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

На правах рукописи

Лукин Петр Анатольевич

Изучение процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ в области энергий 1.0 – 1.38 ГэВ с детектором КМД-2

01.04.16 – физика ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Е.П. Солодов

НОВОСИБИРСК – 2001

Оглавление

Введение

Целью настоящей диссертации являлось прецизионное измерение массы, полной ширины и сечения в пике ϕ-мезона при изучении распада $\phi \to K_L^0 K_S^0$. Определение величины сечения в пике $\sigma_0(\phi \to K_L^0 K_S^0)$ с высокой систематической точностью позволяет выполнить прецизионное измерение лептонной ширины ϕ-мезона (Γ_{ee}). Лептонная ширина векторного мезона — фундаментальный параметр, характеризующий взаимодействие кварков, из которых состоит данный векторный мезон. Значение Γ_{ee} также может быть использовано при вычислении константы связи перехода ϕ-мезона в фотон в Модели Доминантности Векторных Мезонов [1].

Задачей данной работы также было исследование процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ в области энергий 1.05 — 1.38 ГэВ в системе центра масс. Измерение сечения рождения пары нейтральных каонов в данной области энергий с высокой статистической и систематической точностью позволит изучать возбужденные состояния $\rho(770), \omega(782)$ и $\phi(1020)$ мезонов.

И, наконец, сечение процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ используется при расчете вклада адронов в поляризацию вакуума при измерении аномального магнитного момента мюона $(g-2)_\mu$ [2].

С момента открытия ϕ-мезона, как узкого резонанса, распадающегося преимущественно на два каона, было выполнено множество работ, в которых измерялись значения массы, полной ширины и величины сечений в пике ϕ-мезона [3, 6, 7, 9, 10, 13, 17, 22, 23, 24, 25, 26, 29, 32, 33]. Эксперименты, описанные в [3, 6, 13, 22, 29, 32, 33], были выполнены на установках со встречными пучками, а в экспериментах [7, 9, 10, 17, 23, 24, 25, 26] исследовалось взаимодействие пучка частиц с веществом мишени. Для прецизионного измерения параметров резонансов метод встречных пучков является предпочтительным, так как в этом случае образование резонанса происходит без участия других сильно-взаимодействующих частиц. Но наличие двух независимых методик измерения парамеров позволяет изучать систематические ошибки каждой из них.

На рисунках 1 и 2 приведены результаты измерения массы и полной ширины ϕ-мезона соответственно, взятые из Таблиц [8]. и работы [32] (эксперимент SND 01), еще не вошедшей в Таблицы. Штрихованные области на рис. 1 и 2 демонстрируют средние значения, которые вычисляются на основе значений, определяющих мировое среднее в Таблицах [8], исключая результаты данной работы.

В работе [3], выполненной в 1969 году, впервые изучалось рождение ϕ-мезона в результате e^+e^- аннигиляции. Эксперимент проводился на накопителе DCI (Орсэ,Франция) с детектором DM1 [4] Детектор DM1 представлял собой соленоид с полем 8.2 кГс

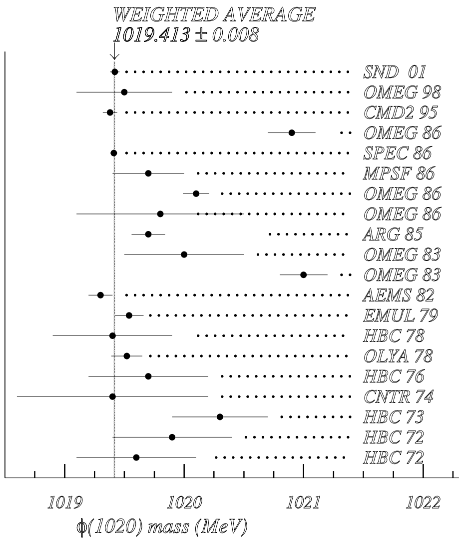


Рис. 1: Сводка экспериментальных данных по измерению массы ϕ-мезона.

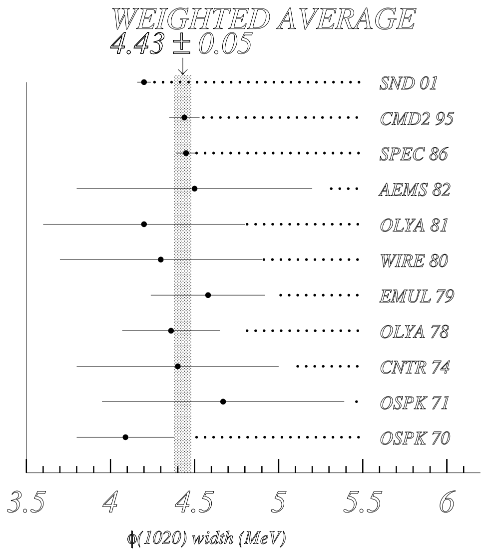


Рис. 2: Сводка экспериментальных данных по измерению полной ширины ϕ-мезона

(диаметром 1.8 м. и длиной 1.2 м., направление поля совпадает с осью пучков), в который помещены четыре слоя многопроволочных пропорциональных камер. Этот детектор регистрировал заряженные частицы в телесном угле $0.6 \times 4\pi$ стерадиан и имел импульсное разрешение $\sigma_p/p = 2.5\%$ для частиц с импульсом $p = 500$ МэВ/с. В эксперименте 1969 года наблюдалось 150 событий распада $\phi \to K_L^0 K_S^0$ в области энергий 1.0 –1.04 ГэВ в системе центра масс. Полный интеграл светимости составил около 5 нб$^{-1}$. Была измерена полная ширина ϕ-мезона.

В Институте ядерной физики имени Г.И. Будкера первое исследование рождения ϕ-мезона с последующим распадом на пару нейтральных каонов было выполнено в 1971 г в экспериментах на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2 [5]. Процесс $\phi(1020) \to K_L^0 K_S^0$ регистрировался с помощью системы из четырех искровых камер [6]. Были измерены значения сечения в пике и относительной вероятности этого распада, а также величина полной ширины ϕ-мезона.

В эксперименте на фиксированной мишени HBC72, описанном в [7], продукты взаимодействия пучка заряженных каонов с веществом мишени регистрировались с помощью водородных пузырьковых камер. В результате анализа двух различных реакций, с образованием пары заряженных каонов в конечном состоянии, были измерены величины массы ϕ. Полученные значения хорошо согласуются между собой и с величиной массы ϕ-мезона из [8]. Большие статистические ошибки обусловлены малыми объемами данных в эксперименте (порядка 100 событий в анализе каждой реакции). Значение массы ϕ-мезона в эксперименте HBC73 [9], выполненном с водородной пузырьковой камерой, более чем на 2 ошибки отличается от значения из [8]. Такое отклонение хотя и не является значимым, тем не менее, позволяет усомниться в тщательности выполненного анализа систематических погрешностей.

В работе [10] (эксперимент CNTR74) изучалось фоторождение ϕ-мезонов при взаимодействии фотонов тормозного излучения с протонами водородной мишени. Были измерены значения массы и полной ширины ϕ-мезона. Выполнен анализ систематических ошибок. Полученные значения параметров ϕ находятся в хорошем согласии с мировыми средними из [8].

Начиная с 1974 года, изучение ϕ-мезона в экспериментах на фиксированной мишени идет паралелльно с исследованием этого резонанса на встречных e^+e^- пучках. Ускоритель ВЭПП-2 был модернизирован, и на новом ускорительно-накопительном комплексе ВЭПП-2М[11] были начаты эксперименты с детектором ОЛЯ [12]. Детектор ОЛЯ состоял из 32 сцинтилляционных счетчиков и 16 проволочных камер, сгруппированных в 4 квадранта. В эксперименте OLYA78 было выполнено прецизионное измерение массы $\phi(1020)$ резонанса [13] при измерении энергии пучков методом резонансной деполяризации [14]. Также в этом эксперименте были получены значения полной, лептонной ширин $\phi(1020)$, величины сечения в пике и относительной вероятности распада $\phi(1020) \to K_L^0 K_S^0$.

Изучение процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ на встречных пучках не ограничивалось только областью энергий около ϕ-мезона. Так в 1980 году в экспериментах с детектором DM1 процесс $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ был исследован в диапазоне энергий 1.4 – 2.18 ГэВ в системе центра масс [15]. Для объяснения зависимости сечения от энергии в данной области энергий было предположено существование двух новых резонансов: изовекторного $\rho'(1600)$ и изоскалярного $\phi'(1680)$. Процесс рождения пары нейтральных каонов в диапазоне энергий 1.06 – 1.4 ГэВ также изучался детектором ОЛЯ [16]. В работе был подтвержден вывод группы детектора DM1 о существовании резонансов $\rho'(1600)$ и $\phi'(1680)$.

В 1983 году в работе [17] изучалось взаимодействие пучка заряженных каонов с водородной мишенью, при котором в конечном состоянии рождалась пара $K\bar{K}$ и Λ гиперон. В качестве регистрирующей аппаратуры использовался спектрометр OMEGA [18] (CERN). В состав спектрометра входила система черенковских счетчиков для разделения частиц и годоскопы для регистрации продуктов реакции. Среднее значение массы ϕ, полученное в этой работе, смещено относительно мирового среднего из [8] более чем на 12 экспериментальных ошибок. Систематическая ошибка измерения массы в этих работах не анализировалась. Этот факт ставит под сомнение полученный результат.

В 1984 году на коллайдере ВЭПП-2М было выполнено измерение сечения процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ в области энергий 1.09 – 1.4 ГэВ в системе центра масс [19]. Эксперимент проводился с детектором КМД [20], установленном на накопитель в 1979 году. При разработке детектора КМД требовалось получить достаточно высокое импульсное разрешение при сравнительно небольших размерах, определяемых размерами экспериментального промежутка накопителя. Детектор КМД представлял собой искровую камеру, помещенную в сверхпроводящий соленоид с полем 32 кГс, направленным вдоль оси пучков. В детекторе был впервые применен режим работы искровой камеры при низкой температуре, что и дало название детектору — Криогенный Магнитный Детектор. Достигнутое импульсное разрешение детектора КМД составляло $\sigma_p/p = 2.5\%$ для частиц с импульсом $p = 500$ МэВ/с, такое же, как в детекторе DM1, но при размерах магнита в 6 раз меньших. Применение искровой камеры с оптическим съемом информации позволило получить пространственное разрешение 55 мкм.

Начиная с 1981 года, на накопителе ВЭПП-2М проводились эксперименты с Нейтральным Детектором (НД) [21]. Главной регистрируюшей системой детектора НД являлся четырехслойный электромагнитный калориметр на основе кристаллов NaI(Tl), покрывавший телесный угол около 2/3 от 4π. Координатная часть детектора состояла из трех слоев цилиндрических пропорциональных камер, помещенных внутри калориметра. Координатная часть детектора НД покрывала телесный угол $0.8 \times 4\pi$. На детекторе НД процесс $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ изучался в области энергии ϕ-мезона. Были измерены параметры этого резонанса в канале распада $\phi \to K_L^0 K_S^0$ [22].

В работах [23, 24, 25] приведены новые результаты по измерению параметров ϕ-мезона на спектрометре OMEGA. Полученные в этих экспериментах значения массы ϕ также противоречат [8], но анализ систематических ошибок не проводился.

В эксперименте SPEC86, описанном в [26], исследовалось инклюзивное рождение ϕ-мезонов при взаимодействии пучков пионов, каонов и антипротонов с бериллиевой мишенью. Продукты реакции регистрировались системами силиконовых микростриповых детекторов и дрейфовых камер. Изучались события с парой заряженных K мезонов в конечном состоянии. Объем данных, полученных в эксперименте, составил 630 000 событий рождения ϕ-мезона. Значение массы и полной ширины ϕ-мезона получалось при аппроксимации распределения по инвариантной массе двух заряженных каонов сверткой функции Брейта-Вигнера, описывающей ϕ резонанс, с функцией Гаусса, описывающей экспериментальное разрешение.

Большой объем экспериментальных данных позволил достичь высокой статистической точности в измерении массы и полной ширины ϕ-мезона (σ_m = 8 кэВ и σ_Γ = 60 кэВ). Но систематические ошибки измерения m_ϕ и Γ_ϕ в данной работе не анализировались. И этот факт, на наш взгляд, обесценивает определение параметров ϕ-мезона, выполненное в [26].

Изучение физики элементарных частиц в области энергий 0.36 – 1.4 ГэВ, начатое в эксперименты с детекторами ОЛЯ, КМД и НД, было продолжено на детекторах КМД-2 [27] и СНД [28]. Физические программы работы этих детекторов, в частности, включали исследование процесса $e^+e^- \to K^0_L K^0_S$

Детектор КМД-2 начал набор данных на накопителе ВЭПП-2М в начале 1992 года. Это первый универсальный детектор, работавший в области энергий ВЭПП-2М. Детектор имел координатную систему, помещенную в магнитное поле для измерения параметров треков заряженных частиц и два электромагнитных калориметра — торцевой и цилиндрический — для регистрации нейтральных частиц. Для идентификации мюонов в детекторе использовалась пробежная система на основе стриммерных трубок. Запуск систем детектора для регистрации события осуществляется с помощью двух независимых триггеров — заряженного и нейтрального. Более подробное описание детектора КМД-2 приведено в Главе 2 настоящей диссертации.

В 1992 году на детекторе КМД-2 был проведен "пробный" эксперимент по изучению 4 основных каналов распада $\phi(1020)$-мезона [29] с целью изучения экспериментальных возможностей детектора. Точность измерения массы и ширины $\phi(1020)$-мезона, достигнутая в этом эксперименте, превышала точность отдельных экспериментов и была сравнима со среднемировой.

Последнее из опубликованных исследование ϕ-мезона на выведенной мишени проведено в эксперименте OMEG98 [30] на спектрометре OMEGA. В работе была измерена масса ϕ, выполнен анализ систематических ошибок. Полученное в эксперименте значение массы хорошо согласуется с мировым средним. Но точность определения массы в работе [30] почти на порядок уступает точности определения массы ϕ-мезона, достигнутой к этому времени в экспериментах на встречных пучках.

Сферический Нейтральный Детектор (СНД) был установлен на ВЭПП-2М в 1995 году, Главной регистрирующей системой детектора являлся трехслойный электромагнитный калориметр на основе кристаллов NaI(Tl). Координатная часть детектора состояла из двух проволочных дрейфовых камер.

Хорошее энергетическое и угловое разрешения калориметра СНД позволяли выполнять точные измерения параметров нейтральных процессов, но отсутствие магнитного поля и малый размер координатной системы затрудняли надежную регистрацию детектором заряженных частиц.

С помощью детектора СНД было измерено сечение процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ в области энергии 1.0 –1.38 ГэВ [31, 32]. Были определены масса и полная ширина $\phi(1020)$-мезона, измерено сечение в пике в канале $\phi(1020) \to K_L^0 K_S^0$. Получено значение лептонной ширины ϕ. Сечение рождения пары нейтральных каонов в диапазоне энергий 1.04 – 1.38 ГэВ было измерено с детектором СНД на основе интеграла светимости 8.5 пб$^{-1}$.

Следует заметить, что масса и ширина ϕ-мезона, полученные в упомянутых экспериментах на встречных пучках, хорошо согласуются между собой и имеют неплохую статистическую точность. Целью данной работы являлось уменьшение систематической ошибки измерения величины сечения в пике ϕ-резонанса в канале $\phi \to K_L^0 K_S^0$, что позволило бы уменьшить систематическую ошибку измерения лептонной ширины ϕ-мезона.

Сечение рождения пары нейтральных каонов в области энергий выше ϕ в экспериментах на встречных пучках измерено с невысокой статистической и систематической точностью, и повышение точности измерения также крайне желательно для изучения возбужденных состояний легких векторных мезонов.

В первой главе настоящей диссертации описан ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-2М и детектор КМД-2. Приведено описание оцифровывающей электроники и программ обработки данных КМД-2. Изложены процедуры определения светимости и энергии пучка, которые использовались в данном эксперименте.

Во второй главе описана процедура калибровки $R - \varphi$ плоскости дрейфовой камеры детектора по событиям Bhabha-рассеяния.

В третьей главе диссертационной работы описан эксперимент по измерению параметров ϕ-мезона в канале распада $\phi(1020) \to K_L^0 K_S^0$ [33, 34].

Для надежного контроля систематической ошибки измерения сечения была разработана процедура определения эффективностей реконструкции с помощью реальных физических событий.

Четвертая глава диссертации посвящена изучению процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ в области энергий 1.05 – 1.38 ГэВ в системе центра масс [35] . Применение процедур определения эффективностей реконструкции и триггера на основе реальных физических событий позволило уменьшить систематическую ошибку измерения сечения процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ в диапазоне энергий 1.05 - 1.19 ГэВ до величины 4.9% и до 9.6% в области энергий около 1.38 ГэВ.

В пятой главе обсуждаются результаты, полученные в работе.

В заключении перечислены основные результаты, полученные в данной работе.

Глава 1 Ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-2М и детектор КМД-2

1.1 ВЭПП-2М

Ускорительно-накопительный комплекс, схема которого приведена на Рис. 3, состоит из инжектора, синхротрона, бустера и самого накопителя [11]. Инжектором комплекса является импульсный линейный ускоритель электронов на энергию 3 МэВ. Синхротрон Б-3М (Рис. 3) ускоряет электроны до 200 МэВ. Далее комплекс может работать в двух режимах. В режиме накопления электронов пучок из Б-3М напрямую перепускается в бустерный накопитель БЭП [36]. В режиме накопления позитронов в промежуток Б-3М – БЭП вводится вольфрамовый конвертор, на котором фокусируется электронный пучок из Б-3М. Образующиеся позитроны собираются магнитной системой и также перепускаются в БЭП. После накопления в БЭПе тока порядка нескольких десятков миллиампер пучок ускоряется до требуемой энергии и перепускается в кольцо ВЭПП-2М.

ВЭПП-2М имеет периметр около 18 м и состоит из элементов с жесткофокусирующей магнитной структурой, симметрично расположенных вдоль кольца, и четырех прямолинейных промежутков. В одном из промежутков расположен сверхпроводящий “вигглер”-магнит [37], служащий для увеличения светимости, в противоположном промежутке — ускоряющий высокочастотный резонатор с частотой 200 МГц, $^1/_{12}$ которой соответствует времени оборота пучков 60 нс в накопителе. В двух других промежутках установлены детекторы КМД-2 [27]и СНД [28] Основные параметры комплекса ВЭПП-2М приведены в Таблице 1.

1.2 Детектор КМД-2

Детектор КМД-2 [27] спроектирован и построен в Институте ядерной физики СО РАН в 1985-1990 годах. Вертикальный и горизонтальный разрезы детектора схематически показаны на Рис. 4. Детектор состоит из цилиндрической дрейфовой камеры (ДК) (2) окружающей место встречи и цилиндрической пропорциональной Z-камеры (ZK) (3), помещенных внутрь тонкого ($0.38\,X_0$) сверхпроводящего соленоида (4) с полем 1 Тл. Цилиндрический CsI калориметр (7) и мюонная пробежная система (8) располагаются за соленоидом, вне магнитного поля. Торцевой BGO калориметр (6),

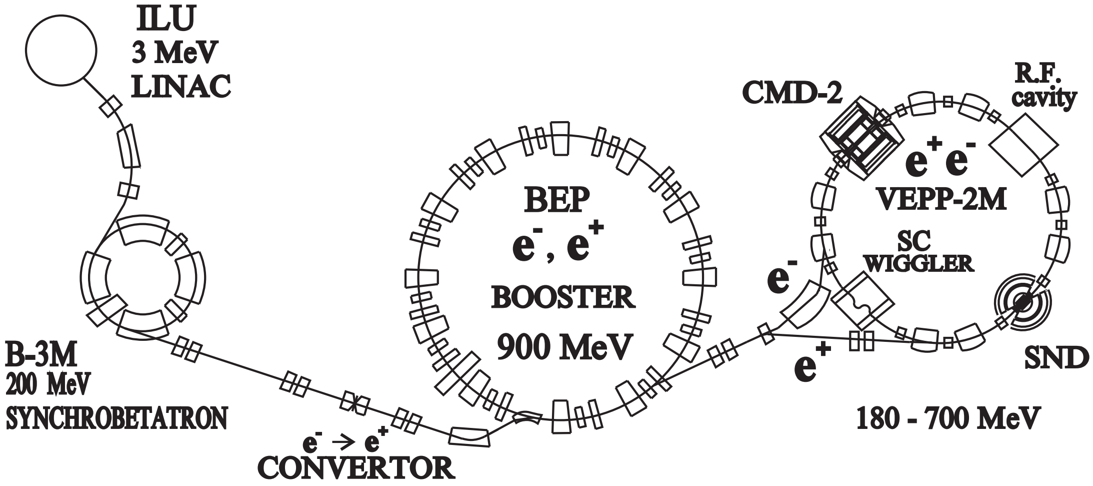


Рис. 3: Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М.

Таблица 1: Основные параметры комплекса ВЭПП-2М.

Энергия пучков, МэВ	180–700
Количество сгустков в пучке	1
Периметр равновесной орбиты, м	17.88
Длина сгустка в месте встречи, см	2
Размеры пучка в месте встречи, мкм	
вертикальный	10
радиальный	400
Ток в пучке, мА	$\sim$50
Максимальное поле в поворотных магнитах, Тл	1.8
Радиус кривизны орбиты в поворотных магнитах, м	1.22

также расположенный внутри соленоида, делает детектор практически герметичным для фотонов, вылетающих из места встречи.

Продольный и поперечный разрезы детектора КМД-2 показаны на Рис. 4.

Дрейфовая камера

Регистрация заряженных частиц осуществляется дрейфовой камерой [38, 39], заполненной газовой смесью 80% аргона и 20% изобутана. Пролетающая через камеру заряженная частица ионизует газ вдоль своего трека, и образовавшиеся в результате ионизации электроны дрейфуют в электрическом поле, создаваемом полевыми проволочками и регистрируются сигнальными проволочками.

Камера состоит из трех суперслоев, разбитых на ячейки. В первом, внутреннем

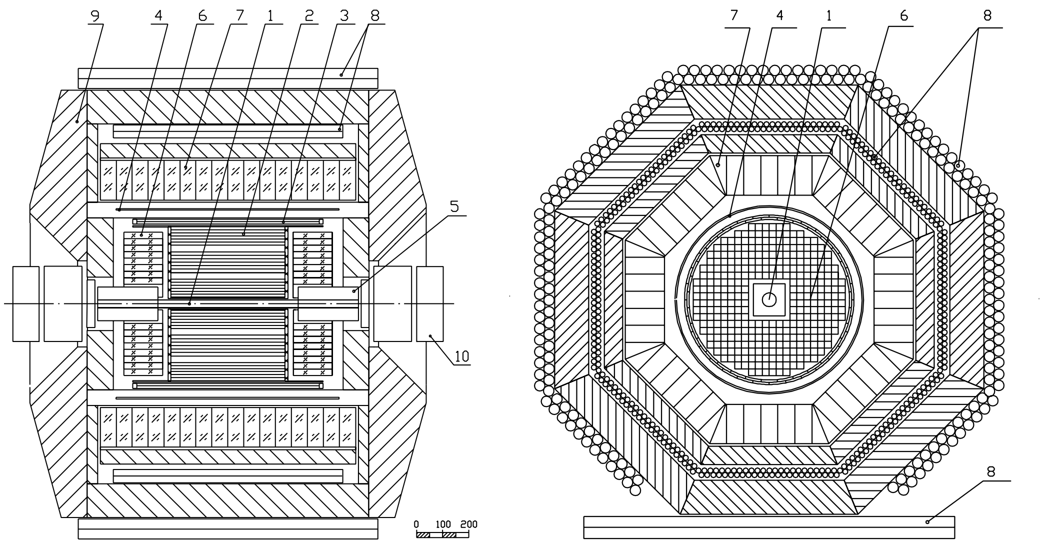


Рис. 4: Продольный и поперечный разрезы детектора КМД-2. 1 — вакуумная камера; 2 — дрейфовая камера; 3 — Z-камера; 4 — основной сверхпроводящий соленоид; 5 — компенсирующий соленоид; 6 — торцевой калориметр на основе BGO; 7 — цилиндрический калориметр на основе CsI; 8 — пробежная система; 9 — ярмо магнита; 10 — квадрупольные линзы.

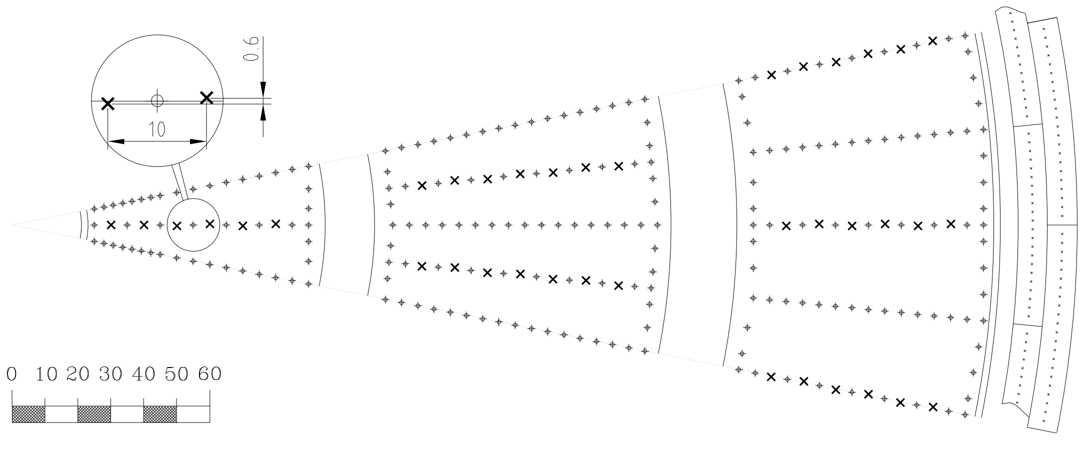


Рис. 5: Расположение проволочек в ячейках дрейфовой и Z камер. В ДК кружками с крестиками обозначены положения полевых и потенциальных проволочек, косыми крестиками — положения сигнальных проволочек. В Z-камере показаны анодные проволочки и условные границы секторов.

суперслое содержится 16 ячеек по 6 сигнальных проволочек в каждой. Второй суперслой имеет 32 ячейки по 7 сигнальных проволочек, третий — 32 ячейки по 6 сигнальных проволочек (см. Рис. 5). В общей сложности дрейфовая камера имеет 512 сигнальных проволочек. Внешний радиус ДК равен 30 см, длина чувствительного объема составляет 42 см. Неоднородность магнитного поля внутри ДК не превышает 1.5 %. На Рис. 5 показано расположение проволочек в ячейках дрейфовой и Z камер.

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

Сигнал с каждой проволочки снимается с обоих ее концов и после усиления поступает на плату T2A [40], позволяющую измерять время прихода и амплитуды сигналов.

Зная геометрическое расположение проволочек и карту полей в ДК, можно восстановить координаты трека пролетевшей через камеру заряженной частицы.

Координаты в плоскости проволочек (X, Y) определяются по номеру сработавшей проволочки и времени дрейфа. Координата Z (вдоль проволочки или, соответственно, вдоль направления пучков) определяется методом деления заряда. Кроме того, измерение амплитуды сигнала используется для идентификации частиц по величине ионизационных потерь dE/dx.

Координатное разрешение дрейфовой камеры в плоскости $R{-}\varphi$ составляет $\sim$180 мкм, а вдоль проволочки — $\sim$0.5 см. Экспериментальная зависимость импульсного разрешения дрейфовой камеры от величины импульса показана на Рис. 6 [41], разрешение по полярному и азимутальному углу трека составляет $\sigma_\theta = 0.02$ и $\sigma_\varphi = 0.007$ радиан соответственно.

Z-камера

За дрейфовой камерой располагается двухслойная цилиндрическая пропорциональная Z-камера [42, 43] со съемом информации с катодов и с анодов.

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

Для уменьшения числа каналов электроники проволочки объединены в сектора по 22 штуки в каждом (Рис. 5). Всего в слое имеется 32 сектора. Внешний слой сдвинут относительно внутреннего на половину ширины сектора. Сегментация Z-камеры в азимутальном направлении соответствует сегментации дрейфовой камеры, то есть 32 сектора в одном слое.

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

Координатное разрешение Z-камеры составляет ∼250 мкм для нормально падающей частицы и ∼1000 мкм при угле падения 45°. Временное разрешение для одного трека составляет ∼5 нс.

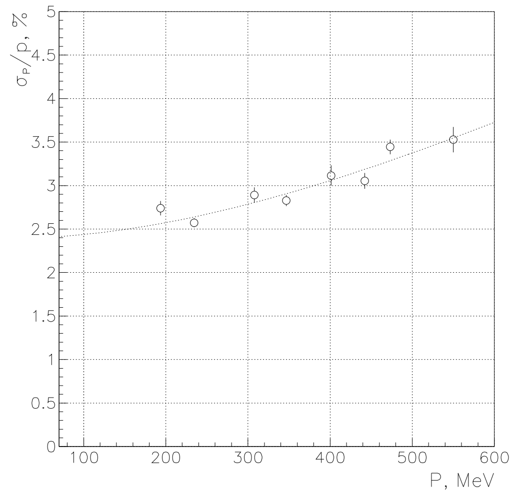


Рис. 6: Импульсное разрешение дрейфовой камеры.

Цилиндрический калориметр

Цилиндрический калориметр [44] состоит из сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) размером $6 \times 6 \times 15\,\text{см}^3$. Толщина калориметра для нормально падающей частицы составляет около 8 радиационных длин. В калориметре CsI выделяется в среднем около 80% энергии падающего фотона. Энергетическое и пространственное разрешение определяется флуктуациями утечек ливня и составляют соответственно $\sigma_E/E = 8 \div 12\%$ и $\sigma_x = 8 \div 12$ мм в интересующем нас диапазоне энергий ($100 \div 700$ МэВ).

Цилиндрический калориметр состоит из восьми октантов. Каждый содержит семь линейных модулей (линеек), закрепленных на дюралевой плите. В октант входят 5 стандартных линеек и 2 линейки счетчиков специальной формы для того, чтобы обеспечить сопряжение соседних октантов без зазоров (Рис. 7). Линейки представляют собой 16 счетчиков CsI, закрепленных на стальной полосе толщиной 10 мм. Сцинтилляционный свет регистрируется с помощью фотоумножителей ФЭУ-60. Калориметр покрывает область полярных углов от 0.7 радиан до $\pi - 0.7$ радиан, что соответствует 0.766 от полного телесного угла детектора.

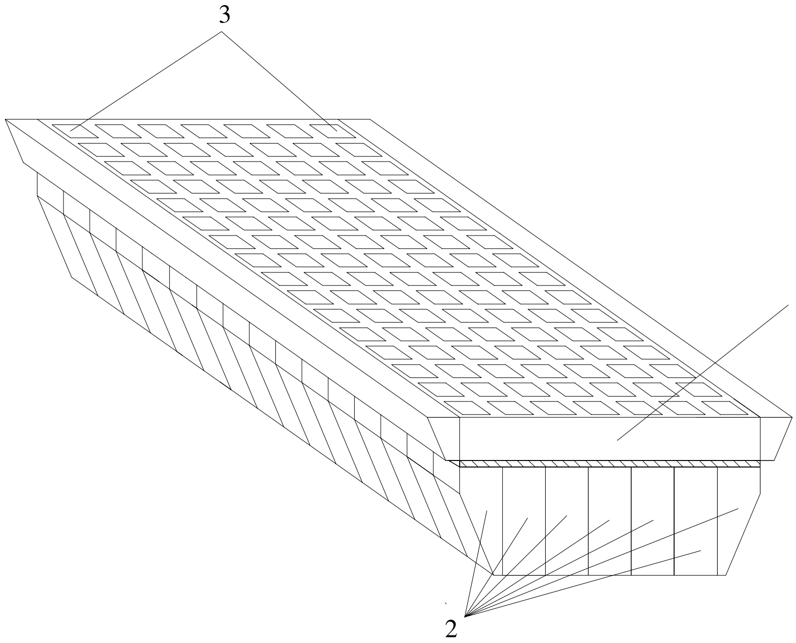


Рис. 7: Один из восьми октантов цилиндрического калориметра на основе кристаллов CsI. 1 — алюминиевая плита; 2 — кристаллы; 3 — делители напряжений ФЭУ.

Торцевой калориметр

Торцевой калориметр [45] на основе кристаллов ортогерманата висмута $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO) состоит из двух идентичных торцов по обе стороны от места встречи. Каждый торец представляет собой плотно уложенную матрицу из 340 кристаллов BGO. Размер кристалла $2.5 \times 2.5 \times 15\,\text{см}^3$. Таким образом, толщина калориметра для нормально падающей частицы составляет 13.4 радиационных длин. Свет регистрируется при помощи фототриодов, способных работать в сильном продольном магнитном поле.

Энергетическое разрешение торцевого калориметра составляет $\sigma_E/E = 4.6\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$, а угловое — $\sigma_{\varphi,\theta} = 2 \cdot 10^{-2}/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$ радиан. Калориметр покрывает области полярных углов от 0.28 до 0.86 и от 2.28 до 2.86 радиан, что соответствует $0.3 \times 4\pi$ стерадиан.

Во время проведения данного эксперимента торцевой калориметр был установлен лишь частично и находился в стадии тестирования. В связи с этим, данные с торцевого калориметра не использовались ни в системе запуска, ни в реконструкции событий. Везде далее, говоря о калориметре, мы будем иметь в виду только цилиндрический калориметр.

Пробежная система

Пробежная система [46] служит для разделения пионов и мюонов. Она состоит из внутренней и внешней частей, покрывающих 55% и 48% полного телесного угла соответственно. Обе части выполнены в виде восьми октантов, каждый из которых состоит из 48 стримерных трубок.

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

Система запуска детектора

Важным элементом электроники детектора является система запуска, которая в течение 1.2 мкс должна принять решение о полезности события и инициировать оцифровку и считывание информации в ЭВМ.

Запуск детектора КМД-2 может вызываться сигналами “заряженного” и “нейтрального” триггера, включенными по “ИЛИ”.

Заряженный триггер

В основе заряженного триггера положен сигнал трекового процессора (ТП) [47] о наличие хотя бы одного трека в координатной системе детектора.

Начало работы трекового процессора инициируется сигналом срабатывания Z-камеры, стробированным сигналом фазы накопителя. Через 400 нс, в случае наличия трека, ТП выдает сигнал.

Высокая эффективность срабатывания ТП для полезных событий приводит также к высокой частоте запусков от фона, достигающей сотен герц, что не позволяет записывать весь поток событий с запуском только от ТП. Для уменьшения частоты фоновых запусков используется совпадение сигнала ТП с другими системами детектора. В нашем эксперименте заряженный триггер выдавал положительное решение, если сигнал от ТП сопровождался энерговыделением в хотя бы одной линейке CsI-калориметра, превышающим 30 МэВ.

Нейтральный триггер

Нейтральный триггер, так же как и заряженный, реализован аппаратно в виде нескольких плат в стандарте “КЛЮКВА” [48]. Детальное описание триггера можно найти в [49], а логики его работы в [50].

Нейтральный триггер принимает решение на основе 56 (по числу линеек в цилиндрическом калориметре) сигналов, пропорциональных энерговыделению в линейке или 56 логических сигналов, соответствующих наличию в линейке энерговыделения, превышающего порог дискриминатора. Триггер определяет величину полного энерговыделения в калориметре, ищет кластеры (т.е. непрерывные последовательности сработавших линеек), определяет их число и взаимное расположение и на основе этой информации принимает решение о полезности события. Если энерговыделение в линейке превышает заданный порог, вырабатывается сигнал, который используется в качестве исходной информации для нейтрального триггера [49]. По расположению сработавших линеек определяется число кластеров в $R-\varphi$ плоскости и углы между кластерами. Запуск осуществляется в случае превышения сигналом полного энерговыделения в калориметре некоторого порога, величина которого зависит от количества найденных в калориметре кластеров. Время принятия решения нейтральным триггером составляет 960 нс с момента старта, задаваемого сигналом “ИЛИ” срабатывания всех линеек, стробированного сигналом “фаза” ускорителя.

Третичный триггер

В отличие от заряженного и нейтрального триггеров, третичный триггер реализован программно и является триггером самого высокого уровня. События, прошедшие третичный триггер, обязательно сохраняются на лентах. Основная задача третичного триггера — уменьшить поток событий от заряженного триггера, не теряя при этом “полезные” события. Сразу же отметим, что алгоритм работы третичного триггера рассчитан только на события, содержащие треки от заряженных частиц. События, в которых сработал нейтральный триггер, третичным триггером пропускаются *всегда.*

Принцип работы третичного триггера основан на том, что Z-координаты трека в дрейфовой и Z-камерах можно довольно грубо, но зато быстро восстановить в режиме *on-line,* не используя медленную и ресурсоемкую программу полной реконструкции. Алгоритмы работы третичного триггера позволяют достаточно хорошо подавлять события пучкового фона, событий с космическими частицами, что приводит к уменьшению загрузки заряженного триггера в 1.5 раза. При этом отбрасывается лишь 1 % полезных событий. Однако такого уровня подавления недостаточно при работе на энергиях в области ϕ-мезона и выше. Поэтому третичный триггер используется в системе запуска лишь при работе на низких энергиях, где величины загрузки меньше.

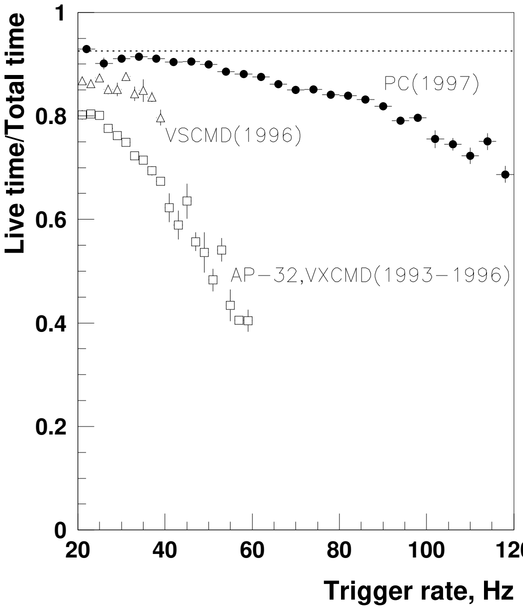


Рис. 8: Зависимость мертвого времени системы запуска от частоты записи событий.

В анализе, проделанном в настоящей работе, третичный триггер использовался лишь в одной энергетической точке в диапазоне энергий ϕ-мезона. При наборе данных в этой точке для записи события на ленту требовалось совпадение сигнала трекового процессора с решением третичного триггера. CsI-калориметер при наборе статистики в данной точке не использовался в составе заряженного триггера.

Характерная частота запусков детектора была около $20 \div 40$ Гц. Частота полезных событий, вызванных e^+e^- взаимодействиями, составляла несколько событий в секунду, около 10 Гц было обусловлено космическими частицами, остальные запуски вызывались фоном частиц пучка, рассеянных на элементах накопителя. Мертвое время системы сбора данных при таких загрузках составляло $10 \div 15\,\%$ (см. Рис. 8).

Система сбора данных и медленного контроля

Информация, зарегистрированная в системах детектора, должна быть считана в память ЭВМ и записана на магнитные ленты. Эту функцию выполняет система сбора данных детектора [51].

Схемы систем сбора данных и медленного контроля, используемых в заходах 1996-1997 гг., показаны на Рис. 9, 10.

Сигналы с детектора регистрируются быстрой оцифровывающей электроникой, выполненной в стандарте КЛЮКВА [48]. В случае положительного решения триггера, данные из информационных плат крейтов КЛЮКВА передаются в блоки обмена [48] крейта КАМАК, затем в память компьютера PC-486. После этого события поступают в VAX-4000-90. Управление передачей осуществляется программой, записанной в автоматический программируемый контроллер К-07[53].

ЭВМ VAX-4000-90 служит для управления заходами, установки триггера, загрузки задач в автоматический контроллер К-07 и в процессоры ввода-вывода крейтов КЛЮКВА. Задачи контроля напряжений, температуры и магнитного поля выполняет компьютер микро VAX 3300.

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

Также в систему сбора данных введена ЭВМ Pentium 166 под операционной системой Linux. На ней организована полная реконструкция части потока данных в режиме реального времени.

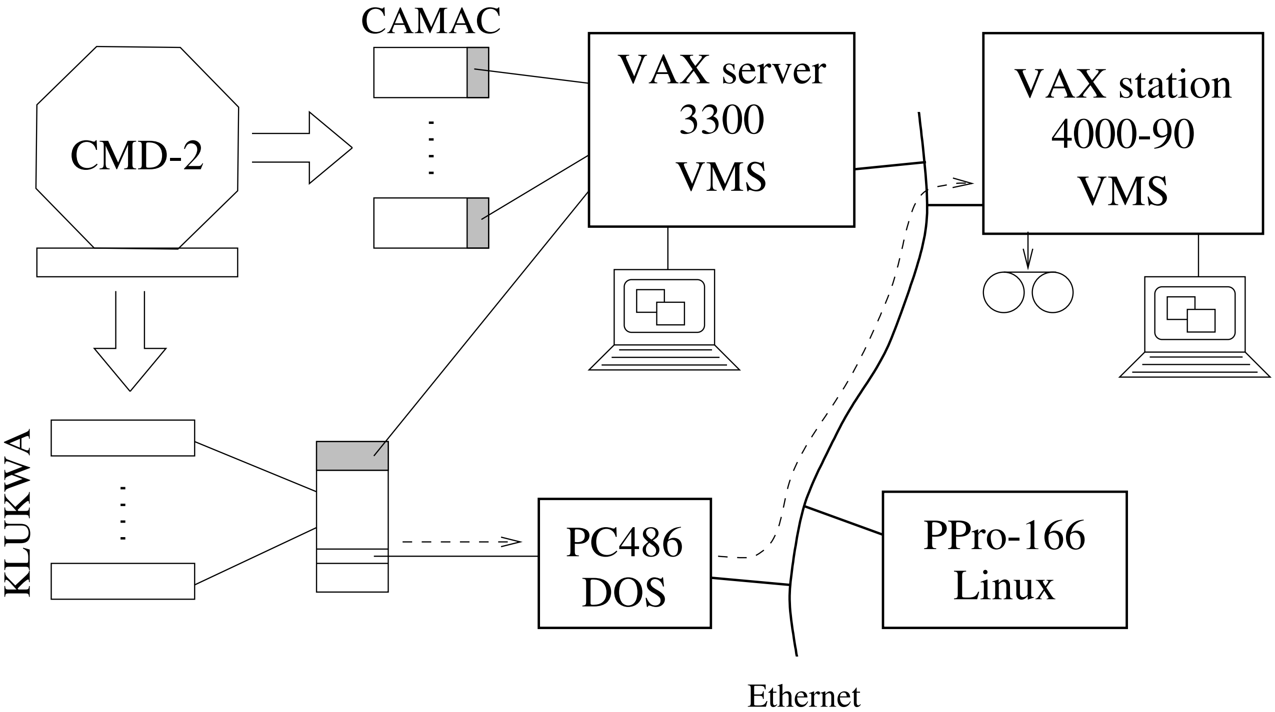


Рис. 9: Структура системы сбора данных в 1996–97 гг. Обозначения на рисунке: KLUKWA — Оцифровывающая электроника стандарта “КЛЮКВА”, CAMAC — блоки КАМАК, VAXserver-3300 — ЭВМ VAX-3300,”VxCMD”, Vaxstation-4000-90 — ЭВМ VAX-4000,”VSCMD”,PC486 DOS — компьютер Intel 486, PPro-166 Linux — ЭВМ Pentium-166 под операционной системой Linux.

1.3 Оцифровывающая электроника

Оцифровывающая электроника детектора КМД-2 выполнена в стандарте КЛЮКВА [48], разработанном в Институте ядерной физики СО РАН. Данный стандарт позволяет создавать автоматизированную систему оцифровки аналоговых сигналов

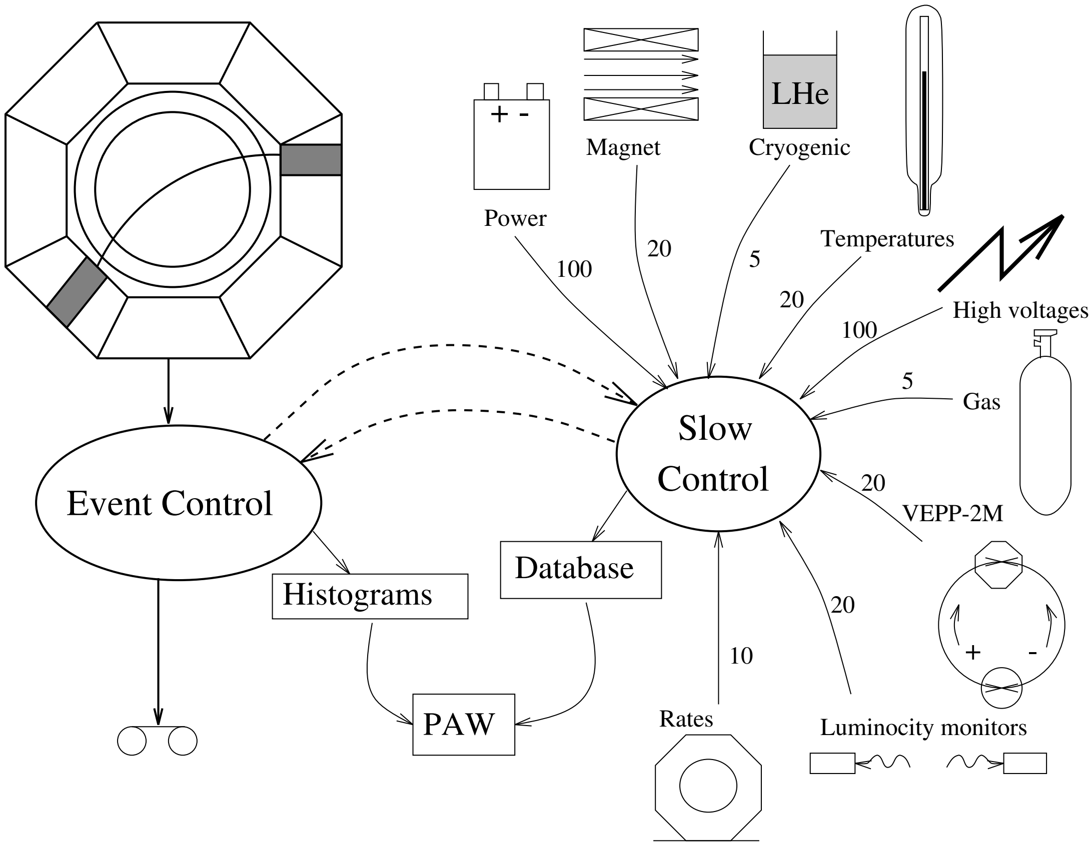


Рис. 10: Система медленного контроля КМД-2 (Slow Control). Обозначения на рисунке: Event Control — Поток данных, Histograms — гистограммы, иллюстрирующие работу систем детектора, PAW — Рабочая Станция для Физического Анализа (Physics Analysis Workstation), Power —, Database — База данных о работе детектора во время захода, Magnet —, Rates — Информация о загрузках систем детектора во время захода, Cryogenic — Информация о работе криогенной системы детектора во время захода, Slow Control — Система мониторинга, Temperatures — Температурная информация, High voltages — Информация о величинах высокого напряжения, питающего системы детектора, Gas — Информация о параметрах газовых смесей, используемых в дрейфовой,Z камерах и мюонной системе, VEPP-2M — информация о работе коллайдера во время захода, Luminosity monitors — Информация с мониторов светимости. Цифрами показано приблизительное количество каналов каждого типа.

и подготовки данных для считывания в компьютер с учетом синхронизации работы запускающей, оцифровывающей и считывающей электроники.

Общая схема организации оцифровывающей аппаратуры изображена на Рис. 11. Регистрирующая аппаратура размещается в специальных крейтах с циклом магистрали 100 нс. В крейте размещены до 16 информационных плат (производящих собственно оцифровку данных) и 4 служебных платы. Служебными платами являются:

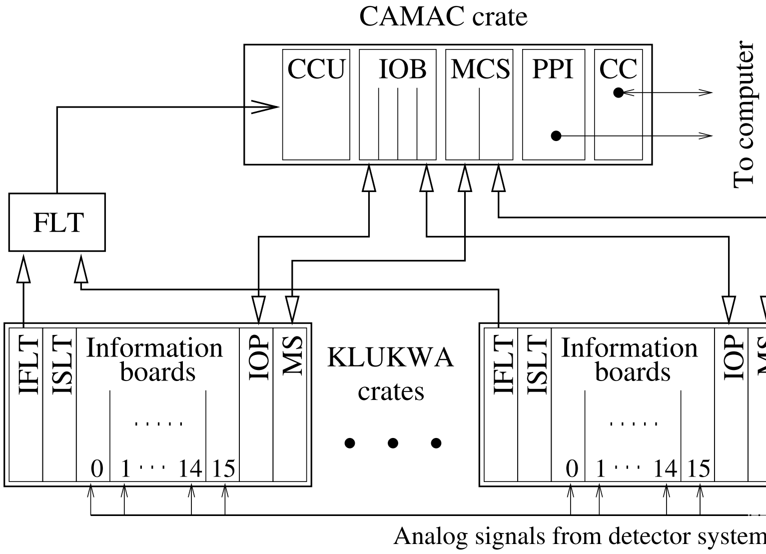


Рис. 11: Оцифровывающая электроника стандарта “КЛЮКВА”. Обозначения на рисунке: CCU — центральная система управления (ЦСУ), IOB — блоки обмена (БО), MCS — размножитель сигналов КАМАК (РСК), PPI — последовательно-параллельный интерфейс ППИ-К, CC — КАМАК-контроллер К0607А, FLT — первичный триггер (ПТ), IFLT — интерфейс первичного триггера (ИПТ), ISLT — интерфейс вторичного триггера (ИВТ), IOP — процессор вывода (ПВ), MS — размножитель служебных сигналов (РСС).

- процессор вывода (ПВ), производящий чтение, обработку и запоминание информации, зафиксированной в информационных платах;
- размножитель служебных сигналов (РСС), осуществляющий обмен управляющими сигналами с центральной системой управления;
- интерфейс первичного триггера (ИПТ), поставляющий информацию для первичного триггера;
- интерфейс вторичного триггера (ИВТ), не использующийся на КМД-2.

ПВ и РСС являются обязательными для работы крейта, ИПТ и ИВТ не являются обязательными. Для хранения считанной информации в ПВ имеется два ОЗУ данных емкостью по 1К 14-разрядных слов. Использование ОЗУ данных позволяет осуществлять разравнивание потока данных перед считыванием в ЭВМ.

1.4 Программное обеспечение детектора

Полное моделирование (CMD2SIM)

Моделирование методом Монте-Карло является неотъемлемой частью любого эксперимента в физике частиц. Основной задачей моделирования является вычисление эффективности регистрации событий и нахождение ожидаемых распределений по энергии, углам и другим физическим величинам как для исследуемого, так и для фоновых процессов. Кроме того, моделирование детектора используется для оптимизации триггера и проверки программ реконструкции событий.

Программа моделирования имитирует физические процессы в детекторе, начиная с взаимодействия электрона и позитрона и получения набора частиц, вылетающих из места встречи (**первичное моделирование**), и, далее, процессы взаимодействия рожденных частиц с веществом детектора (**вторичное моделирование**). Следующим этапом является **оцифровка**, т.е. моделирование отклика чувствительных элементов детектора. Результатом работы программы является файл с "сырыми" данными такого же формата, как и экспериментальные события. Кроме того, для данных моделирования записывается дополнительная информация о структуре события, параметрах рожденных частиц и т.п. Дальнейшая обработка данных моделирования программами реконструкции практически не отличается от обработки экспериментальных событий, за исключением возможности доступа к дополнительной информации.

Пакет GEANT [54], созданный в CERN, активно применяется для моделирования экспериментов по физике высоких энергий в лабораториях всего мира. На основе такого интенсивного использования и тестирования GEANT постоянно обновляется. Программа моделирования КМД-2 работает в настоящий момент на основе версии 3.21.

Одной из наиболее важных частей моделирования программой GEANT является проведение частиц через детектор, который представляет собой сильно неоднородную среду. Детектор описывается как набор блоков различных геометрических форм, каждый блок заполнен так называемой "средой", свойства которой задаются при описании детектора. Среда характеризуется не только типом вещества, но и наличием и распределением магнитного поля, ограничениями на величину перемещения частицы при проведении через вещество.

Адронные взаимодействия в GEANT могут моделироваться по выбору пользователя одной из программ моделирования адронных ливней: GHEISHA [55] или FLUKA [56, 57].

В совокупности пакет GEANT, набор первичных генераторов, геометрическое описание детектора с учетом использованных материалов и программы оцифровки составляют программу полного моделирования детектора КМД-2 — CMD2SIM [58].

Реконструкция событий (CMD2OFF)

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

В процессе работы события записываются на магнитную ленту в виде записей переменной длины в формате ZEBRA[59]. Каждому событию соответствует запись. Записи разбиты на сегменты, каждый из которых содержит информацию с одной системы детектора. Информация представляет собой последовательность адресов каналов электроники и данных, считанных с них.

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

Реконструкция траектории заряженных частиц в координатной системе

Опишем коротко алгоритм реконструкции треков[60].

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

Реконструкция фотонов в электромагнитном калориметре

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

- Пересчет адресов и каналов электроники в номера кристаллов и энерговыделения в них с использованием данных калибровки.
- Поиск кластеров, т.е. связанных групп кристаллов.
- Расчет энерговыделения и координат кластеров.
- Расчет наиболее вероятной величины энергии и углов вылета произведшей этот кластер частицы, в предположении, что это фотон или электрон.

На первом этапе для каждой пары значений адрес-амплитуда происходит пересчет адреса в номер кристалла и производится пересчет амплитуды в энергию с учетом калибровочных коэффициентов.

Далее происходит поиск кластеров. Кластером называется связанная группа кристаллов с энерговыделением $E > E_{min} = 2\,\text{МэВ}$, содержащая хотя бы один счетчик с энерговыделением более 15 МэВ. Связанными считаются кристаллы, соприкасающиеся гранью или углом.

Энерговыделение кластера рассчитывается как сумма энерговыделений кристаллов, а углы — как угол прямой, проведенной из вершины события в центр тяжести кластера. Для восстановления энергии фотона из энергии кластера вводилась поправка, зависящая от точки попадания фотона в калориметр.

Глобальная реконструкция события и запись информации

После восстановления треков и кластеров происходит создание банков глобальной реконструкции, объединяющих информацию всех систем детектора. Для этого строится продолжение трека в область калориметра и, если это продолжение пересекает какой-то кластер или соседние с кластером кристаллы, кластер считается продолжением трека. Остальные кластеры в калориметре рассматриваются как фотоны.

Восстановленная информация записывается в виде банков структуры ZEBRA на вторичные магнитные ленты вместе с первичной информацией в том случае, если выполнилось хотя бы одно из перечисленных ниже условий:

- $(E_{CsI}^{tot} > 300) \cap (N_{clu} \geq 2)$,
- $(N_{trk} = 1) \cap (R_{min} < 0.5) \cap (|Z_0| < 20) \cap (P_{tot} < 1.5 \cdot E_{beam})$,
- $(N_{trk} > 1) \cap (\max(P_{tot}) < 1.5 \cdot E_{beam})$,
- Сработал нейтральный триггер.

Если ни одно из условий не выполнено, событие отбрасывается. Это позволяет отбраковать события пучкового фона и космических частиц на раннем этапе реконструкции.

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

1.5 Обработка данных

В современном варианте OFFLINE обработка данных — это сложная программа (CMD2OFF), написанная на языке "FORTRAN-77", содержащая порядка 50000 строк и около 400 подпрограмм. Программа одновременно создавалась 20 программистами-физиками. OFFLINE обработка предназначена для преобразования 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 [59]. 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 кластер, собранный на основе процессоров Pentium, работающий под операционной системой LINUX. По мере появления все более быстродействующих процессоров Pentium, предыдущие модели изымались из кластера и заменялись на новые.

На рисунке 12 изображена конфигурация "OFFLINE"компьютеров в системе обработки данных детектора КМД-2, существовавшая в 1999 году. Основная обработка происходила 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 OC 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 накопителям 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 переобработать информацию на всех вторичных лентах, что занимало значительное время.

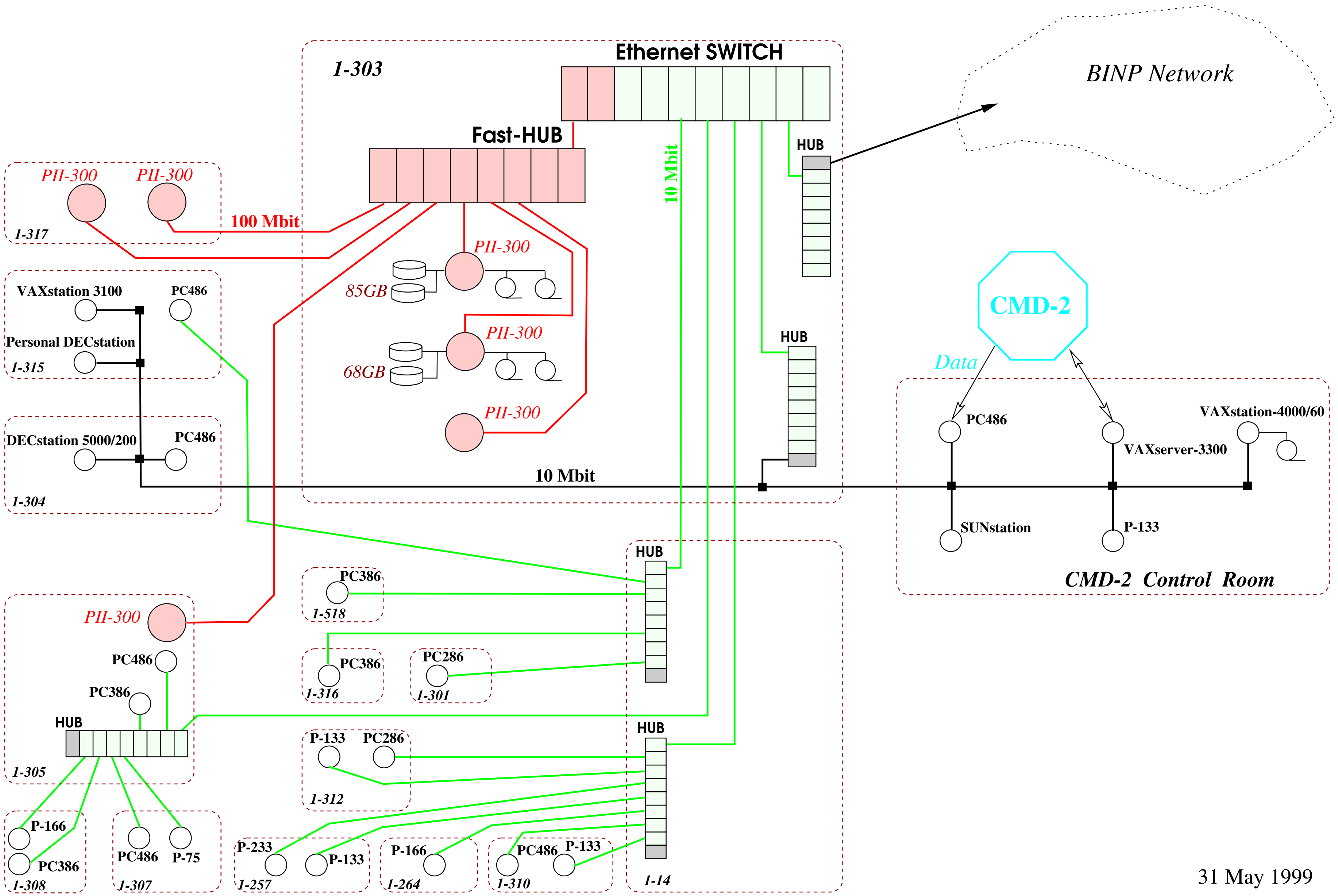


Рис. 12: Компьютеры в системе обработки данных с детектора КМД-2.

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 обработанных 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 переобрабатывать все вторичные ленты. Это заметно упростило работу физиков по анализу данных, так как для анализа необходимо переобрабатывать 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 проанализировать "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. Таким образом, среди прочего, стало возможным оперативно контролировать эффективность реконструкции событий при очередном изменении версии программы "CMD2OFF".

1.6 Определение светимости

Отбор событий

Интеграл светимости определялся по количеству зарегистрированных событий упругого рассеяния $e^+e^- \to e^+e^-$ на большие углы [61]. Для этого производился отбор коллинеарных событий, в которых затем подсчитывалось число событий $e^+e^- \to e^+e^-$. Коллинеарные события отбирались по следующим критериям:

- Запуск произошел от заряженного триггера, любые другие триггеры также могли сработать;

- Реконструирована только одна вершина с двумя треками, соответствующими частицам с противоположными зарядами;

- Расстояние от вершины до оси пучков ρ меньше 0.3 см;

- z-координата (расстояние от места встречи вдоль оси пучков) вершины $|Z|$ меньше 10 см;

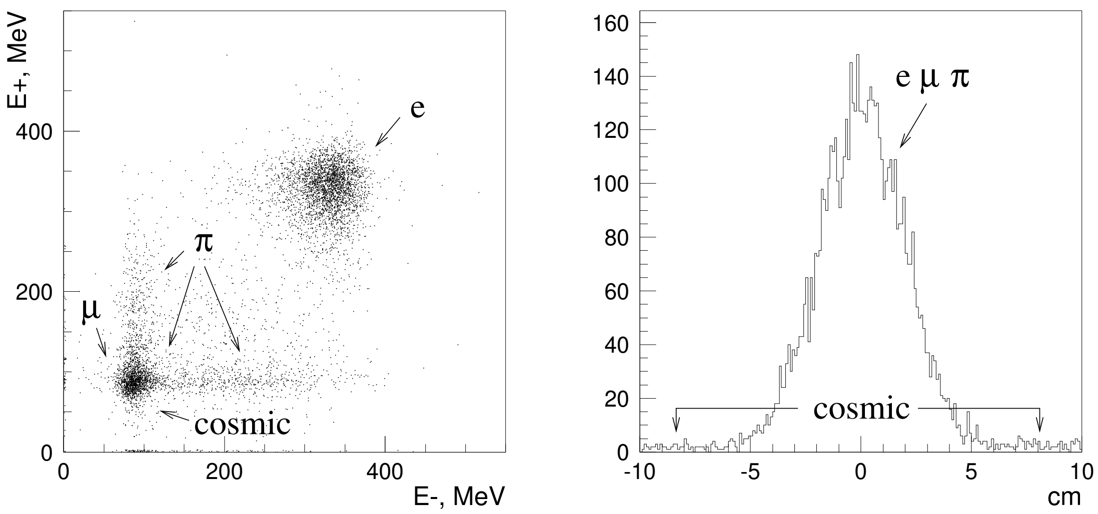
- Расколлинеарность двух треков в плоскости, перпендикулярной оси пучков, $|\Delta\phi| = |\pi - |\phi_1 - \phi_2||$ меньше 0.15 радиан;

- Расколлинеарность двух треков в плоскости, содержащей ось пучков, $|\Delta\Theta| = |\Theta_1 - (\pi - \Theta_2)|$ меньше 0.25 радиан;

- Средний полярный угол двух треков $[\Theta_1 + (\pi - \Theta_2)]/2$ лежит между Θ_{min} и $(\pi - \Theta_{min})$, анализ проводился для $\Theta_{min} = 1.0$ и $\Theta_{min} = 1.1$;

Разделение событий

Отобранные коллинеарные события — это совокупность событий $e^+e^- \to e^+e^-$, $\pi^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$ и фона от космических частиц. Для разделения событий использовались энерговыделения положительно и отрицательно заряженных частиц в цилиндрическом калориметре, а также продольная (z) координата вершины двух треков. Распределения по E^+, E^- и z для коллинеарных событий показаны на Рис. 13. Распределение по z используется для определения фона космических событий, а энерговыделения в калориметре — для разделения e, μ, π. Разделение основывалось на минимизации



(a) Энерговыделения двух коллинеарных частиц (E^+ от E^-) в калориметре.

(b) Распределение по z-координате вершины.

Рис. 13: Энерговыделение в цилиндрическом калориметре и z-координата вершины для коллинеарных событий при энергии пучков $E_{beam} = 400$ МэВ.

функции максимального правдоподобия:

$$L \;=\; -\sum_{events} \ln\left(\sum_a N_a \cdot f_a(E^+, E^-, Z)\right) + \sum_a N_a,$$

где a — тип события ($a = ee,\ \mu\mu,\ \pi\pi,\ cosmic$), N_a — число событий типа a, $f_a(E^+, E^-, Z)$ — плотность вероятности для события типа a того, что соответствующие энерговыделения в калориметре равны E^+и E^-, а продольная координата вершины равна Z. Предполагая, что E^+, E^- и Z не коррелируют друг с другом, можно факторизовать плотность вероятности:

$$f_a(E^+, E^-, Z) = f_a^+(E^+) \cdot f_a^-(E^-) \cdot f_a^Z(Z).$$

Для e^+e^-, $\mu^+\mu^-$ пар и космических событий распределения по энерговыделению не зависят от знака заряда частицы, но для π^+ and π^- существенно различаются. В функции максимального правдоподобия было заложено $f_a^+ \equiv f_a^-$ для $a = ee,\ \mu\mu$, $cosmic$, и $f_a^+ \neq f_a^-$ для $a = \pi\pi$.

В процессе минимизации отношение $N_{\mu\mu}/N_{ee}$ фиксировалось согласно расчетам по QED :

$$\frac{N_{\mu\mu}}{N_{ee}} = \frac{\sigma_{\mu\mu} \cdot (1 + \delta_{\mu\mu})\,(1 + \alpha_{\mu\mu})\,\varepsilon_{\mu\mu}}{\sigma_{ee} \cdot (1 + \delta_{ee})\,(1 + \alpha_{ee})\,\varepsilon_{ee}},$$

где σ — борновское сечение, δ — радиационная поправка, α_a — поправка на конечное разрешение по полярному углу трека Θ, ε — эффективность реконструкции. Таким образом, в функции максимального правдоподобия вместо N_{ee}, $N_{\mu\mu}$, $N_{\pi\pi}$ и N_{cosmic} использовались следующие глобальные параметры:

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

Расчет радиационных поправок для процесса $e^+e^- \to e^+e^-$ делался на основе работы [62], где теоретическая точность формул составляет $\sim 0.3\,\%$. Радиационные поправки для процессов $e^+e^- \to \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-$ считались с точностью 0.2 – $0.5\,\%$. Подробное описание методики расчета для процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ можно найти в [62].

Вычисление интеграла светимости

Интеграл светимости рассчитывался по следующей формуле:

$$\int Ldt = \frac{N_{ee} + N_{\mu\mu}}{(\sigma_{ee} + \sigma_{\mu\mu}) \cdot \epsilon_{rec} \cdot \epsilon_{TF}}; \, \sigma_{ee} = \sigma_{ee}^0(1 + \delta_{ee}); \sigma_{\mu\mu} = \sigma_{\mu\mu}^0(1 + \delta_{\mu\mu}),$$

где $N_{ee} + N_{\mu\mu}$ — сумма числа электрон-позитронных и мюон-мюонных пар, σ_{ee} — сечение рождения пары e^+e-, равное произведению борновского сечения (σ_{ee}^0) на радиационную поправку $(1 + \delta_{ee})$, $\sigma_{\mu\mu}$ — сечение рождения пары $\mu\mu$, равное произведению борновского сечения ($\sigma_{\mu\mu}^0$), умноженную на радиационную поправку, $(1+\delta_{\mu\mu})$,ϵ_{rec} — эффективность реконструкции событий $e^+e^- \to e^+e^-, \mu^+\mu^-$ в дрейфовой камере детектора, ϵ_{TF} — эффективность триггера,

1.7 Определение энергии пучков

Энергия пучков в накопителе определяется, главным образом, током поворотных магнитов ВЭПП-2М. Прецизионное измерение этой величины может быть осуществлено при помощи метода резонансной деполяризации [14], с точностью до $\delta E/E \sim 10^{-5}$.

Поскольку сама процедура измерения энергии методом резонансной деполяризации занимает несколько часов, подавляющая часть статистики была набрана без точной энергетической калибровки. Для определения энергии в заходах, в которых не было резонансной деполяризации, использовались два независимых метода.

В первом методе энергия пучка определялась по среднему импульсу K^+K^- пар, зарегистрированных дрейфовой камерой:

$$E_{beam} \;=\; \sqrt{p_{av}^2 + M_{K^\pm}^2} + \Delta(p_{av}),$$

где P_{av} — средний импульс пары каонов, $M_K^\pm$ — масса заряженного каона [8], $\Delta(P_{av})$ — поправка, которая, в основном, определяется ионизационными потерями каонов в объеме детектора и радиационными потерями начальных электронов, а также систематической ошибкой измерения импульса дрейфовой камерой. Также учитывается зависимость величины энергии от средней температуры поворотных магнитов ВЭПП-2М.

Вид зависимости $\Delta(p_{av})$ был определен в работе [63]. Заходы с резонансной деполяризацией на ϕ мезоне использовались для корректировки этой функции. Статистическая точность определения $\Delta(p_{av})$ составляет 0.021 МэВ.

Энергию пучка можно также определить по величине магнитного поля в поворотных магнитах и частоте обращения частиц в накопителе, согласно формуле:

$$E_{beam}(B,T,f) \;=\; \left[E_0 + \frac{\partial E}{\partial B}(B - B_0) + \frac{\partial E}{\partial T}(T - T_0)\right] \cdot \left[1 - \frac{f - f_0}{\alpha f_0}\right],$$

где B — магнитное поле в поворотных магнитах, f — частота обращения, $f_0 =$ 16.7667 МГц — частота обращения на равновесной орбите, α — коэффициент уплотнения орбит, T — средняя температура поворотных магнитов.

Калибровочные коэффициенты E_0, $\frac{\partial E}{\partial B}$ и $\frac{\partial E}{\partial T}$ были определены из заходов, где проводилась резонансная деполяризация. Подробно обе методики определения энергии пучка описаны в работе [34].

Энергия пучка определялась как среднее значение энергий, расчитанных с помощью двух методов описанных выше. За оценку систематической ошибки принималась половина разницы данных двух значений. Для значений энергии пучка во 2,3 и 4 сканированиях области энергий ϕ-мезона в 1996 году систематическая ошибка оценивается в 25, 50 и 60 кэВ соответственно.

Анализ, проделанный в [34], показал, что калибровочная константа E_0 может меняться от сезона к сезону на величину порядка 200 кэВ. Следовательно, значения энергии пучка, определенные при одинаковых условиях работы накопителя, но в разных сезонах, могут отличаться на соответствующую величину. Этот факт подвергает сомнению возможность надежного измерения энергии пучка по данным накопителя в течение значительного промежутка времени.

Глава 2
OFFLINE калибровка $R-\varphi$ плоскости дрейфовой камеры КМД-2 по событиям Bhabha-рассеяния.

2.1 Общие замечания

Координаты точки трека в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля в детекторе ($R-\varphi$ плоскость), вычисляются в программе обработки данных CMD2OFF с помощью параметров изохрон. Изохронами называются поверхности равных времен дрейфа. В первом приближении сечение изохроны $R-\varphi$ плоскостью можно аппроксимировать дугой окружности. Параметры изохрон (координаты центра и радиус окружности), используемые в программе CMD2OFF, были получены при моделировании дрейфовой камеры КМД-2 с помощью пакета GARFIELD [64]. На рисунке 14 показана картина изохрон в двенадцатом регистрирующем слое дрейфовой камеры, полученных с помощью данного пакета.

Рисунок 15 иллюстрирует процедуру восстановления координат точки трека. По заданным скорости дрейфа электронов ионизации (v_0) и времени дрейфа (t_{drift}) определяются параметры изохроны (x_{is} и R). После чего координаты точки трека вычисляются согласно формулам:

$$\begin{aligned} x_{hit} &= x_{is}\cdot\cos(\alpha_L)+R\cdot\cos(\beta), \\ y_{hit} &= y_{wire}-x_{is}\sin(\alpha_L)-R\sin(\beta), \end{aligned}$$

где x_{is} — x-координата центра изохроны, R — радиус изохроны, α_L — угол Лоренца (угол между направлением электрического поля в пространстве камеры и направлением дрейфа электронов ионизации), y_{wire} — y-координата чувствительной проволочки, β — угол между касательной к треку в точке (x_{hit}, y_{hit}) и плоскостью чувствительных проволочек. Угол β определяется в программе CMD2OFF на этапе поиска фрагментов трека в ячейках дрейфовой камеры и аппроксимации фрагментов отрезками прямых линий.

Значения угла Лоренца (α_L) и скорости дрейфа электронов ионизации в газовой смеси дрейфовой камеры (v_0), общие для всей камеры, вычисляются в результате предварительной калибровки. Для этого исследуется экспериментальное разрешение по среднему импульсу частиц в событиях e^+e^- рассеяния как функция данного параметра дрейфа (v_0 или α_L). И значение параметра, при котором достигается минимум

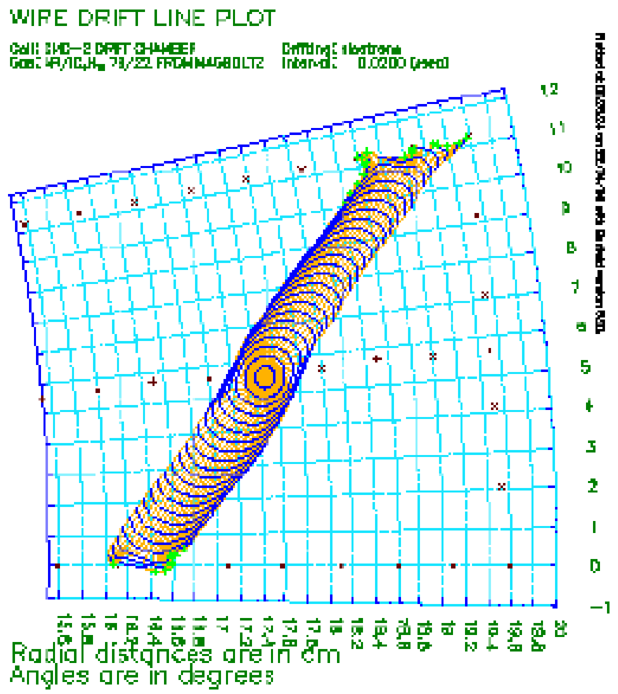


Рис. 14: Картина изохрон в двенадцатом регистрирующем слое дрейфовой камеры, полученных с помощью пакета GARFIELD.

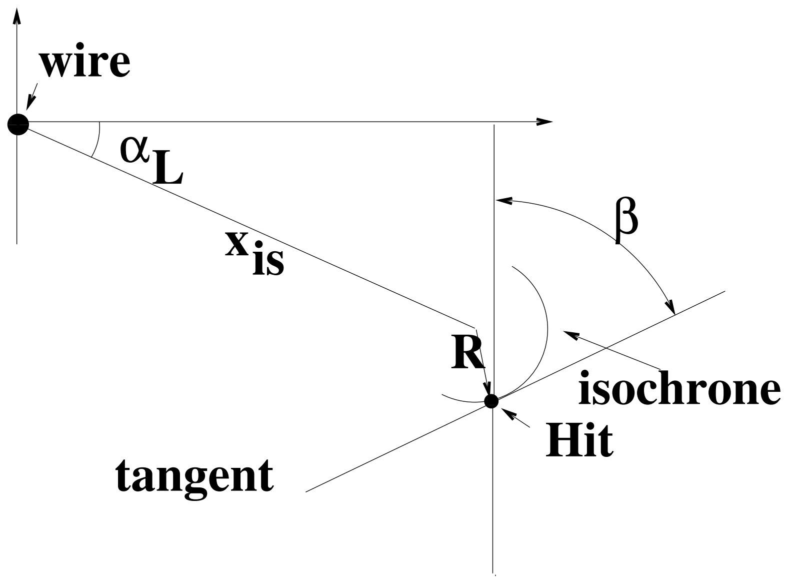


Рис. 15: Схема, иллюстрирующая процедуру восстановления координат точки трека в $R-\varphi$ плоскости дрейфовой камеры КМД-2. (x_{hit}, y_{hit}) — координаты точки трека, $x_{is}\,R$ — x-координата центра и радиус изохроны соответственно, α_L — угол Лоренца, β — угол между касательной к треку и плоскостью чувствительных проволочек.

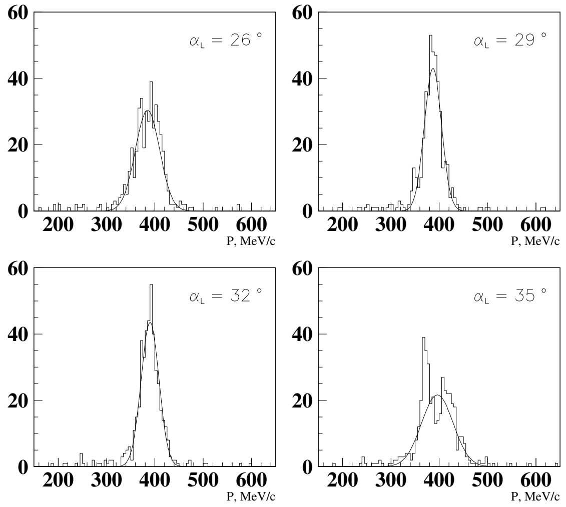


Рис. 16: Распределения событий e^+e^- рассеяния по величине среднего импульса частиц при различных значениях угла Лоренца.

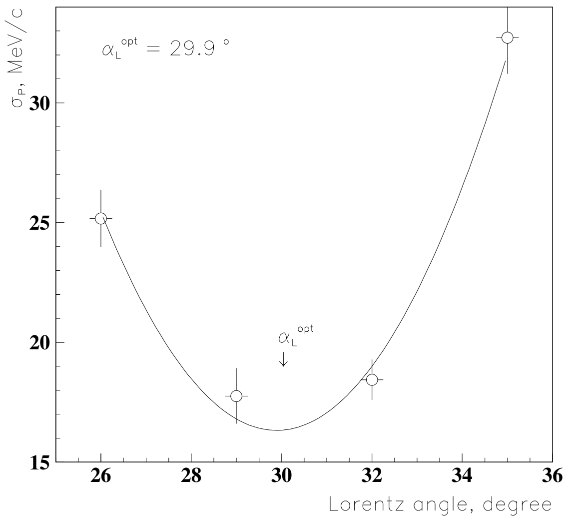


Рис. 17: Аппроксимация зависимости величины импульсного разрешения от угла Лоренца полиномом второй степени. Значение α_L, при котором достигается минимум будет использоваться при обработке данных.

импульсного разрешения, используется затем при обработке данных. На рисунке 16 приведены распределения по среднему импульсу частиц *Bhabha* рассеяния при четырех различных значениях угла Лоренца и фиксированном значении скорости дрейфа. Видно, что величина импульсного разрешения ($\sigma_{\bar{p}}$) чувствительна к величине α_L, используемой при обработке данных. На рисунке 17 представлена аппроксимация зависимости $\sigma_{\bar{p}}$ от угла Лоренца полиномом второй степени. Типичные значения угла Лоренца, которые получаются в результате данной аппроксимации, равны $\alpha_L \approx 30^o$.

Значение скорости дрейфа электронов ионизации, v_0, вычисляется аналогичным образом, при фиксированном значении угла Лоренца. Характерные значения скорости дрейфа, которые получаются в результате данной процедуры, равны $v_0 \approx 4.4 \div 4.7$ см/мкс.

Обычно, данная процедура определения величины угла Лоренца, выполняется для каждого захода [1], а значение v_0, общее для всего пространства дрейфовой каме-

[1] Заходом называется непрерывная последовательность событий, объединенных одними условиями эксперимента (энергия пучков ВЭПП-2М, условия запуска детектора, значения калибровочных констант и т.п.), и полученная за ограниченный промежуток времени (3 – 4 часа).

ры, вычисляется один раз за сезон.

Но полученные таким образом значения угла Лоренца и скорости дрейфа не являются оптимальными для всей дрейфовой камеры. В пространстве камеры есть области неоднородности полей, например, вблизи границ ячеек или вблизи плоскости проволочек, где величины v_0 и α_L могут отличаться от значений, определенных с помощью процедур, описанных выше. Для учета этих отличий была разработана методика вычисления поправок к скорости дрейфа и углу Лоренца в каждом регистрирующем слое дрейфовой камеры, описанная в данной Главе настоящей диссертации.

Требовалось, чтобы данная методика удовлетворяла следующим условиям:

1. Автоматизированность и малое время выполнения процедуры калибровки[2].

2. Оптимизация пространственного и импульсного разрешения дрейфовой камеры как для класса коллинеарных событий, так и для неколлинеарных событий, в которых треки частиц идут не из места встречи пучков (как, например, события распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$).

Процедура калибровки включала в себя несколько этапов:

- Определение поправок к измеренным временам дрейфа в 19 регистрирующих слоях дрейфовой камеры.

- Определение поправки к значению угла Лоренца в 3 суперслоях дрейфовой камеры. А во втором и третьем суперслоях камеры одновременно с поправкой к углу Лоренца определялась также поправка к скорости дрейфа.

- Определение малых поправок к значениям угла Лоренца в 19 регистрирующих слоях дрейфовой камеры, слева и справа от плоскостей сигнальных проволочек.

- Определение зависимости скорости дрейфа от расстояния до сигнальной проволочки в 19 регистрирующих слоях дрейфовой камеры слева и справа от плоскостей сигнальных проволочек.

Каждый этап калибровки выполняется после того, как все предыдущие этапы уже применены к обработке данных. Для выполнения настоящей процедуры калибровки были выбраны события упругого e^+e^--рассеяния на большие углы. Выбор процесса обусловлен тем, что события Bhabha-рассеяния дают значительный вклад в общее число событий во всем диапазоне энергий коллайдера ВЭПП-2М.

Ниже все этапы калибровки будут рассмотрены подробно.

[2]Данное требование связано с необходимостью частого выполнения калибровки, чтобы оперативно реагировать на изменения условий работы дрейфовой камеры.

2.2 Калибровка времен дрейфа

При OFFLINE реконструкции события времена дрейфа для каждой сработавшей проволочки определяются согласно формуле:

$$t_{drift} = T0 - t2a_{scale} \cdot t_{mes} + T_{ind}^{el} + T_{count} - \Delta_A(A) - \Delta T_{layer} - \Delta T_{base},$$

где t_{drift} — время дрейфа (в нс), T0 - временной промежуток между фазой и сигналом "ОБЩИЙ СТОП". Эта величина определяется при электронной калибровке. $t2a_{scale}$ — преобразующий множитель, равный 2.5 нс/канал, t_{mes} - время, измеренное платой T2A (в каналах). T_{ind}^{el} — индивидуальная временная задержка, измеряемая для каждой сигнальной проволочки в процессе электронной калибровки. T_{count} — время "досчета", определенное платой с аналогичным названием. $\Delta_A(A)$ — поправка к времени дрейфа, учитывающая зависимость момента срабатывания проволочки от амплитуды пришедшего на нее сигнала.

На рисунке 18 показано отклонение точки трека от проведенной траектории как функция суммарной амплитуды сигнала на проволочки. Видно резкое возрастание величины отклонения с уменьшением амплитуды, связанное с неправильным определением времени дрейфа. Данная зависимость аппроксимировалась экспоненциальной функцией вида (см. кривую на рис. 18):

$$\Delta(A) = P_1 \cdot e^{-\frac{A}{P_2}},$$

где P_1, P_2 — параметры аппроксимации. Результат аппроксимации использовался для определения поправки $\Delta T_A(A)$ согласно формуле:

$$\Delta_T(A) = \frac{\Delta(A)}{v_0},$$

где v_0 — скорость дрейфа.

ΔT_{layer} — коррекция времени T0, учитывающая изменение этой величины при переходе со слоя на слой дрейфовой камеры. Задачей первого этапа калибровки являлось определение значений ΔT_{layer} в каждом из девятнадцати регистрирующих слоев дрейфовой камеры. Для этого величины ΔT_{layer} устанавливаются равными 10 нс и с такими значениями выполняется обработка событий e^+e^- рассеяния. Далее строятся распределения событий по временам дрейфа в каждом регистрирующем слое. Пример такого распределения для седьмого регистрирующего слоя показан на рис. 19. Данное распределение аппроксимируется функцией вида:

$$Time = \frac{Constant}{1 + \exp(-(x - ZeroPoint)/(2 \cdot Sigma))} + Background,$$

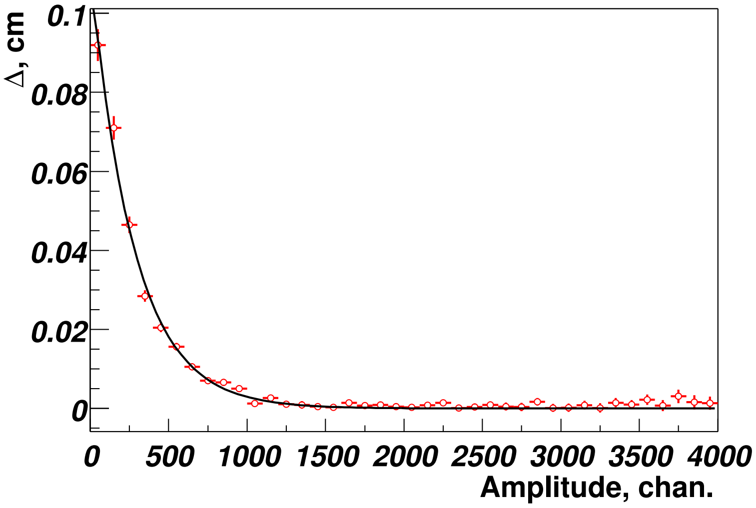


Рис. 18: Отклонение точки трека от проведенной траектории как функция суммарной амплитуды сигнала на соответствующей проволочке.

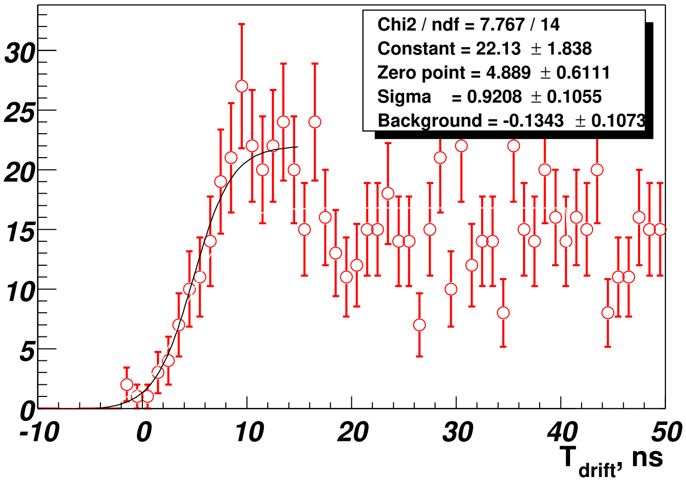


Рис. 19: Распределение времен дрейфа для проволочек седьмого регистрирующего слоя.

где Constant,ZeroPoint,Sigma,Background — параметры аппроксимации. Истинное значение величины ΔT_{layer} получается затем согласно формуле:

$$\Delta T_{layer} = 10(\text{нс}) + 4.5(\text{нс}) - ZeroPoint,$$

где 10 нс — общая задержка, на которую сдвигаются все времена дрейфа перед началом калибровки, 4.5 нс связаны с кластерным характером ионизации.

ΔT_{base} — поправка, уточняющая время T0, общая для всех слоев дрейфовой камеры. Значение ΔT_{base} определялось при аналогичной аппроксимации суммарного по всем слоям распределения по временам дрейфа событий e^+e^- рассеяния.

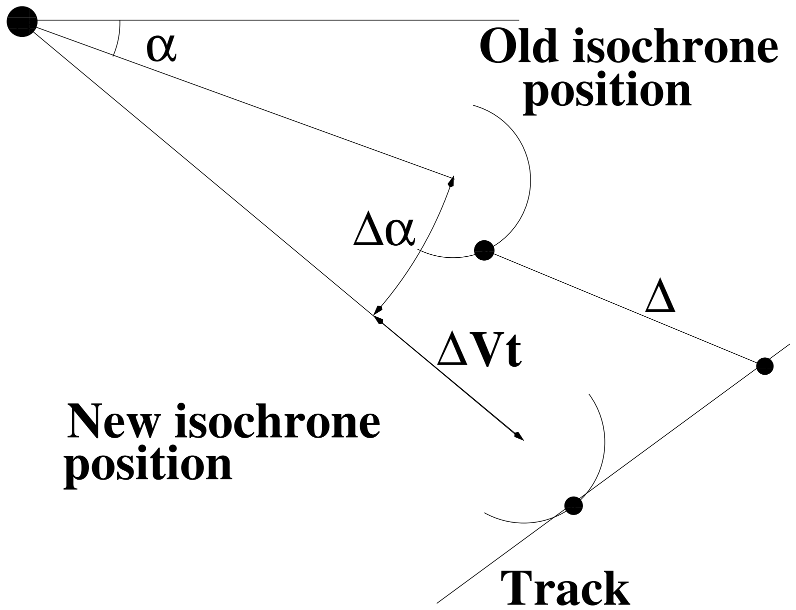


Рис. 20: К процедуре определения поправок к значениям угла Лоренца и к скорости дрейфа в регистрирующих слоях дрейфовой камеры детектора. α — угол Лоренца, $\Delta\alpha$ — поправка к углу Лоренца, ΔV — поправка к скорости дрейфа, t — время дрейфа, Δ — измеренное вдоль направления дрейфа отклонение точки трека от траектории частиц в событии e^+e^--рассеяния, аппроксимированной дугой одной окружности.

2.3 Поправки к значениям угла Лоренца и скорости дрейфа в регистрирующих слоях дрейфовой камеры

Этапы калибровки, описанные ниже, предназначены для уточнения значений v_0 и α_L в 19 регистрирующих слоях дрейфовой камеры.

На рисунке 20 приведена схема, иллюстрирующая процедуру вычисления поправок к углу Лоренца и к скорости дрейфа. Для выполнения каждого этапа отбирались события e^+e^- рассеяния, в которых треки конечных электрона и позитрона аппроксимированы дугой одной окружности. Для всех точек треков частиц в событии измеряются отклонения точки трека от аппроксимирующей окружности, измеренные вдоль направления дрейфа (на рис. 20 данное отклонение обозначено через Δ). Величина Δ определена со знаком. Отклонение считается положительным, если точка трека находится дальше от чувствительной проволочки, чем соответствующая точка на аппроксимирующей окружности, и отклонение отрицательно — в противном случае. Конечная цель каждого из этапов калибровки состояла в минимизации величин данных отклонений.

Для достижения этой цели центры изохрон смещались или вдоль направления угла Лоренца или вдоль направления дрейфа. Величины смещений могут быть выражены через поправки к углу Лоренца ($\Delta\alpha$) или через поправки к скорости дрейфа (ΔV). Как было показано в [60], значение поправки к углу Лоренца связано с величиной Δ согласно формуле:

$$\Delta\alpha_L = \frac{\alpha_L}{|\alpha_L|} \cdot \Delta \cdot tg(\gamma)/x_{is},$$

где γ — угол между направлением дрейфа и касательной к треку в точке, для которой измеряется отклонение Δ; x_{is} — x-координата центра изохроны. Но, как видно из рис. 20, если угол Лоренца или скорость дрейфа определены со значительной неточностью и отклонения велики, то для минимизации отклонений Δ, необходимо смещение центра изохрон и в направлении скорости дрейфа и в направлении угла Лоренца. Кроме того, если скорость дрейфа определена неточно, то величины Δ оказываются разными для треков частиц разных знаков заряда. Поэтому на втором этапе калибровки одновременно определяются и поправка к α_L и поправка к v_0 в каждом из суперслоев дрейфовой камеры. При этом поправка к скорости дрейфа (обозначенная через ΔV на рис. 20) вычисляется такой, чтобы отклонения точек трека от аппроксимирующей окружности стали одинаковыми для треков электронов и позитронов. Далее для определения поправок к значению угла Лоренца строятся зависимости величин $\frac{\alpha_L}{|\alpha_L|} \cdot (\Delta - \Delta V \cdot t_{drift}) \cdot tg(\gamma)$ от x_{is} — x-координаты центра изохрон в каждом суперслое дрейфовой камеры. Эта зависимость аппроксимируется полиномом первой степени вида $y = a \cdot x$, и полученное при аппроксимации значение параметра a и является поправкой к величине угла Лоренца.

Определенная таким образом ΔV составляет около 3% от величины скорости дрейфа. А отношение $\frac{\Delta\alpha_L}{\alpha_L}$ полученное в результате второго этапа калибровки может достигать 6%. На рисунке 21 показаны зависимости величин $\frac{\alpha_L}{|\alpha_L|} \cdot (\Delta - \Delta V \cdot t_{drift}) \cdot tg(\gamma)$ от x_{is} в первом (верхний рисунок), втором (средний рисунок) и третьем (нижний рисунок) суперслоях дрейфовой камеры. Величины наклонов прямых на рисунке 21 определяют поправки к значению угла Лоренца в соответствующих суперслоях.

На третьем этапе калибровки корректируются значения угла Лоренца в 19 регистрирующих слоях дрейфовой камеры, слева и справа от плоскости сигнальных проволочек. Для определения этих поправок для каждого регистрирующего слоя камеры строятся зависимости величин $\frac{\alpha_L}{|\alpha_L|} \cdot \Delta tg(\gamma)$ от x-координат центра изохрон. Далее эти зависимости слева и справа от плоскости сигнальных проволочек аппроксимируются полиномами первой степени вида $y = a \cdot x$. В приближении малых поправок, когда

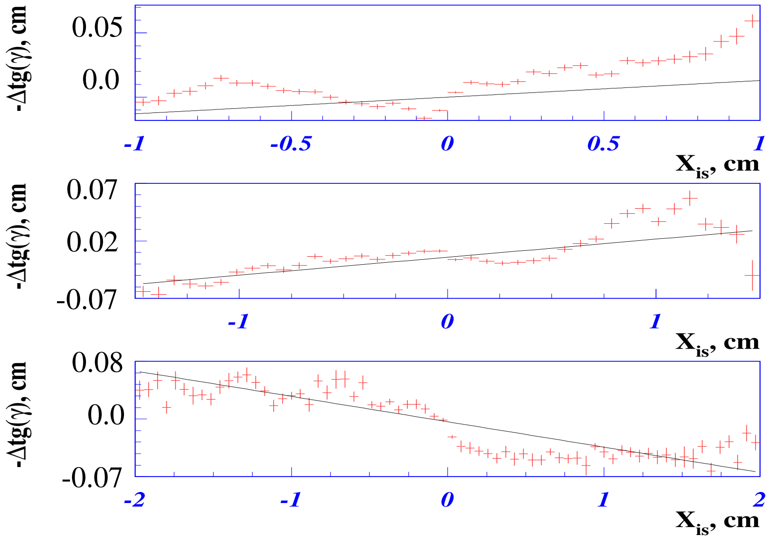


Рис. 21: Определение поправки к значению угла Лоренца в первом (вверху), втором (в середине) и в третьем (внизу) суперслоях дрейфовой камеры

$tg(\alpha) \sim \alpha$, значение угла Лоренца корректируется на величину параметра a, полученную при аппроксимации. В среднем величина этой поправки составляет около 2%. На рисунке 22 показаны зависимости $\frac{\alpha_L}{|\alpha_L|} \cdot \Delta tg(\gamma)$ от x_{is} в 14 – 19 (считая слева направо и сверху вниз) регистрирующих слоях дрейфовой камеры, слева и справа от плоскости сигнальных проволочек. Величины наклонов прямых на рисунке определяют поправки к значению угла Лоренца. Из рисунка видно, что значения поправок различны слева и справа от плоскости сигнальных проволочек. Также нетрудно видеть, что величины поправок для крайних слоев в суперслое (14-ом и 19-ом) больше, чем величины поправок в средних слоях суперлоя.

На последнем этапе калибровки определяется зависимость скорости дрейфа от расстояния до сигнальной проволочки в 19 регистрирующих слоях дрейфовой камеры, слева и справа от плоскости сигнальных проволочек.

Для установления этой зависимости исследуются отклонения Δ как функции времен дрейфа. Полученные зависимости аппроксимировались полиномами шестой степени. Параметры аппроксимации использовались далее для вычисления поправки к длине дрейфа (l_{drift}), которая определяется согласно выражению: $l_{drift} = v_0 \cdot t_{drift}$. Фактически введение этой поправки означает интегральный учет зависимости скорости дрейфа от расстояния до проволочки. На рисунке 23 показаны отклонения точек трека, измеренных справа от плоскости проволочек, от проведенной траектории как функции времен дрейфа, в 14 – 19 (считая слева направо и сверху вниз) регистрирующих слоях дрейфовой камеры.

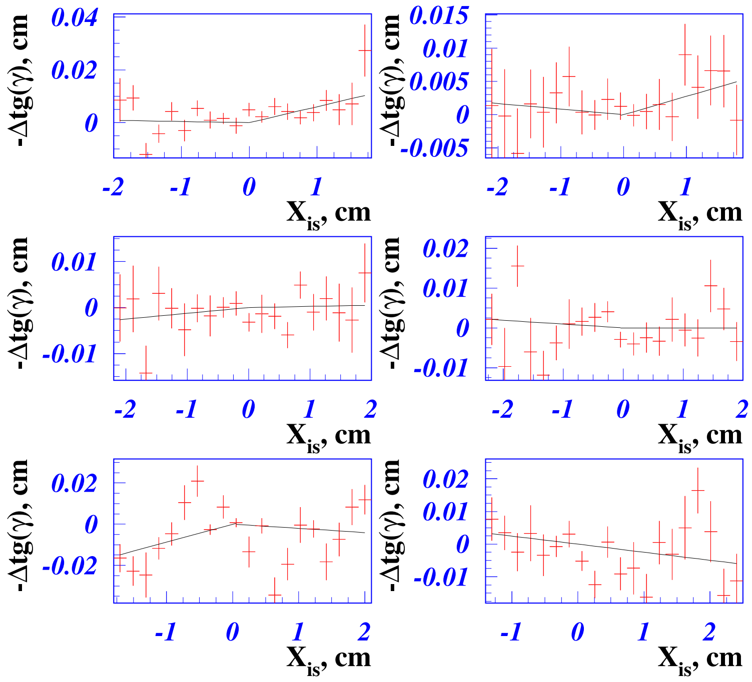


Рис. 22: Определение поправок к значению угла Лоренца в 14 – 19 (слева направо и сверху вниз) регистрирующих слоях дрейфовой камеры, слева и справа от плоскости сигнальных проволочек

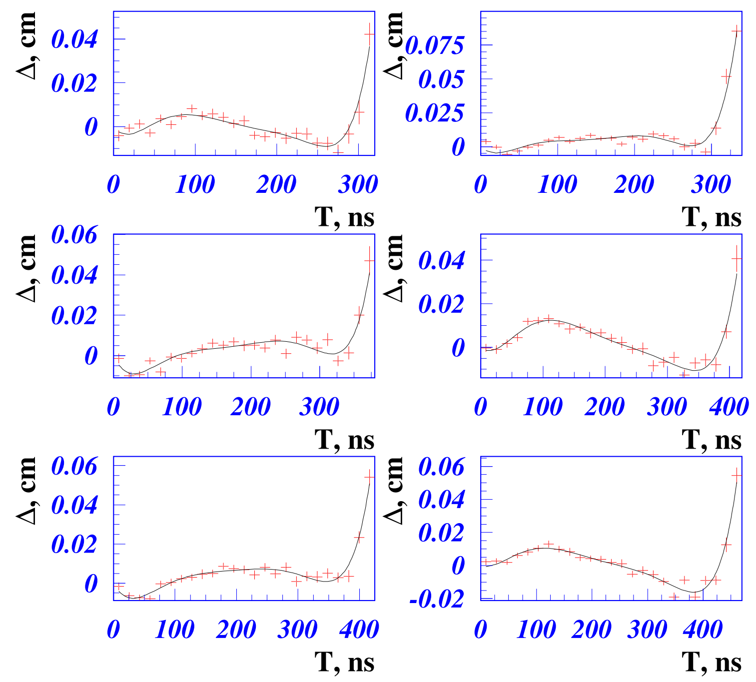


Рис. 23: отклонения точек трека, измеренных справа от плоскости проволочек, от проведенной траектории как функции времен дрейфа, в 14 – 19 (слева направо и сверху вниз) регистрирующих слоях дрейфовой камеры.

Данный этап калибровки повторяется три раза, и отношение величины поправок к длине дрейфа на третьем этапе составляет около 1%.

2.4 Результаты.

Главным результатом применения данной процедуры калибровки является улучшение координатного разрешения треков частиц в $R-\varphi$ плоскости. На рисунке 24 показано распределение событий распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ по параметру σ_R, характеризующему точность определения радиуса кривизны трека в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. Штрихованная гистограмма описывает распределение частиц после предварительной калибровки, а нештрихованная гистограмма соответствует распределению частиц после настоящей калибровки. Среднее значение σ_R было уменьшено от величины 250 мкм после предварительной калибровки до величины 180 мкм после выполнения настоящей процедуры.

Как следствие улучшения координатного разрешения было значительно улучшено восстановление треков частиц в $R-\varphi$ плоскости дрейфовой камеры. На рисунке 25 показано распределение событий e^+e^- рассеяния по среднему импульсу двух частиц после предварительной калибровки (штрихованная гистограмма) и после дан-

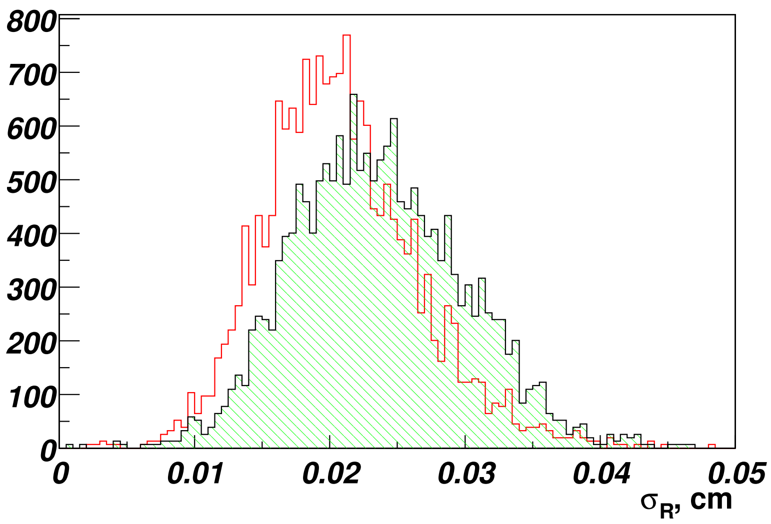


Рис. 24: Распределение событий распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ по параметру σ_R, характеризующему точность определения радиуса кривизны трека в $R-\varphi$ плоскости после предварительной калибровки (штрихованная гистограмма) и после данной калибровки (нештрихованная гистограмма).

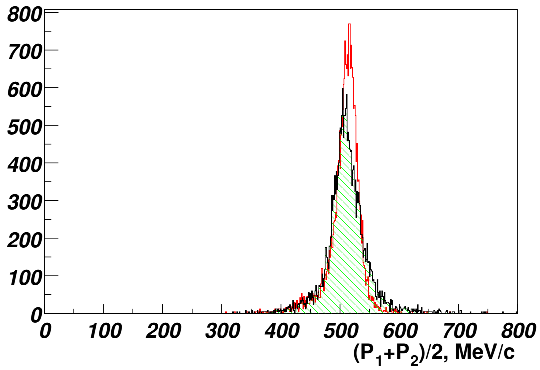


Рис. 25: Распределение событий процесса $e^+e^- \to e^+e^-$ по среднему импульсу частиц после предварительной калибровки (штрихованная гистограмма) и после данной калибровки (нештрихованная гистограмма).

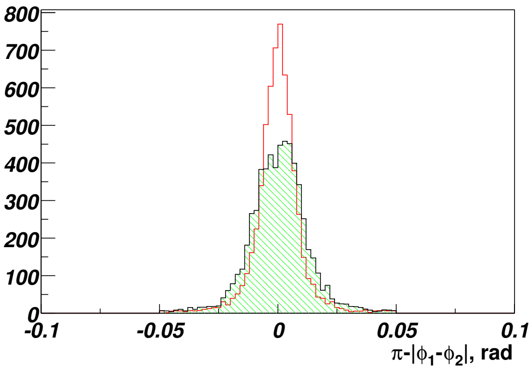


Рис. 26: Распределение событий e^+e^- рассеяния по углу расколлинеарности треков частиц после предварительной калибровки (штрихованное распределение) и после настоящей процедуры (нештрихованное распределение).

ной процедуры (нештрихованная гистограмма). Из рисунка видно уменьшение ширины распределения в результате настоящей калибровки. На рисунке 26 показано распределение событий $e^+e^- \to e^+e^-$ по углу расколлинеарности частиц в $R - \varphi$ плоскости. Штрихованная гистограмма на рисунке описывает распределение частиц после предварительной калибровки, а нештрихованная — после данной калибровки. Демонстрируется улучшение разрешения по этому параметру.

Также в результате применения данной процедуры калибровки были получены более высокие импульсные и угловые разрешения для неколлинеарных частиц, треки которых идут не из места встречи пучков. На рисунке 27 показано распределение заряженных пионов из распада $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ по среднему импульсу частиц после предварительной калибровки (штрихованная гистограмма) и после данной калибровки (нештрихованная гистограмма). Видно, что распределение частиц, полученное в результате настоящей процедуры, более узкое, чем распределение после предварительной калибровки. На рисунке 28 показано распределение событий $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ по величине инвариантной массы двух треков в вершине. Штрихованное распределение соответствует случаю, когда выполнялась только предварительная калибровка, а нештрихованное распределение описывает ситуацию после выполнения данной калибровки.

Обычно калибровка выполняется один раз за энергетическую точку. Для выполнения процедуры выбирается заход, содержащий 1500÷2000 событий e^+e^- рассеяния.

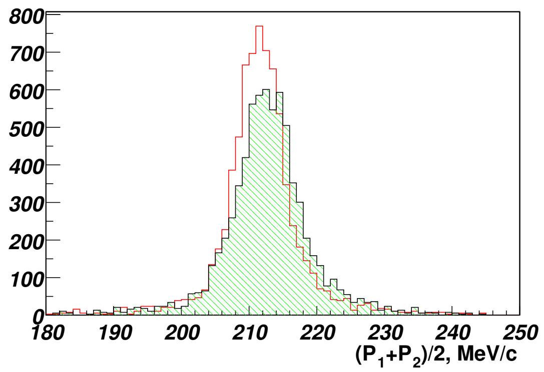


Рис. 27: Распределение событий распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ по среднему импульсу частиц после предварительной калибровки (штрихованная гистограмма) и после настоящей процедуры (нештрихованная гистограмма).

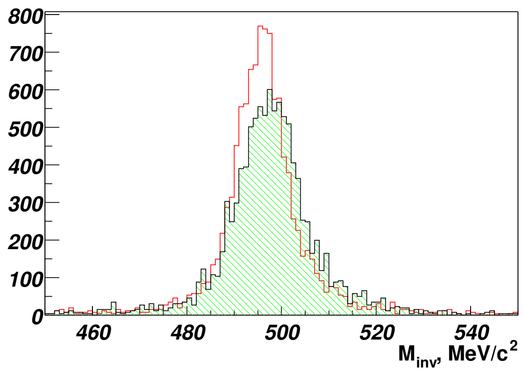


Рис. 28: Распределение событий $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ по величине инвариантной массы двух треков в вершине после предварительной калибровки (штрихованное распределение) и после описанной процедуры (нештрихованное распределение).

Калибровочные константы, полученные для этого захода используются затем при обработке заходов, соседних с данным. Для контроля качества калибровки применяется специально разработанное программное обеспечение. С помощью данной программы в каждом заходе определяется ряд параметров, характеризующих качество реконструкции события в дрейфовой камеры (число точек на треке, величины импульсов частиц, импульсное и координатное разрешения, углы расколлинеарности частиц $\Delta\varphi$ и $\Delta\theta$ и т.п.). Резкое изменение одного из таких параметров является указанием на изменение условий работы дрейфовой камеры и служит основанием для выполнения новой калибровки. На рисунке 29 сверху показана зависимость импульсов частиц в событиях Bhabha-рассеяния от номера захода для данных, набранных с детектором в 1996 году в области энергий ϕ-мезона после выполнения данной процедуры калибровки. Изменения импульса соответствуют трем сканированиям диапазона энергий $E_{beam} = 502 - 520$ МэВ. Внизу на рис. 29 показано соответствующее экспериментальное импульсное разрешение (σ_p) в зависимости от номера захода. Видна неплохая стабильность данного разрешения в течение всех трех сканирований. Отдельные точки на рис. 29 внизу, демонстрирующие большие значения σ_p, соответствуют заходам с малым числом событий и имеют статистический характер.

Скорость калибровки составляет около 2 нб$^{-1}$/минуту и вся статистика, набранная на детекторе КМД-2, в настоящее время обработана с применением данной процедуры.

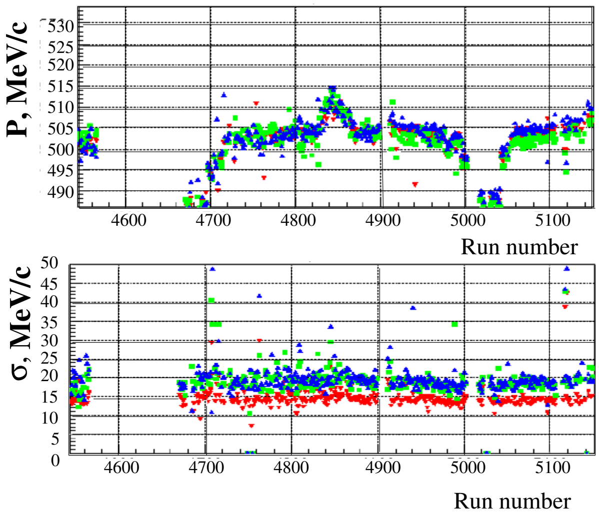


Рис. 29: Значения импульсов частиц в событиях Bhabha-рассеяния в зависимости от номера захода (вверху) для данных, набранных с детектором в 1996 году в области энергий ϕ-мезона. Точки разного цвета демонстрируют импульсы e^+, e^- и средний импульс. Внизу: соответствующее импульсное разрешение для частиц в событиях e^+e^- рассеяния в зависимости от номера захода. Точки разного цвета означают импульсные разрешения для позитронов, для электронов и импульсное разрешение по среднему импульсу.

Глава 3
Прецизионное измерение параметров ϕ-мезона

3.1 Описание эксперимента

В эксперименте по измерению параметров ϕ-мезона в распаде $\phi \to K_L^0 K_S^0$ область энергии $E_{c.m.} = 1.0 - 1.04$ ГэВ сканировалась четыре раза. В первое сканирование вошла статитика, набранная детектором КМД-2 в области энергий ϕ-мезона с измерением энергии методом резонансной деполяризации [14]. Информация об энергии, интеграле светимости, логике записи событий на ленту и времени набора статистики для энергетических точек, вошедших в первое сканирование, приведена в Таблице 2. Полный интеграл светимости в первом сканировании составил 202 нб$^{-1}$.

Набор данных 2 – 4 сканирований проводился в 1996 году. Во 2-ом сканировании энергию увеличивали от 1.004 до 1.040 ГэВ, в 3-ем сканировании энергию уменьшали от 1.034 до 1.004 ГэВ и в 4-ом вновь увеличивали от 1.004 до 1.028 ГэВ. Области энергий ниже 1.01 ГэВ и выше 1.022 ГэВ сканировались с шагом 6 МэВ, а область

Таблица 2: Информация о наборе статистики в эксперименте по изучению ϕ-мезона с измерением энергии пучка методом резонансной деполяризации. В описании системы запуска (триггера) использованы следующие обозначения: TF — ответ трекового процессора, CsI – ответ CsI-калориметра в составе триггера, L3 – ответ третичного триггера.

$E_{\text{пучка}}$,МэВ	$\int \mathcal{L}dt$,нб$^{-1}$	Триггер	Год
505.136	20.95	TF	1994
508.543	72.84	TF*CsI	1998
509.068	11.89	TF*CsI	1994
509.478	17.22	TF	1994
509.607	8.12	TF*L3	1996
509.993	35.38	TF*CsI	1994
510.064	12.63	TF*CsI	1998
510.925	8.15	TF*CsI	1994
511.986	15.44	TF*CsI	1994

Таблица 3: Информация о наборе статистики в эксперименте по изучению ϕ-мезона в сезоне 1996 года.

Скан.	$E_{\text{пучка}}$, МэВ	$\int \mathcal{L}dt$, нб$^{-1}$	Даты
2	502 – 520	457	25.05.96 – 11.06.96
3	502 – 517	757	11.06.96 – 29.06.96
4	502 – 514	560	02.07.96 – 14.07.96

энергии 1.017 – 1.022 ГэВ сканировалась с шагом 1 МэВ. Всего в трех сканированиях области ϕ-мезона в сезоне 1996 года данные были набраны в 35 энергетических точках. Информация о диапазоне энергий, времени набора данных и интеграле светимости во 2 – 4 сканированиях приведена в Таблице 3. Полный интеграл светимости, использованный в анализе, составил 1.77 пб$^{-1}$.

3.2 Критерии отбора событий

Процесс $\phi \to K_L^0 K_S^0$ регистрируется детектором по распаду короткоживущего каона на пару заряженных пионов. Типичное событие показано на рис. 30. Треки в дрейфовой камере принадлежат заряженным пионам из распада K_S^0-мезона, а кластер в CsI-калориметре, не связанный с треками, образован в результате ядерного взаимодействия K_L^0-мезона с веществом калориметра.

События выделялись на основе информации из дрейфовой камеры детектора согласно следующим критериям:

- В событии найдены два трека с противоположными знаками зарядов, идущие из ближайшей к пучку вершины.

- Расстояние от пучка до вершины в $R-\varphi$ плоскости $R_{vert} < 1.3$ см, что, при радиусе вакуумной камеры 1.7 см, позволяет надежно подавить фоновые события ядерного взаимодействия частиц с веществом камеры.

- Полярные углы обоих треков удовлетворяют условиям $0.95 < \theta_{1,2} < \pi - 0.95$, что соответствует пересечению заряженными треками всех трех слоев дрейфовой камеры.

- Инвариантная масса двух треков в вершине, в предположении, что это пионы, 470 МэВ/c^2 $< M_{inv} <$ 530 МэВ/c^2, а величина унесенного импульса удовлетворяет условиям $60 < P_{mis} < \sqrt{E_{beam}^2 - m_{K^0}^2}+40$ МэВ/c, где $m_{K^0} = 497.672$ МэВ/c^2 — масса нейтрального каона [8].

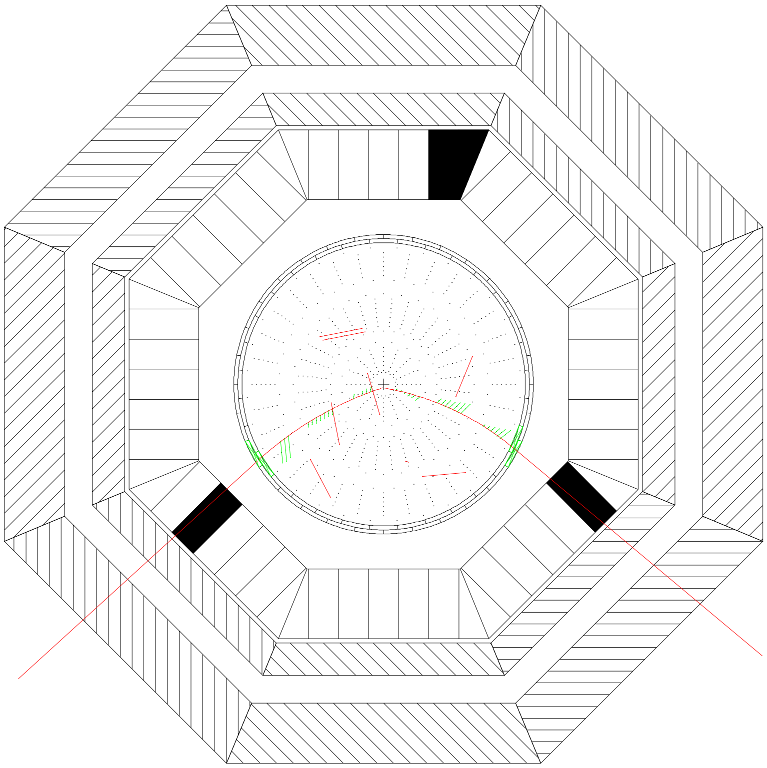


Рис. 30: Типичное событие процесса $\phi \to K_L K_S$

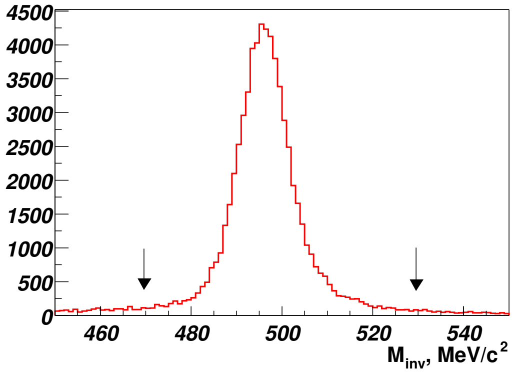
- Импульсы треков $p_{min}(E_{beam}) - 20$ МэВ/с $< P_{1,2} < p_{max}(E_{beam}) + 20$ МэВ/с, где p_{min}, p_{max} — минимальный и максимальный кинематически возможные значения импульсов пионов из распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$; величина среднего импульса удовлетворяет условиям 190 МэВ/с $< (P_1 + P_2)/2 <$ 230 МэВ/с.

Последние два условия практически полностью подавляют фон от распадов ϕ в K^+K^- и $\pi^+\pi^-\pi^0$.

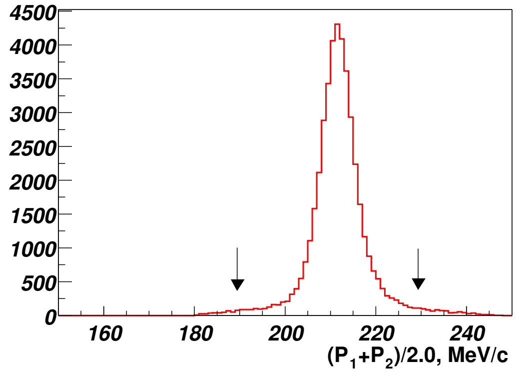
На рисунке 31 показаны распределения, используемые при выделении событий процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$. Рисунок 31а демонстрирует распределение событий по инвариантной массе двух треков в вершине. Стрелки показывают границы отбора полезных событий. На рисунке 31б представлено распределение событий по величине среднего импульса двух треков. Стрелками выделена область, соответствующая событиям $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0 \to K_L^0 \pi^+\pi^-$.

Рисунок 31в иллюстрирует распределение событий по Z-координате вершины распада K_S^0-мезона. Фоновая подложка представляет собой события с космическими частицами. Их вклад в события эффекта вычитается при аппроксимации этого распределения суммой функции Гаусса, описывающей пик, и константы, описывающей фоновую подложку, как показано на рис. 31в.

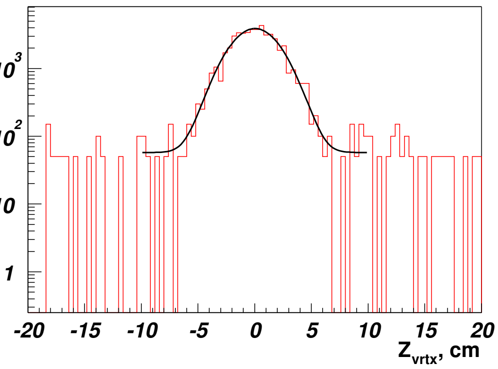
Для определения систематической ошибки числа событий $\phi \to K_L^0 K_S^0$, связанной



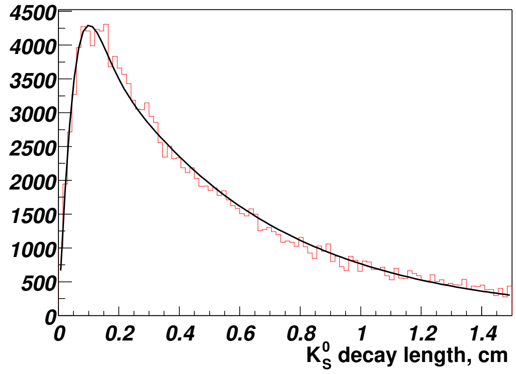
(a)



(b)



(c)



(d)

Рис. 31: Распределения, используемые для выделения событий $e^+e^- \to \phi \to K_L^0 K_S^0$. а. Инвариантная масса для двух треков в вершине. б. Средний импульс двух треков в вершине. в. Z-координата вершины распада K_S^0-мезона. г. Длина распада K_S^0-мезона.

с незнанием формы распределения фоновой подложки, была применена аппроксимация фоновой подложки функцией Гаусса, которая так же неплохо описывает распределение фоновых событий, как и константа, и приводит к изменению числа событий эффекта на величину

$$\delta_{bkg} = \frac{N_{const} - N_{gauss}}{N_{const}} \sim 0.4\%,$$

где N_{gauss} — число событий при аппроксимации подложки функцией Гаусса, N_{const} — число событий при аппроксимации подложки постоянной функцией. На рисунке 32 показаны различные варианты описания формы распределения фоновых событий по Z-координате вершины распада K_S^0-мезона. Масштаб распределения событий на рис. 32 увеличен для наглядности.

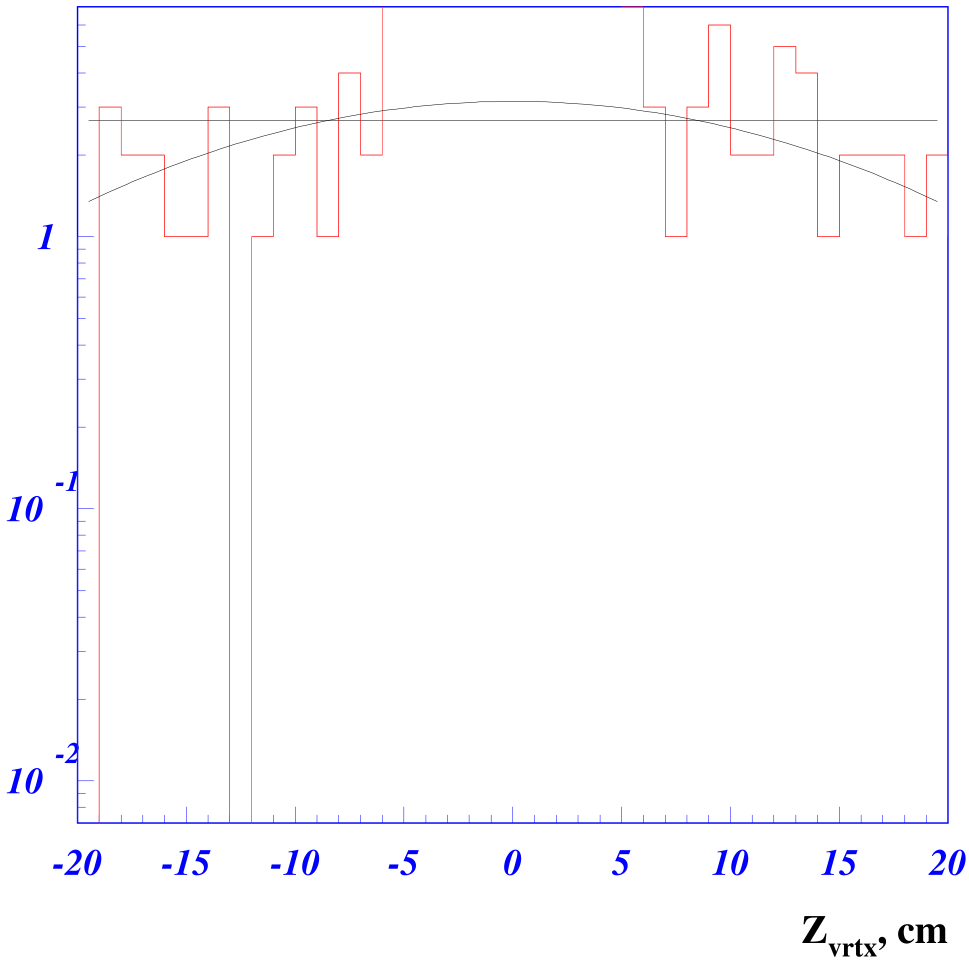


Рис. 32: Аппроксимация распределения событий фона функцией Гаусса и постоянной функцией. Масштаб увеличен для наглядности.

Величина δ_{bkg} была принята за оценку систематической ошибки, связанной с незнанием формы распределения событий в фоновой подложке.

Распределение отобранных событий по расстоянию до вершины представлено на рис. 31г. Экспоненциальная функция с поправкой на экспериментальное разрешение вблизи нуля, изображенная на этом рисунке, хорошо описывает экспериментальные данные, а значение параметра $(c\tau)_{K_S^0} = (2.42 \pm 0.27)$ см, полученное при аппроксимации, согласуется с временем жизни K_S^0-мезона из [8].

Согласно приведенным выше условиям, после вычитания фона, было получено $(2.720 \pm 0.006) \cdot 10^5$ событий $K_L^0 K_S^0$.

3.3 Эффективность регистрации

Эффективность регистрации может быть представлена в виде произведения эффективности реконструкции — ε_{rec}, эффективности триггера — ε_{trig} и геометрической эффективности — ε_{geom}:

$$\varepsilon = \varepsilon_{rec}\varepsilon_{trig}\varepsilon_{geom}.$$

Эффективность реконструкции описывает вероятность того, что событие изучаемого процесса будет правильно восстановлено программой реконструкции. Эффективность триггера описывает вероятность того, что событие было оцифровано и попало на ленту. Геометрическая эффективность показывает, какая доля событий попала в телесный угол детектора, определяемый выбранными критериями отбора с учетом экспериментальных разрешений.

В данной работе эффективность реконструкции определялась с помощью специальных "тестовых" событий. Эффективность заряженного триггера в настоящем анализе определялась по событиям, в которых сработал нейтральный триггер. Геометрическая эффективность определялась по моделированию методом Монте-Карло.

Подробно процедуры определения каждой из эффективностей будут рассмотрены ниже.

Процедура определения эффективности реконструкции события на основе реальных событий

Под эффективностью реконструкции события в данной работе понимается вероятность восстановления события распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$(двух треков и вершины) в дрейфовой камере детектора при условии, что оба трека пересекают все три суперслоя дрейфовой камеры.

При определении эффективности реконструкции использовался тот факт, что около 50% событий $K_L^0 K_S^0$ с распадом $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ имеют три кластера в CsI-калориметере. Два кластера принадлежат заряженным пионам, а третий образован в результате ядерного взаимодействия K_L^0-мезона с веществом калориметра. Используя информацию о значениях полярных и азимутальных углов этих кластеров, можно восстановить событие $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ без привлечения информации из дрейфовой камеры. Далее, определив, какая доля таких событий была правильно реконструирована в дрейфовой камере, можно определить эффективность реконструкции. Но полученный по информации из CsI-калориметра "тестовый" набор содержал значительную долю (около 50%) событий процессов $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \to K^+K^-$. Ужесточение условий отбора с целью подавить эту примесь приводило также к подавлению событий процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$. Для увеличения эффективности отбора "тестовых" событий дополнительно требовалось наличие в дрейфовой камере одного трека, идущего не из места встречи пучков и имеющего импульс, лежащий в диапазоне импульсов пиона из распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$. При этом можно ослабить условие на количество кластеров в CsI-калориметре и не требовать кластер на заряженном треке.

При таких отборах эффективность реконструкции события определялась по формуле:

$$\varepsilon_{rec} = \varepsilon_{1\text{тр}} \cdot \varepsilon_{\text{тр.\&вер.}},$$

где ε_{rec} — эффективность реконструкции события, $\varepsilon_{1\text{тр}}$ — эффективность реконструкции одного трека, $\varepsilon_{\text{тр.\&вер.}}$ — эффективность реконструкции второго трека и вершины.

"Тестовые" события выделялись согласно следующим условиям:

- В дрейфовой камере найден хотя бы один трек, которому соответствуют или срабатывания обоих слоев Z-камеры или кластер в CsI-калориметре.

- Минимальное расстояние от трека в дрейфовой камере до пучка в $R - \varphi$ плоскости больше, чем 0.07 см и меньше, чем 1.3 см.

- Импульс трека в дрейфовой камере удовлетворяет условию:

  $$p_{min}(E_{beam}) - 20.0 \text{ МэВ/с} < p < p_{max}(E_{beam}) + 20.0 \text{ МэВ/с},$$

  где $p_{min,max}$ — минимальное и максимальное кинематические возможные значения импульса пиона из распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$, а величина полярного угла трека в дрейфовой камере удовлетворяет условию:

  $$0.95 < \theta < 2.2$$

- Число кластеров в CsI-калориметре, не связанных с треком, равно 2 (предполагается, что один из кластеров принадлежит пиону, а второй — K_L^0-мезону).
  .

- Максимальная энергия кластера, предположительно принадлежащего K_L^0-мезону, превышает 150 МэВ, а значение полярного угла второго кластера лежит в диапазоне:

  $$1.0 < \theta < 2.15$$

К отобранным таким образом событиям применялась кинематическая реконструкция на основе закона сохранения энергии-импульса для процесса $e^+e^- \to K^0_S K^0_L(\gamma) \to \pi^+\pi^- K^0_L(\gamma)$, в предположении, что фотон излучен вдоль оси пучков (ось Z) и уравнения, требующего, чтобы инвариантная масса двух треков в вершине равнялась массе нейтрального каона:

$$\begin{aligned}
p_{\perp 1}\cos\varphi_1 + p_{\perp 2}\cos\varphi_2 + p_{K^0_L}\sin\theta_{K^0_L}\cos\varphi_{K^0_L} &= 0\\
p_{\perp 1}\sin\varphi_1 + p_{\perp 2}\sin\varphi_2 + p_{K^0_L}\sin\theta_{K^0_L}\sin\varphi_{K^0_L} &= 0\\
p_{\perp 1}\ ctg\ \theta_1 + p_{\perp 2}\ ctg\ \theta_2 + p_{K^0_L}\cos\theta_{K^0_L} \pm \omega_\gamma &= 0\\
\sqrt{\frac{p^2_{\perp 1}}{\sin^2\theta_1}+m^2_\pi} + \sqrt{\frac{p^2_{\perp 2}}{\sin^2\theta_2}+m^2_\pi} + \sqrt{p^2_{K^0_L}+m^2_{K^0}} + \omega_\gamma - 2\cdot E_{beam} &= 0\\
\left(\sqrt{\frac{p^2_{\perp 1}}{\sin^2\theta_1}+m^2_\pi} + \sqrt{\frac{p^2_{\perp 2}}{\sin^2\theta_2}+m^2_\pi}\right)^2 - \ (p_{\perp 1}\cos\varphi_1 + p_{\perp 2}\cos\varphi_2)^2 &\\
-\ (p_{\perp 1}\sin\varphi_1 + p_{\perp 2}\sin\varphi_2)^2 - (p_{\perp 1}\ ctg\ \theta_1 + p_{\perp 2}\ ctg\ \theta_2)^2 - m^2_{K^0} &= 0,
\end{aligned}$$

где $p_{\perp 1,2}$ — проекции импульсов пионов на плоскость, перпендикулярную оси пучков, $\theta_{1,2}$ — полярные углы вылета пионов, $\varphi_{1,2}$ — азимутальные углы вылета пионов, $p_{K^0_L}, \theta_{K^0_L}, \varphi_{K^0_L}$ — импульс,полярный и азимутальный углы K^0_L-мезона соответственно,m_{K^0}, m_π — значения масс нейтрального каона и заряженного пиона [8] соответственно, ω_γ — энергия радиационного фотона. Двойной знак перед ω_γ в третьем уравнении соответствует двум возможным направлениям движения фотона вдоль оси пучков: в положительном направлении и в отрицательном направлении.

Входными параметрами кинематической реконструкции являлись величина импульса и углы трека в дрейфовой камере, а также углы кластера в CsI калориметре, предположительно принадлежащему второму заряженному пиону, и углы кластера, предположительно принадлежащему K^0_L-мезону (всего 7 параметров). Выходными параметрами реконструкции были величины импульсов и углы заряженных пионов, величины импульса и углов вылета K^0_L-мезона и энергия радиационного фотона (всего 10 параметров). Алгоритм кинематической реконструкции описан в работе [65]

На рисунке 33 показано распределение событий по величине χ^2 кинематической реконструкции. Линией показан отбор событий для определения эффективности реконструкции.

Эффективность реконструкции трека определялась согласно формуле:

$$\varepsilon_{1_{\text{тр.}}} = \frac{N_{2\text{тр.}}}{N_{\chi^2<10}},$$

где $N_{\chi^2<10}$ — число событий, значение χ^2 реконструкции которых меньше 10, $N_{2\text{тр.}}$

— число событий с $\chi^2 < 10$, в которых реконструировано два трека и их импульсы лежат в диапазоне импульсов пионов из распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$.

Эффективность реконструкции трека и вершины определялась по формуле:

$$\varepsilon_{\text{тр.\& вер.}} = \frac{N_{rec}}{N_{\chi^2<10}},$$

где N_{rec} событий удовлетворяют условиям отбора событий процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$, приведенных в Главе 4.2.

На рисунке 34 показана зависимость эффективности реконструкции трека и вершины от величины χ^2 в моделировании (заполненные точки) и в эксперименте (незаполненные точки) для одной точки по энергии. Видно, что в моделировании величина эффективности реконструкции слабо зависит от значения χ^2. В эксперименте падение эффективности с ростом значения χ^2 связано, по-видимому, с увеличением примеси фона в "тестовом наборе". Но, начиная со значения $\chi^2 = 10$, эффективность реконструкции меняется менее чем на величину статистической ошибки. Поэтому в данном анализе для определения эффективности реконструкции использовались события с $\chi^2 < 10$. А изменение значения эффективности реконструкции в данном диапазоне значений χ^2 рассматривается как мера систематической ошибки, которая оценивается величиной статистической ошибки эффективности и составляет 0.6%.

В результате применения данной процедуры для среднего значения эффективности реконструкции одного трека было получено:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1\text{тр}} &= 0.9934 \pm 0.0016 \text{ (1 сканирование)}, \\ \varepsilon_{1\text{тр}} &= 0.9970 \pm 0.0006 \text{ (2 – 4 сканирования)}, \end{aligned}$$

а средние значения эффективностей реконструкции второго трека и вершины составили:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{тр.\&вер.}} &= 0.9688 \pm 0.0057 \text{ (1 сканирование)}, \\ \varepsilon_{\text{тр.\&вер.}} &= 0.9825 \pm 0.0007 \text{ (2 –4 сканирования)}. \end{aligned}$$

На рисунках 35, 36 показаны зависимости эффективности реконструкции трека от величины его импульса и от значения полярного угла соответствующего кластера. Видно, что в изучаемом диапазоне импульсов и выбранном диапазоне полярных углов эффективность реконструкции трека можно считать независящей от величин импульса и полярного угла.

Разработанная методика определения эффективности была использована для проверки соответствия моделирования детектора КМД-2 [58] и эксперимента. Сравнение

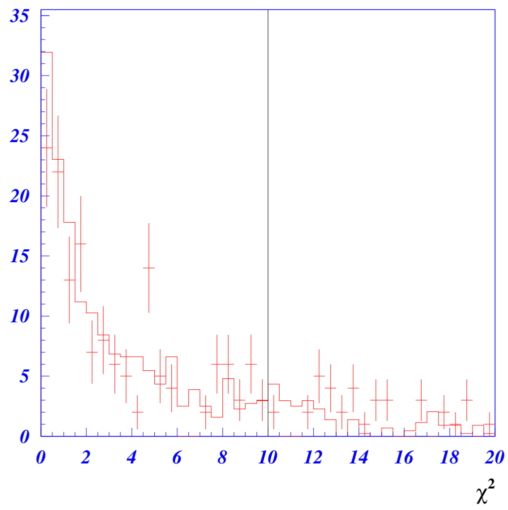


Рис. 33: Распределение событий по величине χ^2 кинематической реконструкции в моделировании (гистограмма) и в эксперименте (точки с ошибками). Линией показан отбор событий для определения эффективности реконструкции.

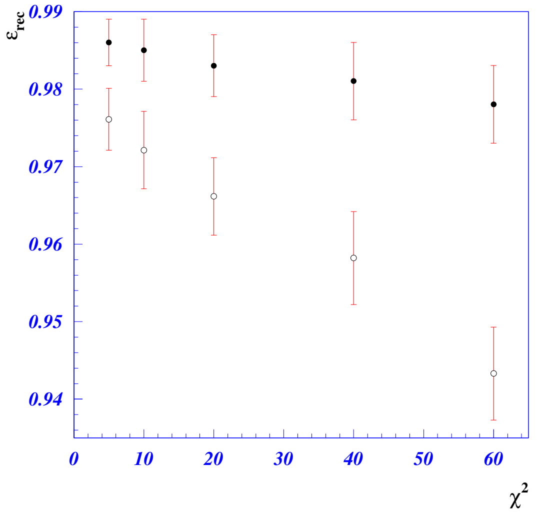


Рис. 34: Зависимость эффективности реконструкции события от величины χ^2 в моделировании (заполненные точки) и в эксперименте (незаполненные точки).

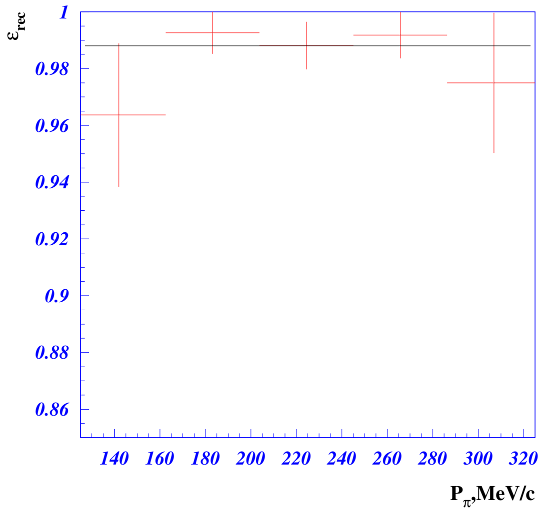


Рис. 35: Зависимость эффективности реконструкции одного трека от величины импульса.

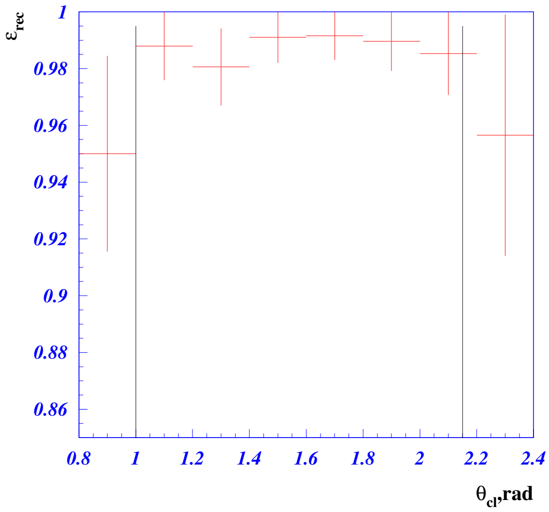


Рис. 36: Зависимость эффективности реконструкции одного трека от значения полярного угла соответствующего кластера. Линиями показан выбранный диапазон полярных углов.

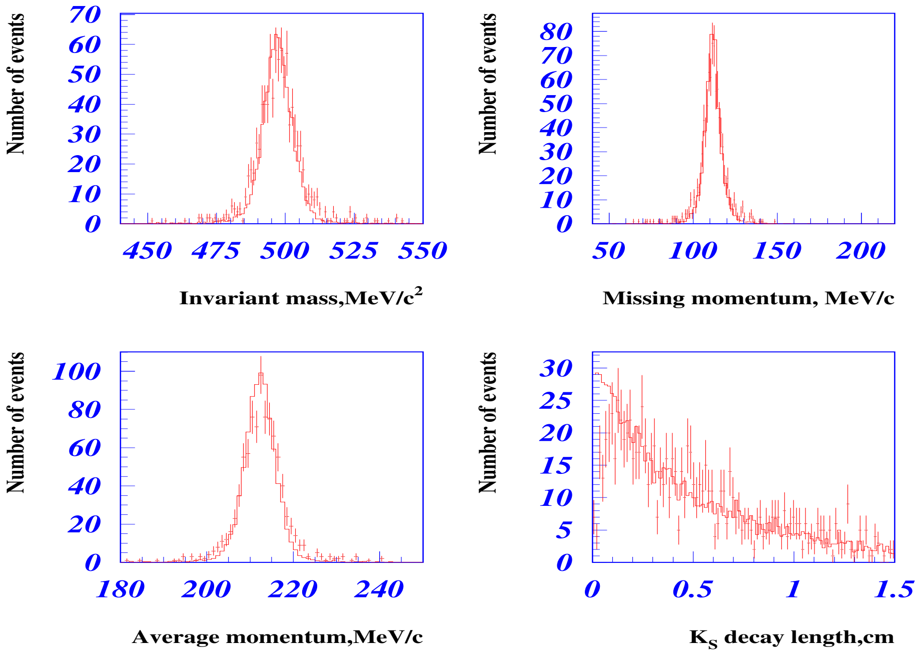


Рис. 37: Сравнение распределений, полученных в эксперименте (точки с ошибками) и на моделировании (гистограммы) для событий процесса $\phi \to K_L^0 K_S^0$ с распадом $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$.

проводилось для статистики, набранной на детекторе в 1996 году в энергетической точке $E_{beam} = 510.0$ МэВ. На рисунке 37 приведены распределения экспериментальных событий и моделирования. В таблице 4 проведено сравнения значений эффективностей реконструкции трека и события для реальных событий и для событий моделирования.Эти величины также не противоречат друг другу.

Таблица 4: Сравнение эффективностей реконструкции одного трека и события после отборов для реальных событий и для событий моделирования.

	Эксперимент	Моделирование
ε_{rec}^{1tr}, %	99.4± 0.3	99.8± 0.2
$\varepsilon_{rec}^{event}$,%	97.6± 0.7	98.9± 0.5

Определение эффективности триггера.

Эффективность триггера определяется как произведение эффективности трекового процессора — ε_{TF}, эффективности срабатывания секторов Z-камеры — ε_{ZC} и эффективности CsI калориметра — ε_{CsI}:

$$\varepsilon_{trig} = \varepsilon_{TF}\varepsilon_{ZC}\varepsilon_{CsI}.$$

Эффективность трекового процессора определялась по событиям, в которых сработал нейтральный триггер. Такие события отбирались согласно следующим критериям:

- В CsI калориметре найдено ровно 3 кластера. В таких событиях нейтральный триггер срабатывает всегда.
- Двум кластерам соответствуют срабатывания секторов обоих слоев Z камеры (предполагается, что эти кластеры принадлежат пионам).
- Суммарная энергия "пионных"кластеров меньше, чем 450 МэВ.
- Полярные углы "пионных"кластеров удовлетворяют условию
  $0.95 < \theta_{1,2} < 2.2$.
- Энергия третьего кластера превышает 100 МэВ (преполагается, что он принадлежит K_L^0мезону).
- Угол расколлинеарности между "пионными"кластерами и кластером K_L^0-мезона в $R-\varphi$-плоскости удовлетворяет условию:
  $0.2 < |\pi - |\phi_{1,2} - \phi_3|| < 2.8$.
- В ячейках первого и второго слоев дрейфовой камеры, соответствующих, по крайней мере, одному из двух "пионных"кластеров, число сработавших проволочек $N_{hits} \geq 6$.

К событиям тестового набора применялась кинематическая реконструкция в предположении, что это события процесса $\phi \to K_L^0 K_S^0$, и события с $\chi^2_{rec} < 10$ использовались для определения эффективности трекового процессора. Для подавления фона требовалось, чтобы реконструированная инвариантная масса в тестовом событии удовлетворяла условию:

$$|m_{inv}^{rec} - m_{K^0}| < 10 \text{ МэВ}.$$

На рисунке 38 показано распределение “тестовых” событий по времени прихода сигнала “ОБЩИЙ СТОП” — T_0. В событиях с $T_0 < 1100$ нс сигнал запуска вырабатывался трековым процессором, а события с $T_0 > 1100$ нс были запущены нейтральным триггером, сигнал которого вырабатывается с задержкой в 100 нс относительно сигнала трекового процессора.

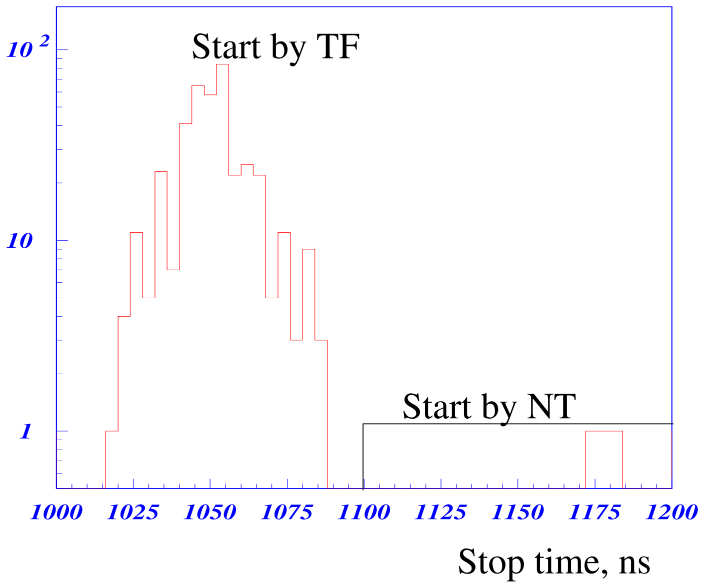


Рис. 38: Гистограмма распределения“тестовых” событий по времени прихода сигнала “ОБЩИЙ СТОП”.

Эффективность трекового процессора вычислялась по формуле

$$\varepsilon_{TF} = 1 - \frac{N_{T_0>1100}}{N_{total}},$$

где $N_{T_0>1100}$ — число “тестовых” событий, прошедших кинематическую реконструкцию и имеющих время прихода сигнала “ОБЩИЙ СТОП” больше 1100 нс, N_{total} — полное число прошедших кинематическую реконструкцию тестовых событий.

При использовании данной процедуры определения эффективности трекового процессора в заходах на энергии ϕ-мезона в 1994 и 1996 гг. было получено, что эффективность не зависит от энергии и равняется в среднем $\varepsilon_{TF} = 0.991 \pm 0.006$.

Систематическая погрешность оценивается величиной статистической ошибки в определении ε_{TF} и составляет $\delta_{TF} = 0.6\%$.

Для подавления фоновых запусков “заряженный” триггер требовал срабатывания хотя бы одной линейки CsI калориметра с порогом 30 МэВ. K_L^0-мезон образует кластер в CsI калориметре примерно в половине всех событий, и величина энерговыделения довольно велика. На рисунке 39 показано распределение событий $\phi \to K_L^0 K_S^0$, в которых K_L^0-мезон образовал кластер в CsI калориметре, по величине энергии этого кластера. Из распределения видно, что средняя энергия K_L^0 кластера составляет $\sim$ 250 МэВ. Естественно было предположить, что эффективность CsI калориметра в составе триггера для событий, содержащих K_L^0 кластер, и для событий без K_L^0 кластера будет различной.

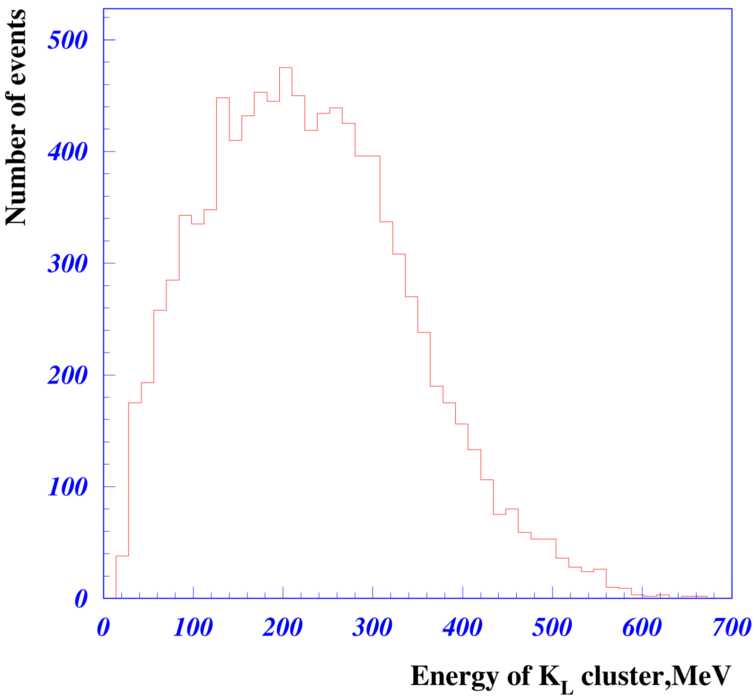


Рис. 39: Энерговыделение в кластере, образованное в результате ядерного взаимодействия K_L^0-мезона с веществом CsI калориметра.

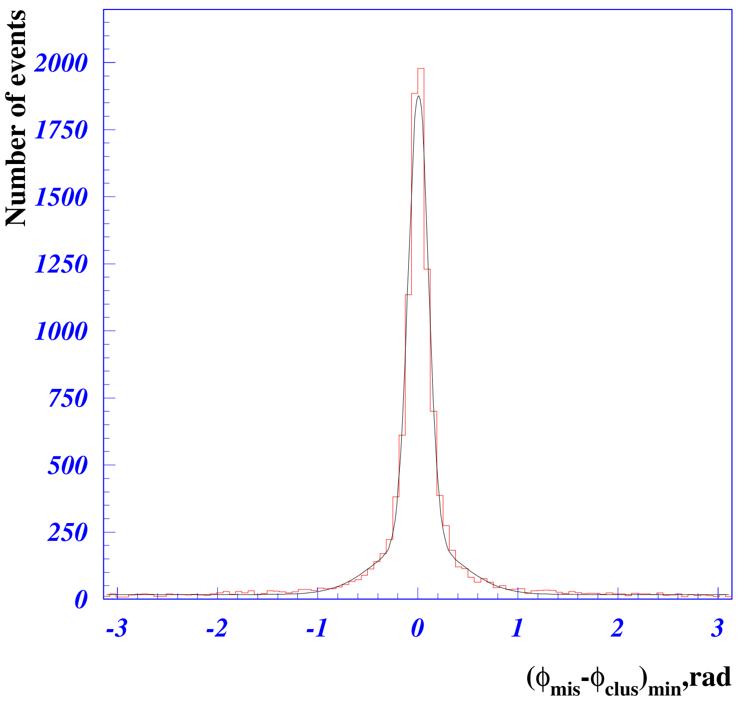


Рис. 40: Распределение событий по параметру $\Delta\varphi = (\varphi_{mis} - \varphi_{clus})_{min}$ - разности величин азимутальных углов унесенного импульса и "свободного" кластера в CsI калориметре.

На рисунке 40 показано распределение событий по величине разности азимутального угла недостающего импульса и азимутального угла ближайшего к этому направлению “свободного” (т. е. не связанного с треком) кластера. Число событий, содержащих K_L^0 кластер, определялось при аппроксимации этого распределения суммой двух функций Гаусса и константы. Функции Гаусса описывали события с K_L^0 кластером, а константой описывалась фоновая подложка.

Эффективность CsI калориметра в составе триггера определяется по событиям $\phi \to K_L K_S$, отобранным по информации только из дрейфовой камеры согласно критериям, упомянутым выше, и которые используются в определении сечения. Методика определения эффективности следующая:

1. Определяется число событий, в которых кластер положительно заряженного пиона содержит линейку с энерговыделением больше 30 МэВ (пусть их число равно N_+^{test}). Пусть из них есть N_- таких событий, в которых кластер отрицательно заряженного пиона также содержит линейку с заданным энерговыделением. Тогда вероятность π^--мезону дать запуск CsI-калориметра в триггере равна:
$$\varepsilon_- = \frac{N_-}{N_+^{test}}.$$

2. Вероятность положительно заряженному пиону дать запуск CsI-калориметра в триггере определяется аналогично. Из числа событий, в которых запуск дал π^--мезон (их число - N_-^{test}), выделяем те, в которых энерговыделение в линейках кластера положительного пиона также превысило заданный порог (пусть число таких событий — N_+). Тогда для вероятности ε_+ того, что запуск произойдет от CsI-линейки из кластера π^+, получаем:
$$\varepsilon_+ = \frac{N_+}{N_-^{test}}.$$

3. Вероятность найти линейку с заданным энерговыделением в кластере, принадлежащем K_L^0-мезону, определяется с помощью событий, в которых оба кластера пионов удовлетворяют условиям запуска CsI-калориметра в составе триггера (их число, очевидно, равно $N_{K_L^0}^{test} = N_+ = N_-$). Из них отбираются такие события, в которых кластер в направлении недостающего импульса содержит линейку с энерговыделением, превышающим заданный порог. Если их число равно $N_{K_L^0}$, то вероятность для K_L^0-мезона дать запуск CsI-калориметра в триггере равна:
$$\varepsilon_{K_L^0} = \frac{N_{K_L^0}}{N_{K_L^0}^{test}}.$$

Эффективность CsI калориметра в составе триггера для событий без K_L^0 кластера вычисляется согласно формуле:

$$\varepsilon_{K_L^0\ \text{no}} = 1 - (1-\varepsilon_+)\cdot(1-\varepsilon_-).$$

Для событий с K_L^0 кластером эффективность CsI калориметра в составе триггера определяется как:

$$\varepsilon_{K_L^0\ \text{yes}} = 1 - (1-\varepsilon_+)\cdot(1-\varepsilon_-)\cdot(1-\varepsilon_{K_L^0}).$$

Полная же эффективность CsI калориметра в составе триггера есть:

$$\varepsilon_{CsI} = \frac{N_{K_L^0\ \text{yes}}\varepsilon_{K_L^0\ \text{yes}} + N_{K_L^0\ \text{no}}\varepsilon_{K_L^0\ \text{no}}}{N_{K_L^0 K_S^0}},$$

где $N_{K_L^0\ \text{yes}}$ — число событий с K_L^0 кластером, $N_{K_L^0\ \text{no}}$ — число событий без K_L^0 кластера, $N_{K_L^0 K_S^0}$ — полное число событий.

Были получены следующие средние значения эффективностей CsI-калориметра в составе триггера:

$$\varepsilon_{K_L^0\ \text{yes}} = 0.9983 \pm 0.0001\ (1996)\ ,$$
$$\varepsilon_{K_L^0\ \text{no}} = 0.9807 \pm 0.0008\ (1996),$$
$$\varepsilon_{CsI} = 0.9921 \pm 0.0003\ (1996)\ .$$

Систематическая ошибка в величине эффективности CsI калориметра в составе триггера связана с незнанием формы фоновой подложки при определении числа событий, в которых K_L^0мезон дал кластер в CsI калориметре. При аппроксимации фона постоянной функцией, вероятность K_L^0мезону дать кластер получается равной $\sim 54\%$, а при аппроксимации подложки параболой эта вероятность уменьшается до 51%. Используя эти значения вероятностей K_L^0 мезону образовать кластер в CsI калориметре, получим значения эффективности CsI в составе триггера, различающиеся на 0.5% , что было принято за оценку систематической неопределенности в величине ε_{CsI}.

Эффективность Z камеры в составе триггера.

Срабатывания двух слоев Z-камеры хотя бы на одном заряженном треке является необходимым условием "заряженного" триггера.

Эффективность срабатывания Z камеры в составе триггера также определялась с помощью событий распада $\phi \to K_L^0 K_S^0$, отобранных на основе информации только из дрейфовой камеры согласно критериям, упомянутым выше.

Для вычисления этой величины определялось число событий N_1, в которых на "первом" треке сработали оба слоя Z-камеры и число событий N_2, в которых оба слоя Z-камеры сработали и на "первом", и на "втором" треках. Тогда эффективность Z-камеры в составе триггера (вероятность того, что оба слоя Z-камеры сработали хотя бы на одном треке) определяется согласно формуле:

$$\varepsilon_{ZC} = 1 - \left(1 - \frac{N_2}{N_1}\right)^2.$$

Было получено следующее значение этой величины: $\varepsilon_{ZC} = 0.9986 \pm 0.0003$.

Суммарная систематическая ошибка определения эффективности триггера вычисляется как корень квадратный из суммы квадратов систематических ошибок эффективности трекового процессора (0.6%) и CsI-калориметра (0.5%) и равна 0.8%.

Геометрическая эффективность

Геометрическая эффективность определялась из моделирования методом Монте-Карло с учетом экспериментальных разрешений. Для этого использовался пакет программ первичного моделирования событий процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$, описанный в Приложении А настоящей диссертации. Прохождение частиц через детектор моделировалось с помощью программы CMD2SIM [58], разработанной на детекторе КМД-2.

Значение геометрической эффективности определяется по формуле:

$$\varepsilon_{geom} = \frac{N_{det}}{N_{total}\varepsilon_{rec}^{MC}},$$

где N_{det} — число событий, прошедших отборы, N_{total} — полное число моделированных событий, ε_{rec}^{MC} — эффектиность реконструкции события в моделировании.

Моделирование проводилось в 12 точках по энергии от 1004 МэВ до 1040 МэВ в системе центра масс (10000 событий в каждой точке). Полученные данные использовались для определения геометрической эффективности в каждой точке по энергии.

Систематическая погрешность в величине геометрической эффективности обусловлена точностью измерения телесного угла. В результате применения процедуры калибровки на основе событий с космическими частицами [66] была достигнута точность измерения угла $\theta < 0.05$.

При изменении в условиях отбора значений полярных углов вылета пионов на 0.05 величина сечения менялась на 0.6%, что было принято за оценку систематической ошибки в величине геометрической эффективности.

В геометрической эффективности также учитывалась поправка на потерю событий из-за распадов на лету пионов и K_L^0-мезона. Численно эта поправка меняется от 4% на энергии 502 МэВ до 2.5% на энергии 520 МэВ, Примесь фона от других основных мод распада ϕ-мезона — $\phi \to K^+K^-$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ — оценивалась с помощью моделирования. Было намоделировано 60000 событий рождения K^+K^- пар. Согласно величинам относительных вероятностей распадов $\phi \to K^+K^-$ и $\phi \to K^0_L K^0_S$, это соответствует рождению 41400 пар $K^0_L K^0_S$, из которых, при величине геометрической эффективности 25% (при энергии пучка 510 МэВ), детектируется 10350 событий. В условия отбора попало 4 события моделирования K^+K^-, что соответствует примеси на уровне $\sim \frac{4}{10350} = 4 \cdot 10^{-4}$.

Примесь $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ событий оценивалась аналогичным образом. Из 20000 моделированных событий $\pi^+\pi^-\pi^0$ (что соответствует 44 000 рожденных или 10350 зарегистрированных $K^0_L K^0_S$ пар) в отборы попало 1 событие. Таким образом, примесь составляет $\sim \frac{1}{10350} = 9 \cdot 10^{-5}$. Полная примесь фона по оценке составляет около 0.05%.

3.4 Поправка на ядерные взаимодействия

Поправка на ядерные взаимодействия описывает вероятность потерять событие вследствие распада хотя бы одного из пионов, или их ядерного взаимодействия, после чего событие перестанет удовлетворять перечисленным выше условиям отбора.

В работе [67] с помощью программ GHEISHA [55] и FLUKA [56] были рассчитаны вероятности потери пиона вследствие его ядерного взаимодействия с веществом вакуумной камеры детектора в зависимости от величины его кинетической энергии. В частности, для пионов из распада $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ эта вероятность составляет менее 0.1%.

В работе [67] было также показано, что пакет FLUKA лучше описывает ядерные взаимодействия пионов, чем пакет GHEISHA. Поэтому в данном анализе для расчета поправки на ядерные взаимодействия использовался пакет FLUKA. Данная поправка учитывалась в геометрической эффективности. Систематическая ошибка в величине поправки на ядерные взаимодействия оценивалась величиной самой поправки и составила 0.1%.

3.5 Поправка к сечению из-за разброса энергии в пучке

Разброс энергии в пучке приводит к тому, что резонанс становится более широким, а сечение в пике уменьшается.

Поправку к сечению за счет этого эффекта можно вычислить, взяв свертку функции, описывающей форму резонанса, с функцией Гаусса, соответствующей разбросу энергии в пучке:

$$\sigma_{vis}(E) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{true}(E') \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta_E} \exp(-\frac{(E'-E)^2}{2\cdot\Delta_E^2}) dE',$$

где $\sigma_{vis}(E)$ — экспериментально измеряемое сечение, Δ_E — величина разброса энергии в пучке. Учет данной поправки при $\Delta_E = 180.0$ кэВ, что соответствует разбросу энергии в пучке при наборе статистики, обсуждаемой в данной работе, приводит к уменьшению сечения в точке $2E = m_\phi$ на величину $\approx 1\%$.

Систематическая неопределенность в величине поправки связана с точностью знания величины Δ_E, которая может быть вычислена с помощью следующей эмпирической формулы [68]:

$$\frac{\Delta_E}{E} = \sqrt{\frac{eU_{res}}{E}} \cdot \frac{\sigma_Z}{84\ (\text{см})},$$

где e — заряд электрона, U_{res} — напряжение на резонаторе ускорителя, σ_Z — ширина распределения событий по Z координате вершины.

Расчеты, выполненные по этой формуле, показали, что величина Δ_E меняется в пределах одной точки по энергии приблизительно на 10%. При этом вклад в сечение за счет поправки на этот эффект меняется на 0.4%. Эта величина и взята нами за оценку систематической ошибки.

3.6 Радиационные поправки

Радиационные поправки на излучение начальными частицами в реакции $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ рассчитывались согласно работе [69]. Сечение рождения пары нейтральных каонов определялось по формуле:

$$\tilde{\sigma}(s) \ = \ \int_0^{X_1^{max}} \int_0^{X_2^{max}} D(1-x_1)\cdot D(1-x_2)\cdot \sigma(s\cdot(1-x_1)(1-x_2)) dx_1 dx_2,$$

где s — квадрат энергии в системе центра масс; $\tilde{\sigma}(s)$ — сечение процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ с учетом излучения фотона одной из начальных частиц; $\sigma(s)$ — борновское сечение изучаемого процесса; $D(1-x)$ — структурная функция [69], x — доля энергии, унесенной фотоном. Пределы интегрирования x_1^{max} и x_2^{max} определяются условиями эксперимента. Вычисление сечения $\tilde{\sigma}$ выполнялось методом Монте-Карло, что позволило учесть ограничения на кинематику события. В данном случае таким условием является ограничение на недостающий импульс $P_{mis} > 60$ МэВ, которое определяет максимальную энергию, уносимую радиационным фотоном.

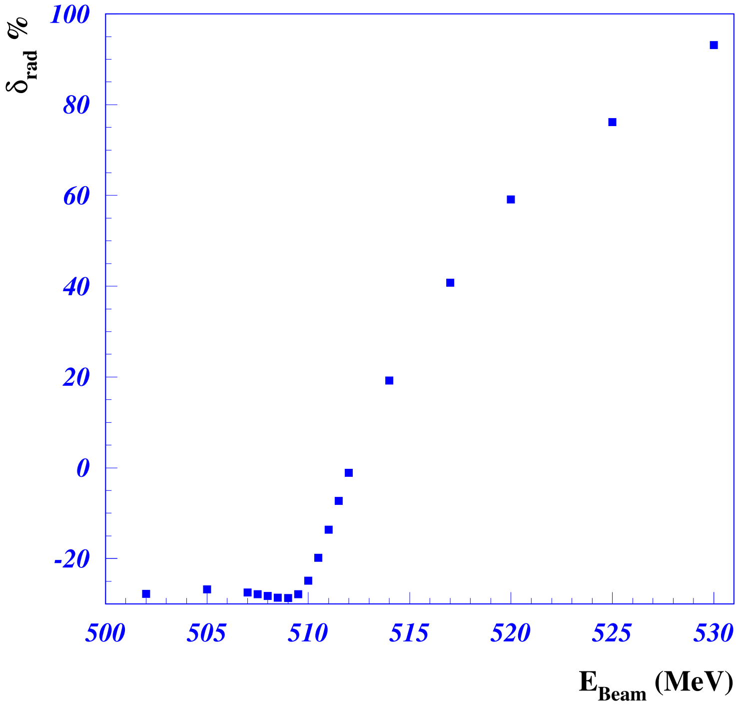


Рис. 41: Зависимость от энергии радиационной поправки, связанной с излучением начальных частиц, для процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$.

Радиационная поправка определялась по формуле:

$$\delta_{rad}(s) = \frac{\tilde{\sigma}(s) - \sigma(s)}{\sigma(s)}.$$

Неопределенность в величине радиационной поправки определяется экспериментальным разрешением по величине недостающего импульса (около 5 МэВ/с), При изменении критерия отбора событий по недостающему импульсу на $\pm$ 5 МэВ сечение, за счет изменения радиационной поправки, менялось на величину около 0.5%, что было принято за оценку систематической ошибки.

Зависимость радиационной поправки от энергии представлена на рис.41.

В таблице 5 приведены типичные значения эффективностей и поправок, а также их статистические и систематические ошибки, полученные в энергетической точке $2E_{beam} = 1020$ МэВ (пик ϕ резонанса).

Таблица 5: Значения эффективностей и поправок, а также их ошибки для энергетической точки $2E_{beam} = 1018.0$ MeV

Эффективность	Значение,%	Стат. ошибка,%	Сист. ошибка, %
ε_{rec}	97.64	0.6	0.6
ε_{trig}	98.32	0.93	0.7
ε_{geom}	25.34	0.35	0.6
$1+\delta_{rad}$	70.88	0.26	0.5

3.7 Определение параметров ϕ-мезона

В каждой энергетической точке сечение вычислялось по формуле:

$$\sigma = \frac{N}{\varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig} \cdot \varepsilon_{geom} \mathcal{L}(1+\delta_{rad})},$$

где N — число событий процесса $e^+e^- \to K^0_L K^0_S$, ε_{rec} — эффективность реконструкции события, ε_{trig} — эффективность триггера, ε_{geom} — геометрическая эффективность, $\mathcal{L}$ — интеграл светимости, δ_{rad} — радиационная поправка. Число событий, интеграл светимости и значения сечения процесса $e^+e^- \to \phi \to K^0_L K^0_S$ в каждой энергетической точке для данных, использованных в настоящем анализе, приведены в Таблицах 6, 7, 8, 9.

Таблица 6: Число событий, интеграл светимости и сечение процесса $\phi \to K^0_L K^0_S$ в каждой энергетической точке 1 сканирования.

$E_{c.m.}$, МэВ	$N_{K^0_L K^0_S}$	$\int \mathcal{L}dt$, нб$^{-1}$	σ, нб
1010.272±0.030	125±12	20.95±0.23	41.10±5.03
1017.086±0.020	7267±86	72.84±0.44	587.48±14.52
1018.136±0.018	1856±44	11.89±0.18	973.40±33.92
1018.956±0.018	3025±55	17.22±0.21	1245.13±31.42
1019.214±0.020	1789±42	8.12±0.14	1294.40±37.78
1019.986±0.020	8184±92	35.38±0.31	1290.24±27.88
1020.128±0.020	2814±53	12.63±0.18	1307.41±40.79
1021.850±0.022	947±31	8.15±0.15	606.45±32.99
1023.972±0.020	1039±33	15.44±0.24	284.58±14.52

Зависимость экспериментального сечения от энергии аппроксимировалась функцией, включающей в себя вклады резонансов ρ,ω и ϕ, вклады высших резонансов и

Таблица 7: Число событий, интеграл светимости и сечение процесса $\phi \to K_L^0 K_S^0$ в каждой энергетической точке 2 сканирования.

$E_{c.m.}$, МэВ	$N_{K_L^0 K_S^0}$	$\int \mathcal{L}dt$, нб$^{-1}$	σ, нб
1004.252±0.166	46±8	31.78±0.34	18.02± 9.59
1010.722±0.133	170±14	21.56±0.28	51.57± 7.33
1016.376±0.083	1851±43	27.71±0.31	389.04±34.35
1017.156±0.077	5541±75	56.20±0.45	584.44±44.58
1018.100±0.077	6678±82	45.13±0.40	906.19±50.00
1019.040±0.075	12045±111	58.47±0.46	1294.06±24.42
1020.088±0.075	15323±125	71.70±0.51	1248.79±49.00
1021.020±0.076	9120±97	52.38±0.43	916.63±45.75
1021.886±0.085	2210±48	18.36±0.26	604.38±39.23
1027.820±0.114	776±30	23.06±0.29	123.41±10.08
1033.632±0.166	515±28	27.37±0.32	64.59± 8.34
1039.476±0.166	276±18	23.05±0.29	36.92± 6.07

Таблица 8: Число событий, интеграл светимости и сечение процесса $\phi \to K_L^0 K_S^0$ в каждой энергетической точке 3 сканирования.

$E_{c.m.}$, МэВ	$N_{K_L^0 K_S^0}$	$\int \mathcal{L}dt$, нб$^{-1}$	σ, нб
1004.835±0.166	64±9	42.95±0.40	13.22± 4.47
1011.761±0.092	517±24	55.17±0.44	51.58± 3.39
1016.319±0.077	3309±58	52.41±0.43	341.57±27.57
1017.211±0.076	6619±82	65.74±0.48	545.84±41.72
1018.165±0.075	16213±128	100.95±0.60	907.12±47.94
1019.399±0.074	23943±156	103.47±0.61	1318.69±24.55
1020.297±0.074	22672±151	99.92±0.60	1218.93±48.36
1021.169±0.075	16347±129	92.17±0.57	868.04±44.34
1022.003±0.077	7630±88	59.47±0.47	591.00±36.04
1022.947±0.085	2865±54	30.44±0.35	408.29±30.10
1028.527±0.118	757±29	25.13±0.30	99.69± 9.49
1034.256±0.166	484±24	28.79±0.32	52.62± 7.58

Таблица 9: Число событий, интеграл светимости и сечение процесса $\phi \to K_L^0 K_S^0$ в каждой энергетической точке 4 сканирования.

$E_{c.m.}$, МэВ	$N_{K_L^0 K_S^0}$	$\int \mathcal{L}dt$, нб$^{-1}$	σ, нб
1004.479±0.166	50±8	25.29±0.30	12.06±1.72
1011.893±0.102	292±18	32.73±0.34	55.13±6.69
1016.314±0.079	2371±49	38.80±0.37	334.91±25.92
1017.386±0.076	5892±77	57.52±0.45	585.83±44.44
1018.362±0.075	13258±116	80.67±0.54	972.25±50.03
1019.178±0.075	18787±138	85.08±0.55	1282.46±22.60
1019.976±0.072	20210±143	87.47±0.57	1286.36±44.23
1021.013±0.077	7796±89	41.08±0.39	973.03±48.15
1022.034±0.078	5534±75	41.74±0.39	631.49±35.23
1022.958±0.081	3579±61	38.68±0.37	416.80±26.63
1028.870±0.103	902±31	30.77±0.35	99.87±8.20

нерезонансную подложку. В качестве высших резонансов использовались те возбужденные состояния легких векторных мезонов из [8], для которых распад в пару каонов наблюдался.

Аппроксимирующая функция определялась формулой:

$$\sigma_K(s) = \frac{8\pi\alpha^2}{3} \cdot \frac{\Phi_{2K^0}(s)}{s^{5/2}} \cdot |A_{bkg} + A_\rho + A_\omega + A_\phi + A_{\rho'} + A_{\phi'}|^2,$$

где $\Phi_{2K^0} = (s/4 - m_{K^0}^2)^{3/2}$ — куб импульса нейтрального каона, A_{bkg} — постоянная амплитуда рождения нерезонансной фоновой подложки, $A_V = g_{V\gamma} g_{VK\bar{K}} \cdot \Delta_V$ — амплитуды векторных мезонов, $\Delta_V = 1/(s - m_V^2 + \imath\sqrt{s}\Gamma_V(s))$ — пропагаторы векторных мезонов с зависимостью ширин ρ, ω, ϕ-мезонов от энергии согласно [70]:

$$\Gamma_\rho(s) = \Gamma_\rho \frac{m_\rho^2 \Phi_{2\pi}(s)}{s\Phi_{2\pi}(m_\rho^2)},$$

$$\Gamma_\omega(s) = \Gamma_\omega \left(B_{2\pi} \frac{m_\omega^2 \Phi_{2\pi}(s)}{s\Phi_{2\pi}(m_\omega^2)} + B_{\pi^0\gamma} \frac{\Phi_{\pi^0\gamma}(s)}{\Phi_{\pi^0\gamma}(m_\omega^2)} + B_{3\pi} \frac{\sqrt{s}\Phi_{3\pi}(s)}{m_\omega \Phi_{3\pi}(m_\omega^2)} \right),$$

$$\Gamma_\phi(s) = \Gamma_\phi \left(B_{K^+K^-} \frac{m_\phi^2 \Phi_{K^+K^-}(s)}{s\Phi_{K^+K^-}(m_\phi^2)} + B_{K_L^0 K_S^0} \frac{m_\phi^2 \Phi_{K_L^0 K_S^0}(s)}{s\Phi_{K_L^0 K_S^0}(m_\phi^2)} + \right.$$
$$\left. + B_{\eta\gamma} \frac{\Phi_{\eta\gamma}(s)}{\Phi_{\eta\gamma}(m_\phi^2)} + B_{3\pi} \frac{\sqrt{s}\Phi_{3\pi}(s)}{m_\phi \Phi_{3\pi}(m_\phi^2)} \right),$$

где B_f — относительные вероятности распадов ρ, ω и ϕ-мезонов, $\Phi_f(s)$ - соответствующие фазовые объемы. Для радиационного распада $\phi \to \eta\gamma$ фазовый объем определяется как $\Phi_{\eta\gamma} = (\sqrt{s}(1 - m_\eta^2/s)/2)^3$. Массы и ширины ρ' и ϕ'-мезонов взяты из [8]. Ширины ρ' и ϕ' предполагались независящими от энергии.

Константы $g_{V\gamma}g_{VK\bar{K}}$ вычислялись с использованием значений лептонных ширин мезонов из работы [8] и в рамках SU(3) симметрии с идеальным смешиванием. Константы связи высших резонансов являлись параметрами аппроксимации. Относительные фазы между ρ и ρ', а также между ϕ и ϕ' принимались равными π [21].

Выражение для сечения может быть переписано в терминах σ_0 — сечения в максимуме резонанса для распада $\phi \to K_L^0 K_S^0$:

$$\begin{aligned}\sigma_K(s) &= \sigma_0 \cdot \frac{\Phi_{2K^0}(s)}{\Phi_{2K^0}(m_\phi^2)} \cdot \frac{m_\phi^7 \Gamma_\phi^2}{s^{5/2}} \cdot | - \Delta\rho + \frac{1}{3}\Delta\omega + \Delta\phi \\ &+ \frac{g_{\rho'\gamma}g_{\rho' K\bar{K}}}{g_{\phi\gamma}g_{\phi K\bar{K}}}\Delta\rho' - \frac{g_{\phi'\gamma}g_{\phi' K\bar{K}}}{g_{\phi\gamma}g_{\phi K\bar{K}}}\Delta\phi' + \frac{A_{bkg}}{g_{\phi\gamma}g_{\phi K\bar{K}}}|^2\end{aligned}$$

Амплитуду нерезонансного фона A_{bkg} можно выразить через величину соответствующего сечения:

$$A_{bkg} = \sqrt{\frac{\sigma_{bkg}}{\sigma_0}} \frac{1}{m_\phi \Gamma_\phi} \cdot g_{\phi\gamma}g_{\phi K\bar{K}}$$

где σ_{bkg} — сечение нерезонансного фона.

Значения параметров σ_{bkg} и констант связи высших резонансов были получены в результате аппроксимации:

$$\begin{aligned}\sigma_{bkg} &< 0.10 \text{ нб на } 90\% \text{ CL}, \\ \frac{g_{\rho'\gamma} \cdot g_{\rho' K\bar{K}}}{g_{\phi\gamma} \cdot g_{\phi K\bar{K}}} &< 3.4 \text{ на } 90\% \text{ CL}, \\ \frac{g_{\phi'\gamma} \cdot g_{\phi' K\bar{K}}}{g_{\phi\gamma} \cdot g_{\phi K\bar{K}}} &< 8.0 \text{ на } 90\% \text{ CL}\end{aligned}$$

и при определении параметров ϕ резонанса их значения были приняты равными нулю. Изменение значений сечений в пике $\sigma_0(\phi \to K_L^0 K_S^0)$ при аппроксимации данных с учетом высших резонансов и без такого учета составило менее 0.07%. Эта величина была принята за оценку систематической ошибки, связанную с модельной зависимостью значений параметров аппроксимации.

Систематическая ошибка в величине Γ_ϕ оценивается величиной ~ 0.025 МэВ и связана с точностью определения параметра $\frac{\partial E}{\partial B}$ при калибровке энергетической шкалы накопителя. Полученная таким образом систематическая ошибка меньше, чем статистическая ошибка Γ_ϕ. Это позволяет рассматривать значение ширины ϕ, как общий параметр аппроксимации всех экспериментальных данных, тогда как значения масс и сечений в пике различны для разных сканирований.

На рисунке 42 приведены экспериментальные данные совместно с аппроксимирующей кривой. Для сравнения экспериментальные сечения в каждом сканировании подправлены на разницу между средними значениями массы и сечения в пике и величинами, полученными в данном конкретном сканировании. На рисунке 43 представлены отклонения экспериментальных сечений от значений, вычисленных при аппроксимации, в зависимости от величины энергии в системе центра масс для каждого сканирования.

В результате аппроксимации было получено следующее значение ширины ϕ-мезона:

$$\Gamma_\phi = (4.280 \pm 0.033 \pm 0.025) \text{ МэВ},$$

где первая ошибка — статистическая, а вторая — систематическая. Величины σ_0, m_ϕ, полученные при аппроксимации для каждого сканирования, приведены в таблице 10.

Значения $B_{e^+e^-} \cdot B(\phi \to K_L^0 K_S^0)$ определялись при специальной аппроксимации экспериментальных данных, в которой это произведение было свободным параметром. Полученные результаты также приведены в Таблице 10.

Так как экспериментальные данные различных сканирований являются независимыми и хорошо согласуются между собой, соответствующие параметры ϕ резонанса могут быть усреднены (см. Таблицу 10). При этом использовалось стандартное усреднение с весами [8], для вычисления которых статистическая и систематическая ошибки квадратично складывались.

При усреднении значений сечения в пике учитывалось то обстоятельство, что систематическая ошибка этой величины является общей для данных всех сканирований. И для определения среднего значения σ_0 при вычислении весов использовались только величины статистических ошибок.

Основной вклад в систематическую неопределенность величины сечения в пике σ_0 вносит систематическая ошибка измерения светимости, которая имеет величину 1%. Подробный анализ источников этой ошибки приведен в [61]. Суммарный вклад

Таблица 10: Параметры ϕ-мезона, полученные в результате настоящего анализа.

Скан.	σ_0, нб	m_ϕ, МэВ/с^2	$B_{e^+e^-} B(\phi \to K_L^0 K_S^0) \times 10^4$
1	$1365 \pm 14 \pm 24$	$1019.506 \pm 0.030 \pm 0.020$	$0.967 \pm 0.010 \pm 0.016$
2	$1342 \pm 13 \pm 23$	$1019.512 \pm 0.023 \pm 0.045$	$0.950 \pm 0.009 \pm 0.016$
3	$1396 \pm 12 \pm 24$	$1019.363 \pm 0.017 \pm 0.080$	$0.988 \pm 0.008 \pm 0.017$
4	$1393 \pm 12 \pm 24$	$1019.316 \pm 0.021 \pm 0.122$	$0.986 \pm 0.008 \pm 0.017$
среднее	$1376 \pm 6 \pm 23$	$1019.483 \pm 0.011 \pm 0.025$	$0.975 \pm 0.004 \pm 0.017$

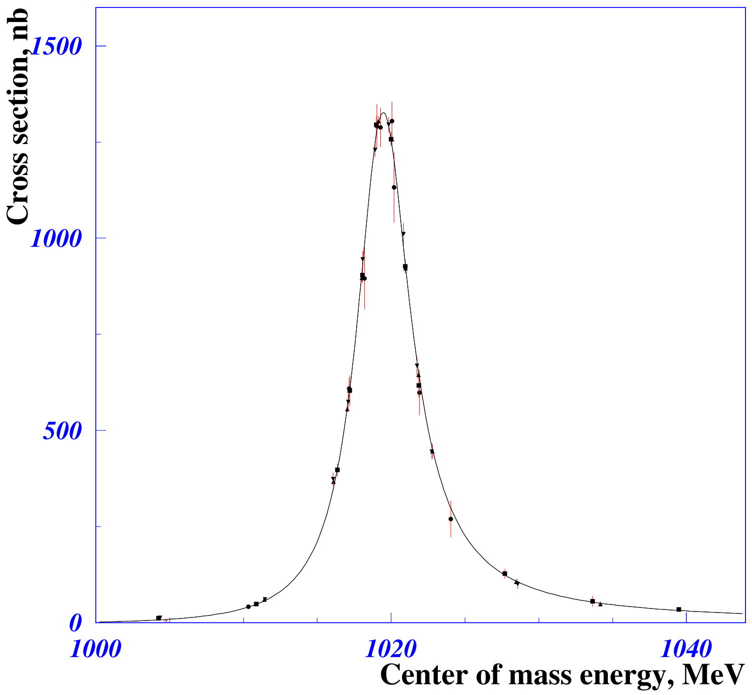


Рис. 42: Экспериментальные сечения и кривая возбуждения ϕ-мезона в канале $e^+e^- \to \phi \to K_L^0 K_S^0$ (все сканирования)

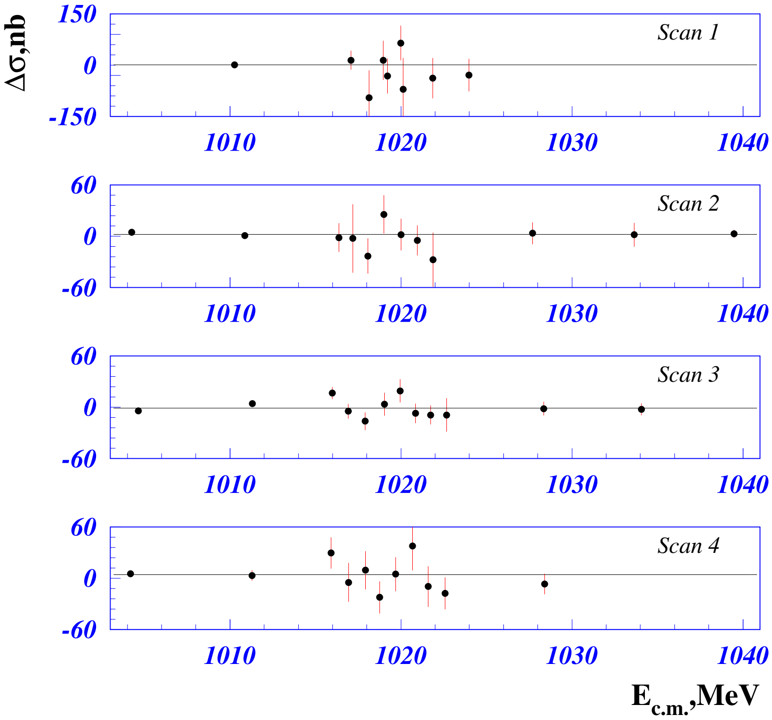


Рис. 43: Зависимости от энергии отклонений измеренных сечений от значений, полученных в результате аппроксимации

остальных факторов, обсуждавшихся выше, оценивается в 1.4 %, Основные источники систематической неопределенности, дающие вклады в эту величину, приведены в Таблице 11.

Значения произведений $B_{e^+e^-} \cdot B(\phi \to K_L^0 K_S^0)$ усреднялись аналогичным образом. Полученные при этом результаты приведены в последней строчке Таблицы 10.

Используя значение произведения $B_{e^+e^-} \cdot B(\phi \to K_L^0 K_S^0)$, можно вычислить относительную вероятность распада $\phi \to e^+e^-$, взяв величину $B(\phi \to K_S^0 K_L^0)$ из таблиц [8], или, наоборот, вычислить относительную вероятность распада ϕ-мезона на пару нейтральных каонов, взяв $B_{e^+e^-}$ из [8]. Таким образом, были получены $B_{e^+e^-} = (2.88 \pm 0.02 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$, или $B(\phi \to K_L^0 K_S^0) = (0.334 \pm 0.002 \pm 0.010)$, где первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая, которая включает неопределенность в величине, взятой из [8].

Таблица 11: Вклады различных факторов в величину систематической неопределенности в значение сечения процесса $\phi \to K_L^0 K_S^0$ в пике ϕ резонанса.

Источник	систематическая погрешность, %
Вычитание фона	0.4
Эффективность реконструкции	0.6
Эффективность триггера	0.7
Радиационные поправки	0.5
Поправка на распады на лету и ядерные взаимодействия	0.3
Геометрическая эффективность	0.6
Разброс энергии в пучке	0.4
Модельная зависимость	< 0.07
Светимость	1.0
Суммарный вклад	1.7

Глава 4
Измерение сечения процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ в области энергий 2E = 1.05 – 1.38 ГэВ.

4.1 Описание эксперимента

Анализ экспериментальных данных, описанный в данной главе, основан на статистике, набранной с детектором КМД-2 в области энергий выше ϕ-мезона в сезоне 1997 года. Суммарный интеграл светимости составил 5.8 пб$^{-1}$. Область энергии E$_{c.m.}$ = 1.05 – 1.38 ГэВ сканировалась дважды с шагом 20 МэВ: вначале увеличивая энергию от 1.05 до 1.37 ГэВ, а потом уменьшая ее от 1.37 до 1.06 ГэВ.

Запись событий на ленту происходила согласно следующей логике:

$$Trig = TF * CsI,$$

где Trig — решение о записи события; TF — ответ трекового процессора; CsI — энерговыделение хотя бы в одной линейке CsI калориметра превысило заданный порог (обычно около 30 МэВ).

4.2 Критерии отбора и определение числа событий

Процесс $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ регистрируется детектором по распаду короткоживущего каона на пару заряженных пионов. Особенностями кинематики этого процесса является большое среднее расстояние от пучка до распада K_S^0-мезона (эта величина при энергии K_S^0 от 525 МэВ до 690 МэВ меняется в диапазоне от 0.85 см до 1.85 см) и неколлинеарность треков пионов. Эти особенности были использованы для подавления заведомо фоновых событий ("мягкий отбор"). Из событий, прошедших "мягкий отбор", выделялись события-кандидаты распада $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ ("жесткий отбор").

Были использованы следующие критерии "мягкого отбора":

- В событии есть два трека с противоположными зарядами, идущие из ближайшей к пучку вершины.

- Минимальное расстояние от любого из треков до оси пучков больше 0.07 см, что позволяет исключить из анализа пучковые события.

- Расстояние от пучка до вершины распада в $R-\varphi$ плоскости (перпендикулярной к оси пучков) меньше, чем 1.5 см для подавления событий ядерного взаимодействия частиц с веществом вакуумной трубы, радиус которой 1.7 см.

- Пространственный угол между треками меньше 2.9 радиан. Таким образом отделяются коллинеарные события.

- Z-координата вершины распада удовлетворяет условию $|Z_{vrtx}| < 10.0$ см. Данное условие подавляет события с космическими частицами.

Число событий, прошедших первый этап, составляет около 2% от полного числа записанных на ленту событий.

Условия "жесткого отбора" событий определялись, в основном, кинематикой распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$:

- Импульсы частиц в событии удовлетворяют условиям $p_{min}(E_{beam}) - 20.0$ МэВ/c $< p_{1,2} <$ $p_{max}(E_{beam}) + 20.0$ МэВ/c, где p_{min}, p_{max} — минимальный и максимальный кинематически возможные импульсы пиона в распаде $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ при энергии пучка E_{beam}. На рисунке 44 показана зависимость импульсов пионов от энергии E_{beam} в моделировании. Линии на рисунке демонстрируют выбранные условия отбора.

- Максимальная величина ионизационных потерь частиц в дрейфовой камере удовлетворяет условию $max(dE/dx_1, dE/dx_2) < 2250$ для подавления событий процесса $e^+e^- \to K^+K^-$ и событий с продуктами рассеяния пучков на вакуумной трубе коллайдера. На рисунке 45 приведено распределение частиц по $max(dE/dx_1, dE/dx_2)$ в зависимости от величины инвариантной массы двух треков. Линией показано выбранное условие отбора. Видно, что данное условие сохраняет события распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$, хорошо подавляя фон.

- Угол расколлинеарности двух треков в $R - \varphi$ плоскости находится в диапазоне 0.2$< |\pi - |\varphi_1 - \varphi_2|| < 3.0$. На рисунке 46 показано распределение событий по этому параметру. Линии демонстрируют критерии отбора. Таким образом дополнительно подавляются события с коллинеарными частицами.

- На рисунке 47 показано распределение событий и выбранное условие отбора, $|Z_{vrtx}| < 7.0$ см (вертикальные линии), по Z-координате вершины.

- На рисунке 48 приведено распределение событий по расстоянию от пучка до вершины в $R-\varphi$ плоскости в диапазоне энергии $E_{c.m.} = 1100 - 1190$ МэВ. Видно, что условие "мягкого отбора", $R_{vrtx} < 1.5$ см, недостаточно хорошо подавляет события ядерного взаимодействия частиц с веществом вакуумной трубы

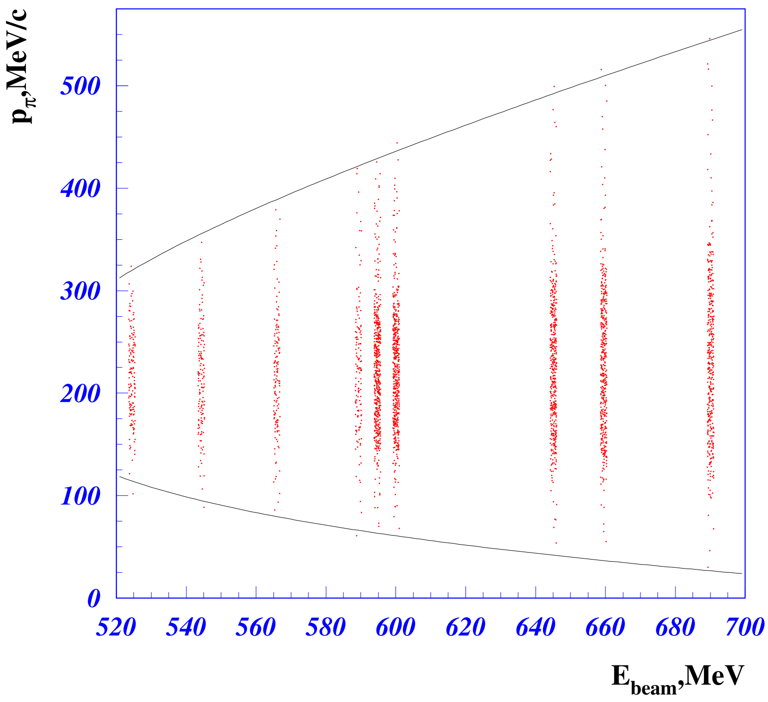


Рис. 44: Зависимость максимального и минимального кинематически возможных импульсов пионов в событиях моделирования распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ от энергии. Линиями показаны выбранные критерии отбора по этому параметру.

(эти события группируются в области значений $R_{vrtx} \approx 1.4 - 1.5$ см). Поэтому при "жестком отборе" требовалось $R_{vrtx} < 1.3$ см, как показано на рис. 48 верикальной линией.

- Угол между треками $\psi > 0.5$, как показано на рис. 49. Граница отбора событий по этому параметру была намеренно выбрана достаточно широкой, чтобы в последующем надежно вычесть фоновую подложку.

Следует заметить, что в области энергий $2E_{beam} > m_\phi$ становится значительным вклад в сечение от событий, в которых рождение пары $K_L^0 K_S^0$ сопровождается излучением жесткого фотона ("возвращение на ϕ-мезонный резонанс"). На рисунке 50 показано распределение событий по величине недостающего импульса при энергии пучка $E_{beam} = 535$ МэВ. Видно, что события процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ могут быть отделены от событий процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$ с помощью критерия отбора по величине недостающего импульса (как показано вертикальными линиями на рис. 50): $\sqrt{E_{beam}^2 - m_{K^0}^2} - 39.0$ МэВ/с $< P_{mis} < \sqrt{E_{beam}^2 - m_{K^0}^2} + 39.0$ МэВ/с, где 39.0 МэВ соответствует пяти экспериментальным разрешениям по величине недостающего им-

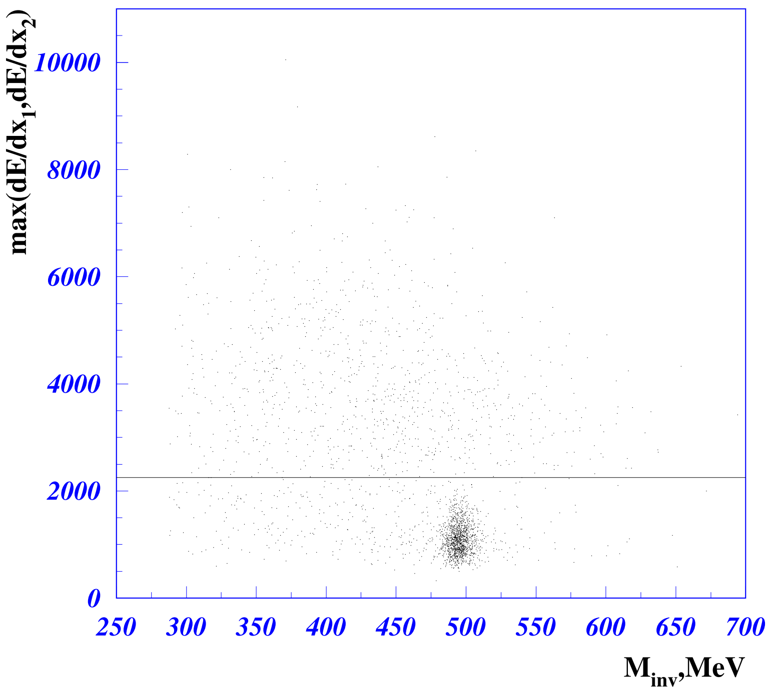


Рис. 45: Распределение экспериментальных событий по максимальной величине ионизационных потерь двух треков в событии в зависимости от величины их инвариантной массы. Линией показан критерий отбора по этому параметру.

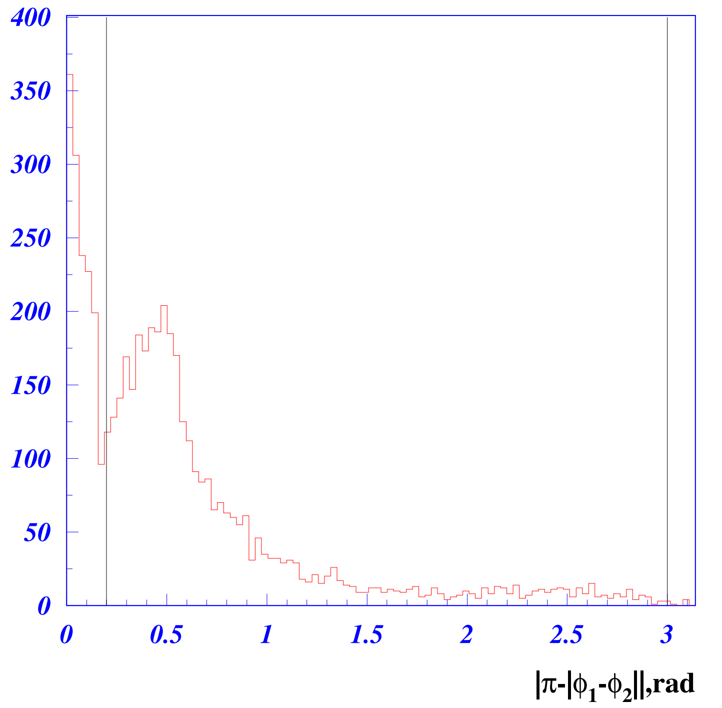


Рис. 46: Распределение экспериментальных событий по азимутальному углу расколлинеарности двух треков. Линии демонстрируют критерий отбора по этому параметру.

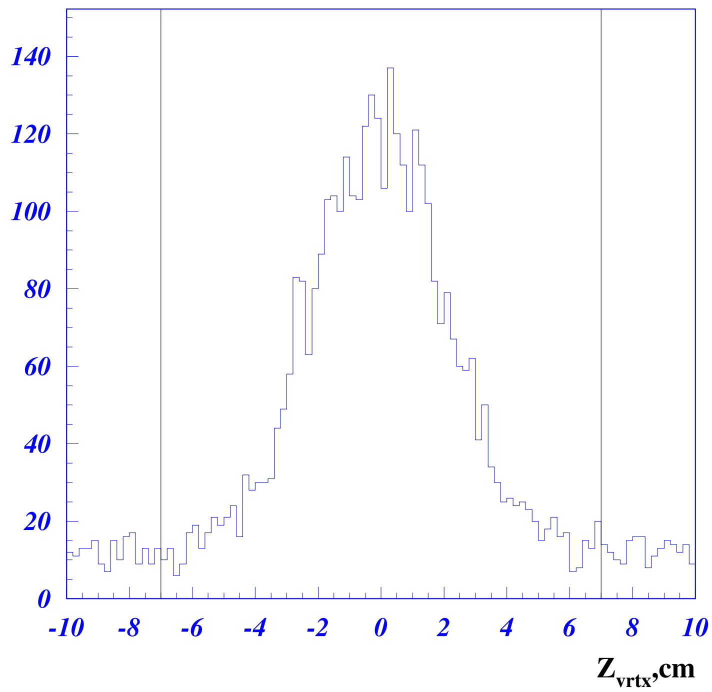


Рис. 47: Распределение экспериментальных событий по Z-координате вершины. Линиями показан критерий отбора по этому параметру.

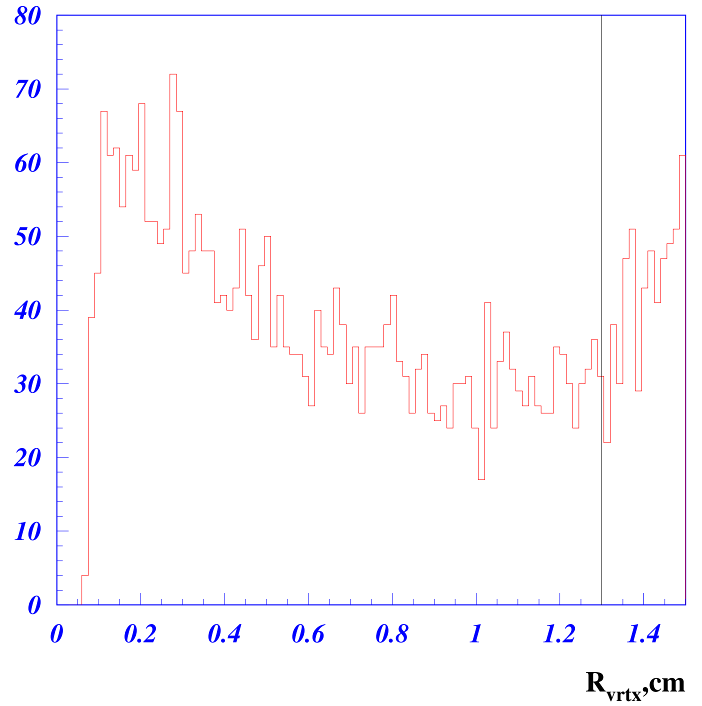


Рис. 48: Распределение экспериментальных событий по расстоянию от вершины до пучка в $R-\varphi$ плоскости. Линией показан критерий отбора по этому параметру.

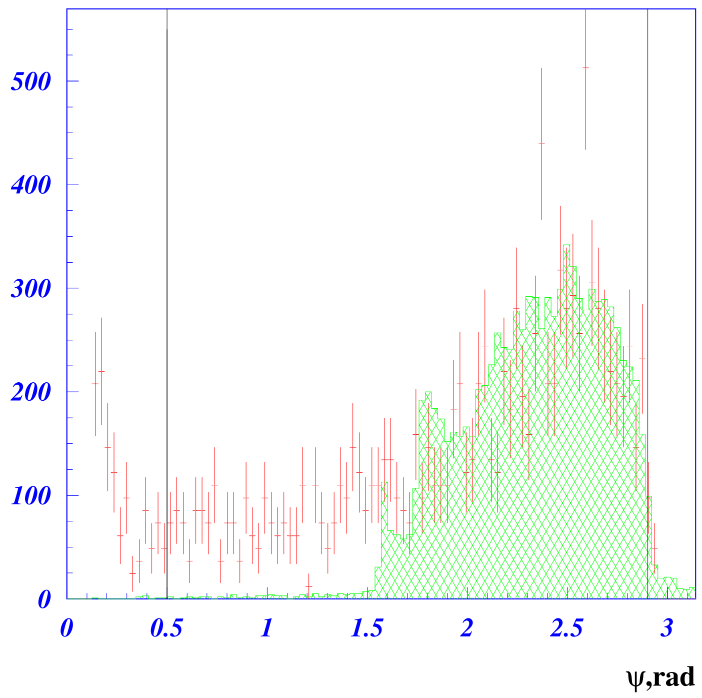


Рис. 49: Распределение событий по пространственному углу между треками в моделировании (заштрихованная гистограмма) и в эксперименте (точки с ошибками) Линиями показан критерий отбора по этому параметру.

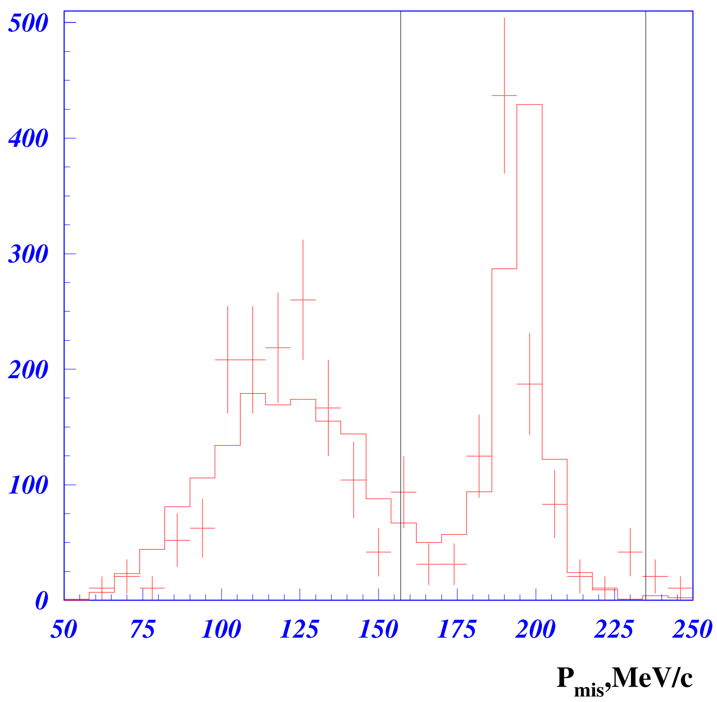


Рис. 50: Распределение событий по величине недостающего импульса. Точки с ошибками описывают экспериментальные события, а гистограмма соответствует событиям моделирования. Линиями показан отбор событий по этому параметру при анализе событий без испускания жесткого фотона.

пульса. На рисунке 50 точки с ошибками описывают распределение экспериментальных событий, а гистограмма — распределение событий моделирования. Анализ событий без излучения жесткого фотона позволяет значительно уменьшить радиационную поправку.

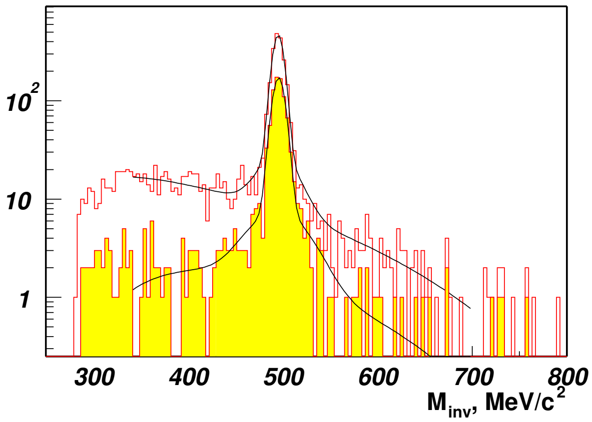
В данной работе сечение определялось двумя способами. При измерении сечения первым способом события с “возвращением на резонанс” исключались из анализа согласно условию, приведенному выше, а во втором способе такие события учитывались.

Число событий эффекта определялось по числу событий в пике при аппроксимации распределений событий по инвариантной массе двух треков в вершине. В качестве аппроксимирующей функции использовалась сумма двух функций Гаусса с общим средним, и числом событий N, описывающих события эффекта, и функции, описывающей фоновую подложку, вида:

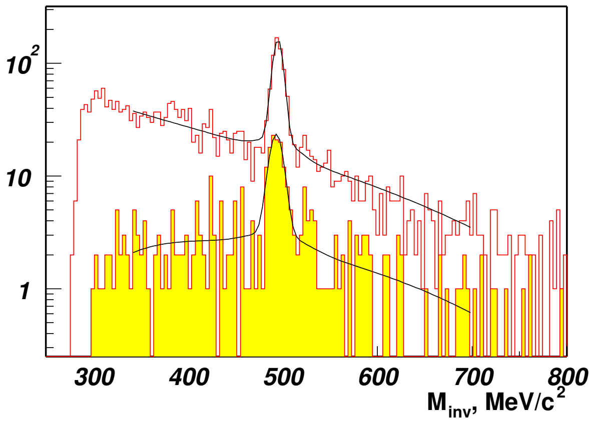
$$f_{\text{фон}}(y) = A \cdot y^{\alpha} \cdot (1-y)^{\beta},$$

где переменная y связана с величиной инвариантной массы согласно $y = \frac{x-2m_\pi}{2E_{beam}-4m_\pi}$, величины A, α, β — параметры аппроксимации. Для определения параметров α и β, а также сигм обеих функций Гаусса объединялись данные в энергетических точках 525 – 595, 600 – 645 и 650 – 690 МэВ. На рисунке 51 (а,б,в) показаны распределения событий по величине инвариантной массы двух треков в вершине для процесса с излучением жесткого фотона (незакрашенные гистограммы) и для процесса без излучения фотона (закрашенные гистограммы) в этих диапазонах энергий вместе с аппроксимирующими кривыми. При определении числа событий эффекта в каждой энергетической точке только параметры N и A были свободны. Остальные параметры фиксировались на значениях, полученных в результате аппроксимации распределений по инвариантной массе этих объединений. Фоновая подложка на рис. 51(а,б,в) обусловлена, в основном, событиями с космическими частицами и событиями пучкового фона.

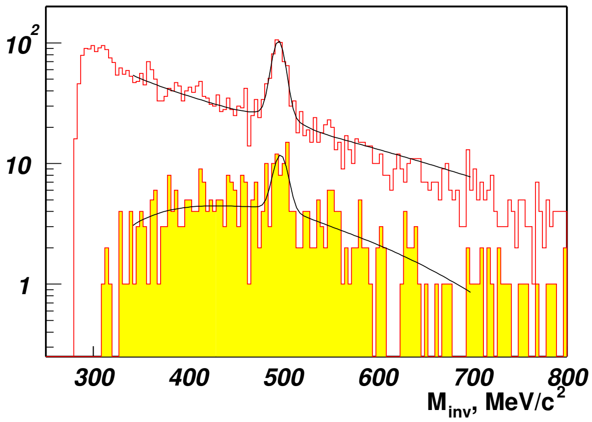
Для оценки систематической ошибки, связанной с незнанием формы распределения событий фона, была использована следующая процедура. В каждой точке по энергии распределение по инвариантной массе двух треков в вершине аппроксимировалось в более узком, чем стандартный (от 340 до 700 МэВ/c^2), диапазоне — от 440 до 560 МэВ/c^2. После чего определялось относительное изменение числа событий (Δ), связанное с изменением параметров функции, описывающей фоновую подложку. За оценку систематической ошибки были приняты величины полуширин коридоров, в которые попадали соответствующие значения Δ. Определенная таким образом систе-



(a)



(b)



(c)

Рис. 51: Аппроксимация распределений экспериментальных событий по инвариантной массе в диапазонах энергий $E_{beam} = 525 - 595$ МэВ(а), $600 - 645$ МэВ(б), $650 - 690$ МэВ(в). Закрашенные распределения описывают события процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$, а незакрашенные — события процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$.

матическая ошибка составляет 5% во всем диапазоне энергий 2E = 1050 – 1380 МэВ для событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$, а для событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ величина систематической ошибки плавно меняется от 2% при энергии 2E = 1050 – 1090 МэВ до 7% в области энергии 2E = 1270 – 1380 МэВ.

Аналогичным способом оценивалась также и систематическая ошибка, связанная с выбором критериев отбора. Критерии отбора событий по импульсам пионов, углу расколлинеарности $|\Delta\phi|$ и Z-координате вершины распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ изменялись на величину экспериментального разрешения по соответствующему параметру. После этого определялось относительное изменение сечения ($\Delta\sigma/\sigma$), связанное с изменением условий отбора. Было получено, что для событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$ значения $\Delta\sigma/\sigma$ лежат внутри коридора, полуширина которого меняется от 1% при энергии 2E = 1050 – 1125 МэВ до 7% при энергии 2E = 1250 – 1380 МэВ. А для событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ полуширина коридора значений относительных изменений сечения растет от 3.5% при 2E = 1050 – 1100 МэВ до 6% при 2E = 1100 – 1380 МэВ. Величины полуширин коридоров были приняты за оценку систематической ошибки, связанной с выбором критериев отбора.

Всего согласно приведенным выше условиям, после вычитания фона, было получено 2865 ± 58 событий $K_L^0 K_S^0(\gamma)$ и 948 ± 33 событий $K_L^0 K_S^0$.

4.3 Эффективность регистрации

Эффективность регистрации (ε_{reg}) в настоящем анализе определялась по формуле:

$$\varepsilon = \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig} \cdot \varepsilon_{geom},$$

где ε_{rec} — эффективность реконструкции события, ε_{trig} — эффективность триггера, ε_{geom} — геометрическая эффективность.

Ниже подробно рассмотрены процедуры определения каждой из этих величин.

Эффективность реконструкции события

Эффективность реконструкции события и триггера определялась на основе реальных физических событий с помощью процедуры, описанной в разделе 3.3 настоящей диссертации. Так как число событий процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ быстро падает при удалении по энергии от ϕ резонанса, то для определения эффективности реконструкции события объединялись данные нескольких энергетических точек. Кроме того, возрастает число фоновых событий, поэтому, надежно выделить "тестовые" события удалось лишь до энергии 1.29 ГэВ.

Были определены значения эффективности реконструкции события в диапазонах $E_{c.m.} = 1.05 - 1.08$ ГэВ, $E_{c.m.} = 1.09 - 1.19$ ГэВ и $E_{c.m.} = 1.2 - 1.29$ ГэВ. На рисунке 52 показаны зависимости эффективности реконструкции события от энергии пучка в моделировании (треугольники) и в эксперименте (круги). Видно, что в моделировании эффективность реконструкции события не зависит от энергии. Эффективность реконструкции события в эксперименте не противоречит такой гипотезе, хотя тенденция падения эффективности с энергией может быть объяснена увеличением примеси фона в "тестовых" событиях.

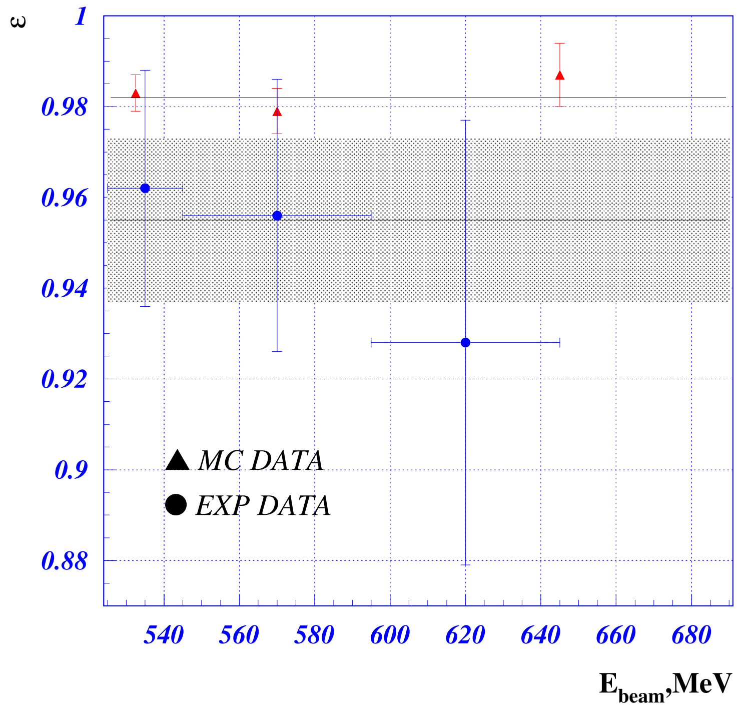


Рис. 52: Значения эффективностей реконструкции события в моделировании (треугольники) и в эксперименте (точки). Штриховкой выделена область $\pm 1\sigma$ среднего значения эффективности реконструкции события в эксперименте.

Аппроксимирущие постоянные функции показаны на рис. 52 линиями. В результате аппроксимации были получены следующие значения эффективности реконструкции события в моделировании и в эксперименте:

$\varepsilon_{rec} = 0.955 \pm 0.018$ (эксперимент),

$\varepsilon_{rec} = 0.982 \pm 0.003$ (моделирование).

Штриховкой на рисунке 52 выделена область $\pm 1\sigma$ аппроксимации зависимости эффективности реконструкции события от энергии в эксперименте.

Систематическая ошибка в определении эффективности регистрации связана с различием значений эффективности реконструкции события в моделировании и в эксперименте. Ее значение оценивается величиной статистической ошибки среднего значения эффективности реконструкции события в эксперименте (1.9%).

Определение эффективности заряженного триггера на основе реальных событий.

При наборе статистики, использованной в данном анализе, применялся так называемый “заряженный” триггер. При таком триггере запуск систем детектора на регистрацию события происходит, если в дрейфовой камере найден трек, на котором сработали оба слоя Z-камеры (поиск трека осуществляет трековый процессор [47]), а в CsI-калориметре найдена линейка с энерговыделением больше 30 МэВ. Поэтому естественно представить эффективность триггера (ε_{trig}) как произведение эффективности трекового процессора (ε_{TF}) и эффективности CsI-калориметра в составе триггера (ε_{CsI}):

$$\varepsilon_{trig} = \varepsilon_{TF} \cdot \varepsilon_{CsI}$$

Эффективность трекового процессора определяется с помощью событий, отобранным согласно условиям, перечисленным в Главе 4.2, в которых на “первом” треке сработали 4 полуслоя Дрейфовой Камеры, а в Z-камере сработала опорная точка [47](необходимые условия запуска трекового процессора). Число таких событий обозначим как N_1^{TF}). Из отобранных таким образом событий далее выделяются такие, в которых есть и второй трек, для которого также выполнены необходимые условия запуска трекового процессора (их число пусть будет N_2^{TF}). Эффективность трекового процессора определяется согласно:

$$\varepsilon_{TF} = 1 - \left(1 - \frac{N_2^{TF}}{N_1^{TF}}\right)^2 .$$

Эффективность CsI-калориметра определяется с помощью тех же событий, которые используются в определении сечения процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$, согласно формуле:

$$\varepsilon_{CsI} = 1 - (1 - \varepsilon_\pi)^2 \cdot (1 - \varepsilon_{K_L^0}),$$

где ε_π — вероятность π-мезону дать линейку с заданным энерговыделением, $\varepsilon_{K_L^0}$ — вероятность найти линейку с заданным энерговыделением в кластерах, не принадлежащих заряженным трекам (предполагается, что такие кластеры образованы в результате ядерного взаимодействия K_L^0-мезона с веществом калориметра).

Для определения ε_π отбираются события $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$, в которых на "первом" треке есть кластер в CsI-калориметре (пусть их число N_1^{CsI}). Из них затем выделяются события, в которых и на "втором" треке есть кластер (их число N_2^{CsI}), и ε_π вычисляется согласно:

$$\varepsilon_\pi = \frac{N_2^{CsI}}{N_1^{CsI}}$$

Так как разделение пионов по знаку электрического заряда не проводилось, ε_π определяет некоторую "среднюю" вероятность пиону дать линейку в CsI-калориметре, которая учитывает разный характер взаимодействия π^+ и π^- с веществом калориметра.

$\varepsilon_{K_L^0}$ определяется как отношение числа событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$, у которых в кластерах, не связанных с треками, есть линейка с заданным энерговыделением ($N_{K_L^0 K_S^0}^{CsI}$), к полному числу событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ ($N_{K_L^0 K_S^0}^{tot}$):

$$\varepsilon_{K_L^0} = \frac{N_{K_L^0 K_S^0}^{CsI}}{N_{K_L^0 K_S^0}^{tot}}$$

С помощью описанных выше методик были определена эффективность реконструкции и триггера для экспериментальных событий и эффективность реконструкции для событий моделирования (эффективность триггера в моделировании равна 100%).

В результате применения данной процедуры были получены следующие значения эффективностей:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{TF} &= 0.995 \pm 0.001, \\ \varepsilon_{CsI} &= 0.986 \pm 0.003, \\ \varepsilon_{trig} &= 0.981 \pm 0.003, \end{aligned}$$

Геометрическая эффективность

Геометрическая эффективность определялась с помощью моделирования с учетом экспериментальных разрешений. Для этого использовался пакет программ первичного моделирования событий процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$, описанный в Приложении А настоящей диссертации.

Геометрическая эффективность определялась для двух случаев: когда для анализа отбираются все события изучаемого процесса, и когда из анализа исключаются события с "возвращением на резонанс". Значение геометрической эффективности вычислялось по формуле:

$$\varepsilon_{geom} = \frac{N_{det}}{N_{tot} \cdot \varepsilon_{rec}^{MC}},$$

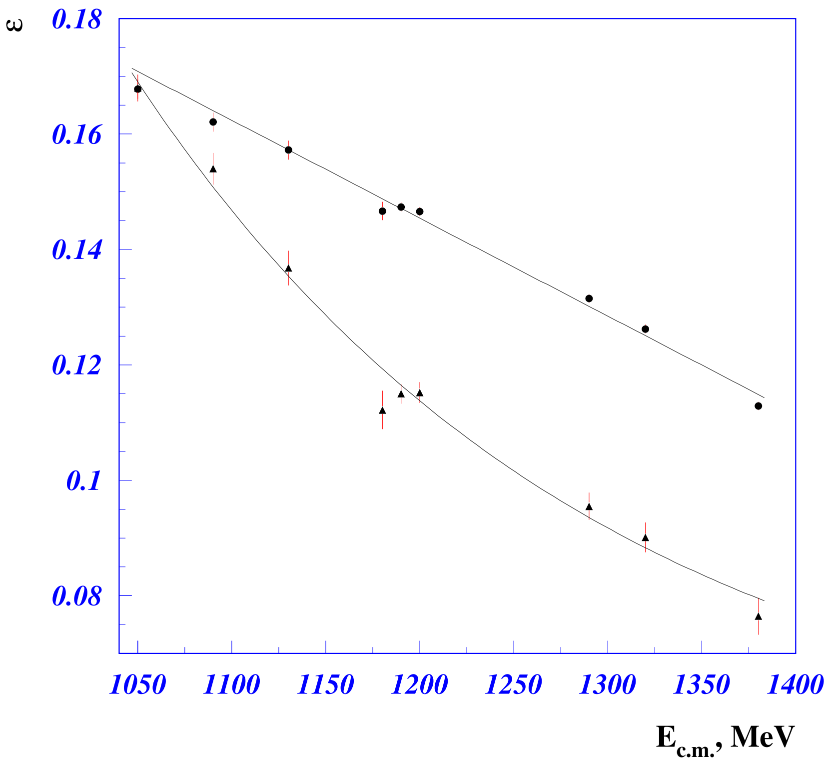


Рис. 53: Зависимость геометрической эффективности от энергии для случая, когда события с “возвращением на резонанс” используются в анализе (точки, обозначенные заполненными кружками), и когда такие события исключаются из анализа (точки, обозначенные заполненными треугольниками).

где N_{det} — число событий, прошедших отборы, N_{tot} — полное число намоделированных событий, ε_{rec}^{MC} — эффективность реконструкции события в моделировании.

Моделирование было сделано в 4 энергетических точках в диапазоне $E_{c.m.} = 1050$ – 1190 МэВ по 50000 событий в каждой точке, и в 5 энергетических точках в диапазоне $E_{c.m.} = 1200$ – 1380 МэВ по 200000 событий в каждой энергетической точке. Зависимость геометрической эффективности от энергии аппроксимировалось функцией вида:

$$\varepsilon_{geom}(E) = A \cdot \exp(-\frac{(E_{c.m.} - 1040.0)}{B}) + C,$$

где $E_{c.m.}$ — энергия в системе центра масс, в МэВ, A, B, C — параметры аппроксимации. Полученная кривая использовалась затем при вычислении геометрической эффективности во всех энергетических точках. На рисунке 53 показаны зависимости от энергии геометрических эффективностей для событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$ (точки) и для событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ (треугольники). На том же рисунке представлены и аппроксимирующие кривые.

Уменьшение геометрической эффективности с ростом энергии связано с уменьшением числа событий распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ в заданном диапазоне расстояний от оси пучков до вершины распада. Следует также заметить, что при излучении жесткого радиационного фотона энергия пары $K_L^0 K_S^0$ уменьшается, что приводит к большему значению геометрической эффективности для событий $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ в процессе $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$ по сравнению со значением геометрической эффективности для процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$.

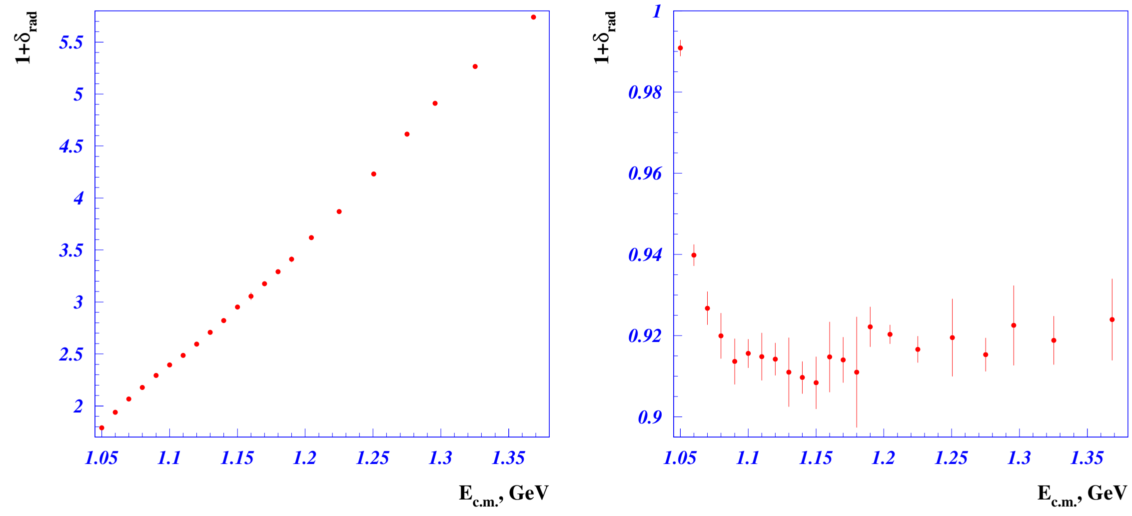
4.4 Радиационные поправки

Радиационные поправки расчитывались методом Монте-Карло с помощью формул из работы [69]. Использование метода Монте-Карло позволяет учесть ограничения на кинематику события. Таким ограничением в данном анализе являлось условие отбора событий по величине недостающего импульса при выделении событий без “возвращения на резонанс”. Это условие приводило к уменьшению радиационной поправки с величины $\delta_{rad} \sim 450\%$ при энергии $E_{c.m.} = 1.38$ ГэВ до значения $\delta_{rad} \approx$ -9% во всем диапазоне энергий. Распределение событий по величине недостающего импульса было показано на рис. 50 вместе с критерием отбора событий по этому параметру.

На рисунке 54(а,б) показаны зависимости радиационной поправки от энергии для случая, когда в анализе используются события $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$ (рис. 54а), и когда события с “возвращением на резонанс” отбраковываются критерием отбора по недостающему импульсу (рис. 54б).

Для расчета радиационных поправок в каждой энергетической точке моделировалось 1000000 событий. Это позволило вычислить радиационную поправку при анализе событий процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$ со статистической точностью 0.4%. А статистическая точность расчета радиационной поправки для событий процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ составляет 0.7%. При оценке систематической ошибки в величине радиационной поправки было учтено влияние разрешения по недостающему импульсу при выделении событий процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ и влияние формы теоретического сечения на величину радиационной поправки.

При изменении критерия отбора событий по недостающему импульсу, $|p_{mis} - \sqrt{E_{beam}^2 - m_{K^0}^2}| < 39.0$ МэВ/с, на величину разрешения по этому параметру ($\sigma_{p_{mis}} =$ 7 МэВ/с), величина радиационной поправки в энергетических точках $E_{c.m.} = 1050$ и 1060 МэВ изменяется на 10% и 2.5% соответственно. Эти значения были приняты за



(a) (b)

Рис. 54: Зависимость радиационной поправки от энергии при использовании в анализе событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$ (a) и при исключении событий с “возвращением на резонанс” из анализа (б).

оценку систематической ошибки в данных точках и квадратично добавлены к статистическим ошибкам соответствующих сечений. В остальных энергетических точках изменение радиационной поправки, связанное с влиянием разрешения по недостающему импульсу, составило менее 0.01% .

Теоретическое сечение, которое используется при расчете радиационных поправок с учетом эффекта “возвращения на резонанс”, является очень важным. В данном анализе в качестве теоретического сечения использовалось предсказание Модели Векторной Доминантности с вкладами от ρ, ω, ϕ мезонов и векторного мезона X с массой и шириной как у $\phi(1680)$-мезона из [8]. Более подробно векторный мезон X обсуждается в разделе 4.5 настоящей диссертации.

Было обнаружено, что величина радиационной поправки для событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$ при энергии $E_{c.m.} = 1.38$ ГэВ, расчитанная с учетом мезона X в теоретическом сечении в два раза отличается от значения радиационной поправки, расчитанной без такого учета. Также было получено, что изменение радиационной поправки для событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$, связанное с изменением значения полной ширины мезона X на 30%, возрастает с ростом энергии от 0.9% при $E_{c.m.} = 1.3$ ГэВ до 2.0% при $E_{c.m.} = 1.38$ ГэВ. В остальных энергетических точках изменение радиационной поправки, связанное с учетом векторного мезона X и изменением ее параметров, составило менее 0.1%.

Для событий процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ учет структуры X приводит к изменению радиационной поправки на величину около 0.3% в области энергий $E_{c.m.} > 1.3$ ГэВ и на величину менее 0.1% в остальных энергетических точках.

Эти значения и были приняты нами за оценку систематической ошибки, связанную с влиянием формы теоретического сечения, использованного при расчете радиационных поправок.

4.5 Вычисление сечения

В каждой энергетической точке сечение рассчитывалось по формуле:

$$\sigma = \frac{N}{\mathcal{L}\varepsilon_{rec}\varepsilon_{trig}\varepsilon_{geom}(1+\delta_{rad})},$$

где N — число событий, $\mathcal{L}$ — интегральная светимость, определенная с помощью процедуры, описанной в [61], ε_{rec} — эффективность реконструкции, ε_{trig} — эффективность триггера, ε_{geom} — геометрическая эффективность, δ_{rad} — радиационная поправка,

На рисунке 55 показана зависимость сечения процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ от энергии, полученная в данной работе. Заполненные точки соответствуют случаю, когда события с испусканием жесткого радиационного фотона использовались при расчете сечения, а заполненные треугольники демонстрируют сечение процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ в случае, когда события с “возвращением на резонанс” исключались из анализа. Из рисунка видно неплохое согласие между значениями сечений, измеренных двумя способами: с использованием в анализе событий с “возвращением на резонанс” и при исключении таких событий из анализа.

Следует отметить, что относительная статистическая ошибка измерения сечения при анализе событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$ больше, чем статистическая ошибка измерения сечения при анализе событий без “возвращения на резонанс”. Этот факт объясняется тем, что в величину ошибки дают вклад флуктуации полного числа событий, а величину сечения в обоих случаях определяют только события, в которых радиационный фотон не излучался. Сечение процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$, полученное при анализе событий без излучения жесткого фотона, и является результатом данной работы. Изучение процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$ было выполнено только для проверки согласованности между экспериментальным сечением рождения пары каонов и теоретическим сечением, с помощью которого расчитывались радиационные поправки.

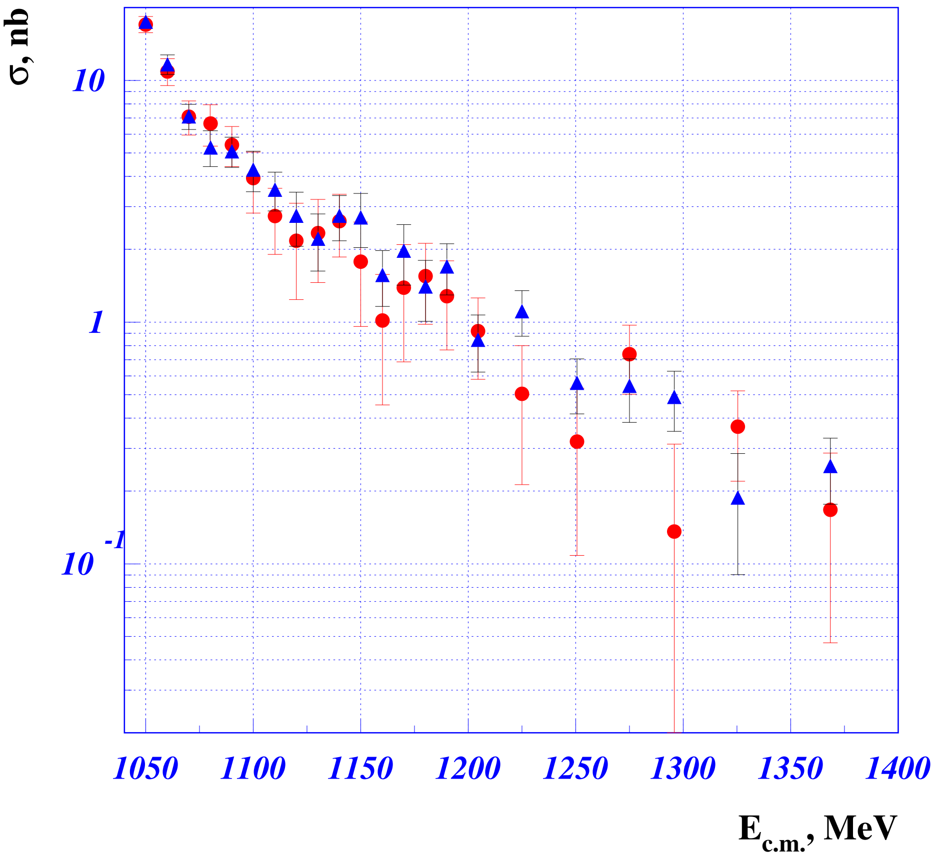


Рис. 55: Зависимость от энергии сечения процесса $e^+e^- \to K^0_L K^0_S$. Заполненные точки соответствуют анализу событий $K^0_L K^0_S(\gamma)$, зарегистрированных детектором, а заполненные треугольники демонстрируют анализ данных, в котором события $K^0_L K^0_S$ с "возвращением на резонанс" отбрасываются.

Число событий и сечение процесса $e^+e^- \to K^0_L K^0_S$ в каждой энергетической точке приведены в Таблице 12.

В Таблице 12 первая ошибка в величинах сечений — статистическая, вторая — систематическая.

Энергия в каждой точке определялась по величине магнитного поля поворотных магнитов ВЭПП-2М по методике из работы [72]. Точность определения энергии оценивается величиной $4 \cdot 10^{-4}$, согласно результатам анализа долговременной стабильности значений энергии, определенных по данным накопителя, проведенному в [34]. В области энергии $E_{c.m.} > 1200$ МэВ данные нескольких энергетических точек объединялись, и энергия в этом случае определялась как средневзвешенное значение. В качестве весов использовались величины интегралов светимости.

Таблица 12: Число событий и сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ в каждой энергетической точке. Первая ошибка в величинах сечений — статистическая, вторая — систематическая.

$\sqrt{s}$,МэВ	N	σ,нб
1050.0	310.9±17.8	17.44±2.05±0.85
1060.0	124.1±11.3	11.61±1.07±0.57
1070.0	76.1±8.9	7.10±0.84±0.35
1080.0	39.3±6.6	5.27±0.89±0.26
1090.0	53.0±7.5	5.08±0.73±0.25
1100.0	29.0±5.5	4.23±0.80±0.21
1110.0	33.5±6.1	3.49±0.64±0.29
1120.0	$18.2^{+4.9}_{-4.2}$	$2.75^{+0.74}_{-0.63}\pm0.23$
1130.0	$14.7^{+4.2}_{-3.6}$	$2.20^{+0.63}_{-0.54}\pm0.18$
1140.0	$25.5^{+5.7}_{-5.0}$	$2.74^{+0.61}_{-0.54}\pm0.23$
1150.0	$17.8^{+4.8}_{-4.1}$	$2.71^{+0.73}_{-0.62}\pm0.22$
1160.0	$17.2^{+4.8}_{-4.1}$	$1.54^{+0.43}_{-0.37}\pm0.13$
1170.0	$13.9^{+4.2}_{-3.5}$	$1.96^{+0.59}_{-0.49}\pm0.16$
1180.0	$15.1^{+4.6}_{-3.9}$	$1.39^{+0.42}_{-0.36}\pm0.12$
1190.0	$20.9^{+5.3}_{-4.6}$	$1.68^{+0.43}_{-0.37}\pm0.14$
1204.6	$19.7^{+5.6}_{-4.9}$	$0.84^{+0.24}_{-0.21}\pm0.07$
1225.0	$26.9^{+6.0}_{-5.3}$	$1.11^{+0.25}_{-0.22}\pm0.11$
1250.6	$21.3^{+5.7}_{-5.3}$	$0.56^{+0.15}_{-0.14}\pm0.05$
1275.0	$18.7^{+5.8}_{-5.0}$	$0.54^{+0.17}_{-0.14}\pm0.05$
1295.8	$20.2^{+6.0}_{-5.2}$	$0.48^{+0.14}_{-0.12}\pm0.05$
1325.3	$11.2^{+6.2}_{-5.4}$	$0.18^{+0.10}_{-0.09}\pm0.02$
1368.3	$20.7^{+6.6}_{-5.9}$	$0.25^{+0.08}_{-0.07}\pm0.02$

Зависимость сечения от энергии в области 2E = 1.0 – 1.38 ГэВ аппроксимировалась в рамках Модели Векторной Доминантности с вкладами от $\rho(770), \omega(782)$ и $\phi(1020)$ мезонов, согласно формуле:

$$\sigma(s) = \sigma_0 \cdot \frac{\Phi_{2K^0}(s)}{\Phi_{2K^0}(m_\phi^2)} \frac{m_\phi^7 \Gamma_\phi^2}{s^{5/2}} \cdot \left| -A_\rho + \frac{1}{3} \cdot A_\omega + A_\phi \right|^2 ,$$

где $\Phi_{2K^0} = (s - 4 \cdot m_{K^0}^2)^{3/2}$ — куб импульса нейтрального каона,
$A_V = 1/(s - m_V^2 + \imath\sqrt{(s)}\Gamma_V(s))$ — амплитуда вклада векторного мезона V с зависимостью ширины от энергии как в работе [70], σ_0 — сечение в пике $\phi(1020)$-мезона. Массы и ширины всех резонансов были взяты из [8].

Значения сечений в области энергий 1.0 – 1.024 ГэВ были получены в результате анализа, описанного в Главе 3 настоящей диссертации, а величины сечений в диапазоне 1.05 – 1.38 Гэв являются результатом данного эксперимента. Сечение в пике $\phi(1020)$ было параметром аппроксимации. Было получено следующее значение:

$$\sigma_0(\phi \to K_L^0 K_S^0) \;\; = \;\; 1376 \pm 6 \text{ нб},$$

что хорошо согласуется с результатом анализа, описанного в Главе 3 настоящей диссертации.

На рисунке 56 показаны экспериментальные данные (в области энергий ϕ-мезона для иллюстрации показаны данные только первого сканирования) и аппроксимирующая кривая. Из рисунка 56 видно, что в области энергий выше 1.3 ГэВ экспериментальные точки лежат выше предсказания МДВМ с $\rho(770), \omega(782), \phi(1020)$ резонансами. Предполагая, что превышение связано с вкладами в сечение вышележащих резонансов, для интерпретации данных были привлечены результаты измерения сечения процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ в области энергий 2E = 1.4 – 2.18 ГэВ из работы [15]. Зависимость сечения от энергии показана на рис. 57. Сечения, полученные в настоящей работе, обозначены кружками, а сечения из работы [15] обозначены треугольниками. Для описания резонансного поведения сечения в области энергий $\text{E}_{c.m.} \sim 1.6$ ГэВ, в теоретическую зависимость сечения от энергии была добавлена амплитуда вида:

$$A_X = \frac{\frac{M_X^3 \Gamma_X}{m_\phi^3 \Gamma_\phi} \sqrt{\frac{\sigma_X^0 \Phi_{2K^0}(m_\phi^2) M_X}{\sigma_0 \Phi_{2K^0}(M_X^2) m_\phi}}}{s - M_X^2 + \imath\sqrt{s}\Gamma_X} e^{\imath\delta_X},$$

и в результате аппроксимации определялись параметры $\sigma_X^0, M_X, \Gamma_X, \delta_X$ и сечение в

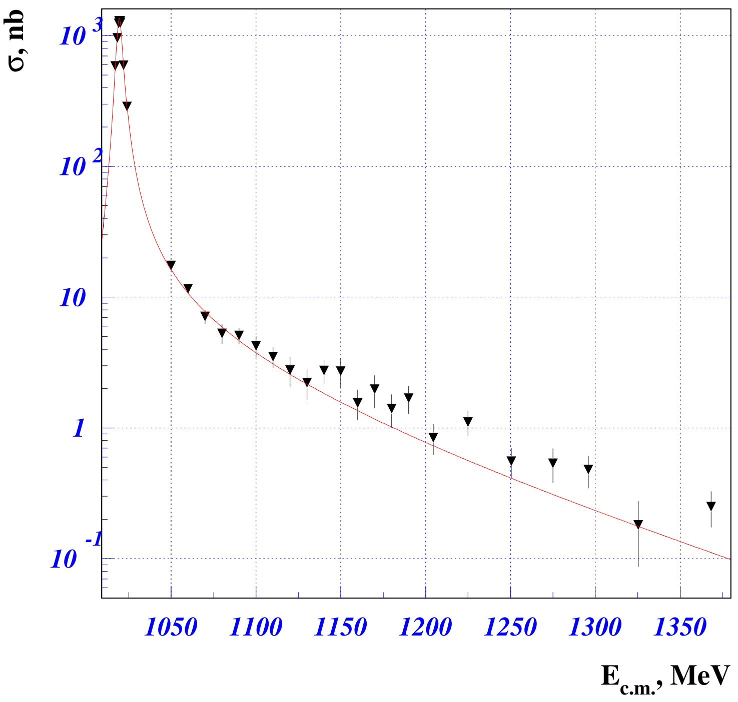


Рис. 56: Зависимость сечения процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$, полученная в настоящей работе. Кривая демонстрирует предсказание Модели Доминантности Векторных Мезонов с вкладами ρ, ω, ϕ.

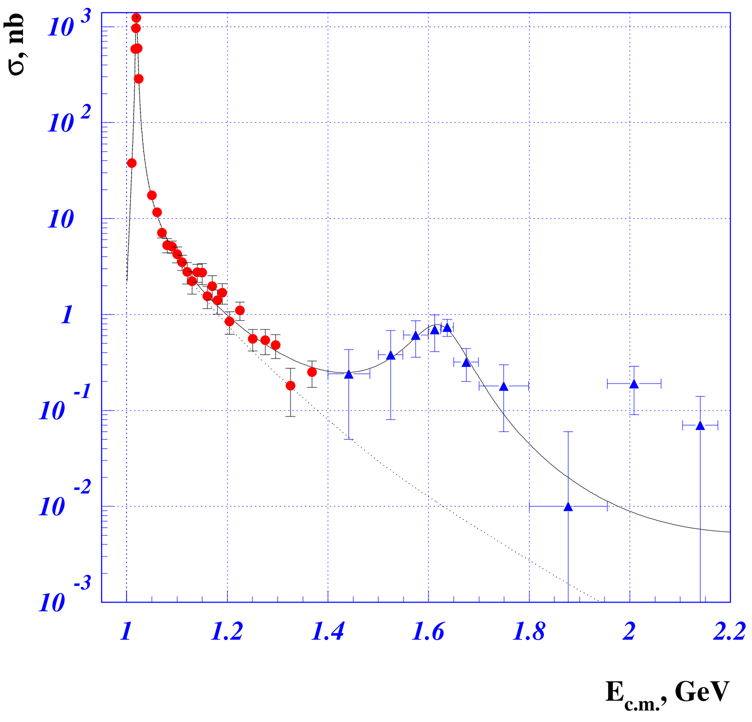


Рис. 57: Описание зависимости от энергии сечения процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ в области энергий 1.0 – 2.14 ГэВ в рамках Модели Доминантности Векторных Мезонов с вкладами $\rho(770), \omega(782), \phi(1020)$ (точечная кривая) и в Модели Доминантности Векторных Мезонов с вкладами $\rho(770), \omega(782), \phi(1020)$ и резонанса X (сплошная кривая).

пике ϕ-мезона. Были получены следующие значения:

$$\begin{aligned}\sigma_0(\phi \to K_L^0 K_S^0) &= 1376 \pm 6 \text{ нб},\\ \sigma_X^0 &= 0.78 \pm 0.23 \text{ нб},\\ M_X &= 1624 \pm 18 \text{ МэВ/c}^2,\\ \Gamma_X &= 128 \pm 40 \text{ МэВ}.\\ \delta_X &= (160 \pm 42)^o\end{aligned}$$

Аппроксимирующая кривая показана на рис. 57 сплошной линией. Для сравнения точечной линией на рис. 57 показана теоретическая кривая с вкладами только $\rho(770), \omega(782)$ и $\phi(1020)$. Видно, что добавление вклада амплитуды A_X к вкладам легких векторных мезонов приводит к лучшему описанию экспериментальных данных, чем описание на основе МДВМ с вкладами $\rho(770), \omega(782)$ и $\phi(1020)$. В [8] приводится три возможных кандидата для описания резонанса X: $\omega(1650), \phi(1680)$ и $\rho(1700)$. Однако, строгий анализ вкладов высших резонансов с определением их изотопических свойств может быть выполнен лишь при совместном исследовании процессов $e^+e^- \to K^+K^-$ и $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$. Для измерения параметров вышележащих резонансных структур необходим набор значительного объема экспериментальных данных в области энергий 2E $>$ 1.4 ГэВ. Это станет возможным после начала работы установки ВЭПП-2000, которая в настоящее время сооружается в Институте.

4.6 Анализ систематических ошибок

Суммарная систематическая ошибка измерения сечения для событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$ возрастает от 5.8% в области энергий $E_{c.m.} = 1050 - 1125$ МэВ до 9.0% в области энергий $E_{c.m.} = 1250 - 1380$ МэВ. Для событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ систематическая ошибка измерения сечения изменяется от 4.9% при $E_{c.m.} = 1050 - 1100$ МэВ до 9.6% при $E_{c.m.} = 1270 - 1380$ МэВ. Основной вклад в величину систематической ошибки дают систематическая неопределенность вычитания фона и систематическая неопределенность, связанная с выбором критериев отбора (5.1 – 8.6% для событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$ и 4.0 – 9.2% для событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ соответственно). Систематическая ошибка измерения сечения, связанная с радиационными поправками, зависит от энергетической точки и была квадратично добавлена к величине статистической ошибки соответствующего сечения. Суммарный вклад остальных факторов составляет 2.8% и складывается из

- систематической ошибки в величине светимости — 2%;
- систематической неопределенности определения эффективности регистрации — 1.9%.

Подробно методика оценки каждого из вкладов в систематическую ошибку измерения сечения обсуждается в соответствующих главах настоящей диссертации.

Глава 5
Обсуждение результатов

5.1 Результаты по измерению параметров ϕ-мезона.

Масса, полная ширина ϕ-мезона и значение сечения в пике $\sigma_0(\phi \to K_L^0 K_S^0)$ измерялись во многих экспериментах. На рисунке 58 приведены результаты измерения сечения в пике $\sigma_0(\phi \to K_L^0 K_S^0)$, полученные в настоящей работе и в других экспериментах на встречных пучках. Штрихованная область демонстрирует мировое среднее значение, рассчитанное согласно формуле:

$$\sigma_0 = 12\pi \cdot \frac{B(\phi \to e^+e^-) \cdot B(\phi \to K_L^0 K_S^0)}{m_\phi^2},$$

где $B(\phi \to e^+e^-)$ — относительная вероятность распада ϕ-мезона на электрон-позитронную пару [8], $B(\phi \to K_L^0 K_S^0)$ — относительная вероятность распада ϕ-мезона на пару нейтральных каонов [8], m_ϕ — среднемировое значение массы ϕ-мезона.

Видно, что значение сечения в пике, полученное в данной работе является самым точным и согласуется с результатами других экспериментов и с мировым средним.

На рисунке 59 приведены результаты наиболее точных измерений массы ϕ-мезона. Штрихованная полоса отражает текущее мировое среднее значение массы. Выше горизонтальной черты на рисунке приведены результаты данной работы и измерение группы СНД [32], которые не вошли в расчет среднемирового значения. Видно, что величина массы ϕ-мезона, полученная в настоящем эксперименте, хорошо согласуется с результатами работ, выполненных на e^+e^- пучках, являясь самой точной. Отклонение измерения "CMD2 01" от мирового среднего составляет две экспериментальных ошибки. Этот факт, по-видимому, связан с тем, что в значении массы, полученном в эксперименте "SPEC 86" [26] и который определяет мировое среднее, учтены лишь статистические ошибки, а систематические ошибки не оценивались. Анализ систематических эффектов в работе [26], вероятно, увеличил бы ошибку определения массы ϕ-мезона и повысил бы достоверность результата.

На рисунке 60 приведены результаты наиболее точных измерений полной ширины ϕ-мезона. Штрихованная область демонстрирует текущее мировое среднее значение ширины. Выше горизонтальной черты на рисунке показаны результаты настоящей работы и измерение группы СНД [32], которые не вошли в расчет мирового среднего. Экспериментальная ситуация в данном случае та же, что и при измерении массы ϕ-мезона. Мировое среднее значение ширины определяется результатом работы [26], который, ввиду отсутствия анализа систематических ошибок, может быть

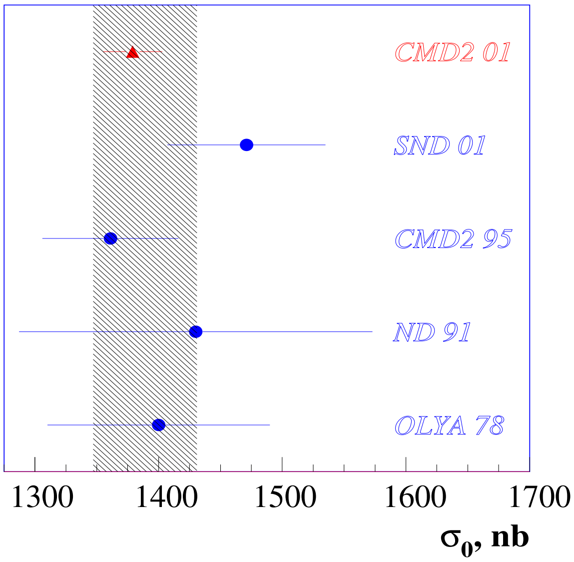
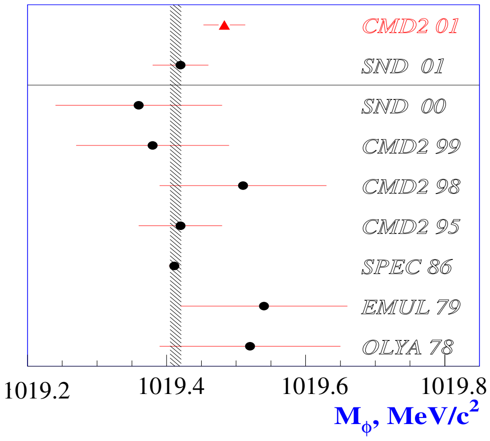


Рис. 58: Сводка результатов по измерению сечения в пике ϕ-мезона $\sigma_0(\phi \to K_L^0 K_S^0)$. Штрихованная область отражает мировое среднее значение.



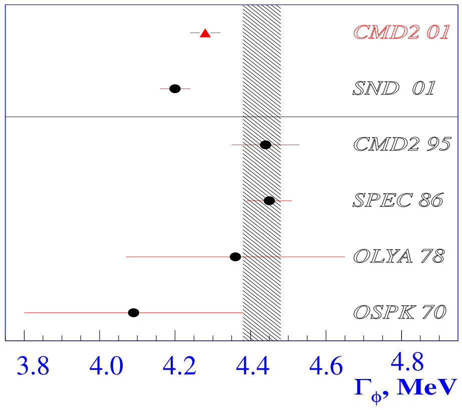


Рис. 59: Сводка наиболее точных результатов по измерению массы ϕ-мезона. Штрихованная область демонстрирует мировое среднее значение из [8]. Результаты выше горизонтальной линии не вошли в расчет мирового среднего.

Рис. 60: Сводка наиболее точных результатов по измерению полной ширины ϕ-мезона. Штрихованная область отражает мировое среднее значение из [8]. Результаты выше горизонтальной линии не вошли в расчет мирового среднего.

подвергнут сомнению. Поэтому, согласие значения полной ширины ϕ-мезона со всеми предыдущими измерениями этой величины на встречных пучках является более важным фактом, чем отличие результата данной работы от мирового среднего.

5.2 Результаты по измерению сечения процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ в области энергий 2E = 1.05 – 1.38 ГэВ.

Исследования сечения $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ выше ϕ-мезона, выполненные ранее в работах [15, 16, 19], были основаны на небольших объемах экспериментальных данных. Эксперимент, описанный в [15], было проведен с детектором DM1 на коллайдере DCI. На основе интеграла светимости ~ 1500 нб$^{-1}$ было измерено сечение процесса $e^+e^- \to K_S^0 K_L^0$ в области энергий 1.4 – 2.2 ГэВ. Всего в эксперименте наблюдалось 58 экспериментальных событий. В эксперименте [16], выполненном с детектором ОЛЯ на ВЭПП-2М, сечение процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ было измерено в области энергий от 1.06 ГэВ до 1.4 ГэВ. Ввиду малой статистики, данная область была разбита на 4 диапазона. Всего было зарегистрировано 18 событий процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$. Интеграл светимости составил около 700 нб$^{-1}$. В работе [19] сечение рождения пар нейтральных каонов в области энергий 1.09 – 1.35 ГэВ измерялось с детектором КМД на коллайдере ВЭПП-2М. В анализе данных использовался интеграл светимости чуть меньше 200 нб$^{-1}$. Наблюдалось 10 событий рождения пары нейтральных каонов.

Систематическая ошибка измерения сечения в работах, упомянутых выше, составляет около 20%.

Значительный прогресс в изучении процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ был достигнут в результате экспериментов с детекторами КМД-2 и СНД на установке ВЭПП-2М. Работа [31], выполненная на детекторе СНД, была основана на интеграле светимости 6300 нб$^{-1}$. Было зарегистрировано 1494 события $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$. Измерение сечения рождения пары нейтральных каонов было выполнено в области энергий 2E = 1.04 – 1.38 ГэВ. Систематическая ошибка определения сечения в эксперименте с детектором СНД составила 10% в области энергий 2E $\approx$ 1.04 ГэВ и 15% в области энергий 2E около 1.38 ГэВ.

На рисунке 61 представлены результаты измерения сечения процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ в области энергий 1.0 – 2.2 ГэВ, полученные в вышеупомянутых экспериментах [16](незаполненные ромбы),[15] (заполненные треугольники),[31](заполненные квадраты), а также в настоящей работе (заполненные точки). Кривая на рисунке иллюстрирует предсказание Модели Доминантности Векторных Мезонов с вкладами ρ, ω и ϕ мезонов. Как видно из рисунка, результаты настоящего эксперимента хорошо согласуются с измерениями групп детекторов СНД и ОЛЯ и с результатами, полученными на детекторе DM1. Систематическая точность измерения сечения, достигнутая в данной работе, является в настоящее время самой высокой.

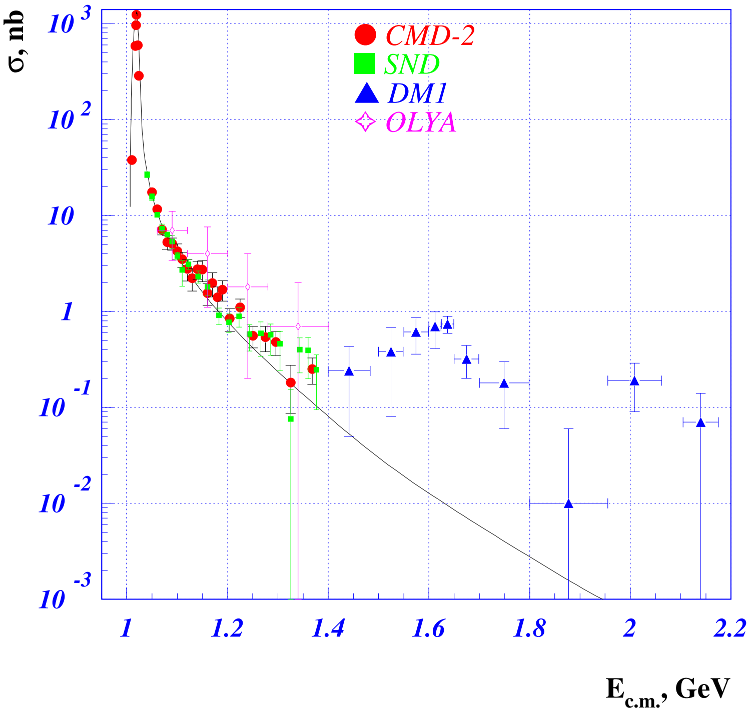


Рис. 61: Результаты измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$, полученные различными экспериментальными группами. Кривая соответствует вкладам от $\rho(770), \omega(782), \phi(1020)$ мезонов.

Заключение

Наиболее существенные результаты настоящей работы состоят в следующем:

1. Разработана процедура OFFLINE калибровки дрейфовой камеры детектора КМД-2 в $R-\varphi$ плоскости, с помощью которой было получено импульсное разрешение $\sigma_p/p = 3.4\%$ для частиц с импульсом 500 МэВ/с и разрешение по азимутальному углу расколинеарности $\sigma_{\Delta\phi} < 0.007$ рад. Также было достигнуто пространственное разрешение в $R-\varphi$ плоскости $\sigma_R = 180$ мкм.

2. На основе анализа около 270000 событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ в области энергий в системе центра масс 1.0 –1.04 ГэВ были измерены параметры ϕ-мезона в канале $\phi \to K_L^0 K_S^0$:

$$\begin{aligned} B(\phi \to e^+e^-)B(\phi \to K_L^0 K_S^0) &= (0.975 \pm 0.004 \pm 0.017) \cdot 10^{-4}, \\ M_\phi &= (1019.483 \pm 0.011 \pm 0.025) \text{ МэВ/с}^2, \\ \Gamma_\phi &= 4.280 \pm 0.033 \pm 0.025 \text{ МэВ} \end{aligned}$$

и сечение в пике:

$$\sigma_0(\phi \to K_L^0 K_S^0) = (1376 \pm 6 \pm 23) \text{ нб.}$$

По значению параметра $B(\phi \to e^+e^-)B(\phi \to K_L^0 K_S^0)$ можно вычислить относительную вероятность распада $\phi \to e^+e^-$, привлекая величину $B(\phi \to K_L^0 K_S^0) = 0.338 \pm 0.006$ из таблиц:

$$B(\phi \to e^+e^-) = (2.88 \pm 0.01 \pm 0.07) \cdot 10^{-4},$$

или наоборот, вычислить значение $B(\phi \to K_L^0 K_S^0)$, взяв из таблиц $B(\phi \to e^+e^-) = (2.91 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$:

$$B(\phi \to K_L^0 K_S^0) = (0.335 \pm 0.001 \pm 0.010).$$

3. Сечение процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ было измерено в области энергий 2E = 1050 – 1380 МэВ в системе центра масс. Показано, что зависимость сечения этого процесса от энергии в области энергий 2E> 1300 МэВ не описывается в рамках Модели Доминантности Векторных Мезонов с вкладами ρ, ω, ϕ мезонов. Систематическая ошибка измерения сечения составила около 5% в области энергий вблизи ϕ-мезона и около 10% при максимальной энергии ВЭПП-2М. Данная систематическая точность является самой высокой, достигнутой в экспериментах на встречных пучках.

4. Разработана и применена в обработке данных методика определения эффективностей реконструкции и триггера на основе реальных событий из физических заходов.

5. Разработан генератор процесса $e^+e^- \to \phi(1020)(\gamma) \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$, в котором радиационный фотон испускается в направлении начальных частиц.

Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались в ведущих российских и международных центрах по физике высоких энергий таких как Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН (Новосибирск), Объединенный Институт Ядерных Исследований (Дубна), Стэнфордском Ускорительном Центре (Стэнфорд, США), Брукхейвенской Национальной Лаборатории (США), Национальном Институте по Ядерной Физике во Фраскатти (Италия) и многих других.

В заключение автор хотел бы поблагодарить своего научного руководителя Е.П. Солодова, без постоянного внимания, поддержки и, порой, полноценного участия которого, эта работа не могла быть выполнена.

Трудно переоценить тот вклад в воспитание меня как физика, который внес Л.М. Барков. И мне приятно выразить Л.М. Баркову свою глубокую признательность.

Самые теплые слова благодарности хотелось бы сказать в адрес Б.И. Хазина, чье внимание и интерес к моей деятельности я чувствую на протяжении всей своей работы в Институте.

Хотелось бы выразить искреннюю признательность людям, которые были моими чуткими и благожелательными наставниками в экспериментальной физике — С.И. Эйдельману, А.Е. Бондарю, Б.А. Щварцу, Г.В. Федотовичу, Н.М. Рыскулову, А.А. Гребенюку, А.С. Кузьмину, Л.М. Курдадзе и др.

Я благодарен моим коллегам, без многолетнего взаимодействия с которыми эта работа не могла бы быть выполнена: И.Б. Логашенко, Д.В. Черняку, В.А. Моничу, А.В. Максимову, Т.А. Пурлац, Э.В. Анашкину, Н.И. Рооту, Д.Н. Григорьеву, Р.Р. Ахметшину, А.И. Суханову, Н.И. Габышеву, С.И. Редину, С.Г.Звереву, П.Ю. Степанову, А.А. Рубану, Ю.В. Юдину и др.

Я хотел бы выразить мою признательность моим более молодым коллегам: К.Ю. Михайлову, П.П. Кроковному А.Л. Сибиданову, А.С. Попову, Д.А. Горбачеву, Ф.В. Игнатову, С.В. Карпову, В.Ф. Казанину, А.В. Брагину, А.С. Зайцеву и др.

Огромная благодарность лаборантам и инженерам — И.Г. Снопкову, В.С. Охапкину, В.Ш. Банзарову, В.С. Мельникову, Э.Э. Мархелю, В.М. Борейко, В.М. Титову, Д.В. Петроченко — за самоотверженную работу по запуску, отладке и поддержанию качественной работы детектора.

Моя искренняя благодарность коллегам из группы СНД, дискуссии и обсуждения с которыми трудно переоценить: Д.А. Букину, М.Н. Ачасову и др.

Особая благодарность профессору Д.А. Томпсон из Питтсбургского Университета, США, поддержка и участие которой во многих случаях были определяющими.

Я хочу поблагодарить коллектив комплекса ВЭПП-2М за плодотворное сотрудничество.

Я признателен всем другим участникам коллаборации КМД-2, принимавшим участие в эксперименте. Выражаю огромную благодарность дирекции Института за обеспечение и поддержку всего эксперимента.

Я хочу сказать слова благодарности моим родителям А.Н. Лукину и А.А. Лукиной за огромную моральную поддержку, которую они оказывали мне.

И, наконец, я хочу выразить огромную благодарность и признательность моей жене Анне за ее невероятное терпение и всестороннюю поддержку, без которых эта диссертация вряд ли вообще была бы написана.

A Пакет программ первичного моделирования событий $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$

Процедуру моделирования события можно условно разделить на два последовательных шага:

1. Моделирование испускания радиационного фотона.
2. Моделирование рождения пары $K_L^0 K_S^0$

Последующие распады нейтральных каонов и прохождение частиц через детектор моделируется разработанной в коллаборации КМД-2 программой CMD2SIM [58] на основе пакета программ GEANT [54]

Первый этап включает в себя вычисление сечения $\tilde{\sigma}(s)$ процесса $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0(\gamma)$, определение радиационной поправки $\delta = \tilde{\sigma}(s)/\sigma(s) - 1.0$ и определение энергии, унесенной радиационным фотоном, в соответствии с величиной сечения $\tilde{\sigma}(s)$.

На втором этапе определяется скорость движения системы центра масс относительно лабораторной после испускания начальными частицами фотона вдоль направления начальных пучков, рождение пары $K_L^0 K_S^0$ в системе центра масс и пересчет характеристик частиц (энергий и компонент импульсов) в лабораторную систему согласно преобразованиям Лоренца.

Вычисление сечения $\tilde{\sigma}(s)$ выполнялось по формуле из работы [69]:

$$\tilde{\sigma}(s) = \iint \sigma(s(1-x_1)(1-x_2))\mathcal{D}(x_1)\mathcal{D}(x_2)dx_1dx_2,$$

где $\sigma(s)$ — теоретическое борновское сечение, s — квадрат энергии в системе центра масс, $\mathcal{D}(x_1)$ — вероятность испускания электроном фотона, уносящего долю энергии x_1 от энергии пучка, $\mathcal{D}(x_2)$ — вероятность испускания позитроном фотона, уносящего долю энергии x_2 от энергии пучка. Интегрирование по переменным x_1, x_2 выполняется от $x = 0$ до некоторого максимального значения x_{max}, определяемого обычно условиями эксперимента.

Вычисление выполнялось методом Монте-Карло. Функция $\mathcal{D}(x)$ имеет особенность в точке $x = 0$ вида $\mathcal{D} \sim 1/x$, что приводит к расходимости интеграла. В данной ситуации поступают следующим образом: от точки $x = 0$ отступают на расстояние Δ ($\Delta \sim 10^{-5}$), а из функции $\mathcal{D}(x)$ выделяют множитель, содержащий расходящийся член и розыгрыш случайных чисел (величин энергий радиационных фотонов) при интегрировании ведут по закону $1/x$.

Сечение $\tilde{\sigma}(s)$ может быть представлено в виде суммы четырех сечений в соответствии с четырьмя областями изменения переменных x_1, x_2. Каждая из областей имеет свой физический смысл:

- **Область I**, $0 < x_{1,2} < \Delta$, соответствует событию в котором был испущен фотон с энергией меньше чем Δ или фотон вообще не испускался ("упругое" событие, сечение σ_I)

- **Область II**, $0 < x_1 < \Delta, \Delta < x_2 < X_{2\ max}$. Фотон был испущен начальным электроном (сечение σ_{II}).

- **Область III**, $\Delta < x_1 < X_{1\ max}, 0 < x_2 < \Delta$. Фотон был испущен начальным позитроном (сечение σ_{III}).

- **Область IV**, $\Delta < x_1 < X_{1\ max}, \Delta < x_2 < X_{2\ max}$. Фотоны были испущены начальным электроном и начальным позитроном (сечение σ_{IV}).

Интеграл по области I может быть вычислен аналитически, интегралы по областям II–IV берутся численно методом Монте-Карло.

После того как определена энергия радиационного фотона, в системе центра масс моделируется рождение пары нейтральных каонов. Полученные в результате этого значения импульсов и углов K_L^0 и K_S^0 мезонов с помощью преобразований Лоренца пересчитываются в лабораторную систему и передаются в программу CMD2SIM [58] для моделирования распада $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ и проведения частиц через детектор.

Литература

1. Р.Фейнман, Взаимодействие фотонов с адронами, Москва, Мир, 1975, с.117.
2. T.Kinoshita, B.Niẑić, Y.Okamoto, Hadronic contributions to the anomalous magnetic moment of the muon., Phys. Rev. **v.D31**, 1985, p.2108.
3. J.E.Augustin, J.C.Bizot, J.Buon *et al.,* Study of phi-meson production with the Orsay electron-positron colliding beams., Phys. Lett. **v.B28**, 1969, p.517.
4. A.Gordier, B.Delcort, P.Eschstruth *et al.,* Characteristics and performance of the Orsay magnetic detector DM-1., Nucl. Instr. and Meth. **v.133**, 1976, p.237.
5. Г.И.Будкер. Ускорители со встречными пучками частиц., Успехи Физических Наук **т.89**, 4, 1966, с.533.
6. V.E.Balakin, G.I.Budker, E.V.Pakhtusova *et al.,* Investigation of the ϕ meson resonance by electron-positron colliding beams., Phys. Lett. **v.B34**, 1971, p.328.
7. M.Aguilar-Benitez, S.U.Chung, R.L.Eisner *et al.,* Study of non-strange mesons produced in K^-p interactions at 3.9 and 4.6 GeV/c., Phys. Rev. **v.D6**, 1972, p.29.
8. D.E.Groom, M.Aguilar-Benitez, C.Amsler *et al.,* Review of Particle Physics., Eur. Phys. J., **v.C15**, 2000, p.7.
9. J.Ballam, G.B.Chadwick, Y.Eisenberg *et al.,* Vector meson production by polarized photons at 2.8, 4.7 and 9.3 GeV., Phys. Rev. **v.D7**, 1973, p.3150.
10. H.J.Besch, G.Hartmann, R.Kose *et al.,* Photoproduction of ϕ mesons on protons at 2.0 GeV., Nucl. Phys. **v.B70**, 1974, p.257.
11. A.N.Skrinsky, VEPP-2M status and prospects and ϕ-factory project at Novosibirsk., Proc. of Workshop on physics and detectors for DAΦNE'95, Frascati, April 4-7, 1995. — INFN — Laboratori Nazionali di Frascati, 1995. — Frascati physics series. — Vol.IV. — p.3.
12. В.М.Аульченко *и др.,* Материалы семинара по обработке физической информации. Ереван, 1976, с.88.
13. А.Д.Букин, Л.М.Курдадзе, С.И.Середняков *и др.,* ϕ-мезон: прецизионное измерение массы, наблюдение $\omega - \phi$ интерференции., Ядерная физика **т.27**, вып.4, 1978, с.976.
14. А.Д.Букин, Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко *и др.,* Метод абсолютной калибровки энергии пучков в накопителе. Измерение массы ϕ мезона., Труды 5-го Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варшава, 1975, с.138.
15. F.Mane, D.Biselo, J.C.Bizot *et al.,* Study of the reaction $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ in the energy range 1.4 – 2.2 GeV and interpretation of the K^+ and K^0 form factors., Phys. Lett

v.B99, 1981, p.261, и

F.Mane, D.Biselo, J.C.Bizot *et al.,* Study of the reaction $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ in the energy range 1.4 – 2.2 GeV and interpretation of the K^+ and K^0 form factors., Preprint **LAL/80-37**, 1980.

16. П.М.Иванов, Л.М.Курдадзе, М.Ю.Лельчук *и др.,* Измерение формфактора нейтрального каона в области энергии от 1.06 до 1.4 ГэВ., Препринт ИЯФ **82-50**, Новосибирск, 1982.
17. T.A.Armstrong, M.Baubillier, W.Beusch *et al.,* Search for new $s\bar{s}$ states in K^- induced K^+K^- system., Nucl. Phys. **v.B224**, 1983, p.193.
18. T.A.Armstrong, I.J.Bloodworth, A.Burns *et al.,* Spin-Parity analysis of the E meson centrally produced in the reactions $\pi^+p \to \pi^+(K_1^0, K^\pm K^\mp)p$ and $pp \to p(K_1^0 K^\pm \pi^\mp)p$ at 85 GeV/c., Phys. Lett. **v.B146**, 1984, p.273.
19. Е.П.Солодов, Изучение адронных реакций при энергиях встречных электрон-позитронных пучков $2E = 1.09 - -1.35$ ГэВ с помощью криогенного магнитного детектора., Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 1984.
20. Л.М.Барков, В.Б.Барышев, Г.А.Блинов *и др.,* Криогенный магнитный детектор для экспериментов на ВЭПП-2М., Препринт ИЯФ **76-121**, Новосибирск, 1976.
21. В.М.Аульченко, А.Д.Букин, В.Б.Голубев *и др.,* Нейтральный детектор., Препринт ИЯФ **82-142**, Новосибирск, 1982.
22. S.I.Dolinsky, V.P.Druzhinin, M.S.Dubrovin *et al.,* Summary of experiments with the neutral detector at the e^+e^- storage ring VEPP-2M., Phyics Reports **v.202**, 1991, p.99.
23. T.A.Armstrong, I.J.Bloodworth, J.N.Carney *et al.,* Observation of double ϕ meson production in the central region for the reactions $\pi^+p \to \pi^+(K^+K^+K^-K^-)p$ and $pp \to p(K^+K^+K^-K^-)p$ at 85 GeV/c., Phys. Lett. **v.B166**, 1986, p.245.
24. M.Atkinson, T.J.Axon, D.Barberis *et al.,* Inclusive photoproduction of ϕ, $K^*(890)$ and $K^*(1420)$ in photon energy range 20 to 70 GeV., Z. Phys. **v.C30**, 1986, p.521.
25. D.Frame, I.S.Hughes, J.G.Lynch *et al.,* A spin-parity analysis of the ϕK^+ system produced in the reaction $K^+p \to \phi K^+p$, $\phi \to K^+K^-$ at 13 GeV/c., Nucl. Phys. **v.B276**, 1986, p.667.
26. H.Dijkstra, R.Bailey, E.Belau *et al.,* High Statistics Inclusive ϕ Meson Production at SPS Energies., Z. Phys. **v.C31**, 1986, p.375.
27. Г.А.Аксенов, В.М.Аульченко, Л.М.Барков *и др.,* Проект детектора КМД-2 для ВЭПП-2М., Препринт ИЯФ **85-118**, Новосибирск, 1985.
28. M.N.Achasov, V.M.Aulchenko, S.E.Baru *et al.,* Spherical neutral detector for

VEPP-2M collider., Nucl. Instr. and Meth. **v.A449**, 2000, p.125.

29. R.R.Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V.Anashkin *et al.,* Measurement of ϕ meson parameters with CMD-2 detector at VEPP-2M collider., Preprint Budker INP **95-35**, Novosibirsk, 1995.
30. D.Barberis, W.Beusch, F.G.Binon *et al.,* A study of centrally produced $\phi\phi$ system in pp interactions at 450 GeV/c., Phys. Lett. **v.B432**, 1998, p.436.
31. M.N.Achasov, S.E.Baru, K.I.Beloborodov *et al.,* The process $e^+e^- \to K_S K_L$ in the energy range $2E = 1.04 - -1.38$ GeV., Proc. of Int. Workshop "e^+e^- collisions from ϕ to J/ψ", Novosibirsk, Russia, March, 1 – 5, 1999, p.196.
32. M.N.Achasov, K.I.Beloborodov, A.V.Berdyugin *et al.,* Measurement of the parameters of the $\phi(1020)$ reseonance through the studies of the processes $e^+e^- \to K^+K^-, K_S K_L, \pi^+\pi^-\pi^0$., Phys. Rev. **v.D63**, 2001, p. 072002.
33. R.R.Akhmetshin, E.V.Anashkin,...,P.A.Lukin *et al.,* Measurement of ϕ meson parameters in $K_L^0 K_S^0$ decay mode with CMD-2., Phys. Lett. **v.B466**, 1999, p.385. и R.R.Akhmetshin, E.V.Anashkin,...,P.A.Lukin *et al.,* Erratum to:"Measurement of ϕ meson parameters in $K_L^0 K_S^0$ decay mode with CMD-2., "[Phys. Lett. **v.B466**, 1999, p.385-391]., Phys. Lett. **v.B508**, 2001, p.217.
34. R.R.Akhmetshin, G.A.Aksenov, ..., P.A.Lukin *et al.,* Recent results from CMD-2 detector at VEPP-2M., Preprint Budker INP **99-11**, Novosibirsk, 1999.
35. Э.В.Анашкин, Р.Р.Ахметшин, ..., П.А.Лукин *и др.,* Измерение сечения $e^+e^- \to K_L^0 K_S^0$ в области энергий 2E = 1.05 – 1.38 ГэВ с детектором КМД-2., Препринт ИЯФ **2001-58**, Новосибирск, 2001.
36. В.В.Анашин, И.Б.Вассерман, В.Г.Вещеревич *и др.,* Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП., Препринт ИЯФ **84-114**, Новосибирск, 1984.
37. V.V.Anashin, I.B.Vasserman, M.A.Vlasov *et al.,* The 75 kGs superconducting wiggler magnet for the electron-positron storage ring VEPP-2M., Preprint INP **84-123**, Novosibirsk, 1984.
38. E.V.Anashkin,V.M.Aulchenko, S.E.Baru *et al.,* A coordinate system of the CMD-2 detector., Nucl. Instr. and Meth. **v.A283**, 1989, p.752.
39. Ф.В.Игнатов, П.А.Лукин, А.С.Попов *и др.,* Дрейфовая камера детектора КМД-2., Препринт ИЯФ **99-64**, Новосибирск, 1999.
40. В.М.Аульченко, Б.О.Байбусинов, В.М.Титов, Информационные платы ПТ, ΔТ и Т2А системы сбора данных КЛЮКВА., Препринт ИЯФ **88-30**, Новосибирск, 1988.
41. D.V.Chernyak, D.A.Gorbachev,..., P.A.Lukin *et al.,* The performance of the drift chamber for CMD-2 detector., Nucl. Instr. and Meth. **v.A419**, 1998, p.370.

42. E.V.Anashkin, V.M.Aulchenko, V.E.Fedorenko *et al.,*Z chamber and the trigger of the CMD-2 detector., Nucl. Instr. and Meth. **v.A323**, 1992, p.178.

43. Э.В.Анашкин, А.А.Гребенюк, И.Г.Снопков, *и др.,* Z-камера детектора КМД-2, Препринт ИЯФ **99-84**, Новосибирск, 1999.

44. V.M.Aulchenko, B.O.Baibusinov, A.E.Bondar *et al.,* CMD-2 barrel calorimeter., Nucl. Instr. and Meth.,**v.A336**, 1993, p.53.

45. R.R.Akhmetshin, D.N.Grigorev, V.F.Kazanin *et al.,* The BGO endcap calorimeter with photodiode readout for the CMD-2 detector., Nucl. Instr. and. Meth., **v.A453**, 2000, p.249.

46. 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. **v.A265**, 1988, p. 137.

47. В.М.Аульченко, Г.С.Пискунов, Е.П.Солодов *и др.,* Трековый процессор для КМД-2., Препринт ИЯФ **88-43**, Новосибирск, 1988.

48. V.M.Aulchenko, S.E.Baru, G.A.Savinov *et al.,* Electronics of new detectors of the INP for colliding beam experiments., Proc. of Int. Symposium on Position Detectors in High Energy Physics, Dubna, 1988, p.371.

49. В.М.Аульченко, Б.О.Байбусинов, А.Е.Бондарь *и др.,* Электроника калориметра КМД-2., Препринт ИЯФ **92-28**, Новосибирск, 1992.

50. А.И. Суханов, Возможность регистрации нейтральных процессов детектором КМД-2., Дипломная работа, Новосибирск, 1993.

51. G.A.Aksenov, E.V.Anashkin, V.M.Aulchenko *et al.,* The CMD-2 Data Aquisition and Control System., Proc. of The Int. Conference on Computing in High Energy Physics (CHEP-92), Annecy (France), 1992.

52. Г.А.Аксенов, А.В.Кислицын, Ю.И.Мерзляков, *и др.,* Универсальный арифметический процессор АП-32., Препринт ИЯФ **89-175**, Новосибирск, 1989.

53. Блоки выполненные в стандарте КАМАК., Информационный материал., Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1985.

54. R.Brun, GEANT3 User's guide, CERN DD/EE/84-1, Geneve, 1987.

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

56. P.A.Aarnio, J.Lindgren, J.Ranft *et al.,* Fluka user's guide., Technical Report TIS-RP-190, CERN, 1990.

57. A.Fasso, A.Ferrari, J.Ranft *et al.,* A comparison of FLUKA Simulation with measurements of Fluence and Doses in Calorimeter Structures., Nucl. Instr. and Meth.

v.A332, 1993, p.459.

58. Э.В.Анашкин, А.Е.Бондарь, ..., П.А.Лукин *и др.,* Моделирование детектора КМД-2, Препринт ИЯФ **99-1**, Новосибирск, 1999.
59. The ZEBRA System., CERN Program Library Long Writeups Q100/Q101. CERN, Geneve, Switzerland, 1995.
60. П.А.Лукин, Восстановление треков заряженных частиц в ДК КМД-2., Дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1996.
61. И.Б.Логашенко, Измерение светимости для заходов ϕ-96., Меморандум КМД-2, 1998.
62. A.V.Arbuzov, E.A.Kuraev, V.A.Astakhov *et al.,* Radiative corrections for pion and kaon production at e^+e^- colliders of energies below 2 GeV., The Journal of High Energy Physics **v.10**, 1997, p.6.
63. R.R.Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V.Anashkin *et al.,* Measurement of ϕ meson parameters with CMD-2 Detector at VEPP-2M Collider., Preprint Budker INP **95-35**, Novosibirsk, 1995.
64. Rob Veenhof, Garfield, a drift chamber simulation program. User's guide, version 5.13, 30 June 1995, CERN Geneve.
65. В.Н.Иванченко, Нейтральные радиационные распады легких векторных мезонов., Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, Новосибирск, 1997.
66. А.Л.Сибиданов, Измерение сечения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ в области энергий ниже 600 МэВ., Квалификационная работа на соискание степени магистра, НГУ, Новосибирск, 2000.
67. П.П.Кроковный, Моделирование ядерных взаимодействий заряженных π мезонов и сравнение с экспериментом на детекторе КМД-2., Дипломная работа, НГУ, Новосибирск, 1998.
68. И.А.Кооп, Частное сообщение.
69. V.S.Fadin, E.A.Kuraev, On radiative corrections to e^+e^- single photon annihilation at high energy., Sov. J. of Nucl. Phys. **v.41**, 1985, p.466.
70. R.R.Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V.Anashkin *et al.,* Study of dynamics of $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ decay with CMD-2 detector., Phys. Lett. **v.B434**, 1998, p.426.
71. К.Ю.Михайлов, Частное сообщение.
72. A.Lysenko, I.Koop, A.Polunin *et al.,* Beam energy measurement and stabilization at the storage ring VEPP-2M., Nucl. Instr. and Meth. **v.A359**, 1995, p.419.