16 временных каналов. Всего в детекторе задействовано 18 крейтов спецэлектроники. Блок схема электроники детектора изображена на рис. 1.5.

Временные каналы плат спецэлектроники (сигналы с предусилителей ДК и ZK) стартуют по сигналам дискриминаторов, которые одновременно поступают в интерфейс с первичного триггера, и после объединения по "ИЛИ", дают информацию для работы трекового процессора (см. выше). Если сигнала с трекового процессора не поступает, то через 1.25 мксек времени информация с быстрых счетчиков сбрасывается. Если поступает сигнал с положительным решением трекового процессора, то временные счетчики останавливаются и начинается оцифровка аналоговой информации, которая занимает около 200 мксек. Во всех крейтах это происходит одновременно. Через 200 мксек поступает сигнал чтения, и информация из регистров плат оцифровки переписывается в свободный куб памяти процессора в данном крейте.

Если загрузка детектора велика и кубы памяти не освободились от информации от предыдущих событий, система блокируется и ждет, когда кубы освободятся. Наличие памяти на три (два в процессоре и один в регистрах плат оцифровки) события обеспечивает высокую степень разравнивания, и вычитывание событий в память "on-line" компьютера идет с максимально возможной скоростью. Загрузка, управление и синхронизация процессов в спецкрайтах осуществляется из расположенного в крейте КАМАК блока ЦСУ, контролирующего наличие информации в памяти процессора и дающего команду на чтение того или другого куба памяти.

Чтение информации из каждого ПВ осуществляется через Блок Обмена (БО) установленного в крейте КАМАК. Команда из ЦСУ запускает крейт контролер-автомат с памятью на NAF команды, который в определенной последовательности вычитывает информацию из процессоров вывода через БО и переписывает ее в модуль сопряжения с "on-line" компьютеров. КАМАК контролер автомат выполняет функцию построителя

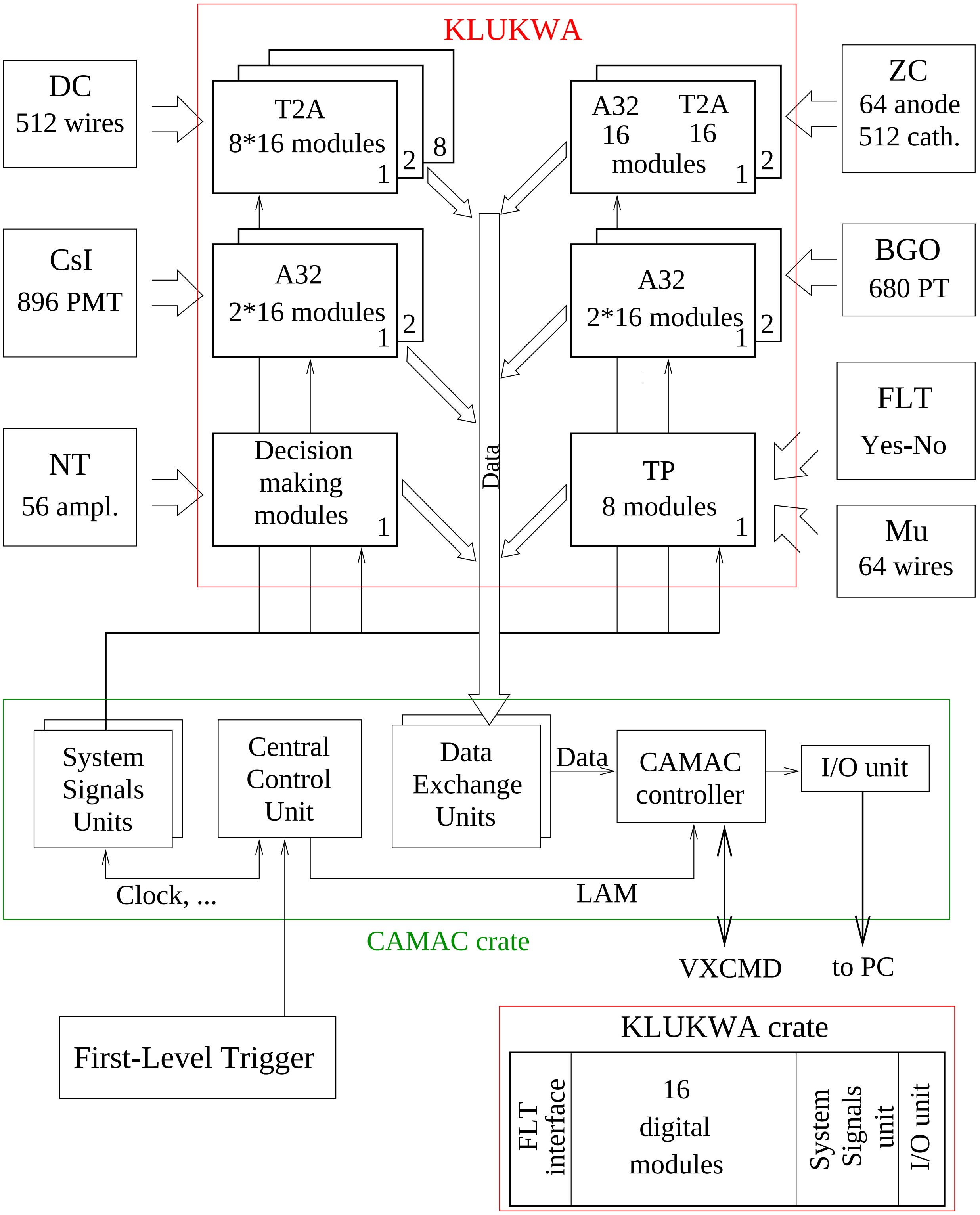

Рис. 1.5: Блок-схема электроники КМД-2. T2A, A32, TP - платы оцифровки, DMM - Процессор Вывода спец.крейта КЛЮКВА, CCU - блок ЦСУ в КАМАК крейте, DEU - Блок Обмена.

события.

1.7 Компьютеры в системе "on-line"

Последовательное чтение процессоров через КАМАК с передачей событий через устройство сопряжения из зоны детектора в пультовую регистрации (около 40 м) является в некотором смысле "узким" местом системы сбора данных. С учетом обеспечения надежности и бесперебойности передачи информации была достигнута максимальная скорость передачи 15 мксек на 16 разрядное слово. При среднем размере события 1кВ максимальная скорость чтения событий с детектора составляет 150 Гц. Эта скорость сравнима или меньше загрузки трекового процессора и не позволяет передавать все события, дающие заряженный запуск в "on-line" компьютер для "программного" триггера. Из этих соображений заряженный триггер требует срабатывания CsI калориметра с минимальным порогом, что позволяет снизить скорость поступления событий до 30-50 Гц.

За время работы детектора с 1991 года система "on-line" компьютеров притерпела значительные изменения. Первоначально использовался разработанный в ИЯФ специализированный процессор АП-32 [68] сопряженный с компьютерами PDP-11. В последствии PDP-11 компьютеры были заменены на VAX, а процессор АП-32 на Intel PC. Современная конфигурация системы "on-line" компьютеров представлена на рис. 1.6.

Как уже описывалось выше, через платы сопряжения информация из крейта КАМАК передается в процессор Intel 486/100MHz. Используется стандартный персональный компьютер, который через плату сопряжения с помощью сравнительно простой программы пересылает поступающие события в локальную сеть ETHERNET. Как было сказано выше, максимальная скорость передачи составляет 150 Гц. Три компьютера находятся на этом же сегменте локальной сети. VAX-3600 сервер используется как основной компьютер для загрузки и контроля "медленных" КАМАК устройств: контроль температур криогенной системы, контроль всех напряжений в системе питания детектора, контроль и электронная калибровка детектирующих подсистем детектора. Всего VAX-3600 сервер контролирует 18 КАМАК крейтов. Специальная программа "медленного" контроля [69] была разработанна для этой цели.

Компьютер VAXstation 4000/90 используется как программный "третичный" триг-

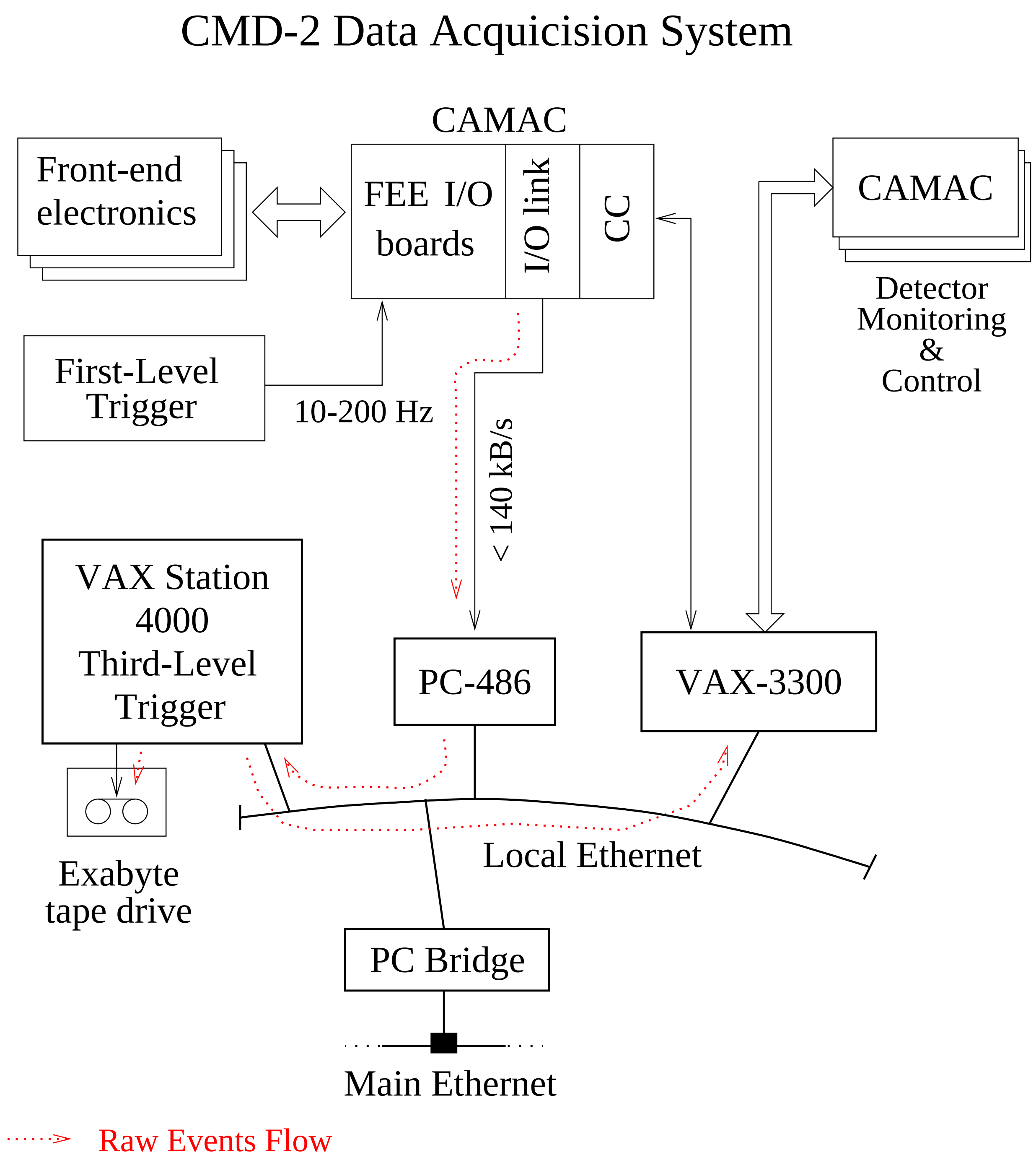

Рис. 1.6: Компьютеры в системе ”on-line” детектора КМД-2.

гер с последующей записью отобранных событий на магнитофон EXABYTE. Третичный триггер, используя сравнительно "грубую" информацию с детектирующих систем детектора позволяет уменьшить скорость записи в 1.5-2 раза за счет отбраковки фоновых событий от космики и выбывших из пучков накопителя частиц. Как уже говорилось выше, скорость записи составляет 30-50 Гц, что заполняет 4GB ленту EXABITE в среднем за сутки. На этом компьютере установлена также база данных HEPDB [70] в которую с определенной периодичностью записываются все параметры, находящиеся на контроле. С помощью стандартного пакета PAW можно проследить зависимость всех параметров от времени за последние 5 лет. База данных HEPDB содержит также информацию об электронных калибровках детектирующих систем детектора и калибровках полученных "on-line" по реальным или космическим событиям.

Третий компьютер в "on-line" системе Pentium-166 появился в 1998 году вместе с переносом программы реконструкции на операционную систему UNIX. Скорость работы этой программы на P-166, осуществляющей полную реконструкцию событий с детектора, составляет около 50 соб./сек, что сравнимо со скоростью поступления событий. VAX станция одновременно с записью всех событий на магнитную ленту отписывает часть (обычно около 50%) событий на диск. По окончании захода (стандартный заход длится 3-4 часа для 300-400 тысяч событий) программа реконструкции получает файл и через 2-3 часа после окончания захода на выходе программы создаются гистаграммы, позволяющие в полном объеме проконтролировать работу всех детектирующих систем детектора, провести калибровку ДК, ZK и калориметров по реальным событиям, с высокой точностью определить интеграл светимости, набранный в данном заходе. Наличие такого "экспресс" анализа позволило заметно поднять качество записываемой информации, подготовить необходимые калибровочные константы для последующей "off-line" обработки и, что производит особенное впечатление, позволило отслеживать получение "физической" информации, такой как сечение рождения изучаемого процесса, в режиме "реального" времени.

1.8 Обработка данных "off-line"

Отработка "сырой" информации - "перекачка" - также претерпела значительные изменения за время работы детектора. В современном варианте это сложная программа (cmd2off), написанная на языка "fortran-77", содержащая порядка 50000 строк и около 400 подпрограмм, написанная одновременно 20 программистами-физиками. Программа предназначена для преобразования "сырой" цифровой информации с детектора в "физический" вид - импульсы и углы вылета для заряженных частиц, энерговыделение в калориметре и углы вылета для фотонов и т.д. Результат работы программы записывался на магнитную ленту. При этом размер события увеличивается почти в десять раз.

Программа представляет из себя "живой" организм, в который непрерывно вносятся изменения - или для улучшения работы, или в связи с найденными ошибками. Поддерживать такую огромную программу позволяет высокая структуризация и использование (до недавнего времени) разработанного в CERN специального пакета CMZ [71]. Программа последовательно, начиная с 1990 года, переходила с PDP-11 на VAX-VMS, устанавливалась под различные UNIX операционные системы по мере появления все более и более быстродействующих компьютеров: на DEC-ULTRIX, SGI-UNIX и в настоящее время вся обработка перенесена на Pentium-II/300 кластер, работающий под операционной системой Linux.

На рис. 1.7 изображена конфигурация "off-line" компьютеров в системе обработки данных детектора КМД-2, используемых в настоящее время. Основная обработка происходит на четырех Pentium-II/300 станциях с установленными на них накопителями на жестких дисках с об"емом 140 Гб и 4-х магнитофонов ELIANT-820 фирмы EXABYTE. Перенос программы на Linux ОС позволил отказаться от пакета CMZ, так как современные текстовые редакторы позволяют эффективно работать с большим набором подпрограмм. Существующие средства отладки позволяют контролировать наличие ошибок. При этом при наличии большого числа разработчиков каждый раздел программы для различных систем детектора разрабатывался людьми, непосредственно создававшими эту систему. Окончательный выпуск рабочей версии программы осуществляется одним "администратором". При этом "администратор" индивидуально работает с каждым из разработчиков подсистем, добиваясь необходимой согласованности работы программы.

Появление в 1998 году 4-х Pentium-II/300 станций с большим дисковым пространством позволил кардинально изменить процесс обработки данных. При наличии кластера из 4-х Pentium-II/300 с одновременным доступом (по NFS) к дисковым нако-

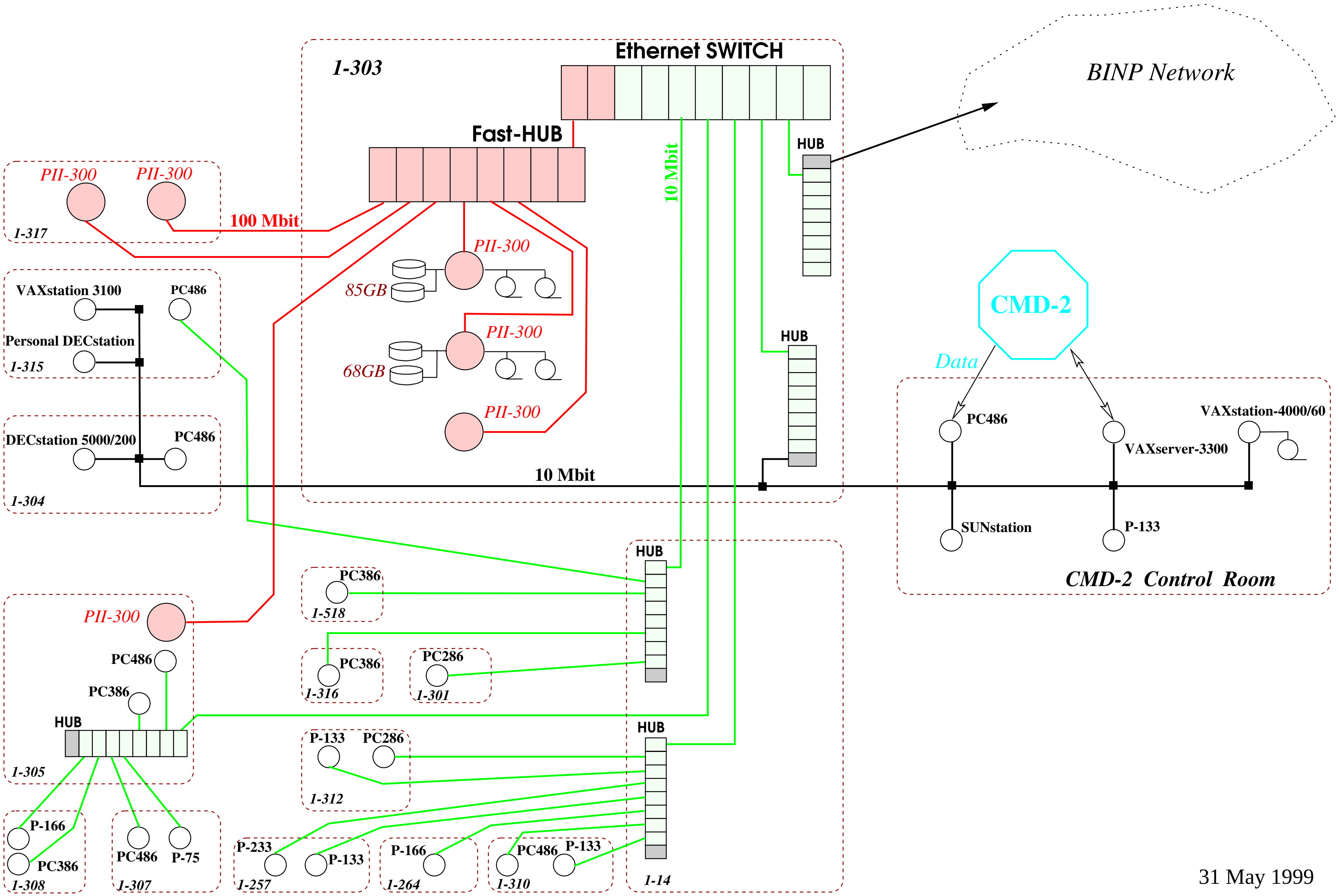

Рис. 1.7: Компьютеры в системе обработки данных с детектора КМД-2.

пителям появилась возможность вести обработку на всех 4 процессорах, каждый из которых выполняет одну и ту же программу и 100% своего времени занят только этим. Каждый из процессоров обрабатывает один заход и по мере появления данных, они переписываются на вторичную ленту. Скорость работы программы "cmd2off" составляет около 100 Гц на один процессор, что позволило достичь скорости обработки до 0.5-0.6 пб$^{-1}$ в сутки, что заметно превышает "рекордную" скорость набора информации 1 пб$^{-1}$ в неделю. Так 6-ти месячный "рекордный" заход с набором 12 пб$^{-1}$ интегральной светимости в районе ϕ-мезонного резонанса был отработан за 3 недели.

Наличие большого дискового пространства позволил также изменить порядок доступа ко вторичной информации. Раньше для анализа вторичной информации, отбора определенного класса событий, построения гистограмм требовалось "прокрутить" все вторичные ленты, что занимало значительное время. В настоящее время производится предварительный довольно "мягкий" отбор информации по заранее оговоренным критериям, которые задают физики, занимающиеся анализом определенного класса событий. Достаточно большой набор таких критериев включен на "ИЛИ" и позволяет из всего набора "перекачаных" событий отобрать около 10% для текущего анализа. Этот объем информации уже возможно в сжатом виде и в "сыром" формате держать на жестких дисках и для анализа не требуется "прокручивать" все вторичные ленты. Это заметно упростило работу физиков по анализу данных, так как для анализа необходимо "прокручивать" данные несколько раз для отработки окончательных условий отбора и проверок эффективности этого отбора. И только по окончании этой работы может возникнуть необходимость с этими условиями прокрутить "отброшенную" информацию (и только ее, что значительно ускоряет процедуру, так как это в основном "пустые" события) для проверки эффективности начального, грубого отбора. Вновь найденные события добавляются на диск.

Наличие информации на диске в "сыром" формате позволяет также подключать в цепочку для получения гистограмм последнюю версию программы "cmd2off", а не ждать обработки всего объема событий. Это позволяет, среди прочего, оперативно контролировать эффективность реконструкции событий при очередном изменении версии программы "cmd2off".

1.9 Набор данных с детектором КМД-2

Как уже отмечалось во введении, детектор КМД-2 начал набор данных в 1992 году. Первые эксперименты со сравнительно небольшой интегральной светимостью во многом проводились с целью изучения свойств детектора, отладки его систем, разработки программ реконструкции событий.

В последующем, программа работы детектора включала сканирование всей области энергий, доступной накопителю ВЭПП-2М. На рис. 1.8 приведен график набора интеграла светимости по годам работы детектора с указанием интервалов энергий. Полная накопленная информация за время работы детектора с 1992 года составляет около 1000 Гбайт на EXABYTE кассетах с "сырой" информацией. Во всем диапазоне энергий накопителя набрано около 25 пб$^{-1}$ интегральной светимости и записано около 10^9 событий.

ϕ мезонный резонанс является одним из основных объектов изучения с детектором КМД-2. Этот резонанс был достаточно хорошо изучен в своих основных модах предыдущими поколениями детекторов и представлялся хорошим об"ектом для отладки накопителя и детектора.

По сравнительно небольшой интегральной светимости в 290 нб$^{-1}$ набранный в 1992 году в области ϕ мезона были, в основном, отлажены процедуры калибровки детектора, отлажены программы реконструкции треков в ДК и кластеров в калориметре. Разработан метод калибровки энергии пучков в накопителе по измеренным детектором импульсам заряженных каонов [8]. Анализ был доведен до конца и опубликован [7]. В этой работе были продемонстрированы возможности детектора прекрасно выделять все четыре основных моды распада ϕ мезона на K^+K^-, K_SK_L, $\pi^+\pi^-\pi^0$ и $\eta\gamma$. При этом впервые относительные вероятности распада ϕ мезона на эти основные четыре моды были измерены в одном эксперименте с точностью сравнимой со среднемировой. Эти результаты включены в таблицы свойств элементарных частиц [72]. Кривые возбуждения ϕ резонанса в четырех основных модах, полученные из анализа данных 1992 года, показаны на рис. 1.9.

Процесс $\phi \to K_SK_L$ с распадом K_S на пару заряженных пионов выделяется с использованием информации с дрейфовой камеры практически без примеси фона от других процессов. Эта реакция использовалась для оценки полного числа распадов ϕ мезона,

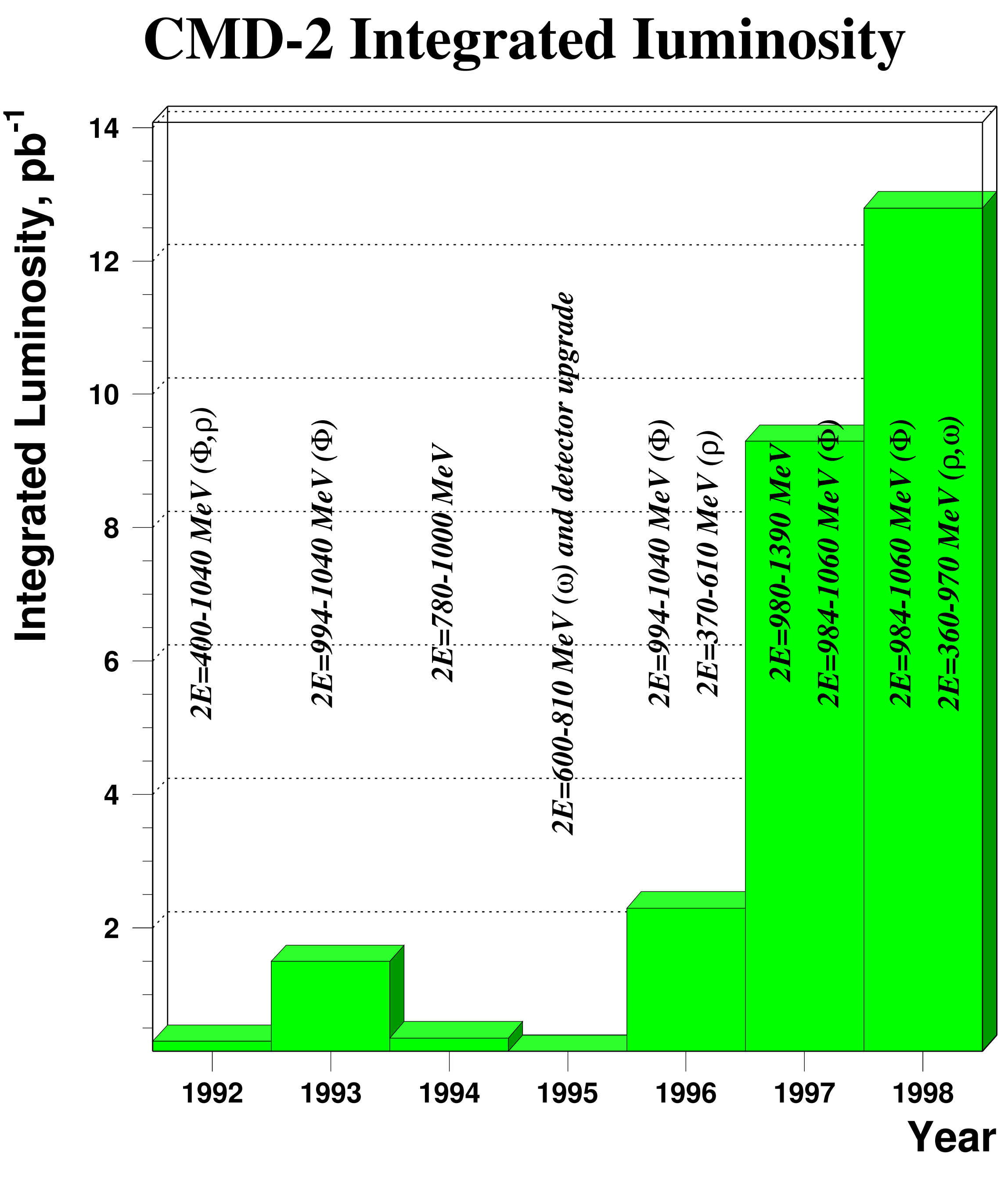

Рис. 1.8: График набора светимости детектором КМД-2 по годам с указаниями интервалов энергий экспериментов .

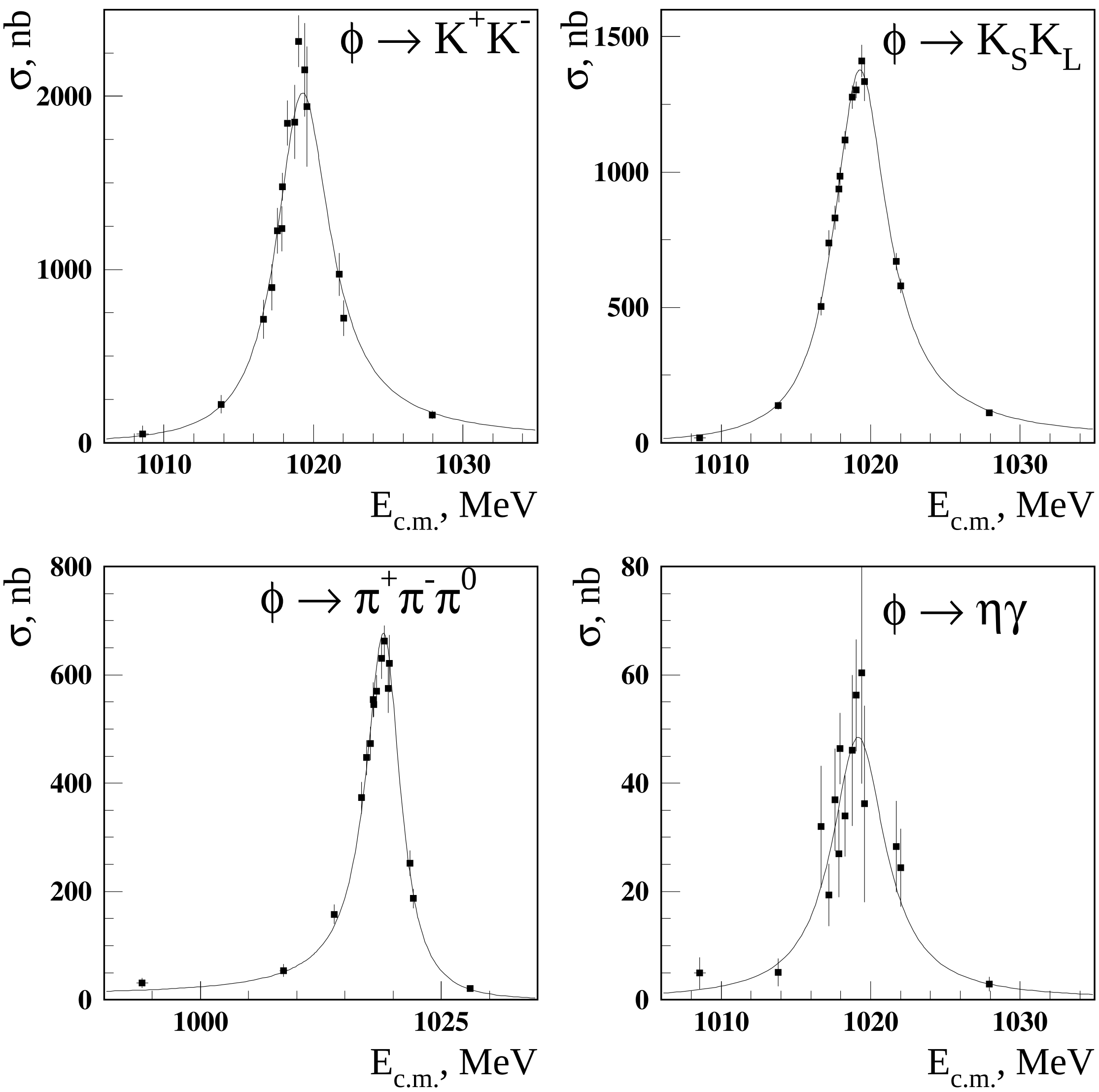

Рис. 1.9: Кривые возбуждения ϕ резонанса в четырех основных модах распада.

зарегистрированных детектором.

В Таблице 1.1 приведены данные о наборе статистики в области ϕ резонанса начиная с 1993 года. К настоящему времени детектором КМД-2 в области ϕ резонанса записаны данные с интегральной светимостью 14.3 pb^{-1} (21 миллион ϕ мезонов произведено в e^+e^- столкновениях), что при наличии универсального детектора позволяет изучать редкие моды распада на уровне $10^{-4}-10^{-5}$ – на два порядка ниже, чем с предыдущим поколением детекторов. Огромное количество записанных событий с основны-

Таблица 1.1: Число каонных пар, соответствующее число ϕ-мезонов и интеграл светимости набраные КМД-2 начиная с 1993 года.

Год		Число каонов $N_{K_SK_L}$	Число ϕ-мезонов $N_\phi, 10^6$	Интеграл светимости,пб$^{-1}$
1993		157362± 411	1.87 ± 0.04	1.31
1994		26464± 166	0.51 ± 0.01	0.18
1996	2-сканирование	66582± 274	0.69 ± 0.02	0.46
	3-сканирование	115164±403	1.21 ± 0.03	0.76
	4-сканирование	88559±339	0.95 ± 0.02	0.55
	Всего за 1996 г:	270305± 595	2.85 ± 0.07	1.77
1998	2-сканирование	411816±691	4.46 ± 0.11	3.20
	3-сканирование	476579± 742	5.34 ± 0.13	3.89
	4-сканирование	521605± 748	5.88 ± 0.14	3.95
	Всего за 1998 г:	$(1.410 \pm 0.001) \cdot 10^6$	15.68 ± 0.38	11.04
Всего за 1993 – 1998 гг:		$(1.864 \pm 0.001) \cdot 10^6$	21.01 ± 0.39	14.3

ми модами распада позволяют провести прецизионные измерения параметров самого ϕ резонанса [8], что представляется важным также для постоянного моноторинга за состоянием систем детектора и повышает уверенность в полученных результатах.

Глава 2

Изучение распадов $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma$

2.1 Общие замечания

Основная трудность при поиске распада $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma$ состоит в наличии намного более интенсивного радиационного процесса тормозного излучения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$, где фотон излучается начальными электронами или конечными пионами. Если радиационный распад ϕ мезона идет через $f_0(980)$ промежуточное состояние, то сигнал от $f_0(980)\gamma$ может наблюдаться как интерференционная структура в спектре фотонов доминирующего процесса тормозного излучения в области энергий $E_\gamma = (m_\phi^2 - m_{f_0}^2)/m_\phi \approx$ 40 MeV и зависит от f_0 массы (980±10 MeV) и ширины (40-100 MeV) [72]. Регистрация низкоэнергичных фотонов также представляет известные трудности.

Вычисления дифференциального сечения процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ с учетом влияния ϕ резонанса проведено в работах [22–24]. В этих вычислениях сечение процесса рассматривалось как сумма амплитуд процессов тормозного излучения начальными электронами, конечными пионами и сигнала от ϕ резонанса:

$$\frac{d\sigma(s,E_\gamma)}{dE_\gamma} \approx |A_{br}^{in}(s,E_\gamma)|^2 + |A_{br}^{f}(s,E_\gamma) + A_\phi(s,E_\gamma) \pm e^{i\Psi} \cdot A_{f_0}(s,E_\gamma)|^2.$$

Доминирующий процесс тормозного излучения начальными электронами и конечными пионами представлен амплитудами $A_{br}^{in}(s,E_\gamma)$ и $A_{br}^{f}(s,E_\gamma)$ соответственно.

Амплитуда $A_\phi(s,E_\gamma)$ представляет влияние ϕ резонанса на фотонный пропагатор (поляризация вакуума) и ее величина зависит от электронной ширины ϕ резонанса.

Амплитуда $A_{f_0}(s,E_\gamma)$ описывает распад ϕ мезона по каналу $f_0\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma$. В расчетах использовалась модель [19], в которой f_0 рассматривался как двух- или четырех-кварковое состояние, или как $K\bar{K}$ молекула в зависимости от величины констант связи с каонами и пионами: $g^2_{K\bar{K}}/4\pi$, $g^2_{\pi\pi}/4\pi$. Сложение амплитуд учитывает интерференцию сигнала от ϕ мезона с амплитудой процесса тормозного излучения конечными пионами $A^f_{br}(s, E_\gamma)$. Процесс тормозного излучения начальными электронами имеет другую C четность и не интерферирует с распадами ϕ мезона.

В рассчетах оценивается взаимодействие заряженных пионов в конечном состоянии [24], которое на 15-20% меняет величину относительной вероятности распада (влияние σ резонанса). Этот сравнительно небольшой вклад может быть учтен как дополнительный сдвиг относительной фазы Ψ между амплитудами процессов распада ϕ и тормозным излучением.

Надо также отметить, что все амплитуды имеют различные зависимости от углов вылета и энергий фотона и при интегрировании по разным областям энергий и углов вылета фотона, поведение сечения от s может быть различным. Так амплитуда процесса тормозного излучения начальными частицами $A^{in}_{br}(s, E_\gamma)$ расходится при малых углах вылета фотона с осью пучков. В спектре фотонов при этом доминирует процесс $e^+e^- \to \rho\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma$ - так называемый "сброс на резонанс" с фотонами с энергиями около 200 МэВ. Этот процесс представляет основной фон при поиске распадов ϕ мезона, и для подавления его вклада в наблюдаемое сечение требуется отбор фотонов с большими углами вылета относительно оси пучков.

Большое значение имеет знак при сложении амплитуд процессов $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ и $\phi \to f_0(980)\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma$ (в добавление к сдвигу фазы при взаимодействии в конечном состоянии), который не известен заранее и может дать как конструктивную интерференцию, усиливающую видимый сигнал, так и деструктивную.

Влияние знака при сложении амплитуд на сигнал интерференции этих двух процессов проиллюстрировано на рис. 2.1, где представлены спектры энергий фотона, рассчитанные по формулам работы [22] . Константы связи в модели варьировались так, чтобы видимая ширина $f_0(980)$ мезона была фиксирована около значений 40, 70 и 100 МэВ [72], а относительная вероятность распада составляла $1,\ 3,\ 5 \times 10^{-4}$. Масса $f_0(980)$ была принята равной 980 MeV.

Первый столбец спектров представляет сигнал от распада $\phi \to f_0(980)\gamma$ без интерференции с процессом тормозного излучения, в то время как второй и третий предста-

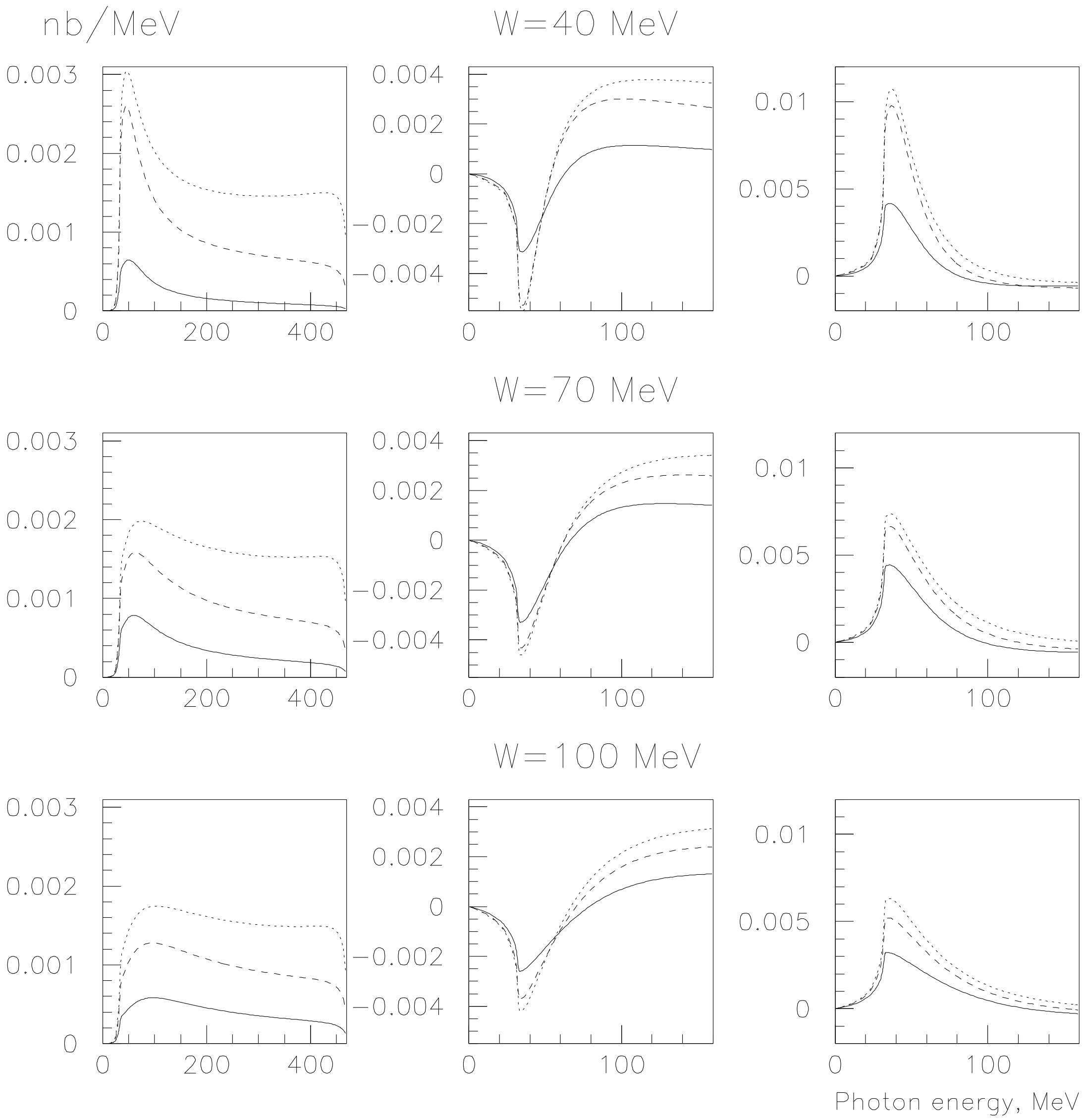

Рис. 2.1: Сигнал от $\phi \to f_0(980)\gamma$ распада в спектрах фотона в случае четырех-кварковой модели для $f_0(980)$ с шириной 40, 70 и 100 MeV и трех значений вероятности распада - 1, 3, 5×10^{-4} (сплошная линия, черточки и пунктир соответственно). Первый столбец - только f_0 сигнал , второй и третий - сумма f_0 сигнала и интерференции f_0 с радиационным процессом $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ с положительной и отрицательной относительной фазой. Главный вклад от $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ не показан.

вляют собой сумму $f_0(980)$ сигнала и интерференционного члена от произведения амплитуд $f_0(980)$ сигнала и радиационного процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ для положительной и отрицательной относительной фазы. Главный вклад от процессов тормозного излучения начальными и конечными частицами не показан. Он составляет 0.03 nb/MeV для фотонов с энергией 20 MeV и уменьшающийся до 0.015 nb/МэВ для фотонов с энергией 160 МэВ.

Как можно видеть, кроме относительно небольшой величины интерференционного сигнала по сравнению с основным фоновым процессом (пиковое значение составляет от 10% до 30%), отрицательная относительная фаза дополнительно подавляют видимый сигнал. Так в случае деструктивной интерференции (третий столбец) видимый сигнал остается только в узкой области от 20 до 80 МэВ, заметно уменьшая полную видимую относительную вероятность распада (площадь под кривой).

Нужно заметить, что спектры фотонов в первом столбце соответствуют (увеличенному в два раза) сигналу от процесса $\phi \to f_0(980)\gamma \to \pi^0\pi^0\gamma$, который не имеет фона от процесса тормозного излучения. Как будет показано ниже, именно эта мода дает наиболее достоверные данные, хотя без наблюдения сигнала в заряженной моде картина будет неполной.

Сигнал от процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma$ должен наблюдаться как интерферецinformационная структура в энергетической зависимости сечения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ [22] при интегрировании спектра фотонов в определенном интервале. Эта возможность изучалась в экспериментах с КМД-2.

Первые результаты по изучению процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$, полученные на основе данных 1993 года с интегральной светимостью 1.5 пб$^{-1}$ (2.0 миллиона распадов ϕ мезонов), опубликованы в работе [29]. Сигнал от распада $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma$ выделить не удалось. Полученные верхние пределы были лучшими на тот момент. Суммарные данные 1993 и 1996 годов с интегральной светимостью 3.4 пб$^{-1}$ (5.9 миллионов распадов ϕ мезонов), позволили впервые наблюдать сигнал от процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma$ как в спектре фотонов, так и в зависимости сечения от энергии [8,33].

Анализ событий с пятью фотонами, записанных в 1996 году, позволил выделить сигнал $\phi \to \pi^0\pi^0\gamma$ [33], ранее наблюдавшийся детектором СНД [32].

В данной работе приведен анализ всех полученных данных с детектором КМД-2. Результаты изучения процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma$ приводятся для двух наборов данных: заходы 1993-1996 годов (результаты опубликованы в [8,33]) с интегральной светимостью 3.4 пб$^{-1}$ и заходы 1997-1998 с интегральной светимостью 9.8 пб$^{-1}$, соответствующие 13.8 миллионам распадов ϕ мезона. Такое сравнение позволяет оценить систематические ошибки, связанные со старением детектора, усовершенствованием программ обработки, изменением подхода к выделению событий и др.

Использовались заходы, в которых были доступны данные с внутренней мюонной системы (около 95% всех записанных данных).

Для анализа процесса $\phi \to \pi^0\pi^0\gamma$ использовались данные заходов 1996-1997-1998 годов, в которых информация с торцевого BGO калориметра была доступна. Проанализирован несколько меньший интеграл светимости 12.8 пб$^{-1}$, соответствующий 18.8 миллионам распадов ϕ мезонов.

Результаты анализа всех данных опубликованы в работах [35,36].

2.2 Отбор кандидатов на $\pi^+\pi^-\gamma$ события

Кандидаты отбирались в соответствии с требованием, что только два заряженных трека, соответствующих минимально ионизирующим частицам, найдены в ДК и один или два фотона с энергией больше 20 МэВ зарегистрированы в CsI калориметре. Использовались следующие критерии отбора:

1. Средний импульс двух заряженных треков должен быть больше чем 240 МэВ/с для удаления фона от $K_S \to \pi^+\pi^-$ распадов;

2. Радиальное расстояние самого близкого трека от области взаимодействия было меньше чем 0.3 cm;

3. Z-координата вершины была в пределах 10 cm от центра детектора, что подавляет фон от космических частиц примерно в два раза;

4. Заряженные треки должны иметь полярный угол между 1.05 и 2.1 радианами так, чтобы они попадали во внутреннюю мюонную систему;

5. Сумма энергий двух кластеров в CsI калориметре, связанных с двумя заряженными треками должна быть меньше чем 450 МэВ. Этот отбор удаляет Bhabha события;

6. Обнаруженные фотоны должны иметь полярный угол между 0.85 и 2.25 радианами так, чтобы они регистрировались в "хорошей" области CsI калориметра. Этот отбор подавляет фон от процесса тормозного излучения начальными частицами;

7. События с инвариантной массой двух фотонов близкой к массе π^0 удалялись условием $|m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}| > 40MeV$.

Основной фон для $\pi^+\pi^-\gamma$ конечного состояния после приведенных отборов составляют: a) Радиационный процесс $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\gamma$, b) распад $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в случае, когда один из фотонов из π^0 не попадает в детектор, и c) коллинеарные события $e^+e^- \to \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-$, с фоновым кластером в калориметре от вторичных распадов и взаимодействий мюонов или пионов с материалом детектора.

2.3 Выделение мюонов

Для отделения мюонов от пионов использовалась внутренняя мюонная система. При изучаемых энергиях и отборах, приведенных выше, практически все мюоны должны достигать внутренней мюонной системы. Требование сигнала во внутренней мюонной системе на продолжении обоих заряженных треков в ДК, выделяет мюонные события, вместе с некоторым количеством пионов, которые не провзаимодействовали в калориметре и так же достигли мюонной системы.

Разделение пионных и мюонных событий в калориметре иллюстрируется на Рис. 2.2, где энерговыделение одного заряженного трека от другого приведены для событий с одним или без сигналов в мюонной системе (a) и для событий, где оба трека имеют сигналы в мюонной системе(b). Энерговыделения отнормированы на угол падения. Пионы имеют ядерные взаимодействия и в некоторых случаях выделяют большое количество энергии, в то время как мюоны обычно имеют только dE/dx потери, составляющие около 90 МэВ.

Чтобы более чисто отобрать мюонные событий, в дополнение к информации из мюонной системы требовались, чтобы оба трека имели энерговыделения в калориметре в диапазоне 60-150 МэВ. Все остальные события рассматривалось как кандидаты на события с пионами.

В таком "грубом" отборе кандидаты в пионы $N_{\pi\pi\gamma}$ содержат сравнительно небольшую примесь мюонов из-за неэффективности мюонной системы и распадов мюонов на

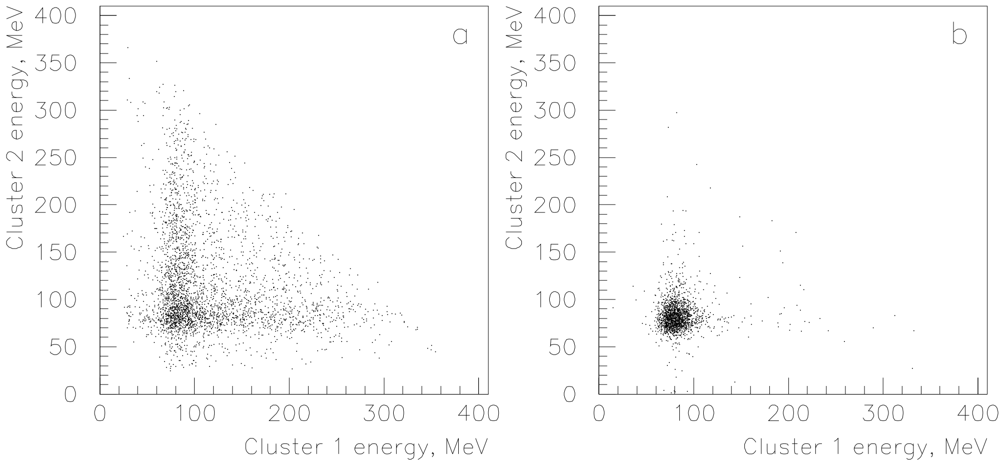

Рис. 2.2: Отклик калориметра для событий с 1 или 0 отметками в мюонной системе (a) и для событий с 2-мя отметками в мюонной системе(b).

лету, в то время как пионы имеют заметную вероятность попасть в мюонную выборку $N_{\mu\mu\gamma}$, если проходят через калориметр без взаимодействий. Выделенные таким образом события связаны с истинным числом пионных и мюонных событий через простые соотношения:

$$N_{\pi\pi\gamma} = (1-\epsilon_\mu)\cdot N^0_{\mu\mu\gamma} + (1-\epsilon_\pi)\cdot N^0_{\pi\pi\gamma},$$
$$N_{\mu\mu\gamma} = \epsilon_\mu \cdot N^0_{\mu\mu\gamma} + \epsilon_\pi \cdot N^0_{\pi\pi\gamma},$$

где ϵ_μ и ϵ_π эффективность мюонной системы и вероятность для пионного события быть отобранным как мюоны.

Для измерения эффективности и контроля стабильности мюонной системы, а так же для определения вероятности пионам попасть в мюонную выборку, использовались коллинеарные события из процессов $e^+e^- \to \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-$, на два порядка более интенсивные, чем с излучением фотона. Использовались следующие критерии отбора коллинеарных событий:

1. Средний импульс двух заряженных треков должен быть больше чем $E_{beam} - 100$ МэВ/c для удаления фона от $K_S \to \pi^+\pi^-$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ распадов;

2. Угол расколлинеарности в азимутальной плоскости $|\Delta\varphi| < 0.05$ радиана, а угол расколлинеарности полярных углов $|\Delta\theta| < 0.2$ радиана (см. рис. 1.2)

3. Z-координата вершины была в пределах 10 cm от центра детектора, что подавляет фон от космических частиц примерно в два раза;

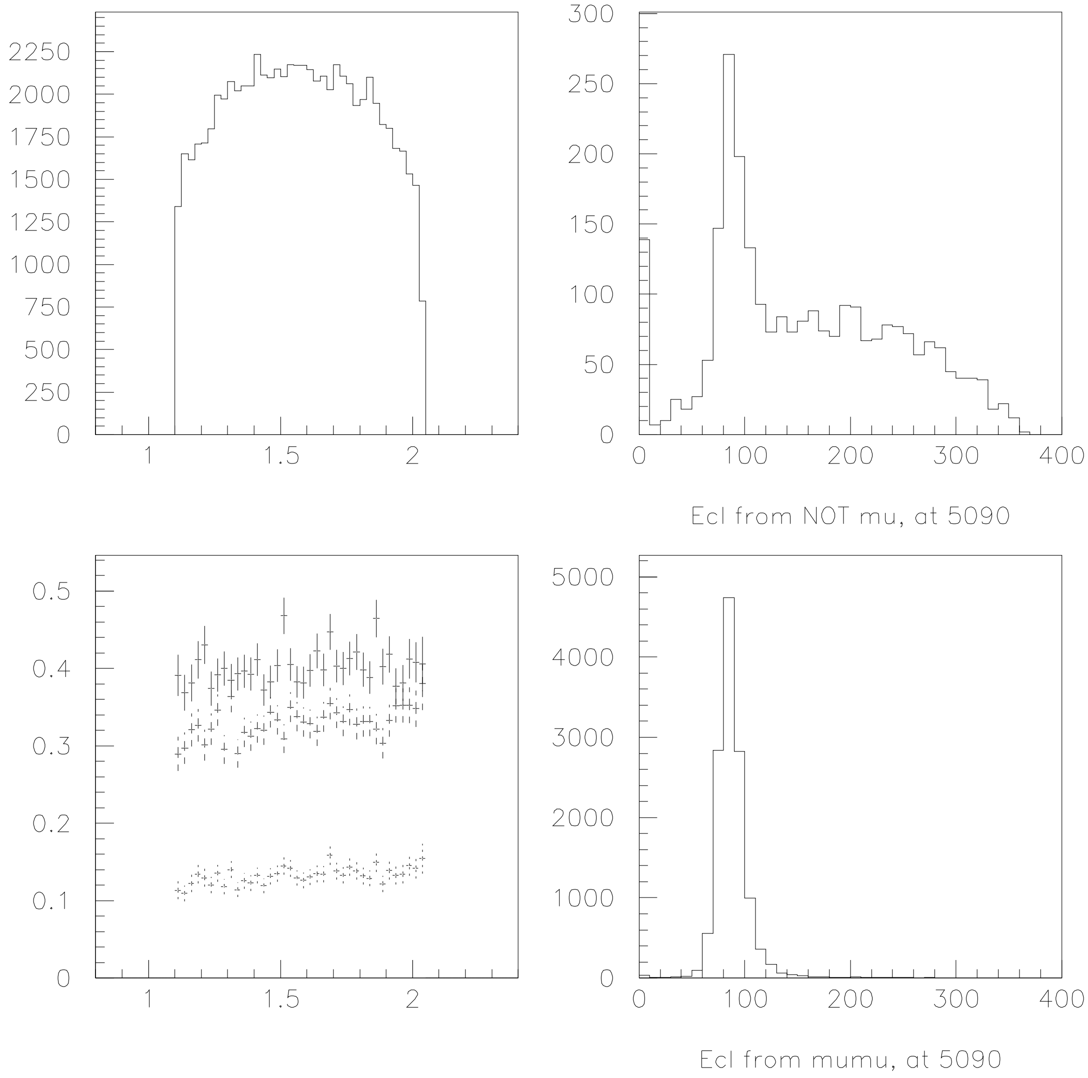

Рис. 2.3: a. Угловое распределение коллинеарных пионов; b. Отклик калориметра для пионов без отметки в мюонной системе; c. Вероятность пиону быть отобранным как мюон в зависимости от полярного угла и знака заряда; d. Отклик калориметра для пионов с отметкой в мюонной системе.

4. Радиальное расстояние самого близкого трека от области взаимодействия должно быть меньше чем 0.15 cm. События в интервале 0.15-0.3 см использовались для вычитания оставшегося фона от космических частиц;

5. Заряженные треки должны иметь полярный угол между 1.1 и π-1.1 радианами так, чтобы они попадали во внутреннюю мюонную систему;

6. Сумма энергий двух кластеров в CsI калориметре, связанных с двумя заряженными треками должна быть меньше чем 450 МэВ. Этот отбор удаляет Bhabha события(см. рис. 1.3);

Распределение по полярному углу для коллинеарных событий, кандидатов в пионы приведено на рис. 2.3a.

Вероятности одному пиону выглядеть как мюон определялась как отношение числа событий в пионной выборке, у которых один из треков имеет сигнал в мюонной системе и энерговыделение в интервале 60-130 МэВ, к полному числу треков в выборке. Это отношение для положительных и отрицательных частиц приведено на рис. 2.3c в зависимости от полярного угла и составило 0.32 для отрицательных пионов и 0.40 для положительных. Произведение этих вероятностей 0.13 дает оценку примеси пионных событий в мюонной выборке ϵ_{π}.

Для определения эффективности мюонной системы строилось распределение отклика калориметра (рис. 2.3b) на треки из пионной выборки, которые не имеют сигнала в мюонной системе. Видно, что наряду с широким распределением от ядерных взаимодействий пионов (иногда с нулевым энерговыделением), есть треки прошедшие калориметр без взаимодействий (пик с энерговыделением 90 МэВ), но не имеющие сигнала в мюонной системе. Это происходит, в основном, из-за неэффективности мюонной системы, т.к. треки имеющие сигнал в мюонной системе (рис. 2.3d) практически все имеют энерговыделение в районе 90 МэВ.

Неэффективность мюонной системы определялась как отношение числа треков из пионной выборки, не имеющими сигнала в мюонной системе но попавшими в пик в районе 90 МэВ (фон от событий с ядерными взаимодействиями вычитался), к полному числу треков в мюонной выборке. На рис. 2.4a приведена эффективность мюонной системы для точек по энергии для одного из сканирований области ϕ резонанса. Эффективность мюонной системы слегка менялась от захода к заходу и средняя эффективность по всем экспериментальным заходам составляет 96.2±0.3%. На рис. 2.4b приведена эффективность реконструкции двух треков, определенная по событиям Bhabha рассеяния по методике, описанной в [8]. Средняя эффективность составляет около 98%. И наконец, на рис. 2.4c приведена вероятность пионам попасть в мюонную выборку, определенная по методике, изложенной выше. Как и предполагалось, эта эффективность определяется толщиной вещества и не зависит от детектирующих элементов. Используя полученные вероятности, число событий в мюонной выборке корректиро-

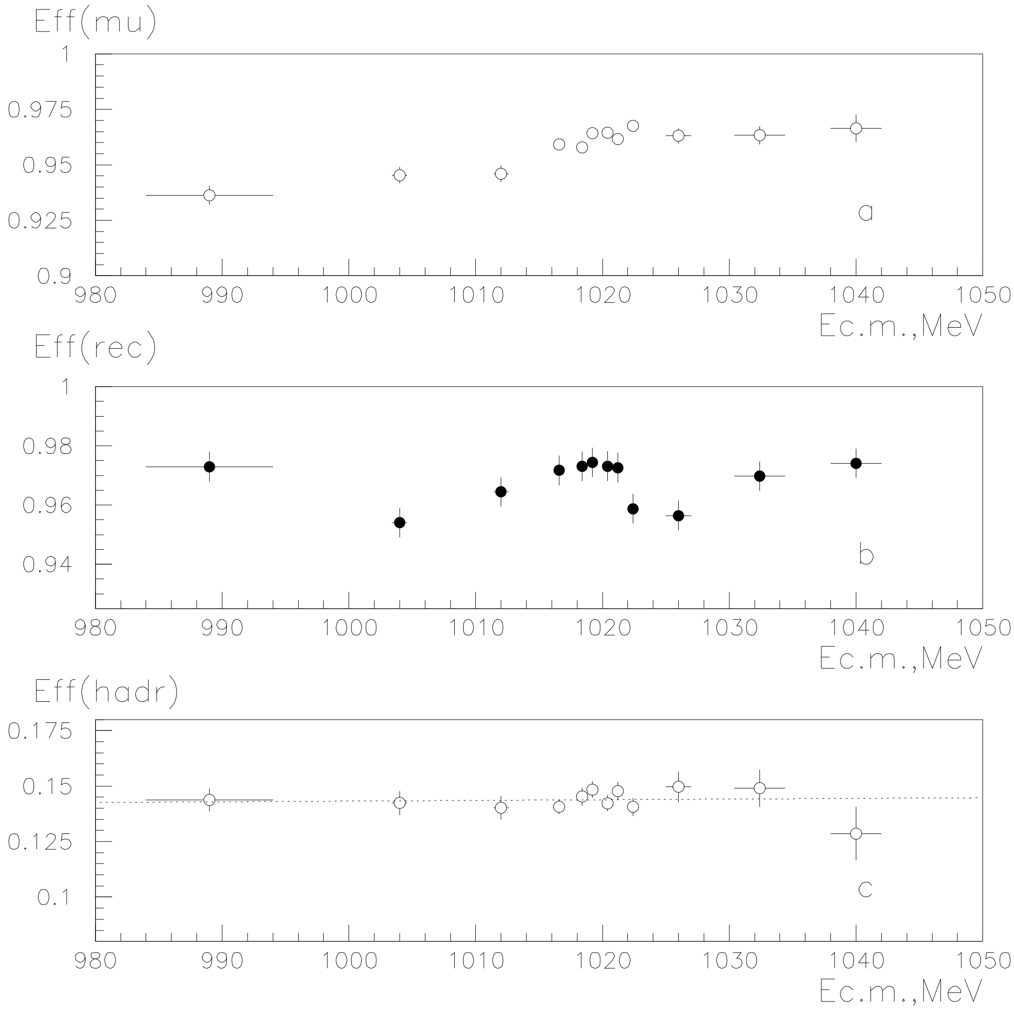

Рис. 2.4: a. Эффективность мюонной системы для разных точек по энергии; b. Эффективность реконструкции 2-х треков в ДК для разных точек по энергии; c. Вероятность пиону попасть в мюонную выборку.

валось на примесь пионов, а из пионной выборки вычиталось число событий соответствующее неэффективности мюонной системы, согласно соотношениям, приведенным выше. Для получения полного числа событий учитывалась эффективность реконструкции в ДК. Систематическая ошибка в определении эффективностей оценивается в 3-5% и приводит к коррелированой неопределенности в числе пионов и мюонов.

Как показывает моделирование, для процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ вероятность попасть в выборку с кандидатами на события $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\gamma$ зависит от энергии фотона. Для энергий фотонов меньше 150 МэВ она совпадает с приведенной на рис. 2.4c, а при больших энергиях линейно падает до 5% для E_γ=350 МэВ. Эта зависимость приведена на рис.2.5.

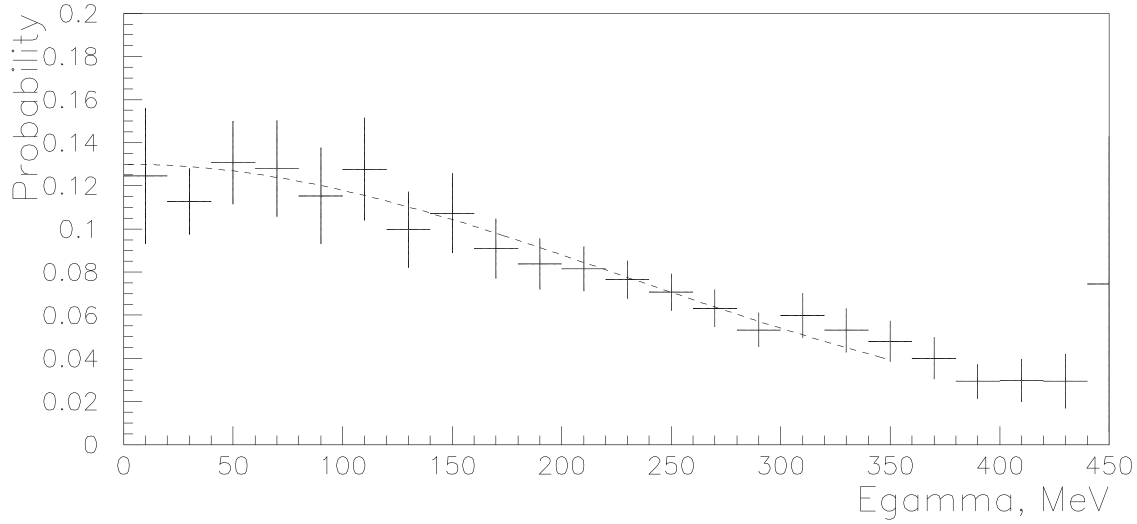

Рис. 2.5: Вероятность пионному событию из процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ попасть в мюонную выборку в зависимости от энергии фотона.

2.4 Процессы $\phi \to \mu^+\mu^-$, $\phi \to \pi^+\pi^-$

Процессы рождения мюонных и пионных пар (без излучения фотонов) являются хорошим тестом вышеприведенной процедуры разделения. Почти на два порядка большее сечение позволяет проверить систематические ошибки разделения и нормировки на светимость в зависимости от начальной энергии. Эти зависимости должны быть "гладкими".

Использовалась процедура разделения пионов и мюонов, описанная в предыдущем разделе. Отношение числа мюонных и пионных пар к интегральной светимости (видимое сечение) приведено на рис. 2.6a,b. Сигнал от распада $\phi \to \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-$ ясно виден, также как и различная энергетическая зависимость рождения пар пионов и мюонов, вызванная формфактором пиона. Необходимо отметить, что излучение фотонов начальными и конечными частицами (радиационные поправки), а также разброс энергий в пучке, который составляет приблизительно 180 кэВ, смазывают интерференционную картину, При этом наблюдаются только около 82% от амплитуды сигнала. Сечения, приведенные на рис. 2.6a,b учитывают радиационные поправки согласно расчетам работы [74].

Чтобы получать относительные вероятности распадов $\phi \to \pi^+\pi^-$ и $\phi \to \mu^+\mu^-$, полученные видимые сечения были аппроксимированы функциями $\sigma_0(s) = \sigma_0(m_\phi/\sqrt{s})^2$ для мюонов и $\sigma_0(s) = \sigma_0 \cdot (m_\phi/\sqrt{s})^k$ для пионов, умноженных на дополнительный множитель, описывающий вакуумную поляризацию ϕ резонансом [74]:

$\sigma(s) = \sigma_0(s) \cdot \frac{1}{|1-\prod -0.013|^2}$, где

$\prod = Z \cdot \frac{\Gamma_\phi \cdot s}{m_\phi \cdot \Delta_\phi}$, Z комплексная величина.

В случае узкого резонанса $\Delta_\phi = s - m_\phi^2 - i\Gamma_\phi\sqrt{s}$. Параметр Z связан с величиной относительной вероятности распада как:

$|Z| = \sqrt{\frac{36 \cdot B_{ee} \cdot B_{\pi\pi}}{\alpha^2 \cdot \beta_\pi^3 |F_\pi|^2}}$ для пионов,

$|Z| = \sqrt{\frac{9 \cdot B_{ee} \cdot B_{\mu\mu}}{\alpha^2 \cdot \beta_\mu \cdot (1+(1-\beta_\mu^2)/2)}}$ для мюонов.

Здесь $s = 4E_{beam}^2$, Γ_ϕ и m_ϕ параметры ϕ мезона, $B_{\pi\pi}$, $B_{\mu\mu}$, B_{ee} - относительные вероятности распада ϕ мезона. Величина пионного формфактора при этом была взята $|F_\pi(s = m_\phi^2)|^2$=2.58 и получена из анализа сечения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ в широкой области [8]. Величина 0.013 учитывает влияние других резонансов и поляризацию вакуума лептонами.

Следующие результаты, с учетом радиационных поправок и разброса энергий в пучке, были получены при аппроксимации:

$\sigma_0(m_\phi^2) = 30.09 \pm 0.23$ nb,

k = 2 (фиксировано),

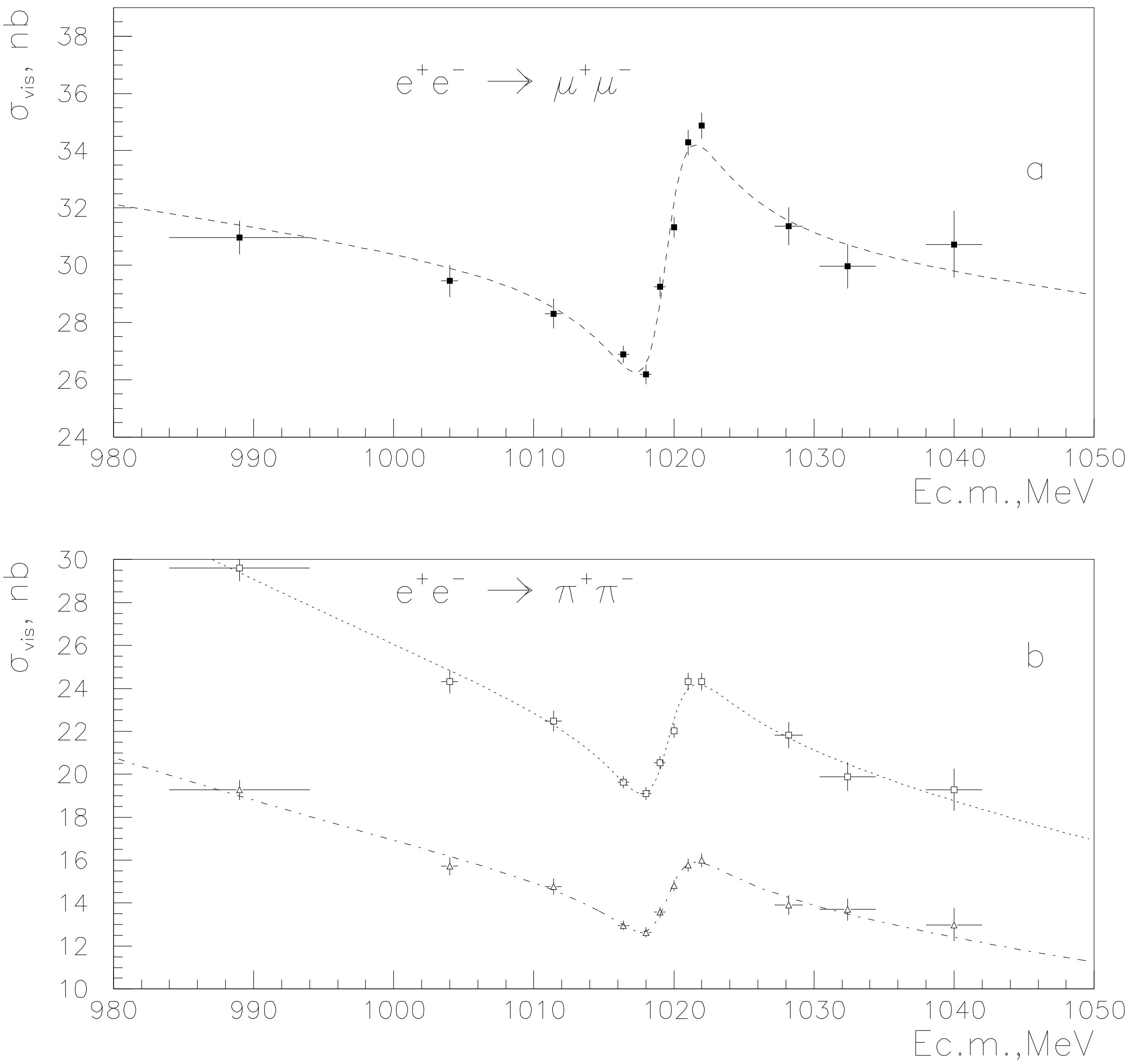

Рис. 2.6: а. Видимое сечение для $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$. Кривая - аппроксимация с сигналом от ϕ мезона. b. Видимое сечение для $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ для двух различных отборов.

$Re(Z) = 0.134 \pm 0.006 \pm 0.007$,

$Im(Z) = -0.007 \pm 0.006 \pm 0.007$ для мюонов.

$\sigma_0(m_\phi^2) = 21.49 \pm 0.24$ nb,

k = 9.89±0.65,

$Re(Z) = 0.137 \pm 0.008 \pm 0.010$,

$Im(Z) = 0.017 \pm 0.008 \pm 0.008$ для пионов.

Полученное нерезонансное сечение $\sigma_0(m_\phi)$ для мюонов следует сравнить с расчетным Борновским сечением $\sigma_0^{th}(m_\phi)$=30.83 нб, что выше экспериментального на 2.4% и вполне об'ясняется систематическими ошибками в π-μ разделении и в определении светимости. Это отличие заметно больше для пионов, для которых вычисления дают $\sigma_0^{th}(m_\phi)$=31.22 нб, что об'ясняется потерями пионов при отборе по энерговыделению в калориметре. Эта неэффективность для коллинеарных событий не определялась. Заметим, что величина сечения не должна влиять на амплитуду интерференционной волны.

Нужно заметить, что Im(Z) для пионов отлична от нуля. Следующие значения относительных вероятностей распада были получены:

$\sqrt{Br(\phi \to \mu^+\mu^-) \cdot Br(\phi \to e^+e^-)} = (3.26 \pm 0.14 \pm 0.17) \times 10^{-4}$,

$\sqrt{Br(\phi \to \pi^+\pi^-) \cdot Br(\phi \to e^+e^-)} = (2.56 \pm 0.15 \pm 0.17) \times 10^{-4}$,

$Br(\phi \to \mu^+\mu^-) = (3.54 \pm 0.32 \pm 0.37) \times 10^{-4}$,

$Br(\phi \to \pi^+\pi^-) = (2.20 \pm 0.25 \pm 0.30) \times 10^{-4}$.

Для последних двух значений величина Br($\phi \to e^+e^-$) = $(2.99 \pm 0.08) \times 10^{-4}$ взята из таблиц [72]. Первая ошибка связана со статистической неопределенностью. Систематические погрешности связаны с неопределенностью в определение энергии пучка, неопределенностью в определении интеграла светимости и с неопределенностью в разделении пионов и мюонов.

Используемая процедура, когда число событий, отобраных как пионы, подправляются на примесь мюонов, может приводить к систематической ошибке в величине Z, если эффективность мюонной системы по каким-то причинам определена неправильно. Используя тот факт, что мюоны с очень высокой степенью вероятности проходят через калориметр без взаимодействмя, можно удалить мюоны из полного числа мезонных коллинеарных событий требованием, чтобы энерговыделение заряженного трека, с учетом угла входа, было вне пределов, определяемых условием $50 < E_{cl} \cdot sin(\theta) < 150$

МэВ. В оставшихся событиях по крайней мере один из треков провзаимодействовал в калориметре и является пионом. Не накладывается никаких условий на срабатывание мюонной системы. Зависимость сечения от энергии для таких событий приведена на рис. 2.6b нижними точками. Хотя количество пионных событий при таком отборе уменьшается, величина Z не должна зависить от отборов, что подтверждается аппроксимацией:

$\sigma_0(m_\phi^2) = 14.08 \pm 0.18$ nb,

k = 9.39±0.79,

$Re(Z) = 0.132 \pm 0.009$,

$Im(Z) = 0.011 \pm 0.010$.

Отклонения находятся в пределах заявленных систематических ошибок.

Полученные значения $Re(Z)$ для мюонов и пионов согласуются в пределах ошибок, что означает, что влияние ϕ резонанса на фотонный пропагатор доминирует и для двухпионного конечного состояния. Значение $Im(Z)$ для мюонов согласуется с нулем, в то время как для пионов наблюдается небольшое отличие от нуля в пределах двух стандартных отклонений. Наблюдаемое небольшое отличие от нуля может быть указанием на прямой (не через поляризацию вакуума) распад ϕ на пару пионов.

Чтобы более "чисто" извлечь амплитуду прямого ϕ распада в два пиона, вычислялось отношение числа пионов к числу мюонов. В этом отношении влияние ϕ на пропагатор фотона компенсируется, так же как радиационные поправки, неопределенности от энергии пучков и интеграла светимости. В таком отношении интерференционный сигнал амплитуды от прямого распада может наблюдаться более явно.

Зависимость полученного отношения от энергии показано на рис. 2.7. Используя для аппроксимации функции, приведенные выше, сигнал от прямого распада $\phi \to \pi^+\pi^-$ выделяется на уровне 2σ в мнимой части Z:

$Re(Z) = 0.002 \pm 0.010 \pm 0.003$,

$Im(Z) = 0.0224 \pm 0.0107 \pm 0.0030$.

Используя выражения, приведенные выше, получено следующее значение относительной вероятности распада:

$\sqrt{Br(\phi \to \pi^+\pi^-)_{direct} \cdot Br(\phi \to e^+e^-)} = (4.19 \pm 2.03) \times 10^{-5}$,

$Br(\phi \to \pi^+\pi^-) = (0.59 \pm 0.55) \times 10^{-5}$.

Последнее значение можно представить как верхний предел:

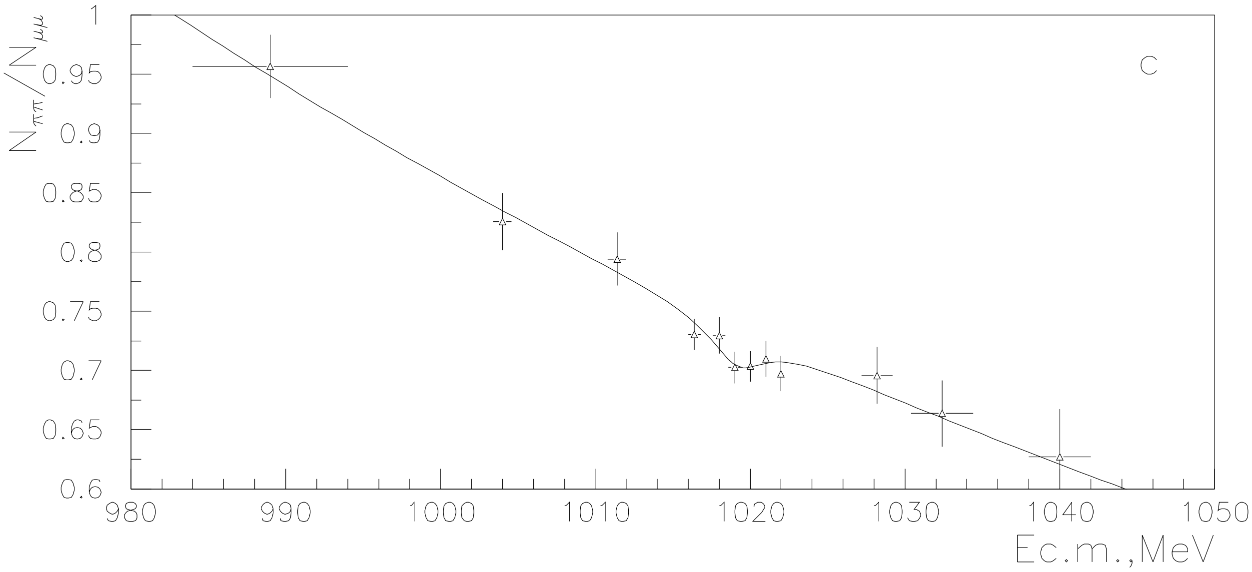

Рис. 2.7: Отношение числа пионов к числу мюонов в зависимости от энергии.

Br $(\phi \to \pi^+\pi^-)_{direct} < 0.13 \times 10^{-4}$ на 90% уровне достоверности.

В зависимости отношения от энергии неопределенности в разделении пионов и мюонов не компенсируются. То, что используемая функция хорошо аппроксимирует отношение пионов к мюонам также означает устойчивость процедуры разделения.

2.5 Кинематическая реконструкция

Чтобы отделить события $\pi^+\pi^-\gamma$ от коллинеарных событий и от событий с тремя пионами проводится кинематическая реконструкция с требованием сохранения полной энергии и сохранения полного импульса (в пределах разрешения детектора) для трех частиц в конечном состоянии. Около 20% отобранных событий имеет дополнительный фотон. В этом случае кинематическая реконструкция проводилась для двух комбинаций и выбиралась комбинация с минимальным χ^2.

После кинематической реконструкции и выбора наилучшего фотона, накладывалось дополнительное требование на направление фотона: азимутальный угол между фотоном и направлением движения заряженных треков должен быть больше, чем 0.25 радиана. Это условие убирает оставшиеся после кинематической реконструкции коллинеарные события с фоновым фотоном близким к направлению движения конечных частиц.

На рис. 2.8 показаны экспериментальные χ^2/d.f. распределения (точки с ошибками) для $\pi^+\pi^-\gamma$ событий после кинематической реконструкции и вышеупомянутого отбора для событий с фотонами в трех различных областях энергий: 20-160 МэВ (a); 160-300 МэВ(b) и более 300 МэВ(c). Для событий с мягкими фотонами фон сравнительно мал. Для событий отобранных как мюоны фон практически отсутствует при любых энергиях фотонов и χ^2/d.f. распределение хорошо описывается моделированием. По этим распределениям было выбрано условие $\chi^2/d.f. < 4$ отбирающее 95% полезных событий.

На рис. 2.8a гистограммой показано распределение для $\pi^+\pi^-\gamma$ событий из моделирования, которое не описывает экспериментальный фон в пионных событиях. После отбора $\chi^2/d.f. < 4$ полученная выборка все еще содержит заметный фон от событий $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Этот фон появляется в случае когда один фотон из распада π^0 имеет энергию меньше 20 МэВ и не детектируется. При этом оставшийся фотон имеет энергию выше 150 МэВ и все событие реконструируется как $\pi^+\pi^-\gamma$.

На рис. 2.8d приведено распределение по энергии фотонов для событий после отбора $\chi^2/d.f. < 4$ (темные точки с ошибками) и для событий с 4$< \chi^2/d.f. < 8$ (светлые точки с ошибками). Гистограммой приведено распределение моделированных событий процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, дающих основной фон при больших энергиях фотонов.

Экспериментальные распределения по энергии фотона с 4$< \chi^2/d.f. < 8$ использовалось для вычитания фона из распределений с $\chi^2/d.f. < 4$ с коэффициентом 1.4, полученным из распределений на рис. 2.8a,b,c. Это вычитание проводилось для каждой точки по энергии пучков.

Другой особенностью кинематической реконструкции для данного типа событий является возможность получения более точного значения энергии фотона за счет высокой точности измерения углов вылета заряженных частиц в ДК и фотонов в калориметре. Это иллюстрируется распределениями на рис. 2.9a,b для моделированных событий, где показаны зависимость разности истинных энергий фотонов и их измеренных значений в калориметре в зависимости от начальной энергии до и после реконструкции. Вместо зависимости $\Delta E = 8\%E$ получается разрешение около 5 МэВ для всех значений энергии.

По этой же причине, для коллинеарных событий с мягким фоновым фотоном, его

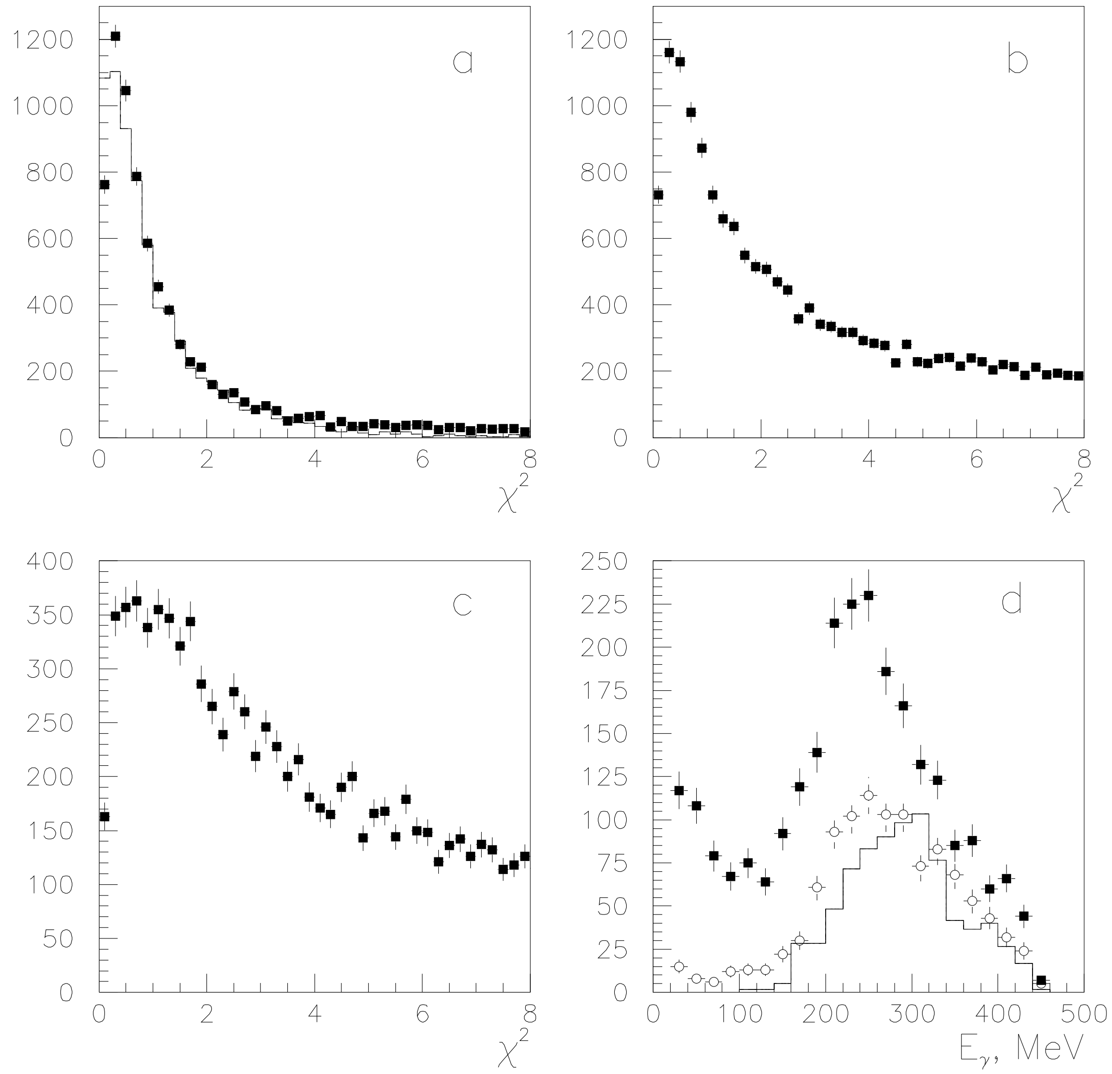

Рис. 2.8: Отбор $\pi^+\pi^-\gamma$ событий по $\chi^2/d.f.$: a. Распределение для экспериментальных событий (точки с ошибками) и моделирования (гистограмма) для E_γ <160 МэВ; b. Распределение для событий с 160< E_γ <300 МэВ; c. Распределение для событий с E_γ >300 МэВ; d. Спектры фотонов для $\pi^+\pi^-\gamma$ с $\chi^2/d.f.$ <4 (темные точки) и 4< $\chi^2/d.f.$ <8 (светлые). Гистограмма - моделирование событий с тремя пионами.

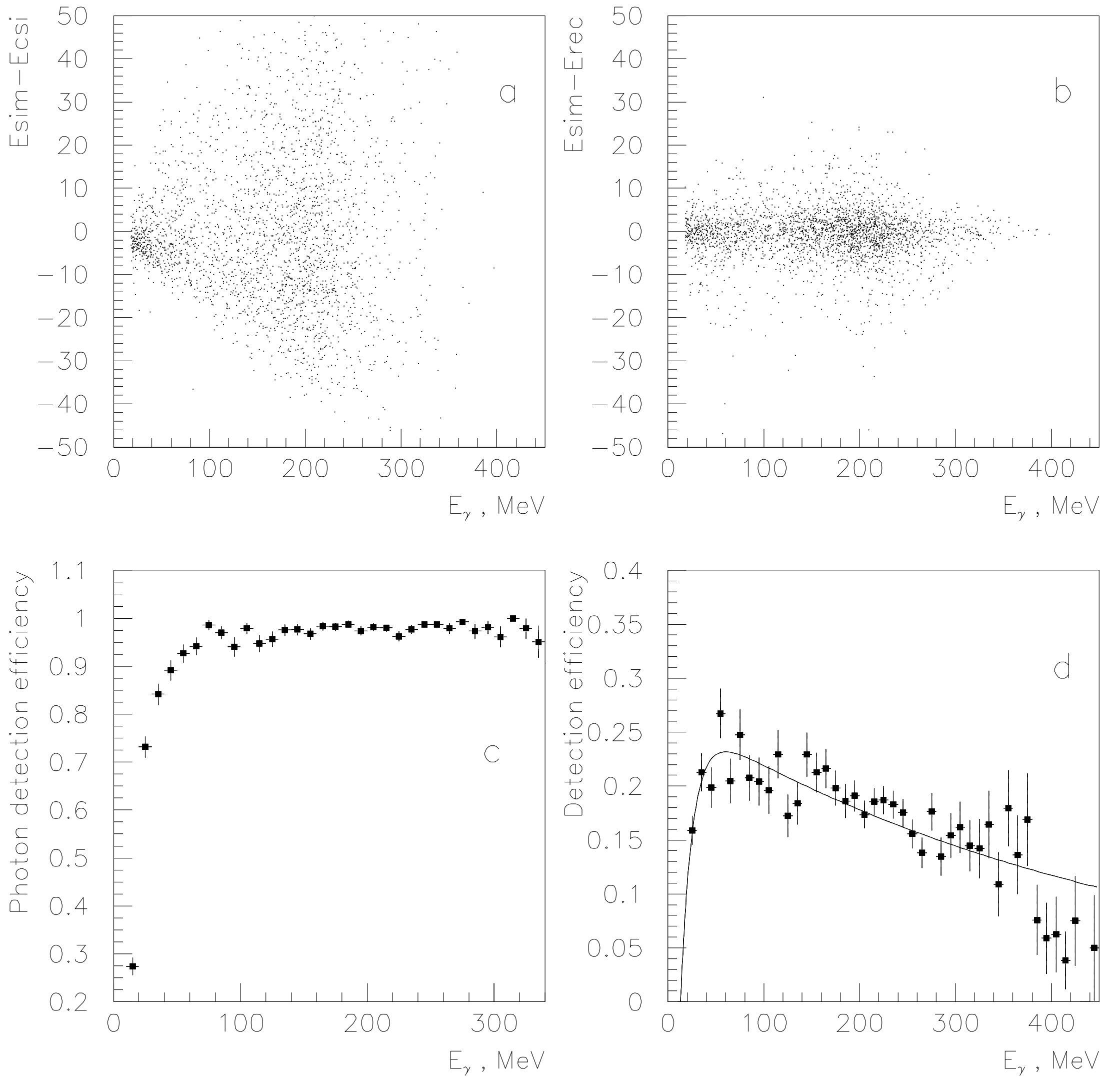

Рис. 2.9: a. Разность истиной и измеренной энергии от энергии фотона; b. Разность истиной и восстановленной энергии от энергии фотона; c. Эффективность регистрации для фотонов в CsI калориметре; d. Полная эффективность для $\pi^+\pi^-\gamma$ события. Пунктирная линия - аппроксимация, используемая для вычислений.

энергия становится близкой к нулю с разрешением 5 МэВ и такие события убираются требованием $E_\gamma > 20$ МэВ.

Эффективность регистрации фотона (рис. 2.9c) и всего события в целом (рис. 2.9d) извлекалась из событий моделирования в зависимости от энергии фотонов. Эффективность регистрации фотонов с энергией 20 МэВ составляет около 70%. Экспериментальные спектры поправлялись согласно эффективностям, приведенным на рис. 2.9d.

Полученные после разделения и вычитания фона спектры фотонов для событий $\pi^+\pi^-\gamma$ приведены на рис. 2.10 вместе с расчетными кривыми, описывающими спектр тормозного излучения. Спектры нормированны на интегральную светимость в каждой точки по энергии и учитывают эффективность регистрации в зависимости от энергии фотонов. Пик в районе 220 МэВ соответствует радиационному процессу $e^+e^- \to \rho\gamma$ с распадом ρ в два заряженных пиона.

Чтобы извлечь резонансный вклад, связанный с ϕ мезоном, экспериментальные данные можно разбить на два набора. Энергетические точки с $\mathrm{E}_{c.m.}$ от 1016 до 1023 МэВ вблизи резонанса со светимостью 9.24 пб$^{-1}$ содержат основное количество распадов ϕ мезона (область "ϕ") Данные при $\mathrm{E}_{c.m.}$ = 996, 1013, 1026, 1030, 1040, 1050, 1060 МэВ с интегральной светимостью 3.89 пб$^{-1}$ использовались для оценки фона из области "non-ϕ", содержащей менее 3% ϕ распадов.

Рисунки 2.11a,b представляют спектры фотонов для "ϕ" (a) и "non-ϕ" (b) областей для событий с пионами, подправленные на все неэффективности. Сплошная линия соответствует расчетному спектру тормозного излучения с учетом интегральной светимости в каждой энергетической точке и $\rho - \omega$ смешивания. Спектры для области вне резонанса получены сложением данных из более широкого интервала начальных энергий и $\rho - \omega$ смешивание “замазывается” этим разбросом.

Фотоны в интервале от 20 до 120 МэВ имеют минимальный фон и этот интервал наиболее благоприятен для поиска $\phi \to f_0(980)\gamma$ распада, на присутствие которого указывает превышение числа событий в этой области над расчетной кривой от тормозного излучения (сплошная линия). Пунктирные линии представляют расчет дифференциального спектра с учетом распада $\phi \to f_0(980)\gamma$ по формулам работы [22].

Рисунки 2.11c,d представляют те же самые распределения для событий, отобранных как мюоны. Линии - расчетные спектры [22].

В интервале 20-120 МэВ отобрано 30175 $\pi^+\pi^-\gamma$ событий и 27188 событий процесса

Рис. 2.10: Спектры фотонов для 12 точек по энергии для $\pi^+\pi^-\gamma$ событий.

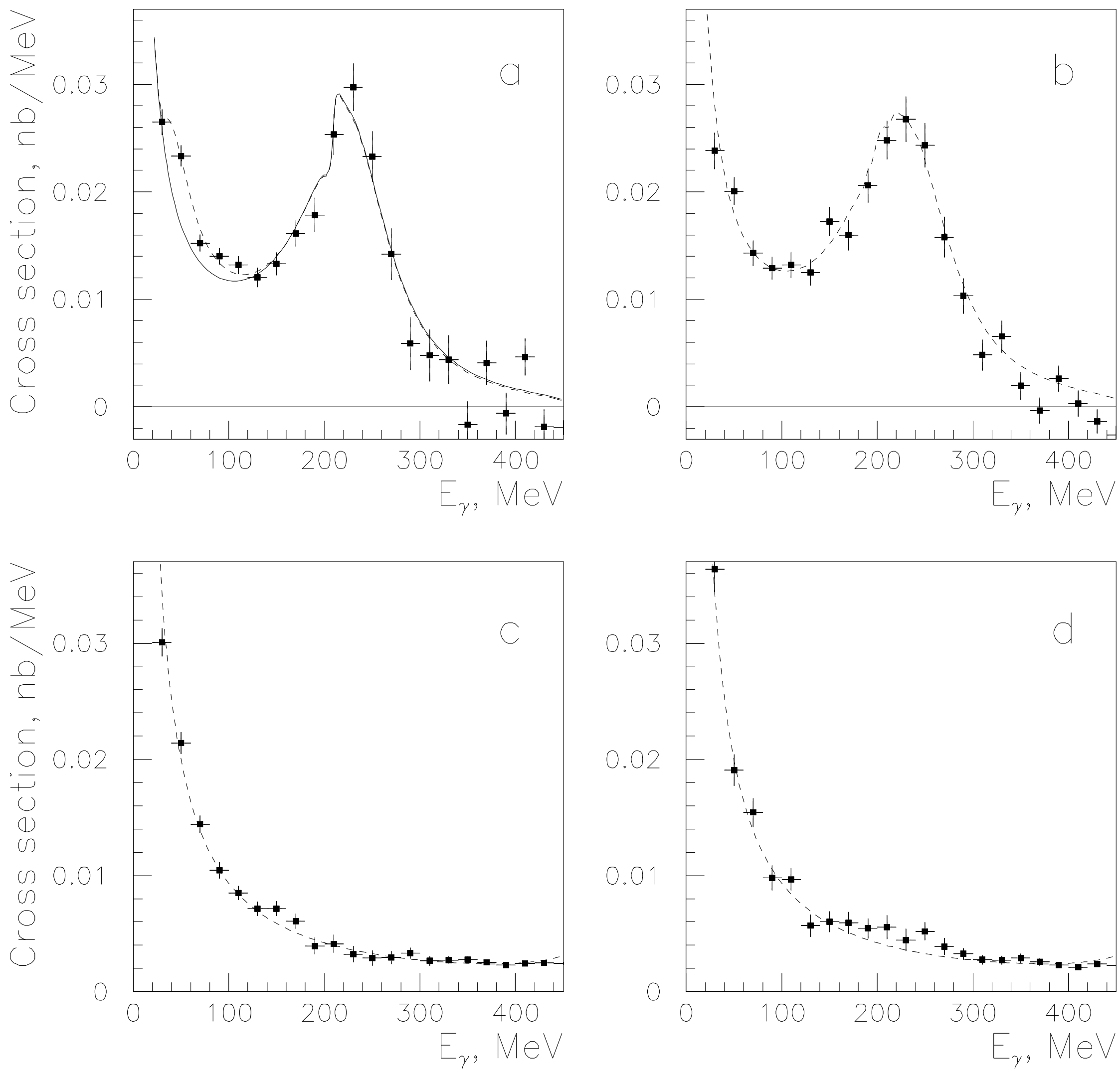

Рис. 2.11: a. Спектр фотонов из точек по энергии, содержащих резонанс для $\pi^+\pi^-\gamma$ событий; b. Спектр фотонов из интервала вне резонанса. c,d. Те же самые спектры фотонов для $\mu^+\mu^-\gamma$ события.

$\mu^+\mu^-\gamma$.

2.6 Изучение энергетической зависимости сечений

Сечение для каждой энергетической точки вычислялось как $\sigma = N_{ev}/(\mathrm{L}\cdot\epsilon)$, где N_{ev} - число отобранных $\pi^+\pi^-\gamma$ или $\mu^+\mu^-\gamma$ событий с фотонами, имеющими энергии в диапазоне от 20 до 120 МэВ. Интегральная светимость L для каждой энергетической точки была определена по Bhabha событиями с 2% систематической точностью [8]. Эффективность детектирования ϵ, полученная моделированием, приведена на рис. 2.9d и использовалась для коррекции спектров фотонов.

На рис.2.12 приведены энергетические зависимости сечений для процесса $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\gamma$ для двух независимо обработанных наборов данных. Приведенные погрешности в сечении только статистические. Систематическая погрешность в экспериментальных сечениях оценивается в 5% и определяется неопределенностью в определении эффективности мюонной системы, процедурой разделения и точностью определения светимости.

На рис.2.13 приведены энергетические зависимости сечений для процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ для двух наборов данных.

Видны заметные интерференционные картины в сечении, которые должны наблюдаться в результате влияния ϕ резонанса на фотонный пропагатор (поляризация вакуума) для мюонов и пионов. Если адронный распад $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma$ существует, то интерференционная картина может быть дополнительно усилена.

Для извлечения вклада ϕ резонанса, может быть использованы формулы для дифференциального сечения, приведенные в работе [22] (см. обсуждение в разделе 2.1), проинтегрированные по энергиям фотона. Если пренебречь адронным распадом, что справедливо для мюонов, то формула для зависимости наблюдаемого сечения от энергии может быть переписана в более простом, "модельно независимом" виде, учитывающем сечения тормозного излучения начальными и конечными частицами и относительную амплитуду A_ϕ, описывающей интерференцию поляризации вакуума ϕ резонансом с процессом тормозного излучения конечными частицами:

$$\sigma(s) = \sigma_{br}^{in}(s) + \sigma_{br}^{f}(s) \cdot |1 - e^{i\psi} \cdot A_\phi \frac{m_\phi \Gamma_\phi}{\Delta_\phi}|^2,$$

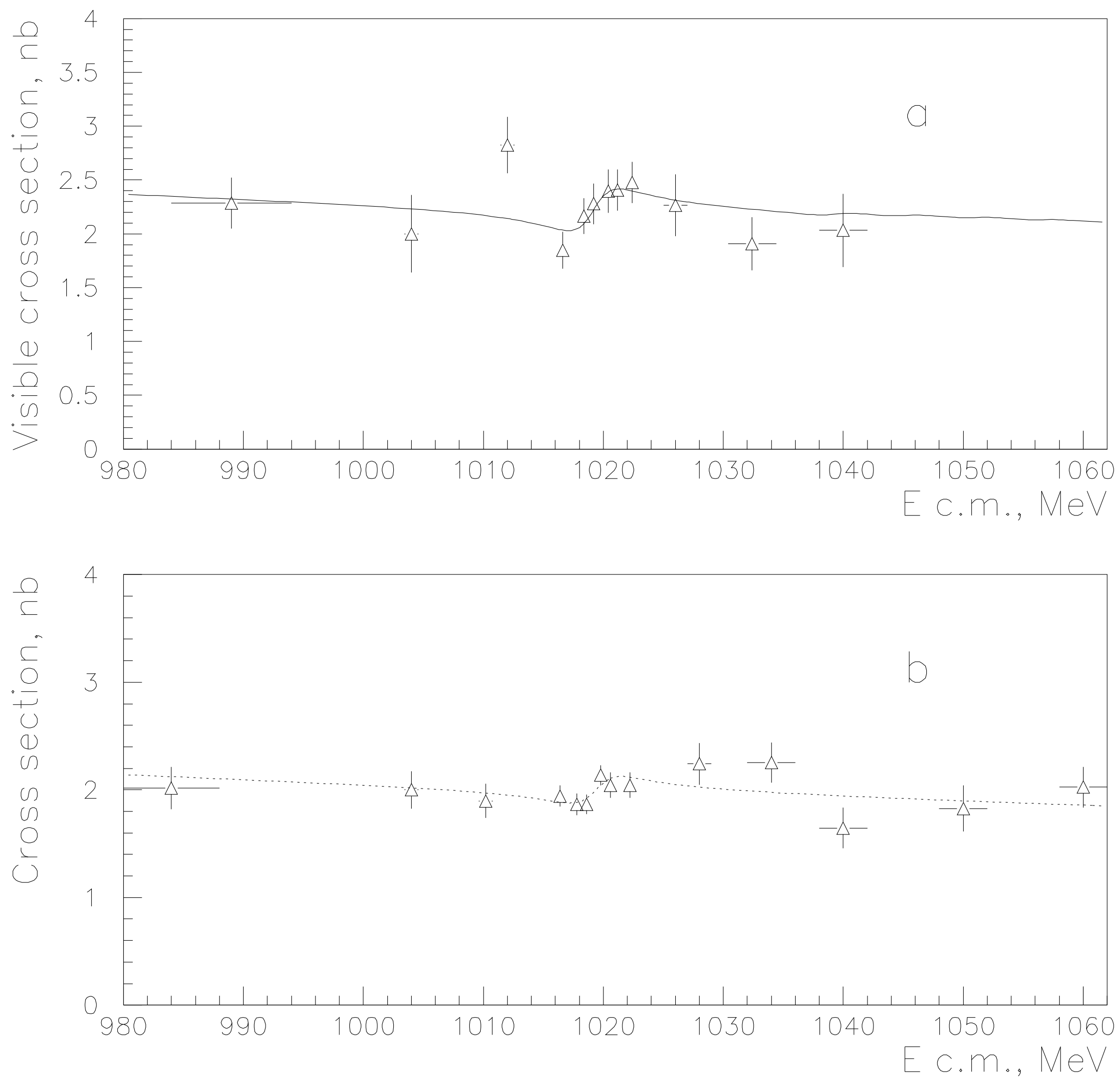

Рис. 2.12: a,b.Сечения для $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\gamma$ с аппроксимирующими кривыми для двух наборов данных.

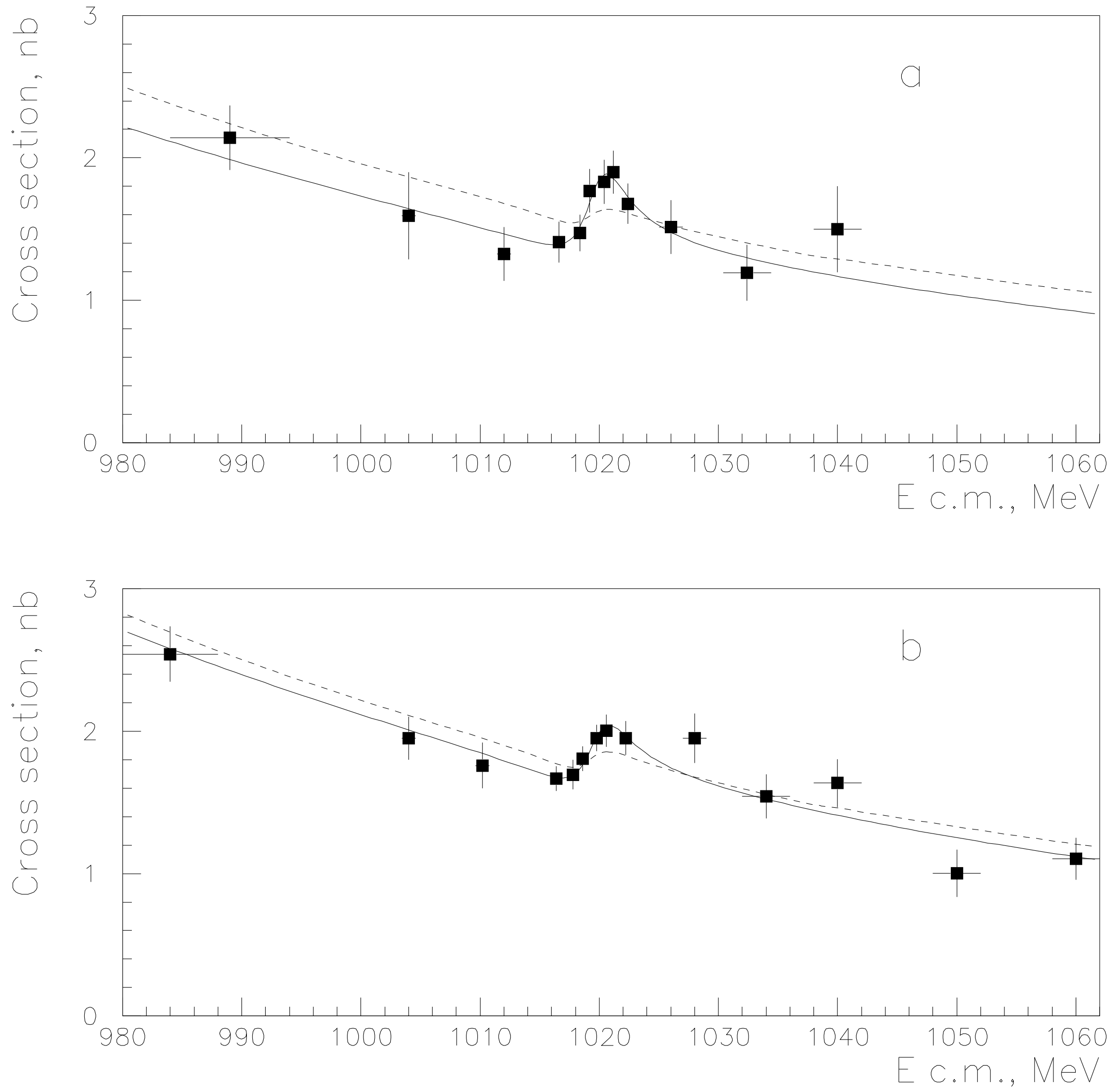

Рис. 2.13: a,b. Сечения для событий $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ для двух наборов данных. Линия - простой "модельно независимый" фит; Пунктирная линия - предсказания теории без прямого адронного распада ϕ мезона.

$$\Delta_\phi = s - m_\phi^2 + i\sqrt{s}\Gamma_\phi(s).$$

Здесь $s = 4E_{beam}^2$, Γ_ϕ и m_ϕ представляют параметры ϕ мезона, ψ относительная фаза между амплитудой тормозного излучения и амплитудой распада ϕ.

Эта формула справедлива при естественном предположении, что спектры фотонов конечного тормозного излучения и Брейт-Вигнеровской амплитуды "электромагнитного" распада ϕ одинаковы.

В стороне от резонанса полное сечение описывается суммой сечений тормозного излучения начальными $\sigma_{br}^{in}(s)$ и конечными частицами $\sigma_{br}^{f}(s)$, которые для пионов имеют разные зависимости от энергии при интегрировании от 20 до 120 МэВ по энергиям фотонов. Используя экспериментальные данные по формфактору пиона [8] и расчеты [22] эти сечения в измеряемой области могут быть представлены степенными функциями $\sigma_{br}^{in}(s) = 0.65 \cdot \sigma_0 \cdot (m_\phi/\sqrt{s})^{13}$, $\sigma_{br}^{f}(s) = 0.35 \cdot \sigma_0 \cdot (m_\phi/\sqrt{s})^{9}$ для пионов и $\sigma_{br}^{in}(s) = \sigma_{br}^{f}(s) = 0.5 \cdot \sigma_0(m_\phi^2/s)$ для мюонов. Параметр σ_0 представляет сумму сечений при энергии равной массе ϕ. Заметим, что энергетическая зависимость сечения, описывающего излучение конечных пионов, определяется энергетической зависимостью формфактора пиона вблизи ϕ резонанса.

Экспериментальные данные аппроксимировались приведенными формулами со свободными параметрами σ_0, A_ϕ и ψ. Полученные в результате значения сечений сравнивались с расчетными. Отношения наблюдаемого сечения к вычисленному при использованных условиях отбора для мюонов составляют $1.02 \pm 0.03 \pm 0.05$ и $0.95 \pm 0.02 \pm 0.05$ соответственно для двух наборов данных.

Для пионов получены значения сечения нерезонансного тормозного излучения $\sigma_0^{exp} = 1.51 \pm 0.08 \pm 0.08$ nb и $\sigma_0^{exp} = 1.72 \pm 0.05 \pm 0.08$ nb . Систематическая ошибка учитывает неопределенности в разделении пионов и мюонов и неопределенности в измерении светимости. Полученные сечения находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами [22]:

$\sigma_0^{exp}/\sigma_0^{th} = 0.97 \pm 0.03 \pm 0.05$ и

$\sigma_0^{exp}/\sigma_0^{th} = 1.04 \pm 0.02 \pm 0.05$

соответственно для двух наборов данных.

Усредненные по двум наборам, получены относительные фазы $\psi = (0.56 \pm 0.17)$

радиан для пионов и $\psi = (0.2 \pm 0.4)$ радиан для мюонов.

Относительная амплитуда связана с сечением распада ϕ соотношением $\sigma(\phi \to \pi\pi\gamma) = |A_\phi|^2 \cdot \sigma^f_{br}(m^2_\phi)$, а относительная вероятность распада может быть вычислена как $Br(\phi \to \pi\pi\gamma) = \sigma(\phi \to \pi\pi\gamma)/\sigma^\phi_{tot}$, где σ^ϕ_{tot} полное сечение в пике ϕ резонанса, полученное из лептонной ширины [72]. При этом необходимо учесть поправку на конечный телесный угол для фотонов, излучаемых конечными частицами, составляющую 0.68 и 0.42 для пионов и мюонов соответственно. Так как спектр мюонов хорошо известен, поправка для них учитывает часть спектра от 120 МэВ до кинематического предела.

Аппроксимация полученных сечений дает следующие значения для относительной вероятности распада ϕ мезона в два мюона и фотон:

$Br(\phi \to \mu^+\mu^-\gamma) = (1.58 \pm 0.85) \times 10^{-5}$,

$Br(\phi \to \mu^+\mu^-\gamma) = (1.37 \pm 0.53) \times 10^{-5}$.

Усреднение этих двух результатов дает величину:

$B(\phi \to \mu^+\mu^-\gamma) = 1.43 \pm 0.45 \pm 0.14 \times 10^{-5}$.

Систематическая ошибка в результате добавлена из-за ошибки определения сечения. Полученное значение находится в прекрасном согласии с теоретическим расчетом, проведенном в работе [22]. Для величины $\Gamma_{\phi \to e^+e^-}$, взятой из [72], и для фотонов с $E_\gamma > 20$ МэВ получено значение $B(\phi \to \mu^+\mu^-\gamma) = 1.15 \times 10^{-5}$.

Аппроксимация сечений с пионами упрощенной формулой, приведенной выше, дает следующие значения относительных вероятностей распада:

$Br(\phi \to \pi^+\pi^-\gamma) = (0.56 \pm 0.24) \times 10^{-4}$,

$Br(\phi \to \pi^+\pi^-\gamma) = (0.35 \pm 0.15) \times 10^{-4}$.

Для относительной фазы получены значения:

$\psi = (0.68 \pm 0.24)$ и

$\psi = (0.48 \pm 0.22)$ радиан соответственно.

Следующие значения получены по двум наборам данных после усреднения:

$Br(\phi \to \pi^+\pi^-\gamma) = (0.41 \pm 0.12 \pm 0.04) \times 10^{-4}$,

$\psi = (0.56 \pm 0.17)$ радиан.

Если провести вычисления, аналогичное проведенному для мюонов, предполагая только электромагнитную поляризацию вакуума, то величина относительной вероятности должна составить $B(\phi \to \pi^+\pi^-\gamma) = 0.047 \times 10^{-4}$ [22], что почти на порядок меньше полученной экспериментально. Это указывает на наличие дополнительного к поляризации вакуума, адронного распада ϕ на $\pi^+\pi^-\gamma$.

Нужно отметить, что величина относительной вероятности распада, полученная по упрощенной формуле в предположении одинаковости фотонных спектров, носит исключительно демонстрационный характер, т.к. адронная часть имеет другой спектр фотонов и при интегрировании от 20 до 120 МэВ интерференционная картина будет другой.

Данный результат является первым указанием на существование прямого адронного распада ϕ на $\pi^+\pi^-\gamma$.

2.7 Анализ фотонных спектров

Для выяснения, связан-ли наблюдаемый адронный распад с распадом $\phi \to f_0\gamma$ изучались спектры фотонов в отобранных событиях $\pi^+\pi^-\gamma$. Сигнал от распада $\phi \to f_0(980)\gamma$ должен быть виден как структура в районе 40 МэВ в дифференциальных спектрах фотонов для событий из области "ϕ".

На рис. 2.14 приведены 6 спектров процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ для событий из области "ϕ". Спектры подправлены на все экспериментальные неэффективности и нормированы на интегральную светимость. Данные 93-96 годов и 98 года об‘единены. Влияние распада $\phi \to f_0(980)\gamma$ действительно наблюдается в интервале 40 - 60 МэВ. Для сравнения приведены теоретические кривые для “чистых” спектров тормозного излучения (точечная кривая).

Наблюдаемое отклонение в числе событий над предсказанием для спектров тормозного излучения может быть использовано для вычисления относительной вероятности распада. Однако, как отмечалось в разделе 2.1, при наличии сильной деструктивной интерференции, “видимые“ отклонения могут быть сильно подавлены, и, чтобы извлечь полную вероятность требуется привлекать теоретические модели. Кроме того, при прохождении через резонанс фаза интерференции меняется и для получения наиболее точного результата требуется анализ каждого спектра, а не суммы, приведенной на рис. 2.11.

Такой анализ проведен в рамках модели, предложенной в [19,22–24]. Все 6 спектров аппроксимировались одновременно, при этом параметры модели $g^2_{KK}/4\pi$ и $g^2_{\pi\pi}/4\pi$

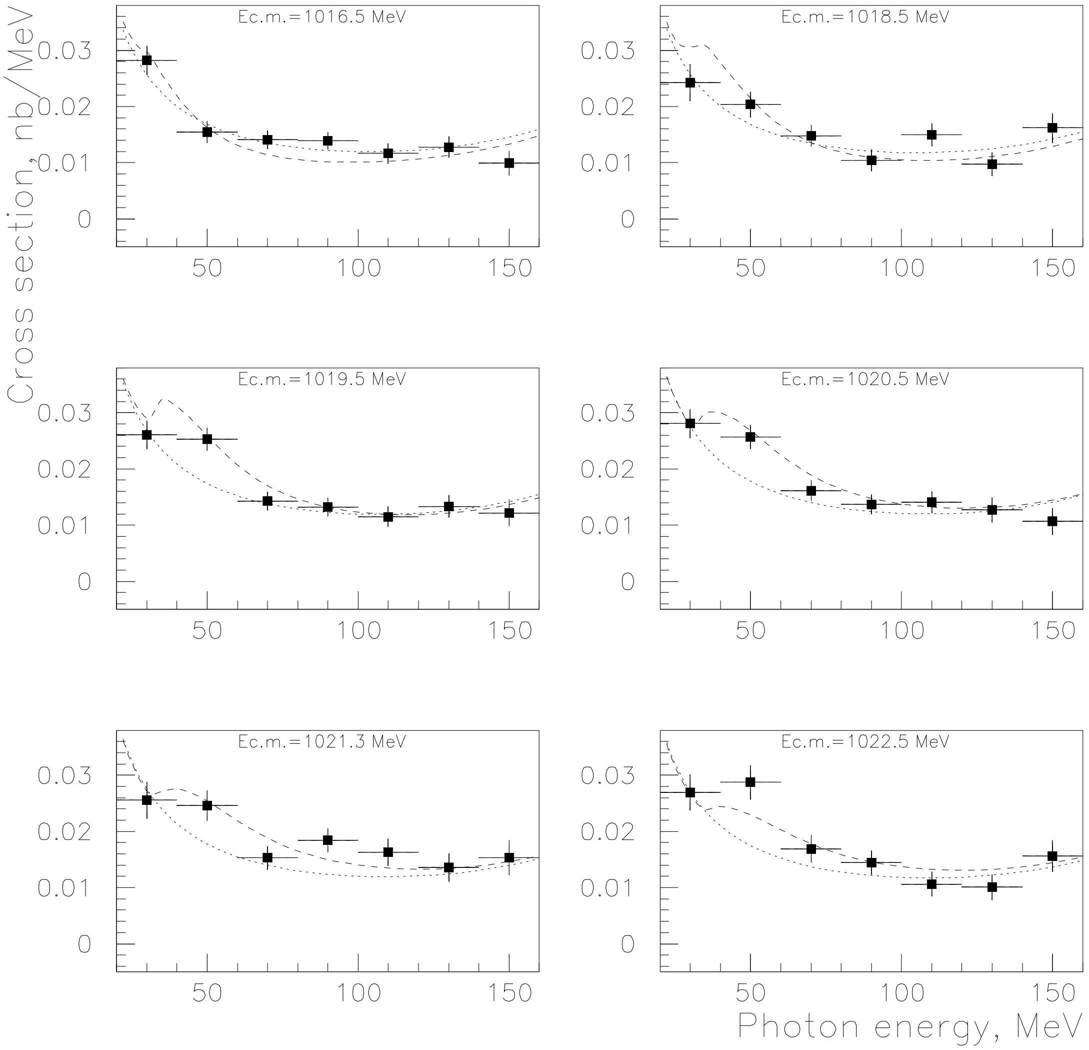

Рис. 2.14: Спектры фотонов для шести точек по энергии в области "ϕ". Линии - теоретические предсказания для четырехкварковой модели (пунктирная линия) и при отсутствии сигнала (точечная линия).

варьировались так, чтобы ширина $f_0(980)$ была около 40 МэВ. Свободными параметрами являлись нерезонансное сечение σ_0^{exp} при $s = m_\phi^2$, относительная вероятность распада, вычисляемая из констант связи, масса $f_0(980)$ и относительная фаза описывающая $\pi - \pi$ рассеяние в конечном состоянии. Следующие результаты получены:

$$Br(\phi \to f_0\gamma) = (1.93 \pm 0.46 \pm 0.50) \times 10^{-4},$$

$$m_{f_0} = 976 \pm 5 \pm 6 \text{ МэВ },$$

$$\psi = 1.55 \pm 0.22 \text{ радиан.}$$

Систематическая ошибка учитывает слабую зависимость от неопределенности в ширине $f_0(980)$ [72].

Только предполагая деструктивную интерференцию между амплитудой рождения $f_0(980)$ и тормозным излучением, экспериментальные данные описываются предложенной моделью. Результат аппроксимации показан пунктирными линиями на рис. 2.14.

Аппроксимация спектров фотонов с высокой степенью достоверности демонстрирует наличие распада $\phi \to f_0(980)\gamma$ в добавление к тормозному излучению - χ^2/d.f.=51/39, в то время как "чистое" тормозное излучение дает χ^2/d.f.=131/39. Использование другой модели может поменять значения параметров, но не должно сказываться на степени достоверности наличия распада $\phi \to f_0(980)\gamma$.

Сравнительно большое значение относительной вероятности распада (и констант связи), полученное в результате аппроксимации, предсказывается только для четырехкварковой структуры $f_0(980)$, но если в наблюдаемом сигнале присутствует большая примесь других мод распада, например распада $\phi \to f_0(400-1200)\gamma$, то вклад $f_0(980)$ становится меньше, и, в принципе, может соответствовать двухкварковой структуре. Такой вклад оценивался в использованной модели и составляет 15-20%, хотя существуют другие модели [38], предсказывающие значительно больший вклад от $f_0(400-1200)$. Полученные спектры в заряженной моде не позволяют провести анализ с учетом нескольких резонансов. Более подробно обсуждение результатов приведено в Главе 5.

Нужно отметить также, что приведенное выше значение сильно отличается по величине от полученного из анализа энергетической зависимости сечения.

Глава 3

Изучение распада $\phi \to \pi^0\pi^0\gamma$

3.1 Выделение событий $\phi \to \pi^0\pi^0\gamma$

Распад $\phi \to f_0\gamma$ с $f_0 \to \pi^0\pi^0$ не имеет фона от тормозного излучения и может помочь в изучении структуры $f_0(980)$. Этот распад впервые наблюдался группой SND [31,32]. Для поиска этого распада использовались следующие критерии отбора:

1. Отбирались события с 5-ю и более обнаруженными фотонами в CsI и BGO калориметрах без заряженных частиц в ДК, имеющих полное энерговыделение $E_{tot} > 1.75 \cdot E_{beam}$. Моделирование событий $\pi^0\pi^0\gamma$ показало хорошее согласие этого параметра с экспериментом и 97% полезных событий остается после этого отбора.

2. Требовалось минимум три фотона в цилиндрическом CsI калориметре, что обеспечивает высокую эффективность запуска для чисто нейтральных событий [66].

3. При отборе событий "маскировались" места в калориметрах, в которых наблюдалось локальное увеличение фоновых фотонов, или в результате "засветки" от ускорителя или из-за неисправности электроники. Порог для фотонов устанавливался на уровне 20 МэВ. Полярные углы фотонов должны лежать в интервале 0.6 - 2.54 радиана.

4. Проводилась кинематическая реконструкция с требованием сохранения энергии-импульса и нахождения двух самых лучших комбинаций пар фотонов с инвариантными массами равными массе π^0. Распределение по χ^2 после кинематической

реконструкции показано на рис. 3.1a. События с χ^2 <6 отбирались для последующего анализа. Такой отбор понижает фон от $K_S^0 \to \pi^0\pi^0$ распадов до уровня 10^{-3} в случаях, когда K_L^0 производит пятый кластер в калориметре в результате ядерного взаимодействия.

5. Дополнительные условия накладывались на самые мягкие фотоны в найденных π^0 мезонах. Порог для этих фотонов был повышен до 40 МэВ, если он попадал в BGO калориметр, наиболее загруженый фоновыми фотонами.

6. Условие $|(P^1_{\pi^0} - P^2_{\pi^0})/(P^1_{\pi^0} + P^2_{\pi^0})| < 0.8$, где $P^1_{\pi^0}, P^2_{\pi^0}$ - импульсы пионов, применялось для удаления неправильных комбинаций в событиях, когда очень мягкий свободный фотон замещает фотон от распада π^0 .

3.2 Вычитание фона

Основной фон к событиям, представляющим интерес присходит от нерезонансного процесса $e^+e^- \to \omega\pi^0$ с распадом $\omega \to \pi^0\gamma$ и от процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^0\pi^0\pi^0$, в случае, если два мягких фотона не зарегистрированы.

Фон от указанных процессов моделировался методом Монте-Карло и нормировался на число распадов ϕ полученных из анализа 7 фотонных событий из процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^0\pi^0\pi^0$ [8].

На рис. 3.2 приведены двухмерные распределения, показывающие зависимость величины импульса наиболее энергичного пиона от импульса другого для двух условий отбора по параметру χ^2 для событий эксперимента и для моделирования. При отборе $2.4 < \chi^2 < 6$ видны только события фона от распадов $\eta \to \pi^0\pi^0\pi^0$ как для эксперимента, так и для моделирования. Для событий с $\chi^2 < 2.4$ этот фон так же присутствует и видны события процесса $e^+e^- \to \omega\pi^0$. Как показывает моделирование, фон от $K_S^0K_L^0$ распадов пренебрежим.

На экспериментальном распределении видно сгущение при больших значениях импульсов обоих пионов, которое не воспроизводится моделированием двух указанных процессов.

Распределения по инвариантной массе $\pi^0\pi^0$ системы для $2.4 < \chi^2 < 6$ приведены на рис. 3.1b и показывают хорошее согласие наблюдаемого спектра с моделиро-

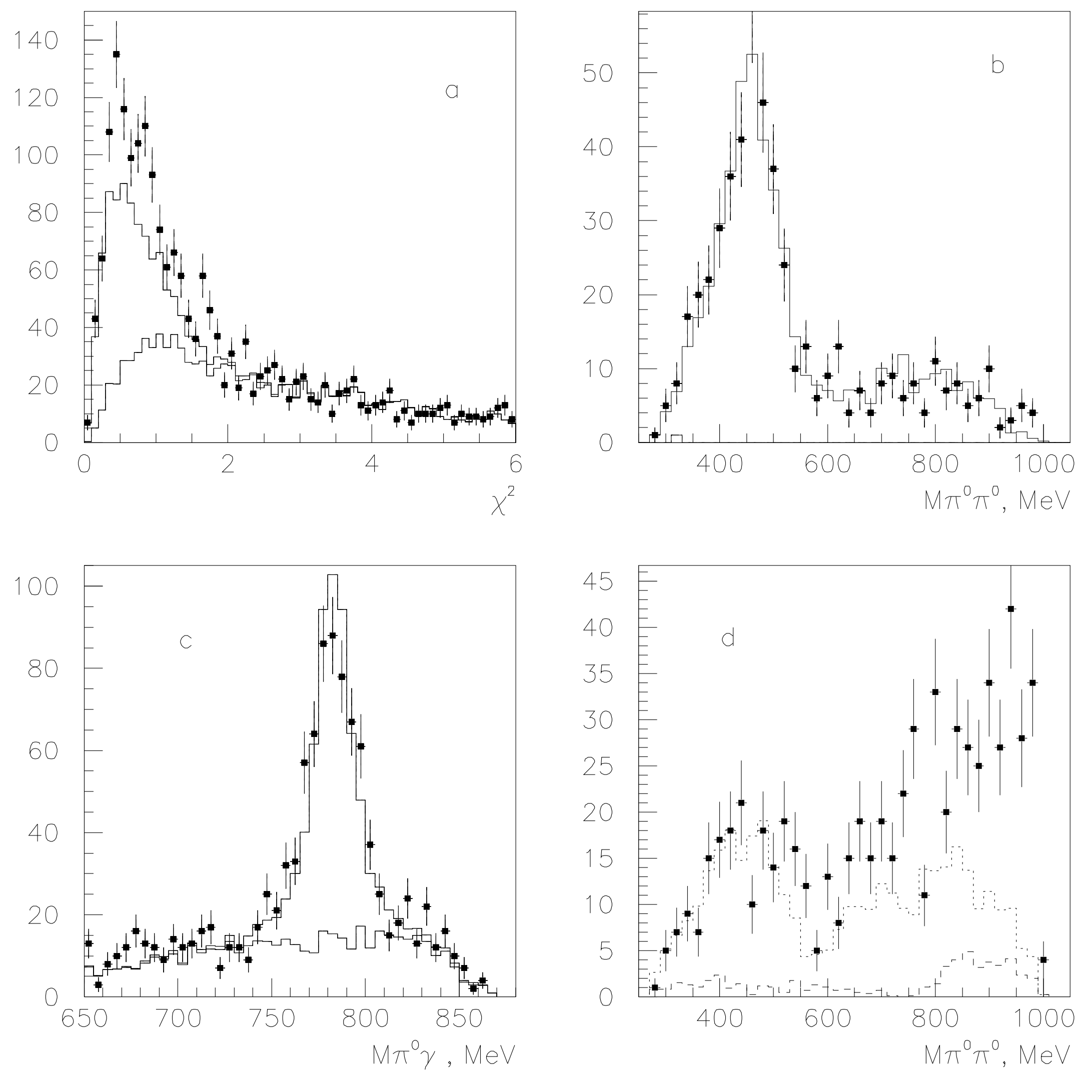

Рис. 3.1: a. χ^2 распределение для 5 фотонов после кинематической реконструкции. Гистограммы представляют нормированный на интегральную светимость вклад от распадов $\eta \to 3\pi^0$ и суммы с событиями от процесса $e^+e^- \to \omega\pi^0$, полученными моделированием; b. $\pi^0\pi^0$ инвариантная масса для событий с $2.4 < \chi^2 < 6$; c. $\pi^0\gamma$ инвариантная масса для событий с $\chi^2 < 2.4$; d. $\pi^0\pi^0$ инвариантная масса для событий с $\chi^2 < 2.4$.

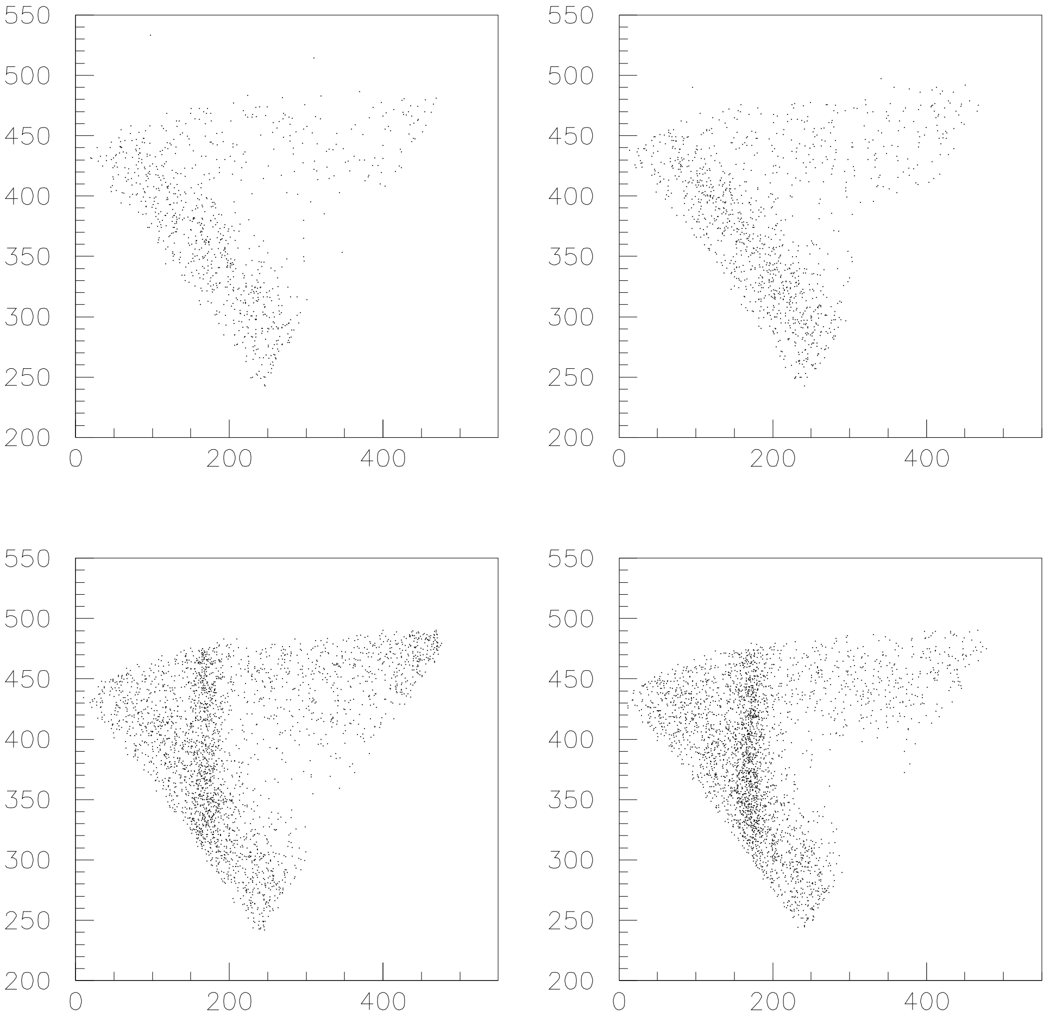

Рис. 3.2: Двухмерные распределения зависимости импульса одного реконструированного π^0 от импульса другого. Левая колонка - эксперимент: вверху 2.4< χ^2 <6.0; внизу < χ^2 <2.4. Правая колонка - моделирование каналов $\eta \to 3\pi^0$ и $e^+e^- \to \omega\pi^0$: вверху 2.4< χ^2 <6.0; внизу < χ^2 <2.4.

ванием. Используя полученную из моделирования эффективность регистрации этих "фоновых" событий и относительную вероятность распада $\phi \to \eta\gamma$ [72], можно вычислить полное число распадов ϕ. Такая нормировка наблюдаемых фоновых событий дает $N_\phi = (20.6 \pm 1.0)$ миллионов в согласии с (18.8 ± 0.9) миллионами ϕ распадов, полученного из анализа событий с 7 фотонами, где распад $\eta \to \pi^0\pi^0\pi^0$ восстанавливался полностью [8]. Последнее значение использовалось в последующем для получения сечения распада $\phi \to \pi^0\pi^0\gamma$. Такая нормировка уменьшает систематическую ошибку, так как использует похожий, чисто нейтральный канал распада.

Распределение по инвариантной массе $\pi^0\gamma$ для отобранных событий с $\chi^2 < 2.4$ показано на рис. 3.1c, демонстрирующее наличие ω мезона в этом промежуточном состоянии. Фон от $\eta \to \pi^0\pi^0\pi^0$ событий учитывался согласно моделированию. Число $\omega\pi^0$ событий после вычитания фона от трех пионов составило 506 ± 28 со средним значением массы $m_\omega = (782.0 \pm 0.9)$ MeV близким к табличному значению [72].

Хотя эти события являются фоновыми к искомому процессу, наличие сигнала от этого процесса позволяет проконтролировать отборы, вычисления эффективностей, сравнить моделирование с экспериментом. Анализ событий с 6-ю и 7-ю фотонами показал, что 92% $\omega\pi^0$ событий имеет точно пять фотонов, как и в случае реконструкции 7 фотонов [8]. Остальные 8% событий имеют более 5 фотонов и выделяются, если отбросить самые мягкие из них. Эта неэффективность связана с фоном от ускорителя, полностью не воспроизводится моделированием и учитывается при вычислении сечений. Эффективность детектирования событий $\omega\pi^0$, полученная моделированием равна $(14.4 \pm 0.1)\%$.

Зависимость сечения от энергии для $e^+e^- \to \omega\pi^0 \to \pi^0\pi^0\gamma$ приведено на рис. 3.3. Заметна интерференция с распадом $\phi \to \omega\pi^0$, но статистическая точность мала, чтобы извлечь численное значение. Сечение аппроксимировалось линейной функцией со значениями параметров интерференции, взятыми из аналогичного анализа группы СНД [73]. Полученное значение нерезонансного сечения при энергии пучков, равной массе ϕ мезона, равно $\sigma(m_\phi) = (0.58 \pm 0.02 \pm 0.04)$ nb и находится в неплохом согласии с измерением СНД, в котором для этого сечения получено значение $\sigma = (m_\phi) = (0.64 \pm 0.02 \pm 0.04)$. Вторая из приведенных погрешностей представляет систематическую неопределенность, связанную с вычитанием фона от событий $\phi \to \eta\gamma$.

Чтобы уменьшить вклад от событий $\omega\pi^0$, применялся "anti-ω" отбор $\mathrm{M}_{inv}(\pi^0\gamma) <$

750 MeV, который понижает примесь от таких событий до уровня 5%. Такой "anti-

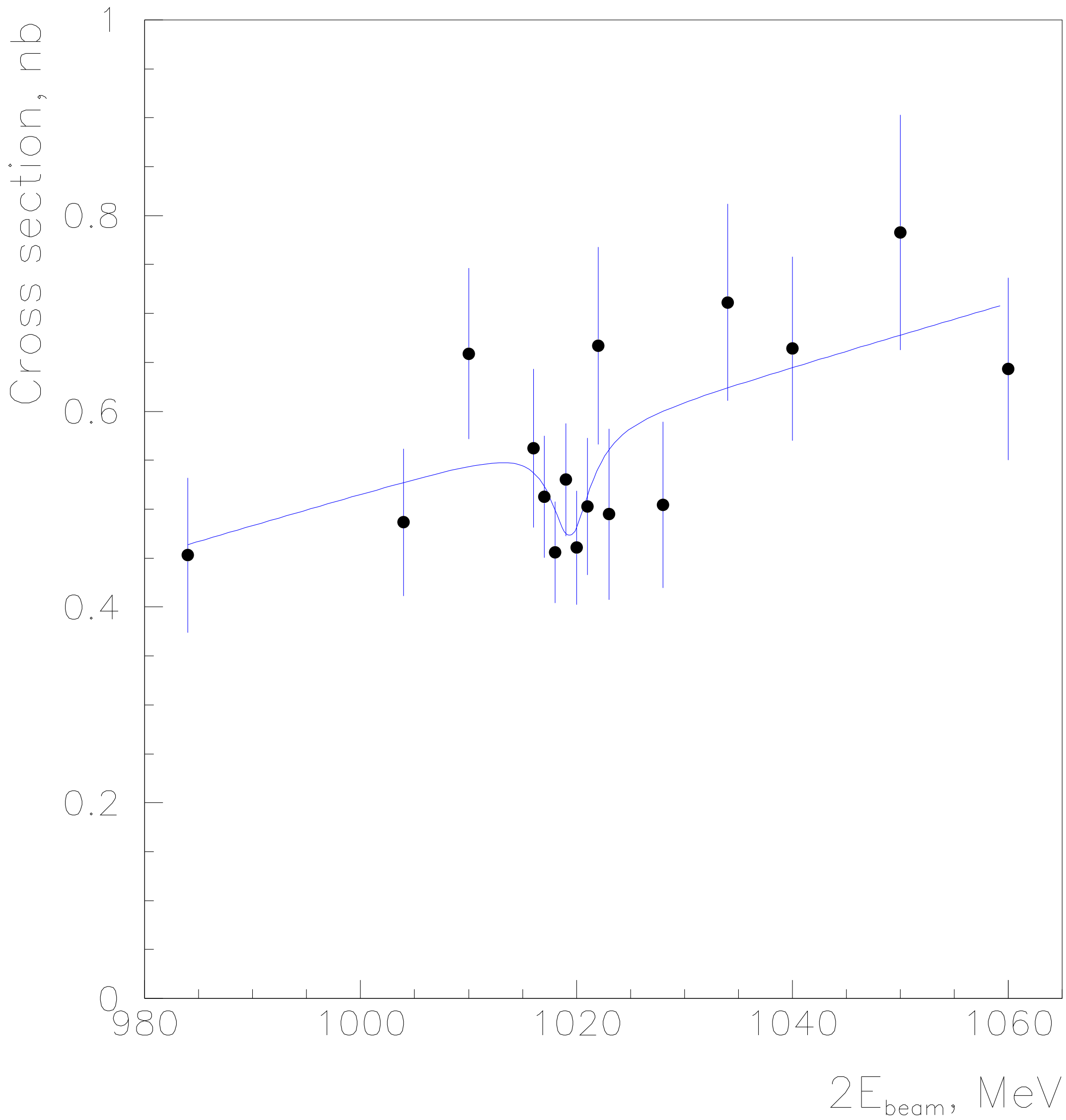

Рис. 3.3: Зависимость сечения от энергии для процесса $e^+e^- \to \omega\pi^0 \to \pi^0\pi^0\gamma$.

ω" отбор не удаляет полностью эти события, так как а)ω имеет конечную ширину и в) так как часть событий этого процесса восстанавливаются неправильно, когда мягкий свободный фотон перепутывается с мягким фотоном от распада нейтрального пиона. Согласно моделированию число таких неправильных комбинаций составляет 0.060 ± 0.003 от полного числа $\omega\pi^0$ событий. Экспериментально это отношение изучалось на $\omega\pi^0$ событиях вне резонанса, где процесс $e^+e^- \to \omega\pi^0$ доминирует. На рис. 3.4 приведено распределение по $\pi^0\pi^0$ инвариантной массе для событий процесса $\omega\pi^0$ вне ϕ

резонанса. Точки с ошибками – эксперимент, гистограмма – моделирование. События при больших инвариантных массах появляются в результате перепутывания фотонов.

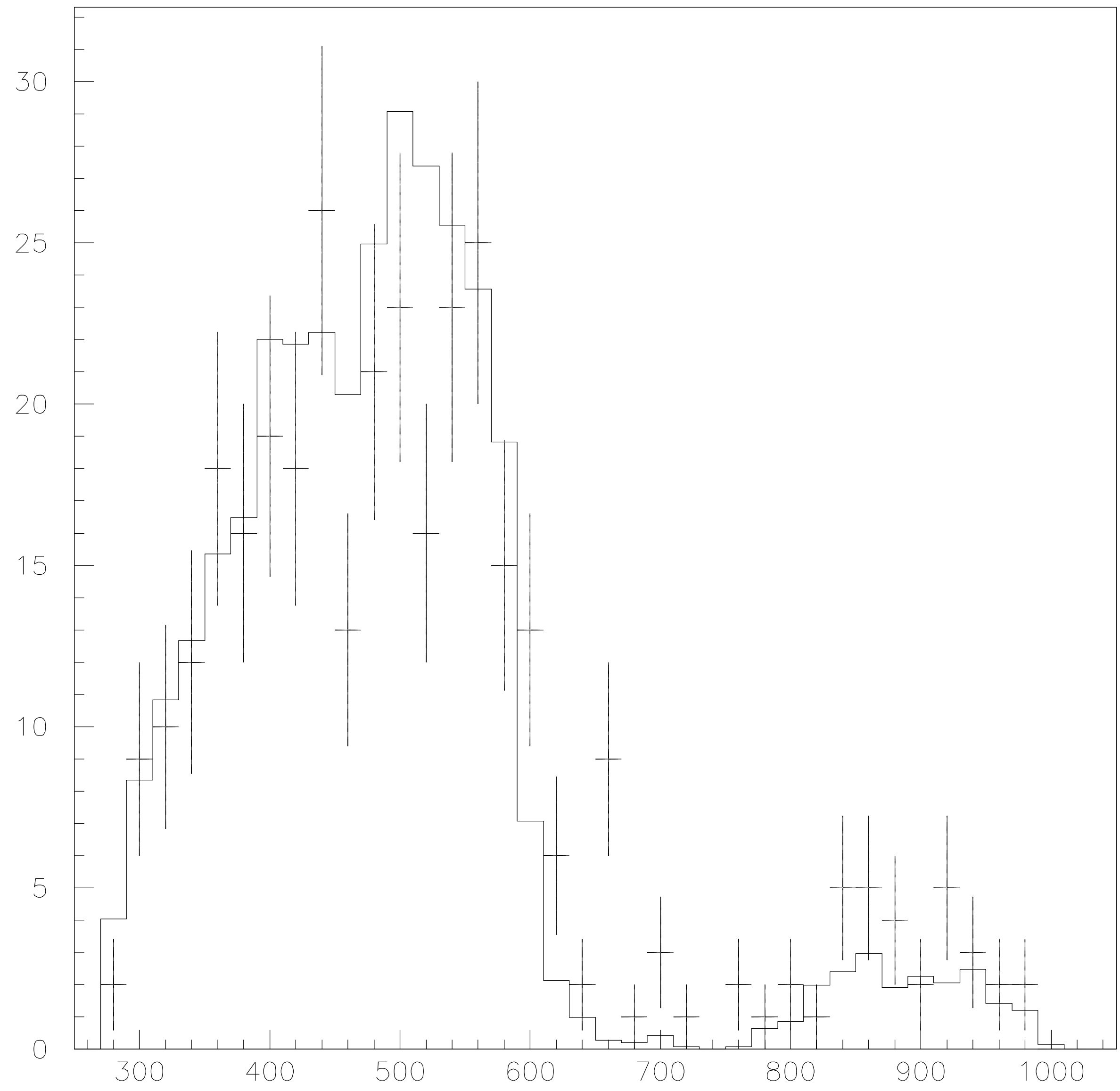

Рис. 3.4: Распределение по $\pi^0\pi^0$ инвариантной массе для событий $e^+e^- \to \omega\pi^0 \to \pi^0\pi^0\gamma$ вне ϕ резонанса. Гистограмма - моделирование, отнормированное на интегральную светимость.

Полученное значение отношения числа неправильных комбинаций к полному числу зарегистрированных событий составляет 0.09 ± 0.02, что немного больше, чем полученное моделированием. Разница использовалась для оценки систематической ошибки вычитания оставшихся 5% $\omega\pi^0$ событий.

3.3 Относительная вероятность распада

Распределение по инвариантной массе $\pi^0\pi^0$ системы для событий с $\chi^2 < 2.4$ показано на рис. 3.1d с ожидаемым фоном от $\eta\gamma$ событий и от $\omega\pi^0$ событий после "anti-ω" отбора. Распределение показывает увеличение числа событий с большими инвариантными массами (мягкие энергии свободных фотонов) и после вычитания фона найдено 268 ± 27 $\pi^0\pi^0\gamma$ событий.

Эффективность регистрации в зависимости от инвариантной массы $\pi^0\pi^0$ системы получалась моделированием процесса $e^+e^- \to X(M)\gamma$, где X(M) частица с нулевой шириной и переменной массой M распадающаяся на $\pi^0\pi^0$. Для свободного фотона моделировалось угловое распределение $dN/d\theta_\gamma \approx (1 + cos^2(\theta_\gamma))$. Такое моделирование позволяет контролировать отклик детектора на искомые события во всем диапазоне инвариантных масс и выбрать правильные критерии отбора. Полученная эффективность регистрации в зависимости от $\pi^0\pi^0$ инвариантной массы приведена на рис. 3.5.

Принимая во внимание полученную эффективность детектирования для каждого значения инвариантной массы и используя для нормировки полное число ϕ мезонов и сечение в пике, получен спектр масс системы $\pi^0\pi^0$, приведенный на рис. 3.6a. Видно резонансное увеличение числа событий при больших инвариантных массах. На рис. 3.6b приведено угловое распределение свободных фотонов по полярному углу для событий с $\mathrm{M}_{\pi^0\pi^0} > 800$ MeV. Линия показывает ожидаемое распределение $dN/d\theta_\gamma \approx (1+cos^2(\theta_\gamma))$ в случае присутствия скалярного резонанса в промежуточном состоянии. Точки с открытыми кружками показывают вычтенное фоновое распространение.

Относительная вероятность распада вычислялась интегрированием полученного спектра и оказалась равной

$Br(\phi \to \pi^0\pi^0\gamma) = (1.08 \pm 0.17 \pm 0.09) \times 10^{-4}$

для всего спектра. Приведенная систематическая ошибка соответствует неопределенности в вычитании фона (около 5%) и неопределенности в оценке числа ϕ мезонов(около 5%). Статистическая ошибка набирается, в основном, из интервала масс $M_{\pi^0\pi^0} < 550$ MeV, где очень велики ошибки вычитания фона.

Этот результат можно также представить как:

$Br(\phi \to \pi^0\pi^0\gamma) = (1.06 \pm 0.09 \pm 0.06) \times 10^{-4}$ для $\mathrm{M}_{\pi^0\pi^0} > 550$ MeV;

$Br(\phi \to \pi^0\pi^0\gamma) = (0.92 \pm 0.08 \pm 0.06) \times 10^{-4}$ для $\mathrm{M}_{\pi^0\pi^0} > 700$ MeV;

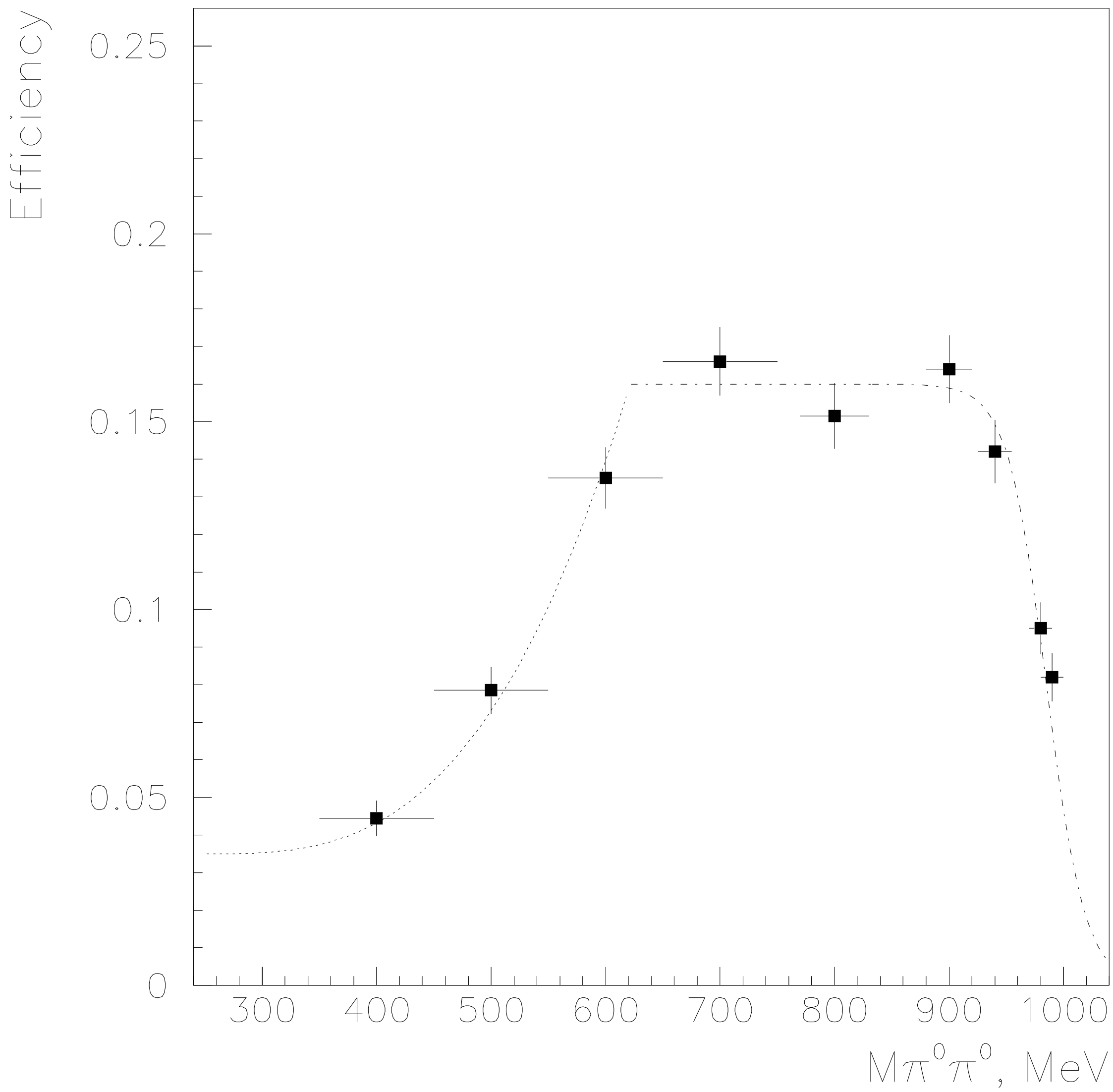

Рис. 3.5: Эффективность регистрации процесса $\phi \to \pi^0\pi^0\gamma$ от $\pi^0\pi^0$ инвариантной массы. Линия - аппроксимация, используемая для вычислений.

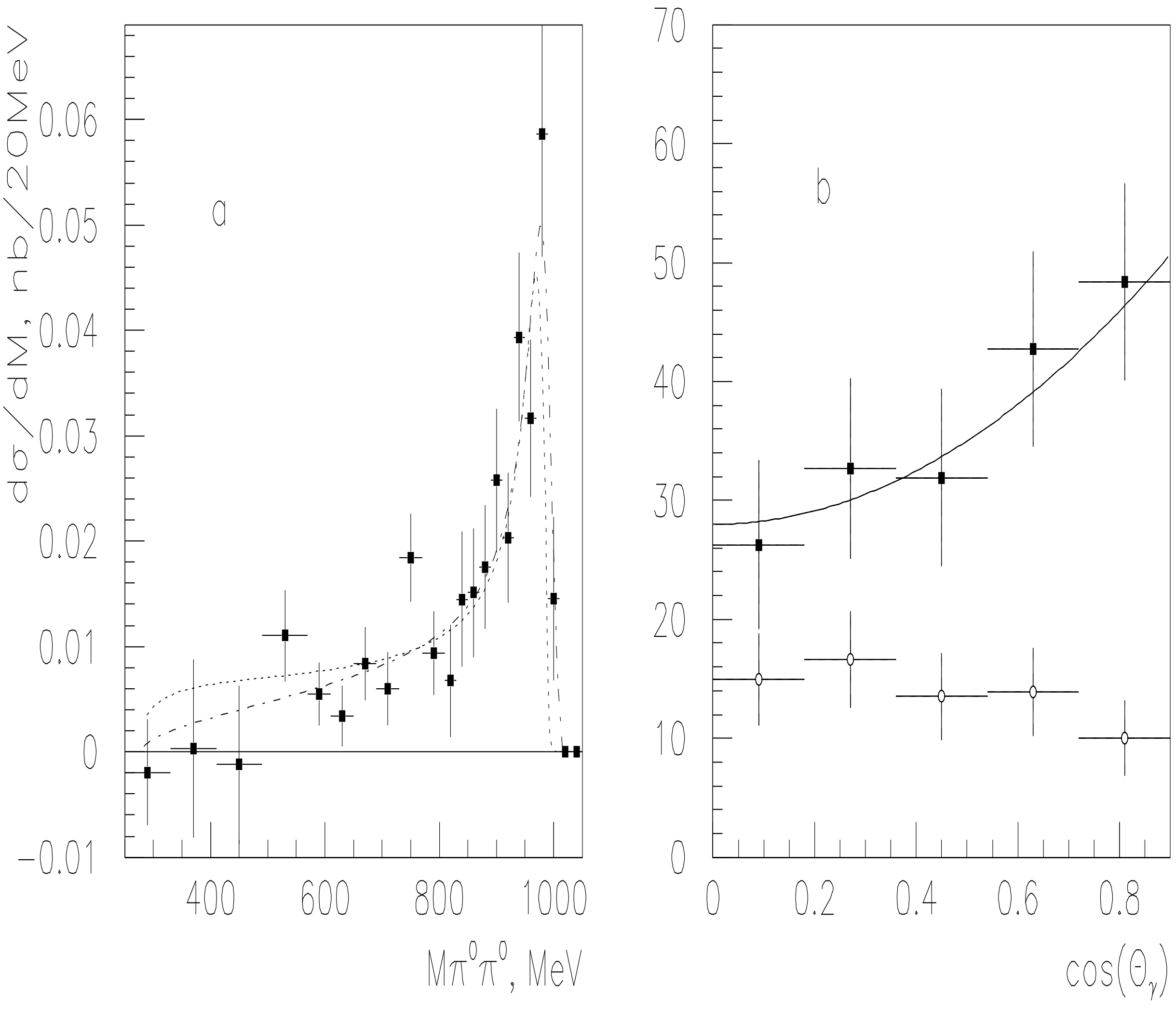

Рис. 3.6: a. Сечение процесса $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ в зависимости от $\pi^0\pi^0$ инвариантной массы. Точечная линия - предсказания четырехкварковой модели с $Br = 3.11 \times 10^{-4}$. Штрих-пунктирная линия - аппроксимация узким резонансом. b. Угловое распределения событий сигнала(темные точки) и фона. Линия - $dN/d\theta_\gamma \approx (1 + cos^2(\theta_\gamma))$

$Br(\phi \to \pi^0\pi^0\gamma) = (0.57 \pm 0.06 \pm 0.04) \times 10^{-4}$ для $\mathrm{M}_{\pi^0\pi^0} > 900$ MeV.

Эти значения находятся в согласии с данными с детектора СНД [73,32]. Около половины событий сигнала имеет энергию свободного фотона ниже 100 MeV, и половина находится в длинном "хвосте".

Нужно отметить, что только результат для $\mathrm{M}_{\pi^0\pi^0} > 700$ MeV можно рассматривать как модельно независимый. Для инвариантных масс ниже этой величины спектр может быть искажен интерференцией изучаемого процесса с нерезонансным ($\omega\pi^0 \to \pi^0\pi^0\gamma$) и резонансным ($\phi \to \rho\pi \to \pi^0\pi^0\gamma$) фоном. Для получения относительной вероятности распада для всех значений инвариантных масс нужно учитывать эти интерференции. Изучение этих интерференций требует гораздо более точного измерения спектра при малых значениях инвариантных масс и теоретических вычислений, которых в данный момент не существует.

Глава 4

Наблюдение распада $\phi \to \eta\pi^0\gamma$

Этот канал также должен наблюдаться в чисто нейтральных событиях с 5-ю фотонами в случае если η распадается в два фотона. Использовалась та же самая выборка событий, что и для $\pi^0\pi^0\gamma$ событий с теми же критериями отбора.

При кинематической реконструкции в этом случае (параллельно с $\pi^0\pi^0\gamma$ каналом) перебирались все парные комбинации фотонов и выбиралась комбинация с минимальным χ^2 в которой присутствует пара фотонов с массой π^0 и импульсом этого пиона меньше чем 350 MeV/c. Дополнительно требовалось, чтобы фотоны в найденном π^0 имели разность энергий не больше чем 80% от их суммы. Это удаляет фон от мягких фотонов и увеличивает эффективность реконструкции для событий с мягким свободным фотоном из-за меньшей вероятности неправильных комбинаций. Распределение по инвариантной массе двух оставшихся, наиболее энергичных фотонов показано на рис. 4.1a.

Требование $760 < M_{\pi^0\gamma} < 805$ MeV для событий прошедших $\pi^0\pi^0\gamma$ реконструкцию почти полностью удаляет фон от $\omega\pi^0$. Остаток этих событий показан точечной гистограммой на рис. 4.1a. На широком фоновом распространении, в основном от распадов η на три пиона, наблюдается пик с 80 ± 22 событиями и $m_{\gamma\gamma} = (545 \pm 4)$ MeV. Гистограмма, показанная сплошной линией, представляет суммарный фон, полученный моделированием и отнормированный на число распадов ϕ-мезона, как описано выше. Сигнал от распада на $\eta\pi^0\gamma$, полученный моделированием, показан пунктирной гистограммой.

Распределение по инвариантной массе $M_{\eta\pi^0}$ и угловое распределение для свободных фотонов показано на рис. 4.1b,c для событий с $510 < M_{\gamma\gamma} < 590$ MeV после вычита-

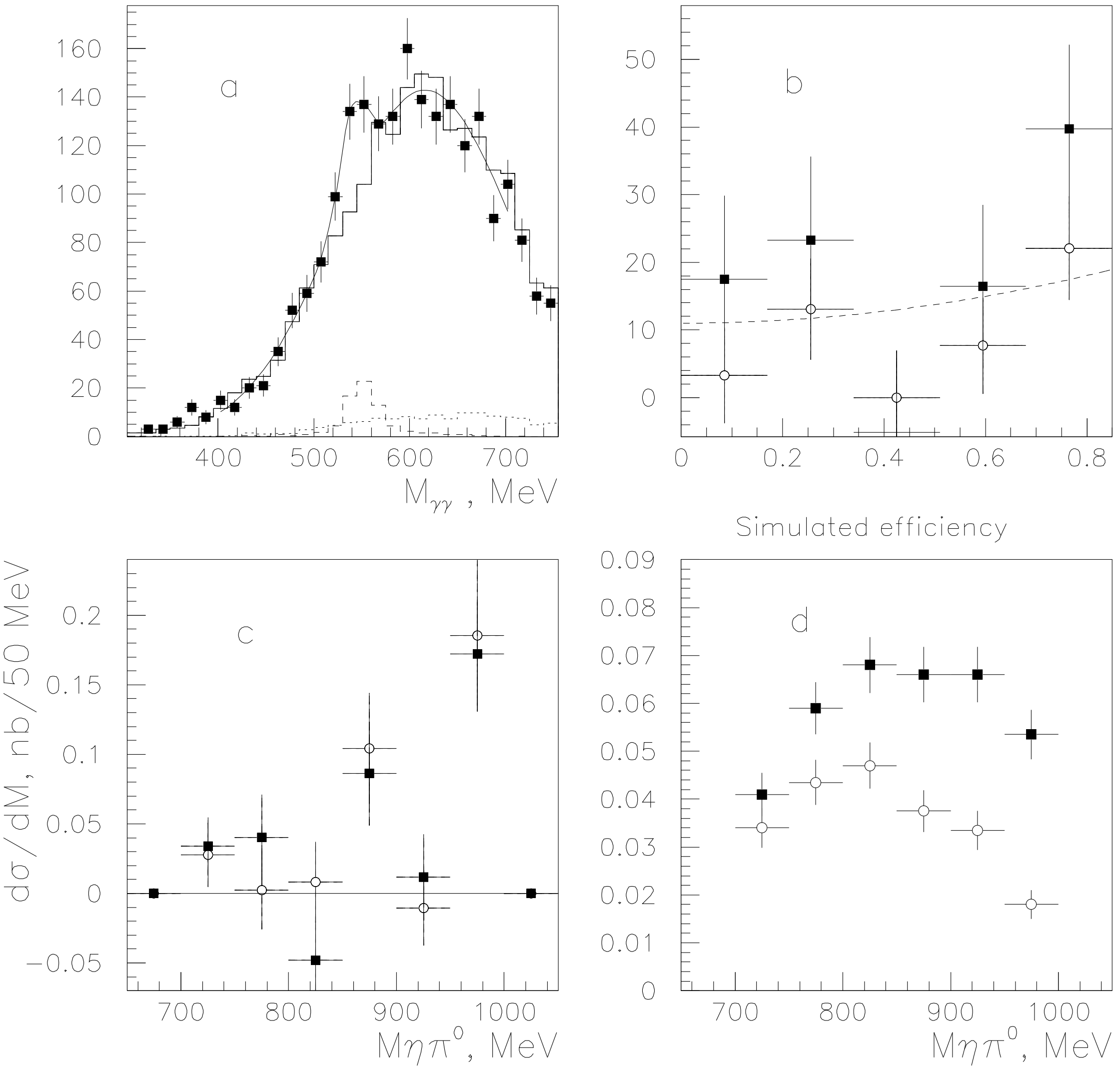

Рис. 4.1: Изучение распада $\phi \to \eta\pi^0\gamma$: a. Инвариантные массы двух наиболее энергичных фотонов для экспериментальных данных (точки) и моделирования (гистограммы); b. Угловое распространение для событий вокруг массы η после вычитания фона для "мягких" (темные точки) и "жестких" отборов; c. Дифференциальное сечение в зависимости от $\eta\pi^0$ инвариантной массы для "мягкого" и "жесткого" отбора; d. Эффективность детектирования в зависимости от инвариантной массы для "мягкого" и "жесткого" отбора.

ния фона. Эти распределения были получены в двух случаях - для "мягкого" отбора, описанного выше и для "жесткого" отбора, когда применялось дополнительное требование для восстановленного фотона с самой высокой энергией: $E_\gamma^{max}/E_{beam} < 0.75$. Это условие уменьшает фон от событий $\eta\gamma$ с распадом η на три пиона в четыре раза. Число наблюдаемых событий сигнала понижается при этом до 37 ± 12.

Эффективность регистрации, полученная моделированием в зависимости от $\eta\pi^0$ инвариантной масса для "мягкого" и "жесткого" отбора показана на рис. 4.1d. Используя число распадов ϕ-мезона для нормировки, получена следующая относительная вероятность распада, соответствующая "мягкому" отбору:

$$Br(\phi \to \eta\pi^0\gamma) = (0.90 \pm 0.24 \pm 0.10) \times 10^{-4}.$$

Для "жесткого" отбора это значение на 7% выше, что не противоречит статистическим погрешностям. В качестве результата приводится величина, соответствующая "мягким" отборам, так как систематические ошибки в этом случае должны быть меньше. Систематическая погрешность соответствует неопределенности в вычитании фона и в числе ϕ-мезонных распадов, используемых для нормировки.

Распределение по инвариантной массе показывает увеличение числа событий с большими массами, что подтверждает гипотезу наличия $a_0(980)$ промежуточного состояния, обсуждаемого в работе [19]. Результат для относительной вероятности распада $\phi \to \eta\pi^0\gamma$ находится в хорошем согласии с опубликованными недавно данными группы СНД [46,47].

Небольшая статистика в данном эксперименте не позволяет провести детальный анализ полученного спектра $\eta\pi^0$ инвариантных масс, но следует отметить, что довольно заметное число $\eta\pi^0$ событий имеет массы в диапазоне 700-800 МэВ. Это означает, что не все наблюдаемые события могут быть интерпретированы как распад $\phi \to a_0(980)\gamma$ и другие механизмы следует включать в рассмотрение. Наличие событий с малыми массами отмечалось также в последнем анализе группы СНД [47].

Глава 5

Интерпретация и обсуждение результатов

Для описания полученного спектра в $\pi^0\pi^0\gamma$ моде, аналогичного описанию спектров с заряженными пионами (см. раздел 2.7), использовалась модель предложенная в работах [19,22–24]. В этой модели рассматривается распад $\phi \to f_0(980)\gamma$ в различных предположениях о структуре f_0 (двух- или четырех-кварковое состояние или $K\bar{K}$ молекула в зависимости от величины констант связи $g^2_{KK}/4\pi$, $g^2_{\pi\pi}/4\pi$), и вычисляется дифференциальное сечение в зависимости от инвариантной массы двух пионов. В модели также рассматривается эффект от других возможных промежуточных состояний, таких как $\sigma\gamma$ и $\rho\pi^0 \to \pi^0\pi^0\gamma$, вклад которых оценивается в этих работах в 15-20%. Этим вкладом в относительную вероятность распада в анализе, приведенном ниже, пренебрегается, но в случае заряженной моды он учитывается дополнительным сдвигом фазы интерференции. Этот дополнительный сдвиг фазы оценивается в 1.2-1.4 радиана [24].

Экспериментальный спектр, приведенный на рис. 3.6а, аппроксимировался теоретическим спектром в предположении, что распад $\phi \to \pi^0\pi^0\gamma$ полностью определяется $f_0(980)\gamma$ механизмом. В результате аппроксимации получены следующие параметры модели:

$m_{f_0} = (977 \pm 3 \pm 6)$ MeV/c^2,

$g^2_{KK}/4\pi = (2.44 \pm 0.73)$ GeV^2,

$g^2_{\pi\pi}/4\pi = (0.40 \pm 0.06)$ GeV^2,

$Br(\phi \to f_0(980)\gamma) = (3.05 \pm 0.25 \pm 0.72) \cdot 10^{-4}$.

Значение относительной вероятности распада получено из констант связи и включает систематическую ошибку от экспериментальной неопределенности при больших массах $\pi^0\pi^0$ и от 15% примеси других состояний.

Полученные параметры находятся в хорошем согласии с аналогичными, полученными группой СНД [32]:
$m_{f_0} = (974 \pm 5 \pm 7)$ MeV/c^2,
$g^2_{KK}/4\pi = (2.10^{+0.88}_{-0.56})$ GeV^2,
$g^2_{\pi\pi}/4\pi = (0.51^{+0.13}_{-0.09})$ GeV^2,
$Br(\phi \to f_0(980)\gamma) = (3.42 \pm 0.48) \cdot 10^{-4}$.
Также можно провести сравнение с параметрами, полученными при анализе спектров в канале $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma$: $m_{f_0} = (976 \pm 5 \pm 6)$ MeV/c^2, $Br(\phi \to f_0(980)\gamma) = (1.93 \pm 0.46 \pm 0.50) \cdot 10^{-4}$.
Параметры, полученные по заряженной и нейтральной моде, согласуются в пределах ошибок.

Используя модель, предложенную в работах [19,22–24], можно провести одновременную аппроксимацию спектров фотонов из $\pi^0\pi^0\gamma$ и $\pi^+\pi^-\gamma$ событий. Такая совместная “подгонка“ позволяет улучшить точность определения параметров f_0, констант связи и относительной вероятности распада, а также определить относительную фазу между амплитудами тормозного излучения и распадом ϕ:
$m_{f_0} = 974 \pm 4 \pm 6$ MeV/c^2,
$g^2_{KK}/4\pi = (1.48 \pm 0.32)$ GeV^2,
$g^2_{\pi\pi}/4\pi = (0.41 \pm 0.06)$ GeV^2,
$Br(\phi \to f_0\gamma) = (2.90 \pm 0.21 \pm 0.65) \cdot 10^{-4}$.
Относительная фаза оказалась равной $\Psi = (1.47 \pm 0.19)$ радиан. При этом получено значение χ^2/d.f.=1.5. Результаты этой аппроксимации показаны на рисунках 3.6а и 2.14 и хорошо согласуются с аппроксимациями, проведенными независимо по каждой моде.

Кроме того, используя полученные из фотонных спектров параметры модели, было сосчитано сечение процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ в зависимости от энергии (фотоны в интервале 20-120 МэВ) и наложено (все параметры фиксированы) на экспериментальные сечения. На рис. 5.1 приведены экспериментальные данные в сравнении с расчетными сечениями, показывающее, что интегральные сечения также хорошо описываются данной моделью.

Следуя предложенной модели, полученные значения констант связи соответствуют

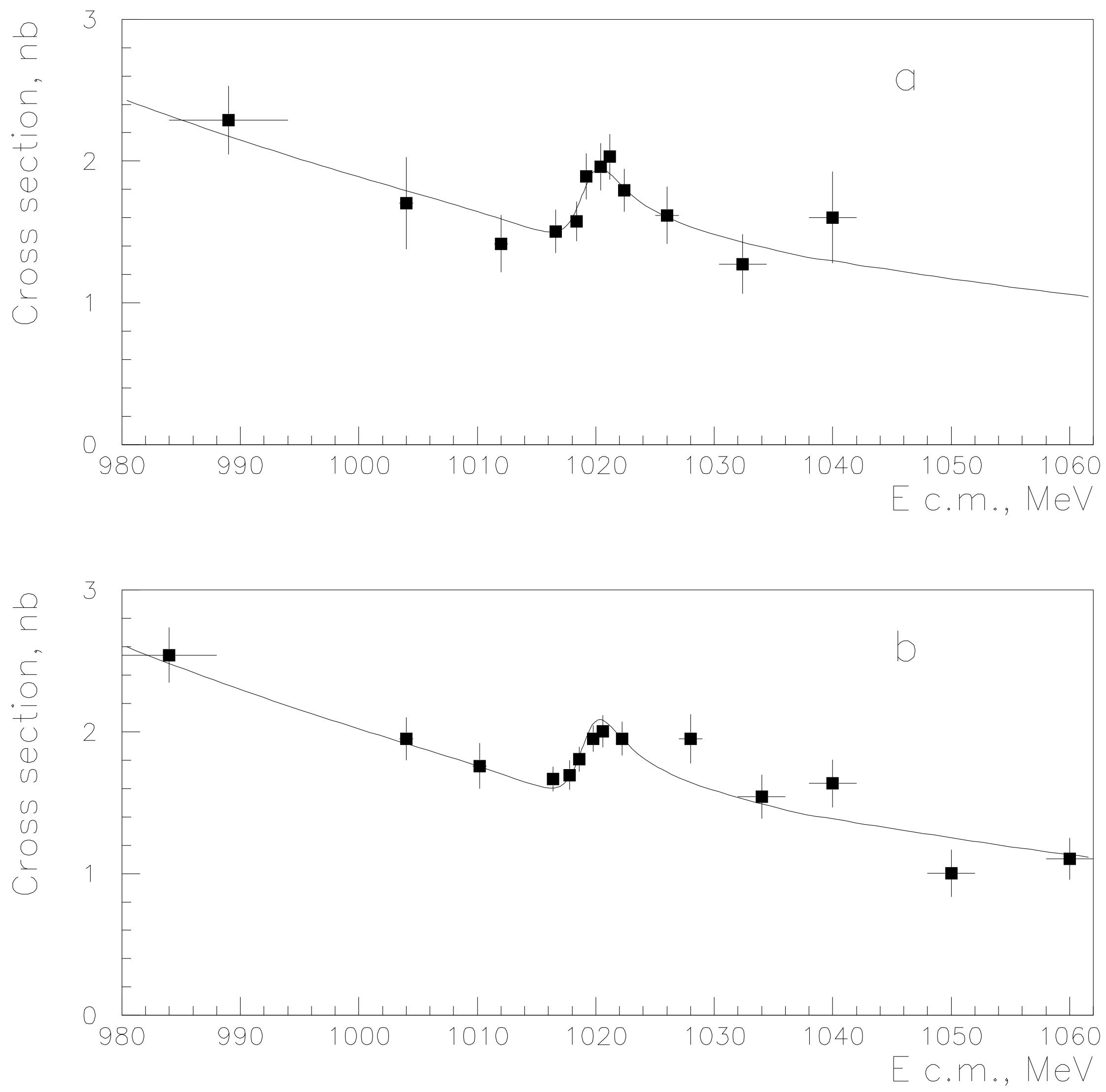

Рис. 5.1: a,b. Сечения для событий $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ для двух наборов данных в сравнении с расчетом, где все параметры получены из фотонных спектров.

предположению о четырех- кварковой структуре f_0 мезона. Отношение R=$g^2_{KK}/g^2_{\pi\pi}$ имеет слабую зависимость от структуры f_0 мезона и полученное значение составляет R=3.61±0.62, что так же находится в хорошем согласии со значением, полученным группой СНД [32]: R=4.1±0.9.

В предложенной интерпретации весь видимый сигнал приписывается распаду $\phi \to \pi\pi\gamma$. Как уже отмечалось, влияние других резонансов (ρ, σ) было оценено в работах [24,25], и в предложенной интерпретации составляет около 15% и эта величина включена в систематическую ошибку. Косвенным подтверждением правильности учета этого влияния может служить хорошее согласие величины относительной фазы с предсказанием модели.

Существуют, однако, другие теоретические интерпретации полученных спектров, например в работе [38], где предсказывается значительно больший вклад от σ резонанса - до 65 %. Чтобы оценить степень неопределенности в величине относительной вероятности распада $\phi \to f_0\gamma$ из-за влияния других, широких резонансов, полученный спектр инвариантных масс $M_{\pi^0\pi^0}$ аппроксимировался суммой амплитуд двух резонансов - узкого и широкого:

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}} \sim 2M_{\pi\pi} \cdot (1 - \frac{M^2_{\pi\pi}}{4E^2_{beam}}) \cdot \sqrt{1 - \frac{4m^2_\pi}{M^2_{\pi\pi}}} \cdot |\frac{m_{f(980)}\Gamma_{f(980)}}{\Delta_{f(980)}} + \frac{Ae^{i\psi}m_{f(1200)}\Gamma_{f(1200)}}{\Delta_{f(1200)}}|^2,$$

где $\Delta_f = M^2_{\pi\pi} - m^2_f + iM_{\pi\pi}\Gamma(M_{\pi\pi})$. Параметры $f_0(1200)$ (или σ) резонанса не могут быть извлечены из полученных данных и фиксировались на значениях $m_{f(1200)} = 1200$ MeV и $\Gamma_{f(1200)} = 600$ MeV. Эти значения очень слабо влияют на результат и вместо резонанса можно ввести постоянную амплитуду $Ae^{i\psi}$. Относительная фаза ψ оказалась близкой к нулю и была зафиксирована на этом значении.

Следующие параметры были получены в результате аппроксимации:
$m_{f_0} = 987 \pm 7$ MeV/c^2, $\Gamma_{f_0} = 56 \pm 20$ MeV и относительная амплитуда A=0.22±0.09 (или A=0.08±0.03 в случае постоянной примеси). Величина χ^2/d.f.=0.96 характеризует хорошее согласие этой простой модели с экспериментом. Результат аппроксимации показан на рис. 3.6а штрих-пунктирной кривой. Соответствующая величина относительной вероятности распада (предполагая, что только 1/3 видна в $\pi^0\pi^0$ моде) составляет $Br(\phi \to f_0(980)\gamma) = (1.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$.

Приведенные выше сравнения экспериментальных данных с двумя очень разными моделями показывают, что полученные спектры как в заряженной, так и в нейтральной моде, не могут быть интерпретированны без наличия скалярного резонанса с массой около 980 МэВ в системе двух пионов, на который происходит радиационный переход при распаде ϕ мезона. Соответствующая относительная вероятность распада является модельно зависимой величиной, и, по-видимому, не может быть меньше $1.0 - 1.5 \cdot 10^{-4}$. С учетом этой теоретической неопределенности, относительная вероятность распада может быть представлена в виде:

$$Br(\phi \to f_0(980)\gamma) = (2.90 \pm 0.21 \pm 1.54) \cdot 10^{-4},$$

где систематическая ошибка в основном связана с модельной неопределенностью результата.

Многие авторы [20] сходятся во мнении, что такая большая величина не может быть объяснена в рамках простой двухкварковой структуры $f_0(980)$, при которой величина относительной вероятности распада не превышает $0.5 \cdot 10^{-4}$ и полученное значение указывает на четырех-кварковую структуру $f_0(980)$.

Такие же выводы можно сделать и для $a_0(980)$ мезона, если все наблюдаемые события процесса $\phi \to \eta\pi^0\gamma$ интерпретировать как распад $\phi \to a_0(980)\gamma$. Полученная величина относительной вероятности распада сравнима с величиной, полученной для распада $\phi \to \eta'\gamma$ [8,73,81]. И, если бы $a_0(980)$ не содержал в своем составе странные кварки, распад $\phi \to a_0(980)\gamma$ должен быть подавлен по сравнению с $\phi \to \eta'\gamma$

Однако, предсказания относительной вероятности распада и структура скалярных мезонов в различных теоретических моделях заметно расходятся и не могут рассматриваться как очень точные. Например, в уже упоминавшейся работе [38] и в работе [37] приводятся сравнительно успешные описания спектра инвариантных масс и наблюдаемой относительной вероятности распада без предположений об экзотической структуре $f_0(980)$.

Нужно отметить, что ситуация с идентификацией членов нонета легких скалярных мезонов, и примыкающая проблема структуры $f_0(980)$ и $a_0(980)$, остается неясной и противоречивой. Хотя в работе [39] приводится много сильных аргументов в пользу четырех-кварковой структуры этих состояний, другие возможности широко дискутируются. Так в работе [40] отстаивается идея, что $f_0(980)$ мезон не принадлежит к $q\bar{q}$

состояниям, а является $K\bar{K}$ молекулой внедренной в $\pi\pi$ континиум. В то же время в работе [41] идея $K\bar{K}$ молекулы полностью отвергается и обсуждается возможность, что и $f_0(980)$ и $a_0(980)$ являются обычными $q\bar{q}$ состояниями со своиствами искаженными близостью $K\bar{K}$ порога.

Малая величина двух-фотонной ширины этих состояний, которая традиционно используется как сильный аргумент в пользу их экзотической структуры, похоже хорошо описывается в теоретических моделях предполагающих обычную $q\bar{q}$ структуру $f_0(980)$ и $a_0(980)$ мезонов [37,42,43]. Отметим также результаты с детекторов OPAL [44] и DELPHI [45], которые изучали инклюзивное рождение $f_0(980)$ и $a_0(980)$ мезонов в адронных распадах Z^0 бозона и нашли их свойства согласующимися с нормальными $q\bar{q}$ состояниями.

Можно сделать вывод, что проблема структуры $f_0(980)$ и $a_0(980)$ мезонов далека от разрешения и новые, как теоретические, так и экспериментальные исследования требуются для ее прояснения.

В заключении приведем таблицу, в которой собраны экспериментальные данные по радиационным распадам ϕ мезона. Благодаря экспериментам, проведенным группами СНД и КМД-2 [8,32,33,35,36,46,47,73,81,82], пробелы в таблицах свойств элементарных частиц закрыты и давно ожидаемые радиационные распады ϕ мезона установлены с высокой степенью достоверности.

Таблица 5.1: Экспериментальная ситуация по радиационным распадам ϕ мезона

Распад	СНД	КМД-2	PDG, 1998
$\boldsymbol{\phi \to \pi^0\gamma}$	$(1.23 \pm 0.10)10^{-3}$		$(1.31 \pm 0.13)10^{-3}$
$\boldsymbol{\phi \to \eta\gamma}$	(1.246 ± 0.062) % (1.338 ± 0.053) %	(1.18 ± 0.07) % (1.24 ± 0.06) %	(1.26 ± 0.06) %
$\boldsymbol{\phi \to \eta'\gamma}$	$(6.7^{+3.4}_{-2.9}) \cdot 10^{-5}$	$(8.2^{+2.3}_{-2.1}) \cdot 10^{-5}$ $(5.8 \pm 2.3) \cdot 10^{-5}$	$(12^{+7}_{-5}) \cdot 10^{-5}$
$\boldsymbol{\phi \to \pi^0\pi^0\gamma}$ $\mathrm{m}_{\pi^0\pi^0} > 700$ MeV	$(1.14 \pm 0.16) \cdot 10^{-4}$ $(1.00 \pm 0.14) \cdot 10^{-4}$	$(1.08 \pm 0.19) \cdot 10^{-4}$ $(0.92 \pm 0.10) \cdot 10^{-4}$	$< 10^{-3}$
$\boldsymbol{\phi \to \eta\pi^0\gamma}$	$(0.83 \pm 0.23) \cdot 10^{-4}$ $(0.88 \pm 0.21) \cdot 10^{-4}$	$(0.90 \pm 0.26) \cdot 10^{-4}$	$< 2.5 \cdot 10^{-3}$

Глава 6

Поиск реакций с нарушением фундаментальных симметрий

6.1 Поиск распада $\phi \to \rho\gamma$

Как уже отмечалось, поиск реакций, идущих с нарушением фундаментальных симметрий, всегда вызывал повышенный интерес как у теоретиков, так и у экспериментаторов. Хотя даже экзотические теоретические модели предсказывают такие нарушения на очень низком уровне, поиск таких нарушений продолжается. События, отобранные для поиска редких распадов ϕ в данной работе могут также быть использованы для поиска экзотических распадов.

Отобранные $\pi^+\pi^-\gamma$ события с энергиями фотона от 100 до 300 МэВ (см. рис. 2.11) могут использоваться для поиска C нарушающего распада $\phi \to \rho\gamma$ с распадом ρ в два заряженных пиона. Зависимость сечения от энергии для событий с фотонами в интервале 100-300 МэВ приведена на рис. 6.1 для заходов 1997-1998 годов.

В случае C нарушения реакция $e^+e^- \to \phi \to \rho\gamma$ имеет те же квантовые числа, что и основная фоновая реакция тормозного излучения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ с излучением фотона начальными частицами. Вклад тормозного излучения конечными частицами в отобраной области энергий фотона пренебрежим. В этом случае конечное сечение выражается через квадрат суммы амплитуд этих двух реакций:

$$\sigma(s) = \sigma_{br}^{in}(s) \cdot |1 - e^{i\psi} \cdot \sqrt{\frac{\sigma(\phi\to\rho\gamma)}{\sigma_{br}^{in}(s)}} \cdot \frac{m_\phi\Gamma_\phi}{\Delta_\phi}|^2,$$

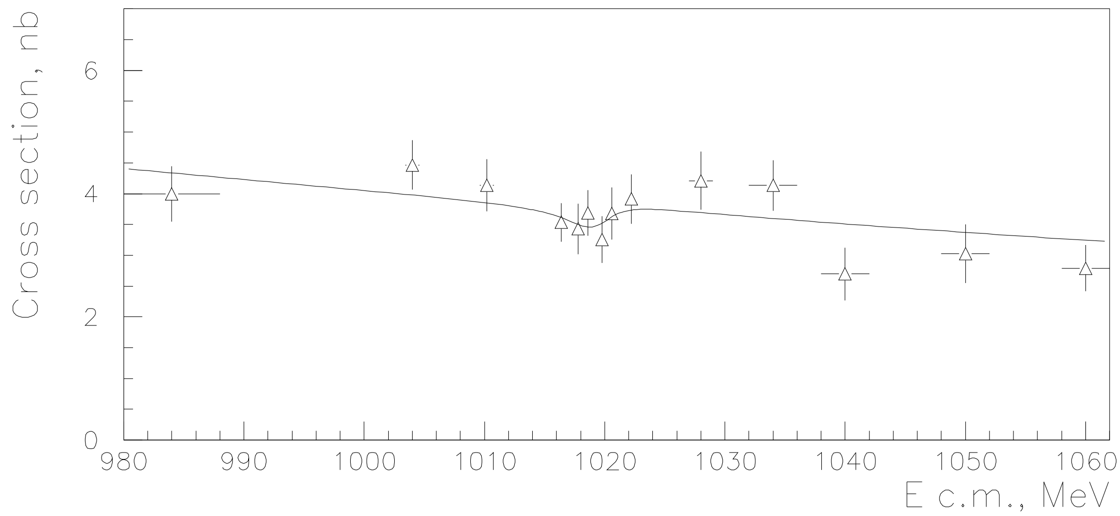

Рис. 6.1: Сечение для $\pi^+\pi^-\gamma$ событий с фотонами в области 100-300 МэВ. Сплошная линия - аппроксимация линейной функцией с примесью амплитуды от ϕ резонанса.

где согласно расчетам [22] зависимость сечения от энергии в измеряемой области хорошо аппроксимируется зависимостью $\sigma_{br}^{in}(s) = \sigma_0 \cdot (m_\phi^2/s)$, где σ_0 - нерезонансное сечение тормозного излучения при $s = m_\phi$.

Аппроксимация экспериментальных точек приведенной функцией дает отношение $\sigma_0^{exp}/\sigma_0^{th}$=1.04±0.05, где σ_0^{th} расчетное сечение.

Свободными параметрами при аппроксимации являлись величины $\sigma(\phi \to \rho\gamma)$ и относительная фаза двух амплитуд. В результате аппроксимации получены значения

$$Br(\phi \to \rho\gamma) = \sigma(\phi \to \rho\gamma)/\sigma_{tot}^{\phi} = (0.3 \pm 0.5) \times 10^{-5} \text{ и } \psi = -0.9 \pm 1.0 \text{ радиан,}$$

где σ_{tot}^{ϕ} - полное сечение рождения ϕ мезона. Принимая во внимание коэффициент 0.8, учитывающий потерю событий $\rho\gamma$ при отборе фотонов, следующий верхний предел был получен суммарно по всем данным:

$$\mathrm{B}(\phi \to \rho\gamma) < 1.2 \times 10^{-5}, \text{ для 90\% уровня достоверности.}$$

Этот результат следует сравнить с самым точным верхним пределом 7×10^{-4}, полученным в нашей предыдущей работе [29] и вошедшим в таблицы [72], а также с лучшим предыдущим измерением 2×10^{-2} [76].

6.2 Поиск распадов $\eta \to \pi^+\pi^-$ и $\eta \to \pi^0\pi^0$

В рамках стандартной модели эффект P, CP нарушения в распадах η предсказывается на очень низком уровне – $\mathrm{Br}(\eta \to \pi\pi) < 2 \times 10^{-27}$ [77,78]. Существуют однако модели, в которых этот распад предсказывается на гораздо более высоком уровне – $\mathrm{Br}(\eta \to \pi\pi) < 10^{-15} - 10^{-16}$ [78–80], что все равно находится за пределами современных экспериментальных возможностей. Тем не менее поиск таких необычных эффектов может дать неожиданные результаты.

Выделенные $\pi^+\pi^-\gamma$ и $\pi^0\pi^0\gamma$ события могут использоваться для поиска P и CP нарушающих распадов $\eta \to \pi^+\pi^-$ и $\eta \to \pi^0\pi^0$, где η присходит из радиационного $\phi \to \eta\gamma$ распада. Этот распад должен быть виден в событиях $e^+e^- \to \pi\pi\gamma$ при энергиях ϕ мезона как узкий пик в спектре масс двух заряженных или двух нейтральных пионов с $m_{\pi\pi} = m_\eta$.

При числе распадов ϕ в 19.7 миллионов, использованных при анализе $\pi^+\pi^-\gamma$ канала и 18.8 миллионов для $\pi^0\pi^0\gamma$ событий, соответствующие числа распадов ϕ через канал $\eta\gamma$ составляют 248000 и 236000 соответственно.

На рис. 6.2 приведены экспериментальные спектры масс двух заряженных и двух нейтральных пионов. Гистограммами показаны сигналы от распадов $\eta \to \pi^+\pi^-$ (в рамке) и $\eta \to \pi^0\pi^0$, полученные моделированием. Линии показывают возможные сигналы от искомых распадов на 90% уровне достоверности. Для двух заряженных пионов возможный сигнал составляет 10 событий, а для нейтральных пионов - 11 событий. Эффективность регистрации, полученная моделированием, равна 0.124 и 0.108 для заряженной и для нейтральной моды соответственно.

Для 90 % уровня достоверности, получены следующие верхние пределы:

$$\mathrm{Br}(\eta \to \pi^+\pi^-) < 3.3 \times 10^{-4},$$

$$\mathrm{Br}(\eta \to \pi^0\pi^0) < 4.3 \times 10^{-4}.$$

Эти результаты следует сравнить с лучшими предыдущими измерениями 9×10^{-4}

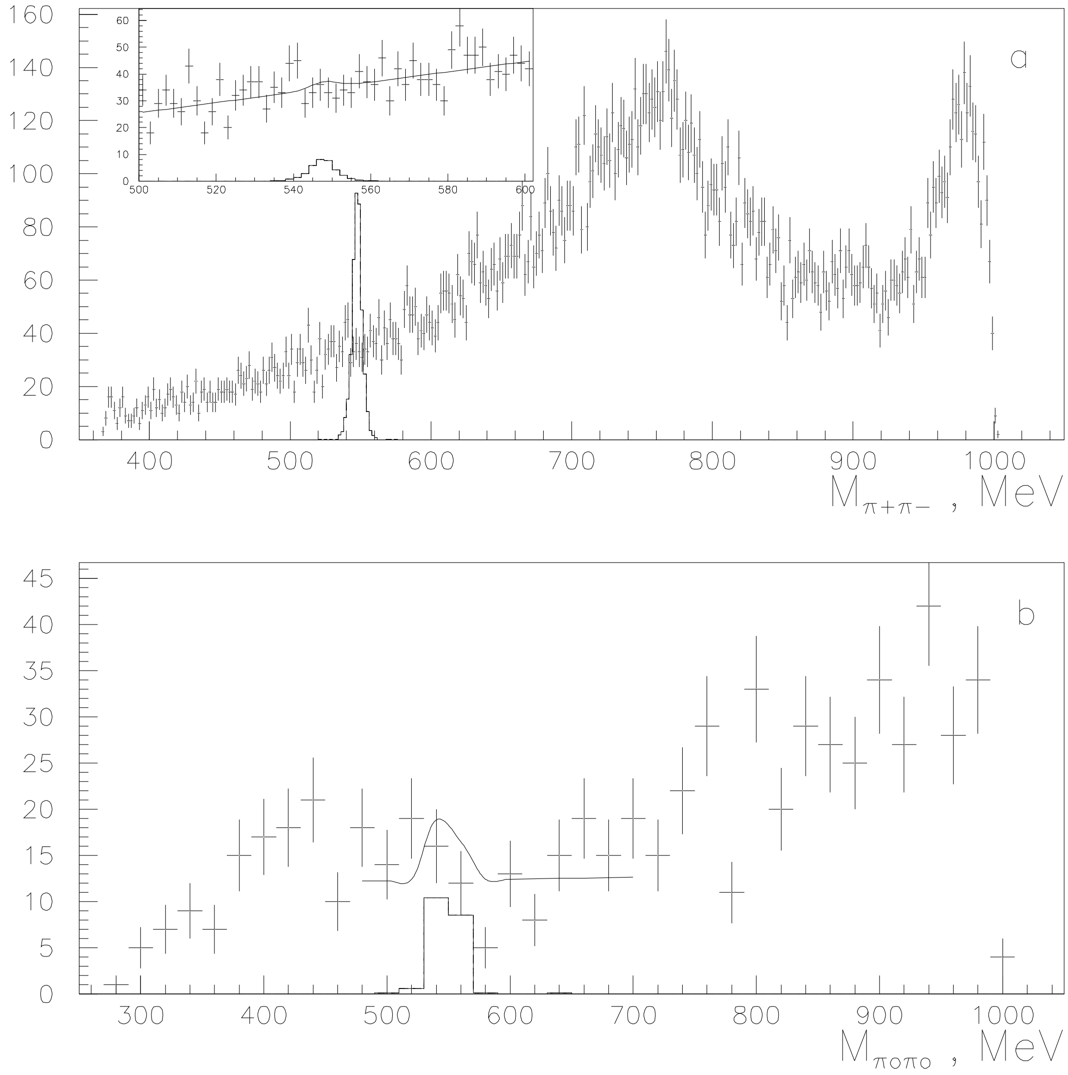

Рис. 6.2: Поиск распадов $\eta \to \pi^+\pi^-$ и $\eta \to \pi^0\pi^0$. Гистограммы - моделирование. Линиям показаны возможные сигналы на 90% уровне достоверности.

для заряженной моды [29] (результат КМД-2 по части статистики, вошедший в таблицы [72]) и 7×10^{-4} для нейтральной моды [49], полученной с детектором СНД.

Следует отметить, что результат по заряженной моде в два раза более “весомый”, чем с нейтральными пионами.

Глава 7

Изучение $K_S K_L$ парных распадов

7.1 Отбор событий

Для анализа использовалась вся доступная информация, соответствующая 21 миллиону распадов ϕ мезона (см. таблицу 1.1), 34% которых распадается на пару $K_S K_L$. Кандидаты отбирались из числа событий, в которых программа реконструкции восстановила две вершины в пределах 15 см от оси пучков, каждая с двумя противоположно заряженными треками. Алгоритм поиска второй вершины был специально разработан для изучения парных распадов каонов. В таких событиях первая вершина, как правило, соответствует распаду $K_S \to \pi^+\pi^-$, а вторая распаду K_L. Если распад K_S идентифицирован, то из закона сохранения энергии-импульса с хорошей точностью предсказывается направление движения K_L.

Пример такого события показан на рис. 7.1. На рис. 7.2а приведено распреде-

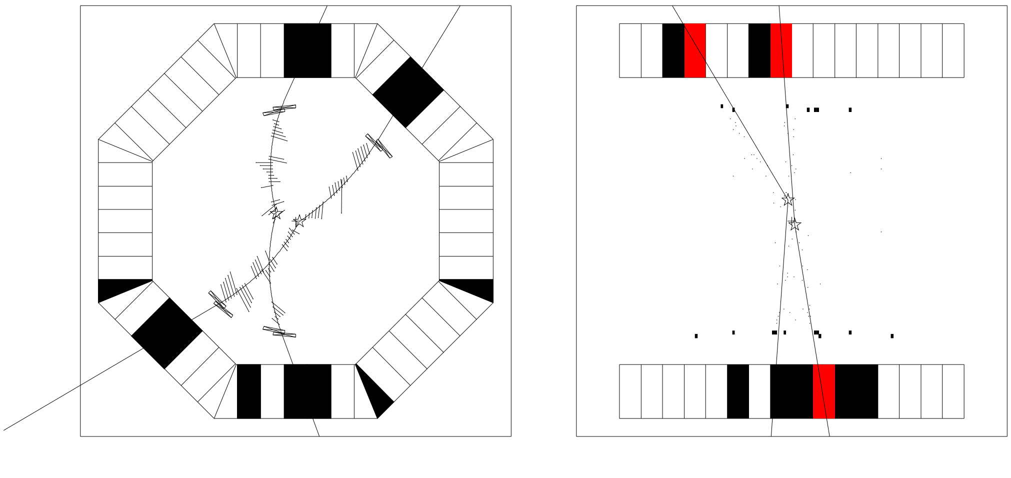

Рис. 7.1: Событие $\phi \to K_S K_L$ с одновременным распадом каонов.

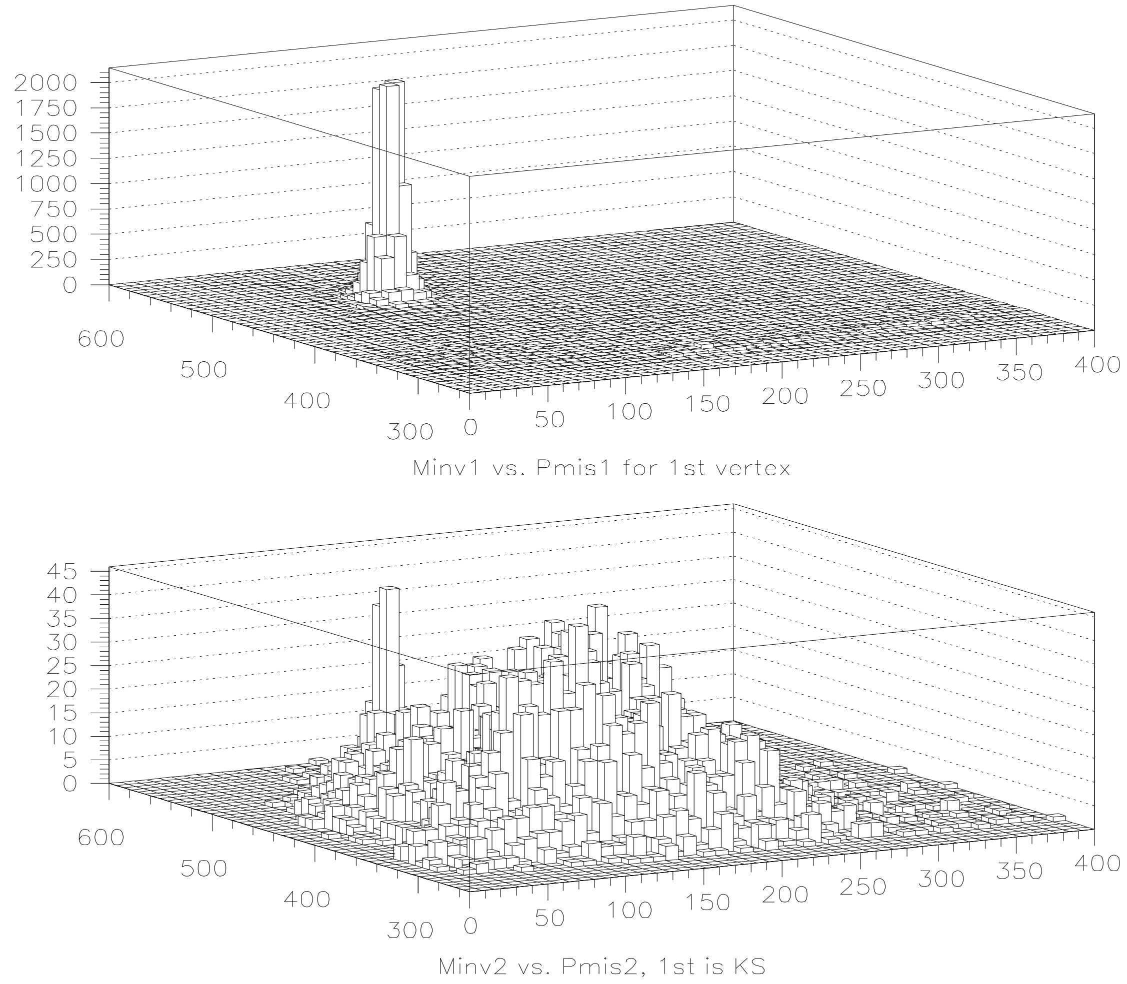

Рис. 7.2: Инвариантная масса в зависимости от недостающего импульса для 1-ой вершины (a) и для 2-ой вершины (b) если $K_S \to \pi^+\pi^-$ распад выделен в 1-ой.

ление инвариантной массы M_{inv} двух заряженных треков в предположении, что они пионы, в зависимости от недостающего импульса P_{mis} (который равен импульсу каона P_K в случае распада на два пиона) для ближайшей от пучка вершины. Как и предполагалось, K_S мезоны с распадом в пару заряженных пионов доминируют в первой вершине. Условия 470 MeV/c^2 $< M_{inv} <$525 MeV/c^2 и 80 MeV/c $< P_K <$140 MeV/c с дополнительным требованием, чтобы другая восстановленная вершина находилась в P_{mis} направлении с точностью до разрешения, выбирает события с $K_S \to \pi^+\pi^-$ в одной из вершин.

На рис. 7.2b приведено то же распределение для частиц из второй вершины в случае когда $K_S \to \pi^+\pi^-$ распад отобран в первой вершине. Распределение соответствует трехчастичным распадам K_L на $\pi\mu\nu$, $\pi e\nu$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$. Однако видны события, в которых распад на пару пионов появляется одновременно и во второй вершине.

На рис. 7.3a показано распределение расстояний от оси пучков до точки распада для отобранных K_S по распаду на два пиона. Получено экспоненциальное падение числа событий с показателем экспоненты (0.56±0.01) см и с разрешением положения вершины (0.15±0.03) см. Значение показателя экспоненты хорошо согласуется со средневзвешенным значением, полученным расчетом из значений энергий пучков и массы нейтральных каонов.

Интерпретация распределения радиусов, соответствующих вершинам распада для K_L, показанного на рис. 7.3b, более сложна. Длина распада для K_L, рожденного из распада ϕ мезона в покое, составляет приблизительно 350 см, так что только около 4% всех K_SK_L пар распадутся внутри 15 см радиуса ДК. Из моделирования получено, что эффективность регистрации K_S составляет 35% при распаде на два зараженных пиона (68% всех распадов) и 31% для K_L при распаде на две заряженные частицы (78% всех распадов). Таким образом, из примерно 21 миллиона ϕ мезонов, около 7 миллионов (34%) распадается на K_SK_L пары и около 2 миллионов K_S регистрируется в детекторе в распаде на два пиона. Если принять, что эффективность регистрации K_L при распаде на две заряженные частицы не зависит от радиуса, то около 19000 парных распадов должно быть зарегистрировано. Общее же количество восстановленных K_L вершин помеченных $K_S \to \pi^+\pi^-$ распадом составляет 14230 из-за того, что начиная с некоторого радиуса эффективность реконструкции второй вершины падает.

Равномерное распределение по радиусу наблюдается внутри вакуумной камеры до радиуса 1.7 см при котором количество найденных K_L вершин резко возрастает. Острый пик в районе 2 см интерпретируется как взаимодействия K_L с ядрами Be, из которого изготовлена вакуумная камера накопителя в месте встречи. Далее наблюдается широкое распределение связанное по видимому со взаимодействиями каонов с веществом ДК (газ и проволочки) и далее наблюдается общее падение из-за неэффективности реконструкции. Пунктирная линия на рис. 7.3b показывает предполагаемое распределение K_L распадов в случае постоянной эффективности.

Комбинация функций соответствующих описанным процессам использовалась, чтобы описать экспериментальное распространение. Учитывалось пространственное раз-

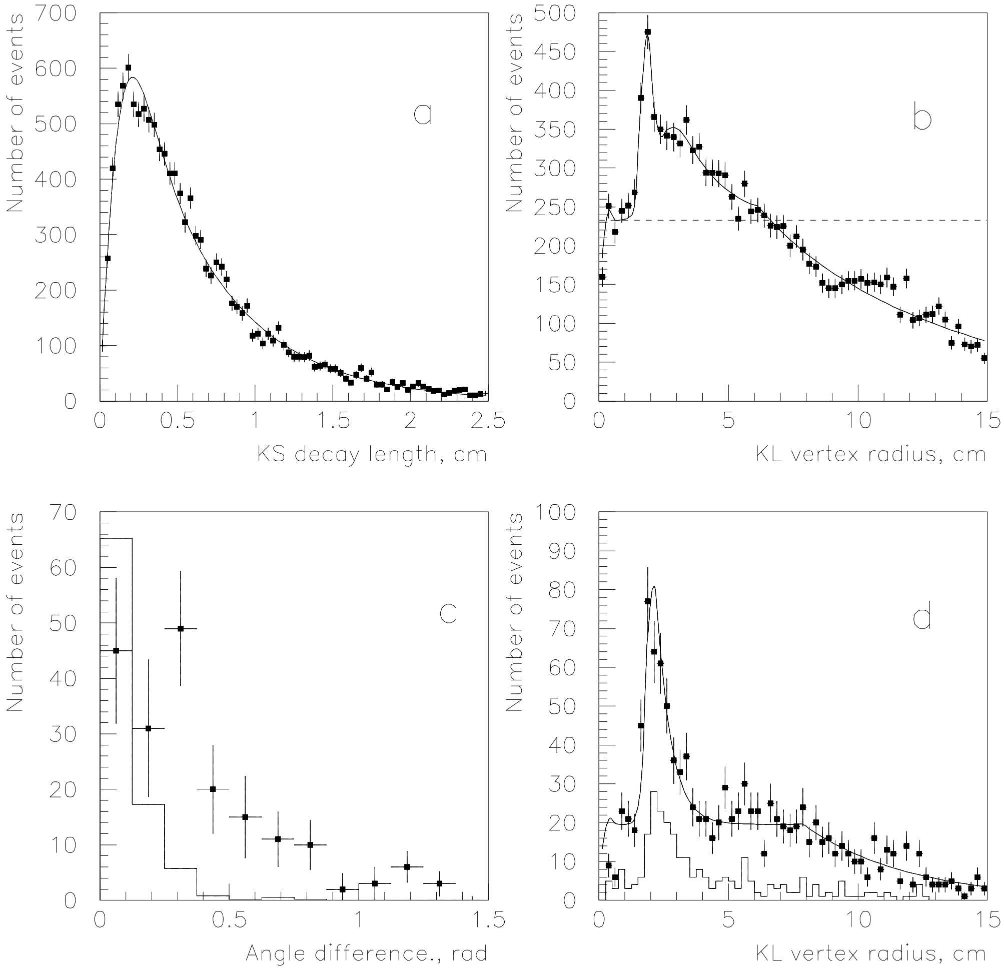

Рис. 7.3: a. Длины распада для K_S; b. Радиус распада для K_L; c. Разность угла вылета двух восстановленных треков с направлением первоначального движения для событий регенерации (точки с ошибками) и для K_S на том же расстоянии (гистограмма); d. Радиус распада K_L после отбора по M_{inv} (точки с ошибками) и после отбора с полной кинематикой как для K_S (гистограмма).

решение реконструкции вершины, полученное из распределения по длинам распада для K_S. Радиус, с которого эффективность реконструкции начинает понижаться составляет (6.0±0.2) см, а показатель экспоненты, описывающей падение эффективности, составил (5.8±0.4) см. Нужно отметить, что эти параметры в достаточной мере условны и соответствуют качественному описанию наблюдаемых эффектов.

Число событий под острым пиком составляет 562±43, а 1103±50 событий под широким распределением предположительно связано со взаимодействиями в ДК. Остальные события представляют распады K_L на лету.

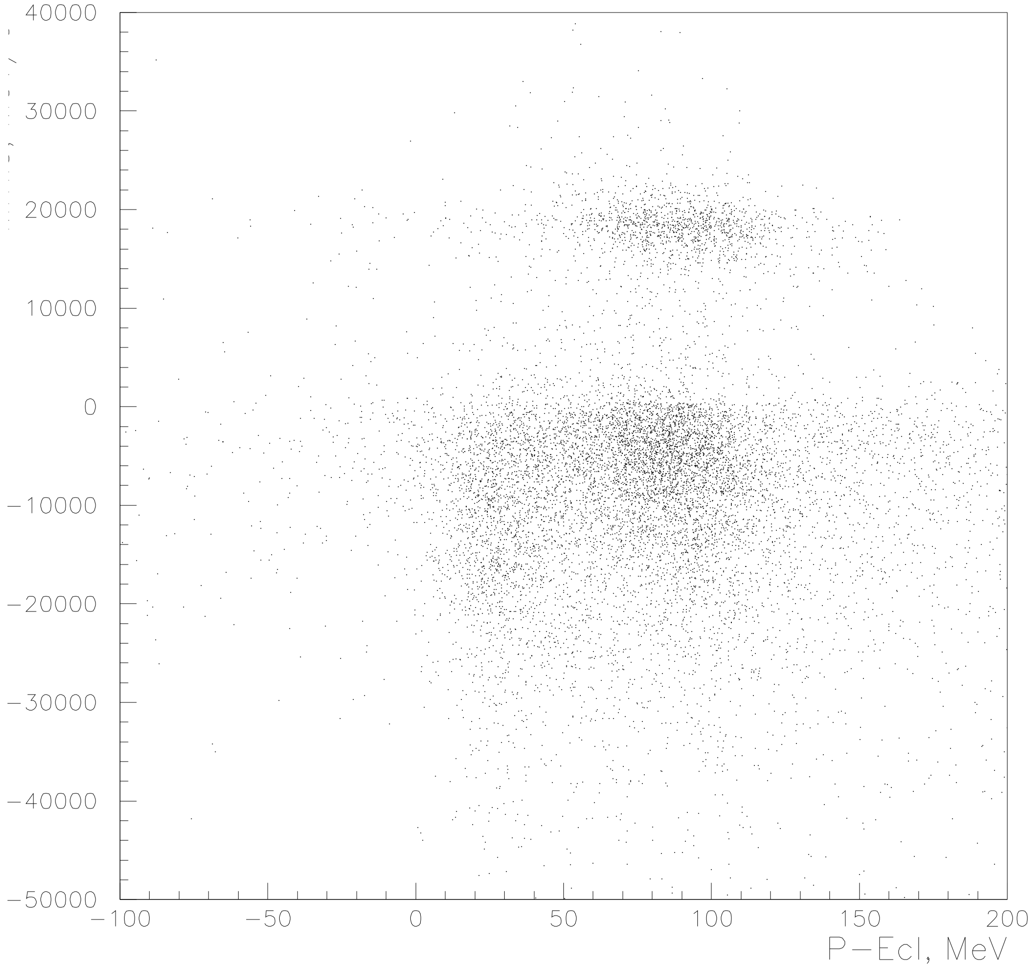

Рис. 7.4: Изучение K_SK_L парных распадов: Недостающая масса в зависимости от разности импульса и энерговыделения в калориметре для K_L вершины.

В данной работе не ставилась задача получения относительных вероятностей распада K_L на заряженные моды, но детектор КМД-2 является достаточно универсальной установкой и позволяет различать основные заряженные моды достаточно хорошо. Такое разделение продемонстрировано на рис. 7.4, где приведено 2-х мерное распределение квадрата недостающей массы для K_L вершины в зависимости от разности между импульсом заряженной частицы и ее энерговаделением в калориметре. Дело в том, что при данных энергиях все частицы от распадов каонов застревают в CsI калориметре. При этом замечено, что мюоны и пионы выделяют в среднем кинетическую энергию (разность полной энергии и массы), в то время как электроны выделяют всю энергию в электромагнитном ливне. Поэтому для электронов разность импульса и энерговыделения в калориметре должна быть близка к нулю (с точностью до разрешения и dE/dx потерь в веществе), а для мезонов эта величина порядка их массы. На рис. 7.4 достаточно ясно видны области, соответствующие трем основным модам распада K_L на $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi\mu\nu$ и $\pi e\nu$.

CP нарушающий распад на пару пионов, представляющий наибольший интерес, попадает в кинематическую область в которой находится довольно много событий полулептонных распадов. Чтобы выделить $K_L \to \pi^+\pi^-$ события, проведен дополнительный отбор, требующий, чтобы инвариантная масса двух треков из K_L вершины была в пределах 470-525 MeV/c^2. Распределение по радиусам вершин для таких событий приведено на рис. 7.3d. Видно, что пик на вакуумной трубе "выжил" с 236$\pm$25 событиями и имеет длину распада соответствующую длине распада K_S. При этом более или менее равномерное распределение наблюдается до радиусов порядка 8 см.

События в пике после отбора по инвариантной массе интерпретируются как регенерация K_L в K_S с распадом в $\pi^+\pi^-$ и используются для вычисления сечения регенерации на Be.

Для отбора $K_L \to \pi^+\pi^-$ распадов на лету можно применить более сильные требования для двух треков в K_L вершине – 80 MeV/c$< P_K <$ 140 MeV/c и потребовать, чтобы направление недостающего импульса, с точностью до разрешения детектора, указывало на K_S вершину. Этот отбор показан на рис. 7.3d. гистограммой. Пик на Be трубе с 91$\pm$12 событиями остается и в этом случае, а число событий с распадами K_L на лету заметно падает – до 180 штук, но остается достаточно большим, чтобы идентифицировать предполагаемые 40 событий от CP нарушающего распада.

7.2 Выделение событий ядерных взаимодействий

Чтобы получить число событий, провзаимодействовавших в Be, требуется вносить поправку на присутствие другого вещества детектора. Материал ДК (входное окно из лавсана толщиной 120 μ, 50%Cu-50%Ti полевые проволочки, диаметром 100-150 μ, Ar газ) может также вносить вклад в число событий взаимодействия. Входное окно ДК находится довольно близко к вакуумной трубе накопителя – на радиусе 2.1 cm – и добавляет около 10% к числу событий в пике. Число событий в пике корректируется на эту величину. Самая большая концентрация проволочек в ДК находится в области между 2.5-3.5 cm, где средняя толщина Cu оценена как $3 \times 10^{-5}/^{2}$ и уменьшается с радиусом. Эта величина материала незначительна и, по оценкам, дает менее 1% событий регенерации.

Еще один вклад в события, отобранные как события регенерации K_L, могут вносить распады Λ и Σ гиперонов, которые кинематически выглядят как $K_L \to 2\pi$. Были проанализированы реакции

$$K_L + p \to \Lambda^0 + \pi^+, \Lambda^0 \to p + \pi^-;$$
$$K_L + p \to \Sigma^0 + \pi^+, \Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma, \Lambda^0 \to p + \pi^-;$$
$$K_L + n \to \Sigma^- + \pi^+, \Sigma^- \to n + \pi^-;$$
$$K_L + n \to \Sigma^+ + \pi^-, \Sigma^+ \to n + \pi^+.$$

В нашем отборе только два заряженных пиона регистрировались в соответствии с условием двух треков в вершине и с dE/dX, соответствующему минимально ионизирующим частицам. Как показало моделирование, 8% таких событий с конечным нуклоном почти в покое добавляется к числу восстановленных событий после отбора по M_{inv}. Эти события имеют видимое распределением по радиусу вершины похожее на распределение от распада K_S, так как Λ и Σ гипероны рождаются медленные и пролетают заметное расстояние до распада. События в пике также корректировались на примесь этих реакций. После всех вышеперечисленных поправок было получено следующие число событий:

$$N_{nucl+reg} = 562 \pm 43,$$

$N_{nucl} = 257 \pm 43,$
$N_{reg} = 205 \pm 25.$

Используя события в радиусе 1.5-4.0 см из распределения на рис. 7.3d, можно получить угловое распространение для K_S после регенерации. Для этого вычислялась разница между направлением суммарного импульса двух заряженных частиц в x-y плоскости и направлением движения каона, полученного из взаимного положения двух восстановленных вершин. На рис. 7.3d показано полученное угловое распределение для этих событий после вычитания распределения от фоновых событий распада K_L на лету. В качестве такого фонового распределения взято угловое распределение событий из диапазона радиусов 4.0-6.5 см.

Полученое угловое распределение приведено на рис. 7.3c. Оно заметно более широкое, чем в случае когерентной регенерации, когда направление K_S после регенерации совпадает с начальным движением K_L. Угловое распределение в этом случае должно выглядеть как показанное гистограммой распределение для K_S из первой вершины, к которым применен аналогичный анализ. Вклад когерентной регенерации, по-видимому, достаточно мал.

7.3 Вычисление сечений

Для вычисления сечений, требуется оценить число начальных K_L, прошедших через Be трубку. Предполагая, что внутри вакуумной трубы на рис. 7.3b наблюдается начало экспоненты распада K_L, полное число меченых K_L, прошедших через трубу, умноженное на эффективность их реконструкции ϵ_{rec}, может быть найдено используя выражение:

$$N_{K_L} \cdot \epsilon_{rec} = N_0 \cdot L_{K_L}/B_{ch} = 418205 \pm 10769,$$

где N_0=(233±6)x4 - видимое число пар в радиусе вблизи нуля на рис. 7.3b, L_{K_L}=350 cm - длина распада K_L, B_{ch}=0.78 - вероятность распада K_L по заряженному каналу. Используя это произведение и выделенное число событий, можно вычислить вероятности для K_L провзаимодействовать в Be трубке:

$P_{nucl} = N_{nucl}/(N_{K_L} \cdot \epsilon_{rec}) = (0.74 \pm 0.09) \cdot 10^{-3}$,
$P_{reg} = N_{reg}/(N_{K_L} \cdot \epsilon_{rec} \cdot B_{\pi\pi} \cdot k) = (0.68 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}$,

где $B_{\pi\pi}$=0.686 - относительная вероятность распада K_S в пару заряженных пионов. Коэффициент k=1.12 учитывает разницу эффективности реконструкции K_L распавшегося в два пиона (после регенерации) и в три частицы и был получен из моделирования.

Сечения связаны с вероятностями взаимодействия соотношением

$$\sigma = \frac{P \cdot A}{N_A \cdot \rho \cdot t},$$

где A и N_A - атомный номер и константа Авогадро, ρ и t - плотность и толщина материала. Для сечения регенерации на Be получено:

$$\sigma_{reg}^{Be} = (55.1 \pm 5.9 \pm 5.0) \text{ mb}.$$

Вторая ошибка отражает неопределенность в знании толщин Be трубы и материала ДК.

Данные набирались при различных энергиях вокруг ϕ резонанса и с полученной статистикой появилась возможность измерить сечение регенерации в зависимости от импульса, правда в довольно узком интервале импульсов каонов. Полученные данные были разбиты на три интервала по импульсам каонов 105±2, 110±2 и 115±2 Mev/c. Сечения регенерации составили 51.9±8.5, 63.5±7.4 и 48.0±10.5 mb соответственно.

Для ядерного взаимодействия (исключая регенерацию) можно получить “видимое“ сечение неупругого взаимодействия с рождением двух частиц в конечном состоянии от Λ и Σ распадов, обсуждавшихся ранее:

$$\sigma_{inel}^{vis} = (72 \pm 9) \text{ mb}.$$

Для оценки полного сечение, относительный вес этих реакций был найден из пакета NUCRIN[86] и составил величину 0.21. Используя экспериментальное значение

σ_{inel}^{vis} и коэффициент $\sigma_{inel}/\sigma_{tot} = 0.52$ из работы[83], можно оценивать, что $\sigma_{tot}^{Be} = (508 \pm 72 \pm 174)$ mb. Систематическая погрешность этой оценки оценивается в 30% и получается из неопределенности в отборе событий и из неопределенности в коэффициентах, использованных для пересчета из σ_{inel}^{vis}.

7.4 Обсуждение

Отбор кандидатов на распады $K_L \to \pi^+\pi^-$продемонстрировал две проблемы. Первая – фон от доминирующих K_L полулептонных распадов. Моделирование дает коэффициент подавления только 0.01 для данного разрешения дрейфовой камеры, и отношение экспериментально полученного числа событий после отборов к общему количеству K_L распадов, 180/14000, согласуется с этим результатом. Относительная вероятность $K_L \to 2\pi$ распада составляет $2 \cdot 10^{-3}$, так, что только 30-40 истинных $K_L \to 2\pi$ событий ожидается в выборке. Наблюдаемые события происходят, в основном, из полулептонных распадов $K_L \to \pi\mu\nu$, $\pi e\nu$ и для надежного выделения $K_L \to \pi^+\pi^-$ событий, необходимо лучшее угловое и импульсное разрешение в ДК.

Вторая проблема – относительно высокая вероятность ядерных взаимодействий K_L и регенерации. Не имеется никаких других данных для сечения регенерации медленных каонов на Be. На рис. 7.5 экспериментальные сечения регенерации представлены вместе с теоретическими вычислениями [83]. Полученное сечение согласуется с вычислениями в пределах 10-15%. Расчетное сечение регенерации для Cu также приведено на рисунке. Сравнение расчетных сечений регенерации для этих двух различных материалов показывает, что при импульсах ниже 200 MeV/c сечения не подчиняются простой $A^{2/3}$ зависимости. Чтобы проверить эти теоретические вычисления, требуются экспериментальные измерения регенерации для различных материалов.

Экспериментальное угловое распределение восстановленного K_S после регенерации приведено на рис. 7.5b вместе с аппроксимацией экспоненциальной функцией и теоретическим предсказанием [83]. Данные неплохо согласуются с вычислениями.

Полученный результат для полного ядерного сечения для каонов с 110 MeV/c импульсом можно сравнить с экспериментальными данными при более высоких импульсах [87] и теоретическими вычислениями [83]. Такое сравнение приведено на рис. 7.6. Сечения, извлеченные из пакетов GHEISHA [84] и FLUKA [85], использующихся в со-

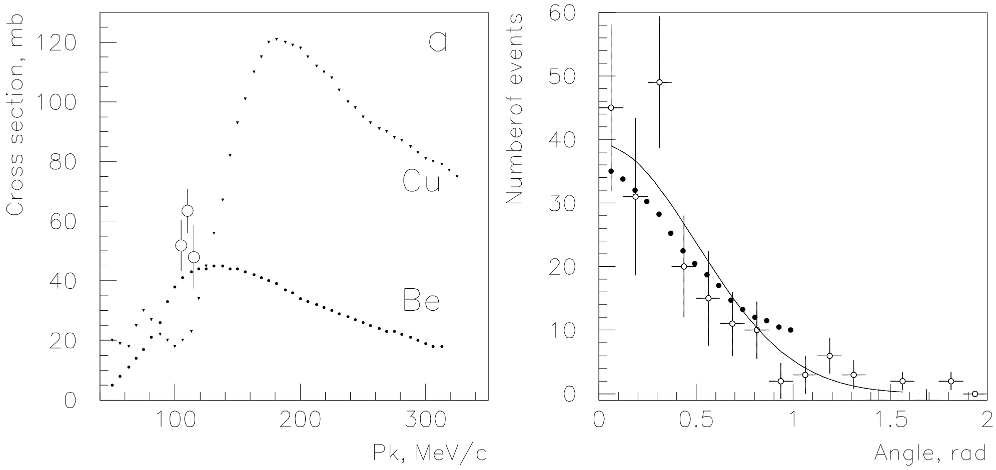

Рис. 7.5: a.Экспериментальные сечения регенерации и теоретические вычисления для Be и Cu; b. Угловое распределение восстановленного K_S с аппроксимацией экспоненциальной функцией (сплошная линия) и теоретическое предсказание (точки).

временных программах моделирования ядерных взаимодействий, также показаны на этом рисунке. Заметим, что программа FLUKA, также как и вычисления из [83], дает сечения в хорошем согласии с экспериментальными данными. Программа моделирования ядерных взаимодействий GHEISHA дает полностью неправильные абсолютные значения, также как и зависимость от импульса каона.

После публикации наших предварительных результатов [50], влияние регенерации обсуждалось для эксперимента по измерению ϵ'/ϵ, запланированного в детекторе KLOE [83,88]. В этом детекторе предполагается регистрировать CP нарушающие распады K_L в об'еме дрейфовой камеры диаметром 4 метра с полевыми проволочками из алюминия. Камера наполнена смесью газов на основе He. Количество событий регенерации и их угловое распределение было сосчитано для дрейфовой камеры KLOE в работе [83] и составило около 10% от числа CP нарушающих распадов K_L.

Возможный способ удалять события регенерации, предложенный в [83], состоит в том, чтобы потребовать нахождение конечных частиц в одной плоскости с направлением движения K_L (событий регенерации из-за нуклонов отдачи будут выпадать из этой плоскости). Показано, что полная вероятность регенерации в дрейфовой камере KLOE, после отбора по неплоскостности (коэффициент подавления около 4), составила 10^{-4} что нужно сравнить с 2×10^{-3} вероятностью для "нормального" CP- нарушающего $K_L \to \pi\pi$ распада и с величиной $\approx 10^{-6}$ - вероятностью для ожидаемого прямого распада нарушения CP.

Нужно отметить, что регенерация непосредственно не дает асимметрию в количестве распадов на $\pi^+\pi^-$ и $\pi^0\pi^0$, ожидаемую для прямого CP-нарушающего распада K_L, но отбор по неплоскостности, также как другие отборы отдельно $\pi^+\pi^-$ и $\pi^0\pi^0$ конечных состояний, восстановленных с различным разрешением (ДК для первого и калориметром для второго), может вызывать систематическую асимметрию из-за широкого углового распределения событий регенерации.

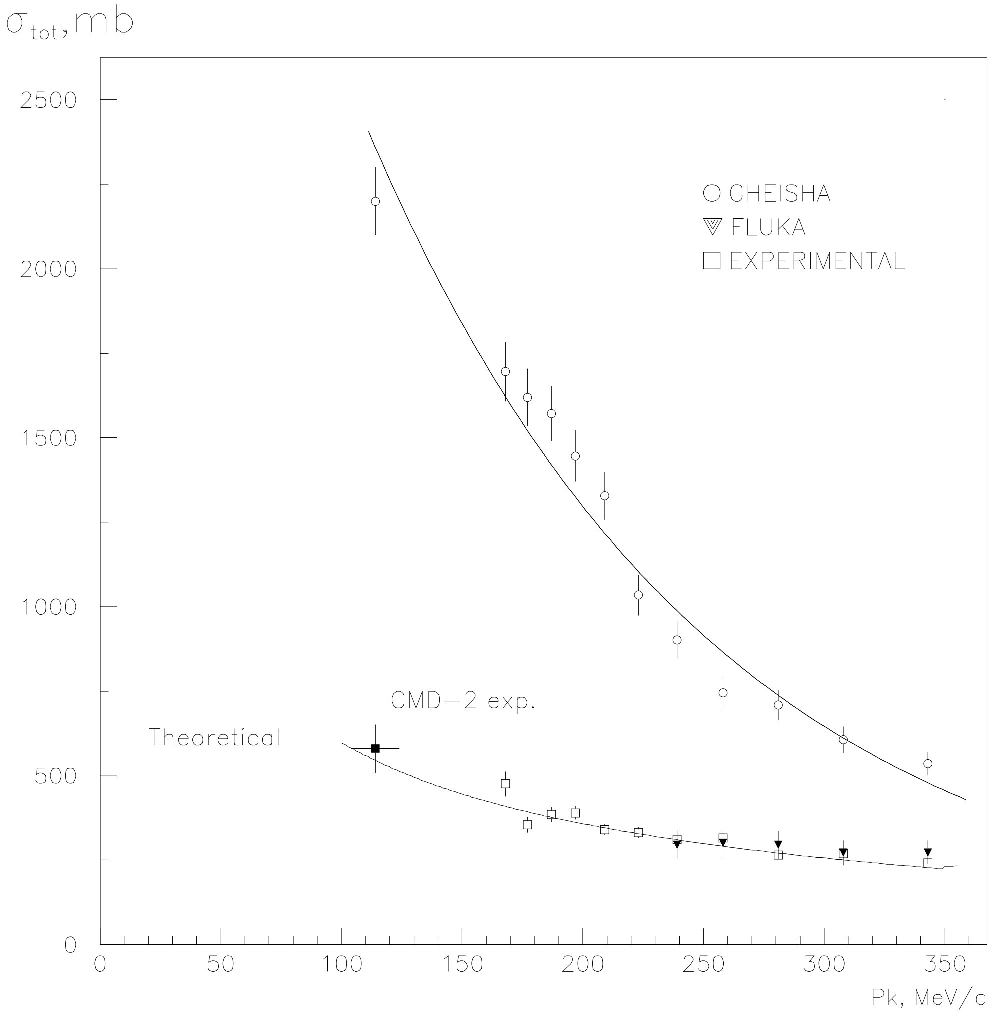

Рис. 7.6: Сравнение экспериментально полученного полного сечения ядерных взаимодействий K_L с теоретическими вычислениями и моделированием различными программами. Показаны экспериментальные сечения при больших импульсах каонов.

Измерения, проведенные на КМД-2 для Be согласуются с расчетами в пределах

10% экспериментальной ошибки, как для величины сечения регенерации, так и для углового распределения регенерированных K_S мезонов. Это позволяет с достаточной степенью надежности использовать расчеты [83] для оценки фона в планируемых экспериментах на детекторе KLOE. Кроме этого, в первых физических заходах детектора на ϕ-фабрике DAΦNE планируется провести аналогичные измерения на бериллиевой вакуумной трубе накопителя [54].

Сечения ядерных взаимодействий, сечения и угловые распределения событий регенерации введены в программы моделирования детектора KLOE [88] и в работе [89], на основе данных моделирования, сделана попытка более детально оценить влияние фона от регенерации. Показано, что дрефовая камера KLOE позволяет измерять направление K_L при распаде на пару заряженных пионов с точностью до 1 градуса, а при распаде на пару нейтральных пионов, калориметр может измерять это направление с точностью 12 градусов. Эти разрешения следует сравнить со средним углом вылета K_S после регенерации в газе камеры, который составляет около 60 градусов. В работе делается вывод, что если критерии отбора заряженной и нейтральной моды распада K_L на пару пионов одинаковы, то фон от регенерации не вносит заметной систематической ошибки в измерения ϵ'/ϵ, так как сокращается в двойном отношении.

В реальной жизни, конечно, потребуется использовать максимальное разрешение по каждой моде, и соблюсти симметрию по отборам не удастся. Однако, в эксперименте KLOE статистики CP нарушающих распадов и регенерации в газе будет достаточно, чтобы изучить угловые распределения событий регенерации и использовать эту информацию и известные разрешения детектора для разделения событий.

Фон от событий ядерных взаимодействий и регенерации неоднократно обсуждался с физиками из Фраскати и данные с детектора КМД-2 помогают выбрать правильную стратегию подавления этого фона.

Результаты изучения парных распадов K_SK_L и ядерных взаимодействий медленных K_L мезонов изложены в работах [51–53,90,91].

В заключении этой главы автор хотел бы благодарить R. Baldini за полезные обсуждения проблемы ядерных взаимодействий и сотрудничество в этой области и A. Michetti за помощь в моделировании реакций с гиперонами, а также за теоретические вычисления сечений.

Заключение

В заключении перечислим основные результаты, представленные в данной работе:

1. Криогенный Магнитный Детектор КМД-2 построен в Институте ядерной физики им. Будкера и набирает данные на ВЭПП-2М коллайдере с 1992 года.

2. Система запуска, система сбора данных и "off-line" инфраструктура компьютеров позволяет эффективно записывать данные при работе на накопителе и вести обработку со скоростью в 5 раз превышающей скорость записи.

3. К настоящему моменту в области ϕ мезонного резонанса накоплен интеграл светимости 14 пб$^{-1}$, что соответствует 20 миллионам распадов ϕ и позволяет изучать редкие распады с относительными вероятностями 10^{-5}.

4. Выделение процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ при E_γ=20-120 МэВ позволило впервые наблюдать адронный распад $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma$. Анализ спектров фотонов показал наличие резонанса в системе $\pi^+\pi^-$ с массой около 980 МэВ.

5. Выделение процесса $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\gamma$ при E_γ >20 МэВ позволило впервые наблюдать распад $\phi \to \mu^+\mu^-\gamma$ с относительной вероятностью $Br(\phi \to \mu^+\mu^-\gamma) = (1.43 \pm 0.45 \pm 0.14) \times 10^{-5}$. Результат хорошо согласуется с расчетом.

6. Процедура разделения пионов и мюонов была проверена на разделении реакций $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$. По наблюдаемым интерференционным картинам получены следующие результаты:
   $\sqrt{Br(\phi \to \mu^+\mu^-) \cdot Br(\phi \to e^+e^-)} = (3.26 \pm 0.14 \pm 0.17) \times 10^{-4}$,
   $\sqrt{Br(\phi \to \pi^+\pi^-) \cdot Br(\phi \to e^+e^-)} = (2.56 \pm 0.15 \pm 0.17) \times 10^{-4}$,
   $Br(\phi \to \mu^+\mu^-) = (3.54 \pm 0.32 \pm 0.37) \times 10^{-4}$,
   $Br(\phi \to \pi^+\pi^-) = (2.20 \pm 0.25 \pm 0.30) \times 10^{-4}$.

7. Показано, что действительные части амплитуд распадов $\phi \to \mu^+\mu^+$ и $\phi \to \pi^+\pi^-$ совпадают, а мнимая часть распада на пару пионов отлична от нуля с точностью двух стандартных отклонений. Величина этого отличия соответствует
$\sqrt{Br(\phi \to \pi^+\pi^-)_{direct} \cdot Br(\phi \to e^+e^-)} = (4.19 \pm 2.03) \times 10^{-5}$,
$Br(\phi \to \pi^+\pi^-)_{direct} = (0.59 \pm 0.55) \times 10^{-5}$.
Последнее значение можно представить как верхний предел:
Br $(\phi \to \pi^+\pi^-)_{direct} < 0.13 \times 10^{-4}$ на 90% уровне достоверности.

8. Из анализа событий с пятью фотонами выделен процесс $\phi \to \pi^0\pi^0\gamma$). Интегрированием полученного спектра инвариантных масс двух нейтральных пионов получена относительная вероятность распада $Br(\phi \to \pi^0\pi^0\gamma) = (1.08 \pm 0.17 \pm 0.09) \times 10^{-4}$. Этот результат может однако зависеть от интерференции с процессами $\rho\pi$ и $\omega\pi$, и модельно-независимый результат можно представить как $Br(\phi \to \pi^0\pi^0\gamma) = (0.92 \pm 0.08 \pm 0.06) \times 10^{-4}$ для $\mathrm{M}_{\pi^0\pi^0} > 700$ МэВ.

9. Реконструкция конечного состояния $\eta\pi^0\gamma$ в событиях с пятью зарегистрированными фотонами, позволило наблюдать распад ϕ мезона в это конечное состояние с относительной вероятностью распада $Br(\phi \to \eta\pi^0\gamma) = (0.90 \pm 0.24 \pm 0.10) \times 10^{-4}$.

10. Наблюдается увеличение числа событий с большими массами в системе $\eta\pi^0$, что подтверждает гипотезу о наличии $a_0(980)$ промежуточного состояния. Большое значение относительной вероятности распада говорит об экзотической природе $a_0(980)$.

11. Анализ заряженной и нейтральной моды распада $\phi \to \pi\pi\gamma$ показывает наличие резонанса в спектре масс пионов. Наиболее полно данные описываются в модели предложенной Н.Н.Ачасовым и В.Н.Иванченко, и совместная обработка для нейтральных и заряженных пионов дает $Br(\phi \to f_0(980)\gamma) = (2.90 \pm 0.21 \pm 0.65) \times 10^{-4}$, в предположении, что $f_0(980)$ доминирует. Показано что, если предположить очень большую примесь других процессов, относительная вероятность распада не может быть меньше $Br(\phi \to f_0(980)\gamma) = 1.5 \times 10^{-4}$. С учетом этой теоретической неопределенности, результат представлен в виде: $Br(\phi \to f_0(980)\gamma) = (2.90 \pm 0.21 \pm 1.54) \times 10^{-4}$. Полученные вероятности и константы связи поддерживают гипотезу об экзотической природе $f_0(980)$ и $a_0(980)$ мезонов, и согласуются

с предположением о четырех-кварковой их природе. Однако другие описания природы $f_0(980)$ не исключаются.

12. Из анализа спектров получены оценки массы и ширины $f_0(980)$ мезона: $m_{f_0} = (978 \pm 4 \pm 6)$ МэВ; $\Gamma_{f_0} = (56 \pm 20 \pm 10)$ МэВ.

13. Проведен поиск распада $\phi \to \rho\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma$, идущего с нарушением C-четности. Получено самое низкое ограничение на величину относительной вероятности распада: $Br(\phi \to \rho\gamma) < 1.2 \times 10^{-5}$ при 90% уровне достоверности.

14. Проведен поиск распадов $\eta \to \pi\pi$, идущих с нарушением P и CP-четностей. Получены самые низкие ограничения на относительные вероятности распадов: $Br(\eta \to \pi^+\pi^-) < 3.3 \times 10^{-4}$, $Br(\eta \to \pi^0\pi^0) < 4.3 \times 10^{-4}$ при 90% уровне достоверности.

15. Впервые в распадах $\phi \to K_S^0 K_L^0$ оба распада нейтральных каонов зарегистрированы в детекторе. Попытка выделить CP-нарушающий процесс с $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ в конечном состоянии продемонстрировало две проблемы для будущих экспериментов на ϕ-фабриках: a. Наличие фона от полулептонных распадов; b. Наличие большого фона от ядернах взаимодействий медленных каонов с веществом детектора, включая регенерацию $K_L^0 \to K_S^0$.

16. Впервые получено сечение регенерации медленных каонов (p = 110 MeV/c) на бериллии с величиной $\sigma_{reg}^{Be} = (55.1 \pm 5.9 \pm 5.0)$ mb.

17. Получена оценка полного сечения ядерного взаимодействия медленных каонов с бериллием $\sigma_{tot}^{Be} = (580 \pm 72 \pm 174)$ mb.

18. Показано, что популярный пакет моделирования ядерных взаимодействий GHEISHA неправильно учитывает взаимодействия медленных каонов.

Благодарности

В заключение, я хочу выразить искреннюю благодарность моему Учителю Л.М.Баркову, под руководством которого произошло становление лаборатории, задумывались и проводились эксперименты на КМД и КМД-2 детекторах.

Я хочу поблагодарить моих ближайших коллег и соавторов, без многолетнего взаимодействия с которыми эта работа не могла быть выполнена: В.П.Смахтина, В.С. Охапкина, Б.И. Хазина, Г.В.Федотовича, Н.М.Рыскулова, А.Е. Бондаря, С.И. Эйдельмана, Б.А. Шварца, Л.М. Курдадзе, А.А. Гребенюка.

Выражаю искреннею благодарность моим более молодым коллегам - П.А. Лукину, Э.В. Анашкину, И.Б. Логашенко, Д.Н. Григорьеву, Д.В. Черняку, К.Ю. Михайлову, А.С. Кузьмину, Т.А. Пурлац, Н.И.Рооту, П.Ю. Степанову, А.И. Суханову, Ю.В. Юдину, С.Г. Звереву, А.А. Рубану, А.А. Ахметшину, П.П. Кроковному и др .

Огромная благодарность инженерам и лаборанам - И.Г. Снопкову, В.Ш. Банзарову, Н.С. Баштовому, В.С. Мельникову, Э.М. Мархелю, В.С. Борейко, В.Н. Титову, В.И. Свердлову - за самоотверженную работу по запуску, отладке и поддержанию качественной работы детектора.

Я хочу поблагодарить коллектив комплекса ВЭПП-2М - Ю.М. Шатунова, И.А. Коопа, П.М. Иванова, Е.А. Переведенцева, А.П. Лысенко и др. - за многолетнее плодотворное сотрудничество.

Моя искренняя благодарность коллегам из группы СНД, дискуссии и обсуждения с которыми трудно переоценить: С.И. Середнякову, В.Н. Иванченко, В.Н. Дружинину, В.Н. Голубеву и др.

Специальная благодарность коллегам из Института математики СО РАН Н.Н. Ачасову, В.В. Губину за интерес к работе и существенный вклад в результаты.

Моя особая благодарность нашему другу Джулии Томпсон из Питтсбургского Университета США, поддержка и участие которой во многих случаях была определяющей.

Я хочу поблагодарить всех других участников коллаборации КМД-2 и ВЭПП-2М, принимавших участие в эксперименте, а также дирекцию Института за обеспечение проведения и поддержку этого эксперимента.

Литература

1. В.В.Анашин, И.Б.Вассерман, В.Г.Вещеревич и др. Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП. Препринт ИЯФ **84-114**, Новосибирск, 1984.
2. L.M. Barkov, A.G. Chilingarov, S.I. Eidelman,...E.P.Solodov *et al.*, Nucl. Phys. **B256** (1985) 365.
3. A.D. Bukin, L.M.Kurdadze, V.A.Sidorov *et al.*, Search for the $\phi \to \pi\pi$ decay Sov. Journal of Nucl. Phys. **27** (1978) 516.
4. S.I.Dolinsky, V.P. Druzhinin, M.S. Dubrovin *et al.*, Summary of experiments with the neutral detector at e^+e^- storage ring VEPP-2M, Phys. Reports **202** (1991) 99.
5. В.М.Аульченко, В.А.Аксенов, П.М.Бесчастнов и др., СНД — Сферический Нейтральный Детектор для ВЭПП-2М, Препринт ИЯФ **87-36**, Новосибирск, 1987.
6. Г.А.Аксенов, В.М.Аульченко, Л.М.Барков,...Е.П.Солодов и др. Проект детектора КМД-2 для ВЭПП-2М. Препринт ИЯФ 85-118, Новосибирск, 1985.
   E.V.Anashkin, V.M.Aulchenko, S.E.Baru,...E.P.Solodov *et al.*. General Purpose Cryogenic Magnetic Detector CMD-2 for Experiments at The VEPP-2M Collider. ICFA Instrumentation Bulletin, 1988, **v.5** p.18.
7. R.R. Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V. Anashkin,...E.P.Solodov *et al.*, Measurement of ϕ meson parameters with CMD-2 detector at VEPP-2M collider, Preprint BINP **95-35**, Novosibirsk, 1995.
   R.R. Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V. Anashkin,...E.P.Solodov *et al.*, Measurement of ϕ meson parameters with CMD-2 detector at VEPP-2M collider, Phys. Lett. **B398** (1997) 423-431.
8. R.R. Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V. Anashkin,...E.P.Solodov *et al.*, Recent results from CMD-2 detector at VEPP-2M, Preprint BINP **99-11**, Novosibirsk 1999.
9. J.L. Rosner, I. Dunietz, J. Hauser, Proposed experiment addressing CP and CPT violation in the $K^0 - \bar{K}^0$ system, Phys. Rev. **D35** (1987) 2166.
10. A partial list of other major contributions includes: A.N.Skrinsky *et al.*, "Novosibirsk ϕ-factory project", F.J. Botella, J. Bernabeu and J. Roldan -Blois CP Violation Conference, FTUV/89-35,IFIC/89-11, May 1989.; G. Barbiellini and C. Santoni, CERN-EP/89-8 and CERN-PPE/90-124; J.A. Thompson, University of Pittsburgh preprint PITT-90-09; contributions by J.A. Thompson, D. Cline, and by C. Buchanan and others

to the ϕ Factory Workshop at UCLA, April, 1990.; Y. Fukushima, *et al*,.KEK Preprint 89-159; summary talks by P. Franzini and M. Piccolo and others at the Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE, Frascati, April, 1991.

11. A.N.Skrinsky, Novosibirsk project of ϕ-factory, Proceedings of the Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE, Frascati, April, 1991, p. 67.
12. G. Vignola, DAΦNE design criteria and project overview, Proceedings of the Workshop on Physics and Detectors for D$\eta, \eta' \to \pi\pi$AΦNE, Frascati, April, 1991, p. 11.
13. G.Ghirardi, Quantum mechanics paradoxes at ϕ-factory, Proceedings of the Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE, Frascati, April, 1991, p.261.

    P. Eberhard, Contribution to the ϕ Factory Workshop at UCLA, April, 1990.
14. В.Н.Байер, Зарядовая ассиметрия при распадах системы $K^0\bar{K^0}$ рожденной через ϕ мезон, ЖЭТФ **17** (1973) 446.
15. A.N.Filippov, P.M.Ivanov, I.A.Koop *et al.*, Proposal of the round beam lattice for VEPP-2M collider, Proceedings of the XVth International Conference on High Energy Accelerators, Hamburg, Germany, 1991, World Scientific, V. II, p. 1145.
16. S. Eidelman, E. Solodov, and J. Thompson, Plans for Novosibirsk ϕ-factory, Nuclear Physics B (Proceedings Supplement) **24A** (1991) 174-205.
17. D.Cocolicchio, G.L.Fogli, M.Lusignoli *et al.*, CP violationmeasurement at the ϕ resonance, Phys. Lett.**B 238**(1990) 417.
18. P.Franzini, CP physics at DAΦNE, Proceedings of the Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE, Frascati, April, 1991, p. 733.
19. N.N.Achasov and V.N.Ivanchenko, On search for four-quark states in radiative decays of ϕ meson, Nuclear Physics **B315**(1989) 465.
20. S.Nussinov and Tran N. Truong, Phys. Rev. Lett. **63**(1989)1349;

    A.A. Pivovarov, Soviet Physics - Lebedev Institute Reports **9**(1990) 12;

    N. Paver, contribution to the ϕ Factory Workshop at UCLA, April, 1990.;

    J.L. Lucio and J.Pestieau, On the $\phi \to K^0\bar{K^0}\gamma$ decay, Phys. Rev. **D42**(1990)3253;

    S. Fajfer and R.J. Oakes, Phys. Rev. **D42**(1990)2392.
21. F. Close, Spectroscopy and a ϕ-factory, Proceedings of the Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE, Frascati, April 1991, p.309; F.E. Close, N. Isgur, and S. Kumano, Scalar mesons in ϕ radiative decay: Their implications for spectroscopy and for study of CP violation at ϕ-factory, Nucl. Phys.**B389** (1993) 513.

22. N.N.Achasov, V.V.Gubin and E.P.Solodov, The interference in the reaction $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ and the search for the decay $\phi \to f_0\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma$, Phys. Rev. **D55** (1997) 2672.
23. N.N.Achasov and V.Gubin, Phys. Atm. Nucl **61** (1998) 224-238.
24. N.N.Achasov and V.Gubin, Interference in the reaction $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ and the final state interaction, Phys. Rev. **D57** (1998) 1987.
25. N.N.Achasov and V.Gubin, Search for the scalar a_0 and f_0 mesons in the ϕ radiative decays, Proceedings of the 7th International Conference on Hadron Spectroscopy, Upton, NY, 1997, p.574.
26. S. Eidelman, J.A.Thompson and C.H.Yang, Plan to search for ϕ decay to $S^*\gamma$ at VEPP-2M, Proceedings of the Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE, Frascati, April 1991, p. 437.
27. P.J.Franzini, W.Kim and J.Lee-Franzini, Study the f_0 in ϕ decays, Phys. Lett. **B287** (1992) 259;
A.Bramon, G.Colangelo and M.Greco, $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma$ at ϕ-factories, Phys. Lett. **B287** (1992)263.
28. J.Lee-Franzini, W.Kim and P.J.Franzini, Solving of f_0 puzzle at DAΦNE, LNF Preprint 92-025 (P), Frascati, 1992.
29. R.R. Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V. Anashkin,... E.P.Solodov *et al.*, Search for rare ϕ decays in $\pi^+\pi^-\gamma$ final state, Phys. Lett. **B415** (1997) 452.
30. E.P.Solodov for CMD-2 Colliboration, Study of the ϕ meson rare decays, Proceedings of the 7th International Conference on Hadron Spectroscopy, Upton, NY, 1997, p.778.
31. M.N.Achasov, K.I.Beloborodov, A.V. Berdyugin *et al.*, Experiments with the SND Detector at the e^+e^- Collider VEPP-2M, Proceedings of the 7th International Conference on Hadron Spectroscopy, Upton, NY, 1997, p.26.
32. M.N.Achasov, V.M.Aulchenko, A.V. Berdyugin *et al.*, First observation of $\phi \to f_0(980)\gamma$ decay, Phys. Lett. **B440**(1998) 442.
33. E.Solodov (CMD-2 collaboration), Investigation of the rare ϕ radiative decays with the CMD-2 detector at VEPP-2M collider, Proceeding of the 29th International Conference on High Energy Physics, June 19-26, 1998, Vancouver, Canada, p.1291.
34. R.R. Akhmetshin, E.V. Anashkin, M. Arpagaus... E.P.Solodov *et al.*, Study of the ϕ decays into $\pi^+\pi^-\gamma$, $\pi^0\pi^0\gamma$ and $\eta\pi^0\gamma$ final states, Preprint BINP **99-51**, Novosibirsk 1999.

35. R.R. Akhmetshin, E.V. Anashkin, M. Arpagaus,... E.P.Solodov *et al.*, First Observation of the $\phi \to \pi^+\pi^-\gamma$ Decay, hep-ex/9907005 (accepted by Phys.Lett.**B**).

36. R.R. Akhmetshin, E.V. Anashkin, M. Arpagaus,... E.P.Solodov *et al.*, Study of the ϕ Decays into $\pi^0\pi^0\gamma$ and $\eta\pi^0\gamma$ Final States, hep-ex/9907006 (accepted by Phys.Lett.**B**)

37. R.Delbourgo, Dongsgeng Liu, M.D.Scadron, $s\bar{s}$ dominance of the $f_0(980)$ meson, Phys. Lett. **B446** (1999) 332.

38. E.Marco, S.Hirensaki, E.Oset and H.Toki, Radiative decay of ρ^0 and ϕ mesons in a chiral unitary approach, hep-ph/9903217.

39. N.N.Achasov, On the nature of the $a_0(980)$ and $f_0(980)$ scalar mesons, Phys. Usp. **41** (1998) 1149.

40. V.E.Markushin and M.P.Locher, Structure of the Light Scalar Mesons from a Coupled Channel Analysis of the s-wave pi pi - k kbar Scattering, hep-ph/9906249.

41. K.Maltman, The $a_0(980)$, $a_0(1450)$ and $K_0^*(1430)$ Scalar Decay Constants and the Isovector Scalar Spectrum, hep-ph/9906267.

42. J.L.Lucio M. and M.Napsuciale, $a_0(980) \to \gamma\gamma$ and $f_0(980) \to \gamma\gamma$: a consistent description, Phys. Lett. **B454** (1999) 365.

43. V.V.Anisovich, V.V.Anisovich D.V.Bugg *et al.*, Partial width $a_0(980) \to \gamma\gamma$ and $f_0(980) \to \gamma\gamma$ and $q\bar{q}$ clasification of the lightest scalar mesons, Phys. Lett. **B456** (1999) 80.

44. K.Ackerstaff, G.Alexander, J.Allison *et al.*(OPAL collaboration), Production of $f_0(980)$, $f_2(1270)$ and $\phi(1020)$ in hadronic Z^0 decay, E.Phys.J. **C4** (1998) 19.
K.Ackerstaff, G.Alexander, J.Allison *et al.*(OPAL collaboration), Investigation of CP violation in $B^0 \to J/\Psi K_S$ decay at LEP, E.Phys.J. **C5** (1998) 411.

45. P.Abreu, W.Adam, T.Adye *et al.*, Measurement of inclusive ρ^0, $f_0(980)$, $f_2(1270)$, $K_2^{*0}(1430)$ and $f_2^{'}(1525)$ production in Z^0 decays, Phys. Lett. **B449** (1999) 364.

46. M.N.Achasov, V.M.Aulchenko, S.E.Baru *et al.*, Evidence of the $\phi \to a_0(980)\gamma$ decay, Phys. Lett. **B438** (1998) 441.

47. V.N.Golubev (SND collaboration), Observation of $\phi \to a_0(980)\gamma$ decay, Talk at "International Workshop from ϕ to J/Ψ", March 1-8, Novosibirsk, Russia, 1999.

48. J.J.Thaler, J.A.Appel, A.Kotlewski *et al.*, Relative decays of $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ and $\eta \to \pi^+\pi^-$, Phys. Rev. **D7** (1973) 2569.

49. M.N.Achasov, A.V. Berdyugin, A.V. Bozhenok *et al.*, Upper limit on the $\eta \to \pi^0\pi^0$

decay, Phys. Lett. **B425** (1998) 388.

50. R.R. Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V. Anashkin,... E.P.Solodov *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 BINP **95-62**, Novosibirsk, 1995.
51. R.R. Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V. Anashkin,... E.P.Solodov *et al.*, Measurement of ϕ meson parameters with CMD-2 detector at VEPP-2M collider, Phys. Lett.**B398**(1997) 423.
52. E.Solodov (CMD-2 collaboration), Study of the K_SK_L coupled decays and K_L-Be interactions and relevance to future CP, CPT Φ-factory study, Proceeding of the 28th International Conference on High Energy Physics, June 19-26, 1996, Warsow, Poland, p.1207.
53. E.Solodov (CMD-2 collaboration), Study of the rare K_S^0, K_L^0, K^+, K^- decays at ϕ resonance with CMD-2 detector, Proceeding of the 29th International Conference on High Energy Physics, June 19-26, 1998, Vancouver, Canada, p.1046.
54. F. Ceradini *et al.*, Measurement of neutral kaon regeneration cross sections in the first months of KLOE data taking, KLOE memo N.169/98, 17th November,1998.
55. V.M.Aulchenko, B.I. Khazin, E.P.Solodov and I.G. Snopkov, A drift chamber for the CMD-2 detector at VEPP-2M, Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 299.
56. E.V.Anashkin, V.M.Aulchenko, S.E.Baru,... E.P.Solodov *et al.*, A coordinate system of the CMD-2 detector, Nucl. Instr. and Meth. **A283** (1989) 752.
57. E.V. Anashkin, V.M.Aulchenko, V.E.Fedorenko,... E.P.Solodov *et al.*, Z-chamber in the trigger system of CMD-2 detector, Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 178.
58. L.M.Barkov, V.S.Okhapkin, S.G.Pivovarov *et al.*, The magnetic system of the CMD-2 detector, Proc. of 5th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics, Novosibirsk, March 1990, p.480.
59. D.V. Chernyak D.A.Gorbachev, F.V.Ignatov,... E.P.Solodov *et al.*, The performance of the drift chamber for the CMD-2 detector, Nucl. Instr. and Meth. **A419** (1998) 370.
60. V.M.Aulchenko, B.O.Baibusinov, A.E.Bondar *et al.*, CMD-2 barrel calorimeter, Nucl. Instr. and Meth. **A336** (1993) 53.

    В.М.Аульченко, Б.О. Байбусинов, А.Е. Бондарь и др. Препринт ИЯФ **93-1**, Новосибирск, 1993.
61. Э.В. Анашкин, А.Е. Бондарь, Н.И. Габышев,... Е.П.Солодов и др. Моделирование

детектора КМД-2, Препринт ИЯФ **99-1**, Новосибирск, 1999.

62. R.R. Akhmetshin, D.N Grigoriev, V.P.Smakhtin *et al.*, BGO endcap calorimeter for the CMD-2 detector, IEEE Trans.Nucl.Sci. **Vol.42,No.4** (1995) 505.
63. V.M.Aulchenko, B.O.Baibusinov, A.G.Chilingarov *et al.*, Muon system based on streamer tubes with time-difference readout, Nucl. Instr. and Meth. **A265** (1988) 137.
64. В.М.Аульченко, Г.С.Пискунов, Е.П.Солодов, В.М.Титов. Трековый процессор для КМД-2, Препринт ИЯФ **88-43**, Новосибирск, 1988.
65. V.M.Aulchenko, B.O.Baibusinov, S.E.Baru *et al.*, Data acquisition system for new detectors in INP. Proc. of 5th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics, Novosibirsk, March 1990, p.318.

    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, p. 371.
66. В.М. Аульченко, Б.О. Байбусинов, А.Е.Бондарь и др., Электроника калориметра КМД-2. Препринт ИЯФ **92-28**, Новосибирск, 1992.
67. В.М.Аульченко, Б.О. Байбусинов, В.М.Титов. Информационные платы ТП, ΔТ и Т2А системы сбора данных КЛЮКВА, Препринт ИЯФ **88-22**, Новосибирск, 1988.
68. G.A. Aksenov, E.V. Anashkin, V.M.Aulchenko,…E.P.Solodov *et al.*, The CMD-2 Data Acquisition and Control System. Proceedings of The International Conference on Computing in High Energy Physics (CHEP-92), Annecy (France), 1992, p.783.
69. I.Logashenko and A. Shamov. Proc. of the ICCHEP'96
70. CERN program library, CERN, Switzerland.
71. R.Brun and J.Zoll. ZEBRA User Guide. CERN program library entry Q100, CERN, Switzerland.
72. Review of Particles Physics, The European Physical Journal, V3, Number 1-4, 1998.
73. M.N.Achasov *et al.*, Recent results from SND detector, Preprint BINP **98-65**, Novosibirsk, 1996.
74. Кураев Э.А., Фадин В.С. Радиационные поправки к сечению однофотонной аннигиляции e^+e^- пары большой энергии. Ядерная физика. **т.41, вып.3**, с. 733
75. G.Cosme, B.Jean-Marie, S.Julian *et al.*, $\pi^+\pi^-\pi^0$ and $\pi^+\pi^-\gamma$ production by e^+e^- annihilation in the ϕ energy range with the Orsay sorage ring, Phys. Lett. **B48** (1974) 155.

76. J.S.Lindsey and G.A.Smith, Production properties and decay modes of the ϕ meson, Phys. Rev. **147** (1966) 913.

77. C.Jarlskog and E.Shabalin, How large are the rates of the CP-violating $\eta, \eta' \to \pi\pi$ decays?, Phys. Rev. **D52**(1995) 248.

78. C.Jarlskog and E.Shabalin, ϵ' and the decay $\eta \to \pi\pi$ in a theory with both explicit and spontaneous CP violation, Phys. Rev. **D52**(1995) 6327.

79. R.J.Crewther, P.DiVecchia, G.Veneziano *et al.*, Chiral estimate of the electric dipole moment of the neutron in quantum chronodynamics, Phys. Lett. **B88** (1979) 123.

80. M.A.Shifman, A.I.Vaistein, V.I.Zakharov, Nucl. Phys. **166**(1980) 494.

81. R.R. Akhmetshin, E.A.Anashkin, M.Arpagaus... E.P.Solodov *et al.*, First observation of the decay $\phi \to \eta'(958)\gamma$, Phys. Lett. **B415** (1997) 445 .

82. R.R. Akhmetshin, E.A.Anashkin, M.Arpagaus... E.P.Solodov *et al.*, Study of the decay $\phi \to \eta\gamma$. Phys. Lett. **B460** (1999) 242.

83. R. Baldini, A. Michetti, Calculation of the hadronic cross sections, Preprint LNF-96/008, 1996.

84. H.C. Fesefelt. Simulation of hadronic showers, physics and applications. Technical Report PITHA 85-02, III Physikalisches Institut, RWTH Aachen Physikzentrum, 5100 Aachen, Germany, September 1985.

85. P.A.Aarnio et al. Fluka user's guide. Technical Report TIS-RP-190, CERN, 1990.

86. This value was extracted from CERN GEANT package.

87. G. A. Sayer and E. F. Beall, Measurements of total cross section for K_2^0 mesons on protons and selected nuclei, Phys. Rev. **169**(1968)1045.

88. J. Lee-Franzini, Status of DAΦNE and KLOE, The Second DAΦNE Physics Handbook, INFN, Laboratori Nazionali di Frascati, 1995, p.761.

89. M. Palomba, Tesi di Laurea, Universita degli Studi di Pisa (A.A.1995-1996)

90. E.P.Solodov, Study of $K_S K_L$ couple decays with CMD-2, Talk at International Workshop e^+e^- collisions from ϕ to J/ψ, Novosibirsk, March 1-5, 1999.

91. E.P.Solodov (CMD-2 collaboration), Study of the Kaon Decays at ϕ Resonance, Talk at International Conference on Kaon Physics, University of Chicago, 20-26 July, Chicago, USA 1999.