

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра физики элементарных частиц

М. Н. АЧАСОВ

ФИЗИКА НА ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ФАБРИКАХ

Учебное пособие

Новосибирск

2012

Ачасов М.Н. Физика на e^+e^- фабриках: пособие / Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2012. 137 с.

Учебное пособие соответствует части курса «Физика на e^+e^- фабриках», читаемого магистрантам физического факультета Новосибирского Государственного университета. В пособии дан обзор электрон-позитронных коллайдеров на которых в течении последних 20 лет получены основные результаты по физике частиц. Рассмотрена методика проведения коллайдерных экспериментов и измерения сечений электрон-позитронной аннигиляции. Рассмотрены теоретические модели описания сечений, вопросы измерения параметров лёгких векторных мезонов, измерения бегущей константы электромагнитного взаимодействия, поиска процессов нарушающих сохранение лептонного числа.

Рецензент д-р физ.-мат.наук, проф., главный научный сотрудник ИЯФ СО РАН
С.И. Эйдельман

Учебное пособие подготовлено в рамках реализации Программы развития НИУ-НГУ
на 2009–2018 г.г.

©Новосибирский государственный
университет, 2010

©М. Н. Ачасов, 2012

Оглавление

Введение	5
1 Ускорительные комплексы со встречными e^+e^- пучками	8
1.1 Коллайдер ВЭПП-2М	10
1.2 ϕ -фабрика DAΦNE	12
1.3 Коллайдер ВЭПП-4М.	15
1.4 $c - \tau$ и B -фабрики.	16
1.5 Коллайдер LEP – фабрика Z -бозонов.	19
2 Эксперимент на e^+e^- коллайдерах.	20
2.1 Детекторы для e^+e^- коллайдеров.	20
2.2 Сбор экспериментальных данных.	28
2.3 Обработка и анализ данных.	29
2.4 Моделирование эксперимента на e^+e^- коллайдерах.	39
2.5 Интегральная светимость	45
3 Измерение сечений процессов e^+e^- аннигиляции.	48
3.1 Метод непосредственное (прямого) измерение сечений.	48
3.2 Метод радиационного возврата.	57
4 Электрон-позитронная аннигиляция в адроны при низкой энергии.	60
4.1 Модель доминантности векторных мезонов	62

4.2	Измерение параметров $\phi(1020)$ -резонанса посредством изучения процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-, K_S K_L$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$	64
4.3	Теоретические сечения	65
4.4	Эксперимент	68
4.5	Обработка данных	69
4.5.1	Отбор событий $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$	70
4.5.2	Отбор событий $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$	74
4.5.3	Отбор событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	83
4.6	Подгонки экспериментальных данных	87
4.6.1	Подгонка сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	87
4.6.2	Подгонка сечений $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ и $K_S K_L$	89
4.6.3	Совместная подгонка сечений	91
4.7	Обсуждение результатов	95
5	Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.	103
5.1	Анализ данных	105
5.1.1	Условия отбора	107
5.1.2	Определение числа фоновых событий.	109
5.1.3	Эффективность регистрации	111
5.1.4	Измеренные сечения.	124
5.2	Обсуждение результатов.	125
6	Поиск процессов с нарушением лептонного числа.	130

Введение

Экспериментальные исследования в области физики элементарных частиц часто связаны с ускорением начальных частиц до высоких энергий, приведением их во взаимодействие друг с другом, регистрацией и изучением продуктов этого взаимодействия. В частности, такими частицами могут являться электроны и позитроны.

Метод встречных e^+e^- пучков развивается уже более 40 лет и за это время стал одним из главных экспериментальных методов изучения элементарных частиц. Процессы взаимодействия электрона и позитрона изучались в области энергии (в системе центра масс) $\sqrt{s} \approx 0.4 - 190$ ГэВ в экспериментах, проводившимся в на e^+e^- коллайдерах в CERN, DESY, KEK, SLAC, Корнелле, Новосибирске, Орсэ, Фраскати, Пекине.

Примеры диаграмм процессов взаимодействия электрона и позитрона показаны на рис.1:

- (а) процесс e^+e^- аннигиляции в пару лептон-антилептон $l = e, \mu, \tau$,
- (б) процесс e^+e^- аннигиляции в пару кварк-антикварк, которые, в результате адронизации, в конечном состоянии переходят с систему адронов, иначе говоря – процесс аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны,
- (в) процесс e^+e^- аннигиляции в два фотона,
- (г) процесс двухфотонной аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны,
- (д) процесс упругого рассеяния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$,

- (е) процесс двухфотонного рождения пары лептон-антилептон $l = e, \mu, \tau$,
- (ж) процесс двухфотонного рождения пары кварк-антикварк, которые в конечном состоянии образуют систему адронов.

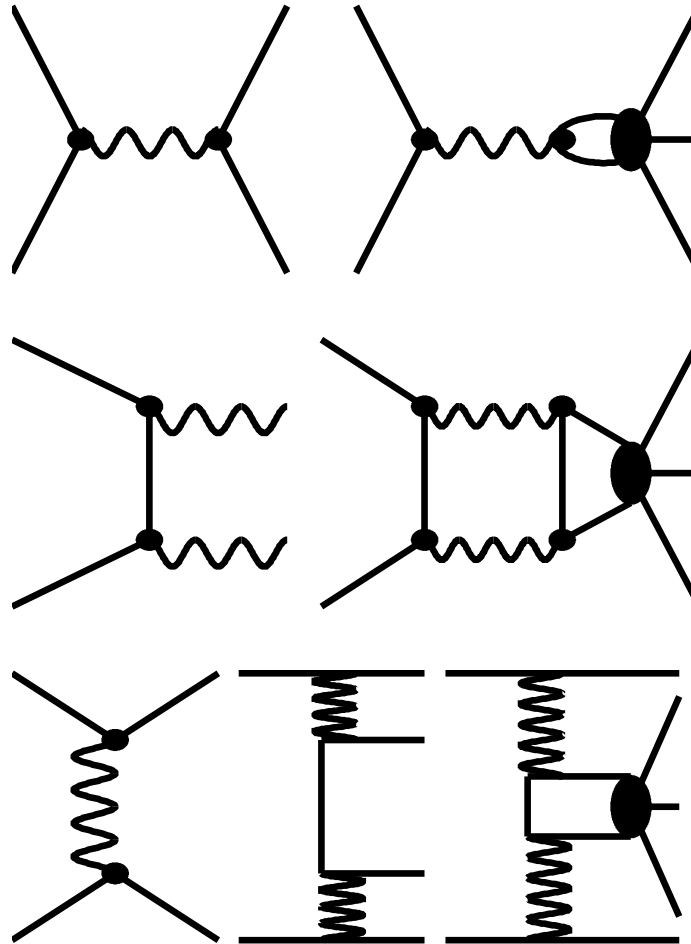


Рис. 1: Диаграммы процессов e^+e^- взаимодействия. l и q обозначают лептоны и кварки соответственно

Изучение процессов с адронами в конечном состоянии является важнейшей частью экспериментов на e^+e^- коллайдерах. При этом изучаются

как сами процессы рождения адронов, так и их распады. Основная доля результатов по изучению распадов τ -лептона также получена в e^+e^- экспериментах.

В данном курсе мы не будем рассматриваем двухфотонные процессы типа (г) и (ж), а сосредоточимся на процессах связанных с e^+e^- аннигиляцией. Значительная часть курса посвящена экспериментам в Новосибирске на коллайдерах ВЭПП-2М, ВЭПП-2000 и ВЭПП-4М.

Глава 1

Ускорительные комплексы со встречными e^+e^- пучками

Появление и развитие метода встречных пучков связано с тем, что такой подход даёт выигрыш в энергии взаимодействия по сравнению с экспериментами на неподвижной мишени. Кроме того изучить взаимодействие e^+ и e^- при высокой энергии в другой постановке эксперимента практически невозможно.

Рассмотрим кинематику процесса аннигиляции электрона и позитрона. Если позитрон с энергией E взаимодействует с покоящимся электроном, то в случае когда $E \gg m_e$ квадрат инвариантной массы равен:

$$s \simeq 2Em_e, \quad (1.1)$$

где m_e – масс электрона. Масса конечного состояния $\sqrt{(s)} \ll E$, а энергия начальной частицы переходит в энергию движения конечного состояния как целого. В случае встречного столкновения электрона и позитрона с одинаковыми энергиями E_0 :

$$s = 2E_0^2, \quad (1.2)$$

Таким образом вся энергия начальных частиц полностью идёт на образование конечного состояния. Уже для процесса аннигиляции $e^+e^- \rightarrow V$ в лёгкий векторный мезон V с массой 1 ГэВ выигрыш в энергии составляет $E/2E_0 \simeq 1000$ раз.

Экспериментально метод встречных e^+e^- пучков реализуется на ускорительно-накопительных комплексах, которые обеспечивают получение, накопление, ускорение до энергии эксперимента и столкновение пучков. В ходе эксперимента встречные пучки движутся в ускорительном кольце – коллайдере (от англ. collide – сталкиваться) и многократно пересекаются друг с другом.

Производительность коллайдера характеризуется светимостью L – коэффициентом пропорциональности между сечением процесса σ и числом событий N в единицу времени:

$$N = L\sigma \quad (1.3)$$

Для электронного и позитронного пучков, содержащих n_{e^-} и n_{e^+} частиц соответственно и сталкивающихся с частотой f , светимость равна:

$$L = f \frac{n_{e^-} n_{e^+}}{4\pi\sigma_x\sigma_z}, \quad (1.4)$$

где σ_x и σ_z – характерные поперечные размеры пучков (среднеквадратичный размер – среднеквадратичный поперечный разброс распределения частиц в пучке) в месте встречи.

Поднимать светимость можно путём увеличения числа частиц в пучках и уменьшения поперечного размера пучков в месте встречи. Возможность увеличения числа частиц в пучке ограничено действием пространственного заряда пучка и внутренним рассеянием. При столкновении пучков уменьшение их поперечных размеров приводит к росту эффектов взаимодействия частиц одного пучка с электромагнитным полем другого (эффекты встречи), которые приводят к уменьшению времени жизни пучков и возрастанию их поперечных размеров, что уменьшает светимость. При взаимодействии двух пучков (сгустков) светимость достигает около 10^{31} см⁻²с⁻¹. Дальнейшее увеличение светимости осуществляется за счёт использования многосгусткового режима, когда число электронных и пози-

Таблица 1.1: Электрон-позитронные коллайдеры.

	Энергия \sqrt{s} , ГэВ	Светимость L , $10^{30} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$	Даты экспериментов
ВЭПП-2М (ИЯФ СО РАН)	0,36 – 1,38	0,1 – 2	1974 – 2000
ВЭПП-2000 (ИЯФ СО РАН)	0,4 – 2	1 – 100	2008 –
DAΦNE (Frascati)	~ 1	150	1998 – 2008
ВЭПП-4М (ИЯФ СО РАН)	2 – 12	20	1994 –
БЕРС-II (ИФВЭ АН КНР)	2 – 4	1000	2008 –
CESR(c) (Cornell)	3 – 12	76 – 1280	1979 – 2008
PEP-II (SLAC)	$\sim 10,5$	12000	1999 – 2008
КЕК-B (КЕК)	$\sim 10,5$	17000	1999 – 2009
LEP (CERN)	80 – 200	24 – 100	1989 – 2000

тронных сгустков в коллайдере превышает 1000. В итоге светимость достигает величины $\sim 10^{34} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

В табл.1.1 перечислены e^+e^- коллайдеры на которых проводились эксперименты в течение последних двадцати лет. Рассмотрим некоторые из них.

1.1 Коллайдер ВЭПП-2М

Ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-2М (встречные электрон-позитронные пучки) работал в области энергии \sqrt{s} от 360 до 1400 МэВ и включал в себя следующие основные части (рис.1.1):

- инжектор - импульсный линейный ускоритель (ИЛУ) на энергию 3 МэВ,
- электронный синхробетатрон (Б-3М) на энергию 250 МэВ,
- промежуточный ускоритель электронов и позитронов (БЭП) на энергию до 900 МэВ,

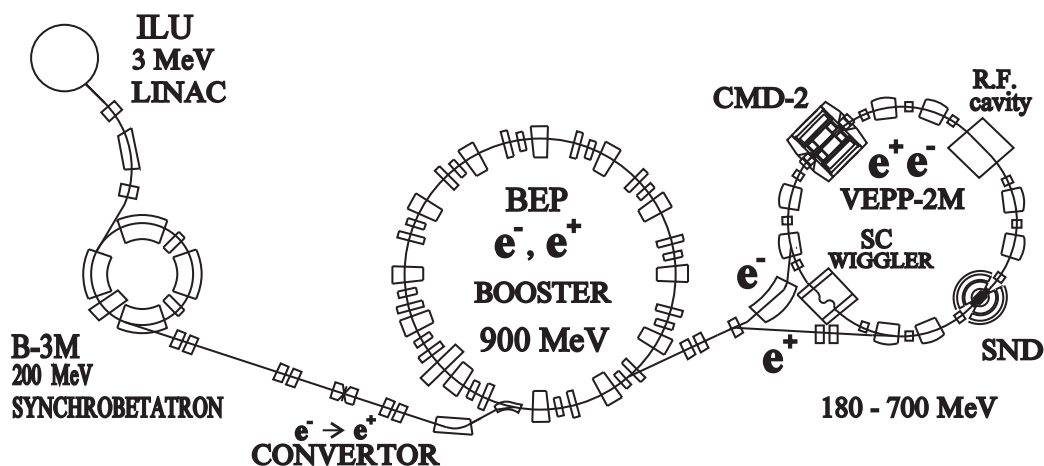


Рис. 1.1: Комплекс ВЭПП-2М.

- коллайдер ВЭПП-2М на энергию до 700 МэВ в одном пучке.

При работе комплекса электронный пучок ускорялся ИЛУ и инжектировался в Б-3М, где ускорялся до энергии 250 МэВ и направлялся в кольцо БЭП. Для формирования позитронного пучка электроны сбрасывались на вольфрамовый конвертор толщиной в одну радиационную единицу, расположенный в канале между Б-3М и БЭП. Позитроны с энергией 120 МэВ, образовавшиеся при конверсии, накапливались в БЭП. Такой цикл повторялся с частотой 1 Гц. Скорость накопления позитронов составляла $\sim 1\text{мА}/\text{мин}$. После накопления достаточного количества позитронов их энергия повышалась до энергии эксперимента, и пучок перепускался в кольцо накопителя ВЭПП-2М.

Накопление электронов происходило подобным образом. Отличие состояло в том, что конвертор выводился из канала, электроны в Б-3М ускорялись до 120 МэВ, а магнитное поле в БЭП меняло знак. Такой режим позволял вести эксперимент практически непрерывно, поддерживая циркулирующие токи электронов и позитронов на заданном уровне.

Коллайдер ВЭПП-2М состоял из восьми секций магнитной системы, четырех длинных и четырех коротких прямолинейных промежутков. Каждая секция включала в себя дипольный магнит и два дублета квадруполь-

ных линз. В коротких промежутках были установлены корректирующие линзы, впускные магниты, пластины инфлекторов, датчики положения пучка. В одном из длинных промежутков находился ускоряющий резонатор с рабочей частотой 200 МГц. В противоположном промежутке был установлен сверхпроводящий виглеровский магнит с полем 75 кГс. Его включение обеспечивало повышение светимости ВЭПП-2М за счет увеличения горизонтального эмиттенса пучка.

За время работы комплекса на нём сменилось несколько поколений детекторов. Можно без преувеличения сказать, что современные таблицы элементарных частиц в области масс ~ 1 ГэВ в значительной мере базируются на данных детекторов ВЭПП-2М. В период с 1995 по 2000 гг. на коллайдере были проведены эксперименты с криогенным магнитным детектором (КМД-2) и сферическим нейтральным детектором. Детекторы вели одновременный набор экспериментальных данных. Полный интеграл светимости на каждый из них составил около 30 пб^{-1} .

В 2000 г. на месте коллайдера ВЭПП-2М началось создание нового коллайдера ВЭПП-2000 с энергетической областью \sqrt{s} до 2 ГэВ и светимостью до $10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и модернизация детекторов СНД и КМД-2. Повышение светимости установки обеспечивается применением концепции круглых пучков. Для фокусировки пучков в местах встречи и создании круглых пучков использованы сверхпроводящие солленоиды. Новая установка начала работу в 2008 г. К 2012 году в области энергии $\sqrt{s} = 1 - 2$ ГэВ на каждом детекторе был набран интеграл светимости 25 пб^{-1} .

1.2 ϕ -фабрика DAΦNE

ϕ -фабрика DAΦNE (Double Anular Φ -factory for Nice Experiments) создавалась для изучения CP -нарушения в распадах каонов, которые рождаются в распаде $\phi \rightarrow K\bar{K}$. Машина была оптимизирована для работы в области

энергия рождения резонанса $\phi(1020)$.

Ускорительный комплекс DAΦNE (рис.1.2) включает в себя:

- Линейный ускоритель (ЛУ) длиной 60 м. Источником электронов для ЛУ является триодная пушка, которая выдаёт 10 А тока электронов с энергией 120 кэВ. Пучок ускоряется до энергии 250 МэВ в первых пяти секциях ЛУ, фокусируется до радиуса 1 мм и сбрасывается на конвертор для получения позитронов. Позитроны собираются, отделяются от электронов и далее могут быть ускорены до энергии 550 МэВ. При работе в “электронной” моде конвертор убирается и электроны могут быть ускорены до 800 МэВ.
- Аккумулятор – накопительное кольцо на энергию около 510 МэВ. Аккумулятор позволяет уменьшить потерю части при их впуске в кольца коллайдера, охлаждает пучок за счёт радиационного затухания, в результате эмиттанс и энергетический разброс принимают значения соответствующие параметрам пучка в основных кольцах.
- Два кольца коллайдера для электронов и позитронов, которые имеют общую вакуумную камеру в двух местах встречи пучков. Угол пересечения пучков в месте встречи составляет 25 мрад. Отдельные кольца для электронов и позитронов необходимы для обеспечения многосгусткового режима работы коллайдера. В местах встречи пучков расположены детекторы KLOE и FINUDA.

Инжекция пучков в коллайдер осуществляется следующим образом:

1. Позитроны ускоряются в ЛУ до энергии эксперимента;
2. Позитроны впускаются в аккумулятор и там накапливаются до достижения необходимой величины тока;
3. Накопленный позитронный пучок охлаждается в аккумуляторе

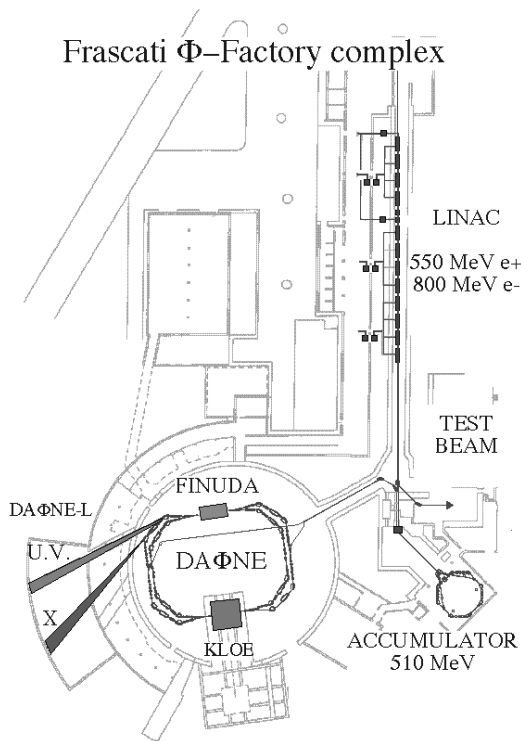


Рис. 1.2: Ускорительный комплекс DAΦNE.

4. Сгусток позитронов выводится из аккумулятора и инжектируется в основное позитронное кольцо;
5. Последовательность повторяется до накопления необходимого количества сгустков в основном кольце;
6. Включается разведение пучков в местах встречи;
7. Выводится конвертор и вся последовательность действий повторяется для электронов;
8. Выключается разведение пучков и коллайдер начинает работать в режиме столкновений.

В период 2001 – 5005 гг. в экспериментах с детектором KLOE на ϕ -фабрике был набран интеграл светимости $2,5 \text{ фб}^{-1}$.

1.3 Коллайдер ВЭПП-4М.

На ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-4М (рис.1.3) можно проводить эксперименты в области энергии \sqrt{s} от 2 до 12 ГэВ. Комплекс включает в себя следующие основные части:

- Инжектор “ПОЗИТРОН” в котором позитроны получают путем конверсии электронов, ускоренных в ЛУ до энергии 50 МэВ, с последующим ускорением позитронов в синхротроне Б-4 до энергии 350 МэВ;
- Накопитель ВЭПП-3 на энергию до 2 ГэВ, который является бустером для коллайдера ВЭПП-4М;
- Коллайдер ВЭПП-4М

Во время работы комплекса электроны с энергией 100 кэВ инжектируются пушкой и ускоряются в ЛУ до энергии 50 МэВ. В блоке конверсии электроны фокусируются на вольфрамовый конвертор толщиной 3.5 мм, а полученные позитроны при энергии 7 МэВ направляются через систему транспортировки в синхротрон Б-4, где ускоряются до энергии 350 МэВ. При энергии 350 МэВ частицы через электронно-оптический канал переводятся в накопитель ВЭПП-3, который является бустером накопителя ВЭПП-4. После накопления пучок ускоряется в ВЭПП-3 до необходимой энергии и перепускается в ВЭПП-4М. Здесь, если необходимо, пучок ускоряется до энергии эксперимента. Накопление электронов производится подобным образом, только конвертор выводится из области прохождения пучка, а электроны в ЛУ разгоняются до 7 МэВ для последующего ускорения в синхротроне. Также изменяется направление управляющих и ускоряющих полей.

С 2002 г. на коллайдере ВЭПП-4М проводятся эксперименты с детектором КЕДР. К 2012 году детектором был набран полный интеграл светимости 34 пб^{-1} .

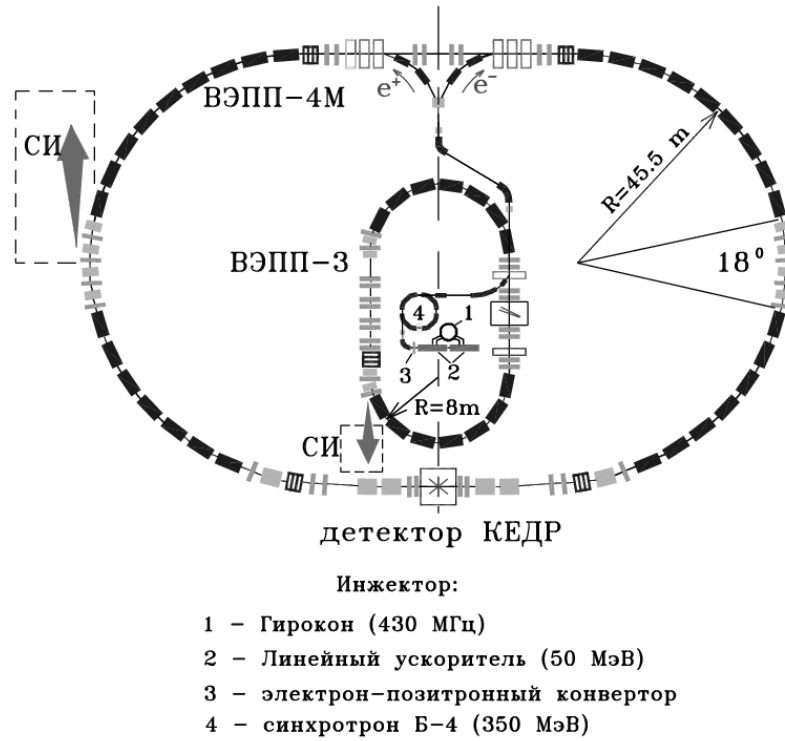


Рис. 1.3: Комплекс ВЭПП-4М.

1.4 $c - \tau$ и B -фабрики.

Целью экспериментов с детектором BESIII (Beijing spectrometer) на $c - \tau$ фабрике BEPC-II (Beijing electron-positron collider) является изучение свойств $c\bar{c}$ состояний, распадов D -мезонов, τ -лептона и спектроскопии лёгких адронов. Коллайдер BEPC-II (рис.1.4) состоит из двух электронного и позитронного колец длиной $\simeq 238$ м на энергию $\sqrt{s} = 2 - 4$ ГэВ с проектной пиковой светимостью до 10^{33} $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ при энергии пучка 1,89 ГэВ. Пучки сталкиваются в месте встречи под углом 11 мрад. Максимальный ток в каждом кольце $\simeq 0,9$ А. Электроны и позитроны инжектируются в BEPC-II из ЛУ длиной 202 м. Максимальная энергия инжектируемых частиц 1,89 ГэВ, скорость инжекции позитронов 50 мА/мин. Набор данных на BEPC-II начался в 2009 г. К 2012 г. набран интеграл светимости ~ 4 fb^{-1} .

Первостепенной задачей B -фабрик BEPC-II и KEKB являлась наблюде-



Рис. 1.4: Ускорительный комплекс ВЕРС-II.

ние и изучение CP -нарушения в распадах B -мезонов. С этой целью светимость установок была оптимизирована на энергию рождения резонанса $\Upsilon(4s)$, который в основном распадается в пару $B\bar{B}$. Устройство обоих комплексов (рис.1.5 и 1.6) во многом схоже. Коллайдер РЕР-II (КЕКВ) состоит из двух накопительных колец на энергию электронов 9 ГэВ (8 ГэВ) и позитронов 3,1 ГэВ (3,5 ГэВ). Асимметричные пучки необходимы, чтобы $B\bar{B}$ пара имела продольный импульс, что позволяет измерить разность времени между распадами B -мезонов в одном событии. Инжекция пучков производится на энергии эксперимент из ЛУ. За время экспериментов с детектором ВаВаг на B -фабрике РЕР-II был набран полный интеграл светимости $\simeq 470 \text{ фб}^{-1}$, а с детектором Belle на КЕКВ интеграл составил 1000 фб^{-1} .

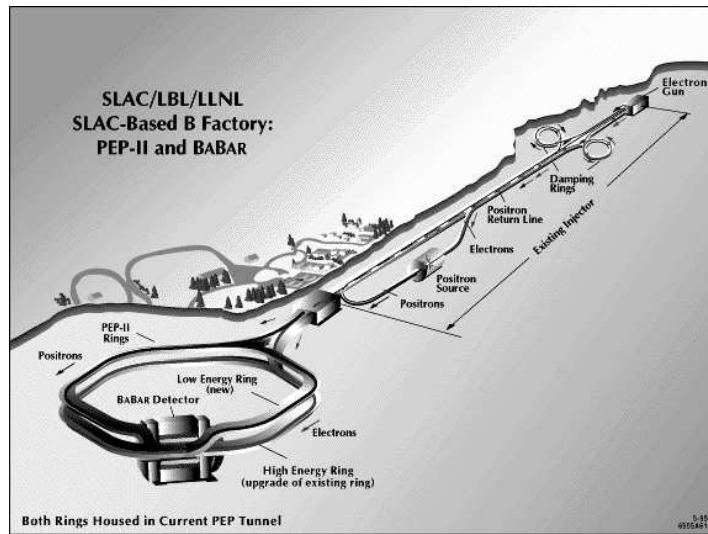


Рис. 1.5: Ускорительный комплекс PEP-II.



Рис. 1.6: Ускорительный комплекс КЕКВ.

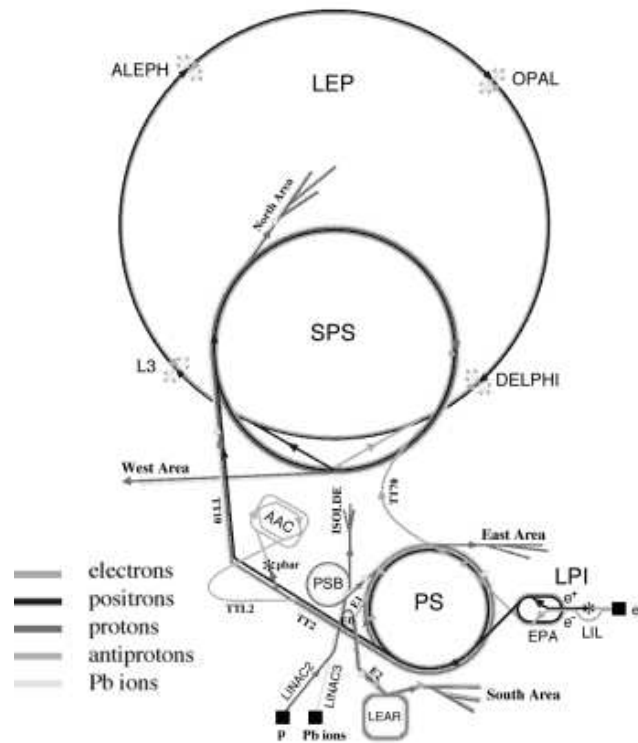


Рис. 1.7: Ускорительный комплекс ЦЕРН.

1.5 Коллайдер LEP – фабрика Z-бозонов.

Наибольшие энергии в e^+e^- столкновениях были достигнуты на коллайдере LEP. Одной из основных задач LEP являлось изучение свойств Z-бозона. Электрон-позитронные столкновения происходили в четырёх местах встречи пучков, где были установлены и вели набор статистики детекторы ALEPH, OPAL, L3, DELPHI. Периметр кольца накопителя LEP равен примерно 27 км. В ускорении частиц использовался комплекс ускорителей ЦЕРН (LIL, EPA, PS, SPS) в которых энергия пучка последовательно подымалась до энергии инжекции в кольцо LEP. В течении экспериментов на LEP коллайдером был произведен интеграл светимости около 750 пб^{-1} .

Глава 2

Эксперимент на e^+e^- коллайдерах.

2.1 Детекторы для e^+e^- коллайдеров.

Для регистрации продуктов взаимодействия e^+e^- пучков создаются детекторы элементарных частиц. Детектор состоит из нескольких специализированных регистрирующих систем, которые окружают место встречи пучков:

1. Трековые системы, с помощью которых регистрируются треки заряженных частиц, вершины распадов нестабильных частиц, определяются их координаты и т.п.
2. Системы идентификации, предназначенные для разделения заряженных частиц по типам e^\pm , μ^\pm , π^\pm , K^\pm .
3. Калориметры (электромагнитные, адронные) осуществляют измерение энергии частиц и углов фотонов.
4. Дипольный магнит (сверхпроводящий солленоид) создаёт поле, по искривлению траекторий треков в котором измеряются импульсы заряженных частиц.
5. Мюонные системы позволяют идентифицировать мюоны и подавлять фон от космических частиц.

Калориметры и трековая система также применяются для идентификации и разделения частиц по сортам. В калориметрах используется отличие энерговыделений частиц различных типов, а в трековой системе отличие ионизационных потерь dE/dx для частиц с различными скоростями.

Кратко рассмотрим устройство детекторов для коллайдеров описанных выше. Сферический нейтральный детектор (СНД, рис.2.1) и Креогенный магнитный детектор (КМД-2) (рис.2.2) вели набор данных на ВЭПП-2М. Детектор СНД состоит из трековой системы, включающей в себя две цилиндрические дрейфовые камеры, трехслойного сферического калориметра на основе кристаллов NaI(Tl) и мюонной системы, состоящей из двух слоев стримерных трубок и пластмассовых сцинтилляционных счетчиков. Энергетическое и угловое разрешение калориметра для фотонов с энергией E составляет $\sigma_E/E(\%) = 4.2\%/\sqrt[4]{E(\text{ГэВ})}$ и $\sigma_{\phi,\theta} = 0.82^\circ/\sqrt{E(\text{ГэВ})} \oplus 0.63^\circ$ Угловое разрешение трековой системы для заряженных частиц по азимутальному углу составляет $\sigma_\phi = 0.5^\circ$, по полярному – $\sigma_\theta = 2.0^\circ$. Характерная черта СНД – отсутствие магнитного поля.

Детектор КМД-2 включает в себя трековую часть, состоящую из цилиндрической дрейфовой камеры и двухслойной многопроволочной пропорциональной камеры (Z -камера). Для измерения энергии и углов вылета фотонов в детекторе используются цилиндрический, на основе кристаллов CsI, и торцевой, на основе ВГО, калориметры. Трековая часть и торцевой калориметр находятся внутри сверхпроводящего соленоида, создающего магнитное поле напряженностью 1 Тл. Мюонная система детектора состоит из двух слоев стримерных трубок. Импульсное разрешение КМД-2 для заряженных частиц с импульсом p дается выражением $\sigma_p/p = \sqrt{90(p(\text{ГэВ}))^2 + 7}\%$, разрешение по азимутальному углу составляет 0.4° , по Z координате от 250 до 1000 мкм в зависимости от наклона трека. Энергетическое и угловое разрешение торцевого калориметра для фотонов с энергией E описывается выражениями $\sigma_E/E(\%) = 4.6\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$

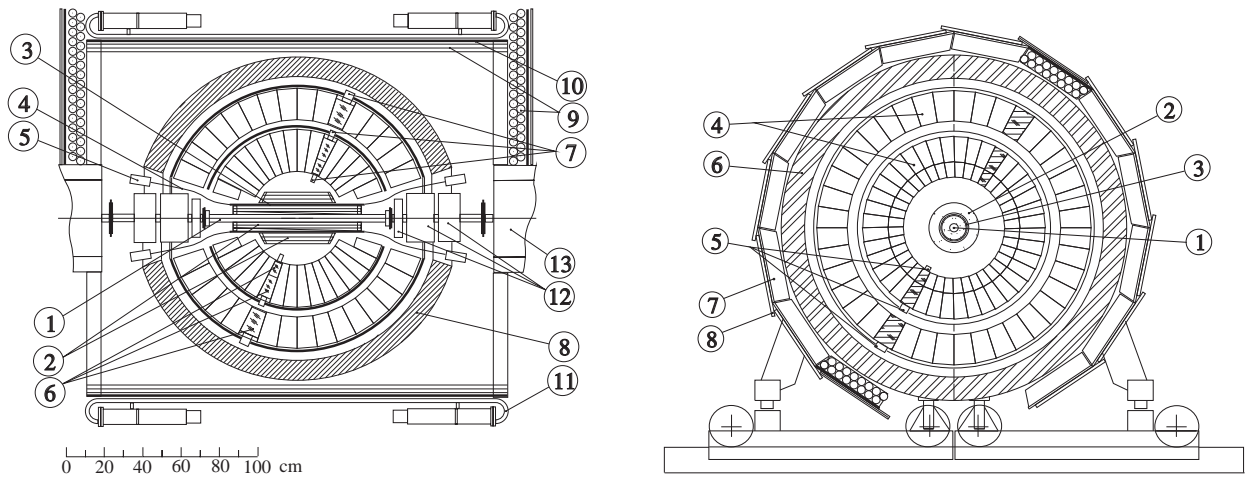


Рис. 2.1: Детектор СНД. Слева – сечение вдоль оси пучков; 1 – вакуумная камера, 2 – дрейфовые камеры, 3 – цилиндрический сцинтилляционный счетчик, 4 – световоды, 5 – ФЭУ, 6 – кристаллы NaI(Tl), 7 – вакуумные фототриоды, 8 – поглотитель, 9 – стримерные трубки, 10 – поглотитель мюонной системы (1 см железные пластины), 11 – сцинтилляционные счетчики, 12 – магнитные линзы, 13 – поворотные магниты. Справа – сечение поперек оси пучков; 1 – вакуумная камера, 2 – дрейфовые камеры, 3 – цилиндрический сцинтилляционный счетчик, 4 – кристаллы NaI(Tl), 5 – вакуумные фототриоды, 6 – поглотитель, 7 – стримерные трубки, 8 – сцинтилляционные счетчики.

и $\sigma_{\phi,\theta} = 1.2^\circ / \sqrt{E(\text{ГэВ})}$. Для цилиндрического калориметра энергетическое разрешение составляет 8%, угловое 1.2° .

Основными элементами детектора KLOE для ϕ -фабрики DAΦNE (Рис.2.3) являются цилиндрическая дрейфовая камера, электромагнитный калориметр и сверхпроводящий соленоид. Детектор оптимизировался для изучения CP -нарушения в распадах нейтральных каонов. При разработке дрейфовой камеры KLOE учитывалось следующее:

- максимальная однородность и изотропность трекового объёма для обеспечения постоянной эффективности регистрации продуктов распада K_L -мезонов;
- высокая эффективность к распаду $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$;
- максимальный распадной объём;

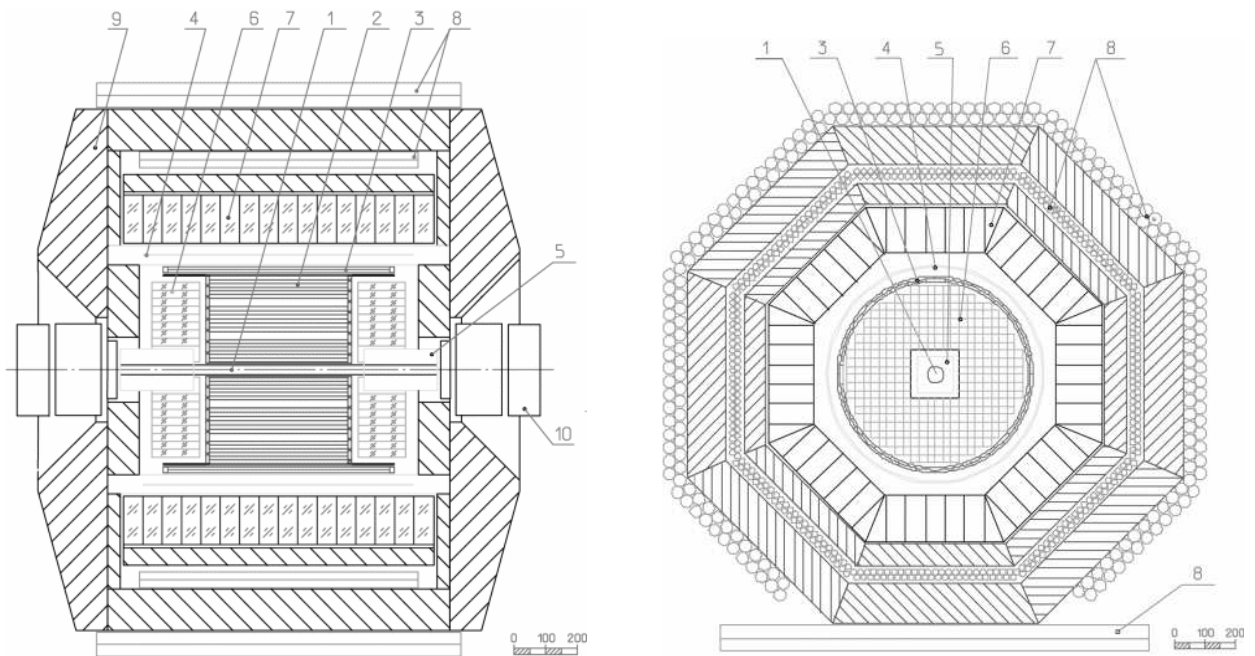


Рис. 2.2: Детектор КМД–2, сечение вдоль и поперек пучков справа и слева соответственно. 1 – вакуумная камера коллайдера, 2 – цилиндрическая дрейфовая камера, 3 – цилиндрическая пропорциональная, 4 – тонкий (0,38 рад. длин) сверхпроводящий соленоид с полем до 1,5 Тл, 5 – торцевой калориметр на основе кристаллов ВГО, 7 – цилиндрический калориметр на основе кристаллов CsI, 8 – мюонная пробегная система, 9 – ядро магнита, 10 – магниты коллайдера.

- пространственное разрешение должно быть оптимизировано для частиц с малым импульсом;
- минимальное возможное число проволочек.

В результате была создана самая крупная в мире дрейфовая камера длиной 3,3 м и диаметром 4 м. Для уменьшения количества вещества на пути нейтральных каонов используется лёгкая газовая смесь $90\%He + 10\%iC_4H_{10}$. Величина магнитного поля 0,6 Т. Пространственное разрешение по z (вдоль оси пучка) 2 мм, а в $R - \phi$ плоскости (поперёк оси) 0,2 мм. Импульсное разрешение $\sigma_p/p = 0,5\%$.

Наряду с энергосодержанием и координатой в калориметре измеряется и время попадания частицы. Это позволяет восстанавливать точку распада каона на нейтральные пионы с точностью до 0,6 см. В качестве чув-

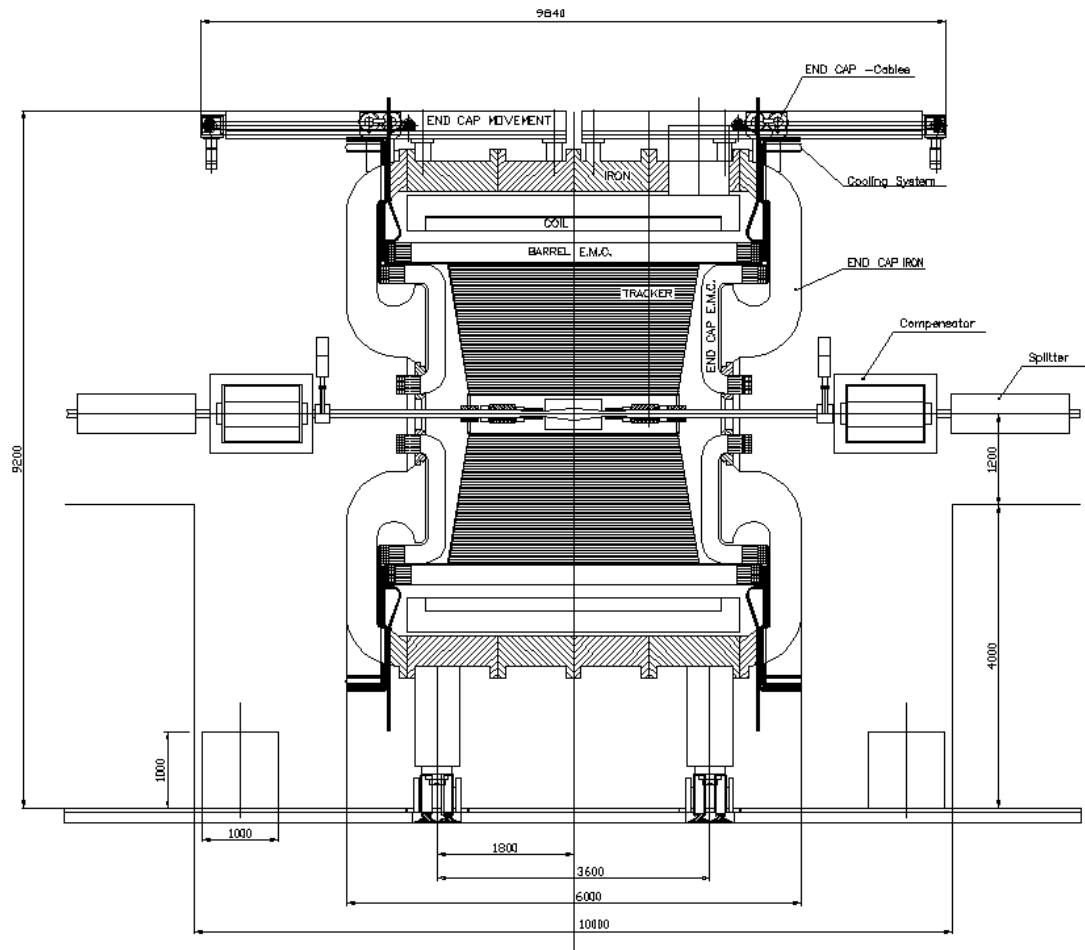


Рис. 2.3: Детектор KLOE

ствительных элементов калориметра использованы сцинтилляционные волокна толщиной 1 мм, которые вклеены в свинцовые пластины толщиной 0,5 мм. Такие пластины собраны в блоки. Всего в калориметре насчитывается 24 баррельных и 26 торцевых блоков. размер баррельного блока $23 \times 60 \times 430 \text{ см}^3$. Съём сигналов производится фотоумножителями с двух цторон каждого блока. Толщина калориметра составляет $14,4 X_0$, где X_0 -радиационная длина. Зависимость разрешения калориметра энергетического, временного и по z координате от энергии фотона описывается выражениями $\sigma_E/E = 5\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$, $\sigma_t = 66\text{нс}/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$, $\sigma_z = 66\text{мм}/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$ соответственно.

КЕДР (рис.2.4) – универсальный магнитный детектор для экспериментов на ВЭПП-4М. Эксперименты с детектором можно проводить во всём диапазоне энергии коллайдера от 2 до 11 ГэВ в системе центра масс. Треки заряженных частиц регистрируются вершинным детектором на основе лавсановых пропорциональных трубочек и цилиндрической проволочной дрейфовой камеры. Для идентификации заряженных адронов используются времяпролётная система на основе сцинтилляционных счётчиков, пороговые черенковские счётчики на основе аэрогеля, а также ионизационные потери dE/dx в дрейфовой камере. Для регистрации фотонов применяется цилиндрический ионизационный калориметр на основе жидкого криптона и торцевой калориметр на основе кристаллов CsI . Описанные системы КЕДР расположены внутри сверхпроводящего соленоида. Мюонная система состоит из нескольких слоёв камер на основе стримерных цилиндрических трубок, расположенных в пазах железного ярма детектора.

Детектор BESIII (рис.2.5) для $c - \tau$ фабрики BEPC-II включает в себя дрейфовую камеру, время пролётную систему, состоящую из двух слоёв пластикового сцинтиллятора, калориметр на основе кристаллов $CsI(Tl)$. Системы детектора находятся в нутри сверхпроводящего соленоида, создающего поле 1 Т. В ярме магнита расположены камеры с резистивными электродами, предназначенные для идентификации мюонов. Для заряженных частиц с импульсом 1 ГэВ разрешение детектора 0,5%, а для фотонов энергии 1 ГэВ разрешение составляет 2,5%.

Детекторы BABAR и Belle (Рис.2.6) были созданы для экспериментов на ассиметричных B -фабрик PEP-II и KEKB соответственно. устройства детекторов весьма схожи. Для определения вершин распадов B -мезонов в детекторах используются кремниевые вершинные детекторы, Проволочные дрейфовые камеры в сочетании с магнитными полями 1,5 Т, создаваемыми сверхпроводящими соленоидами, позволяют определять импульсы заряженных частиц с точностью лучше процента. В состав обоих де-

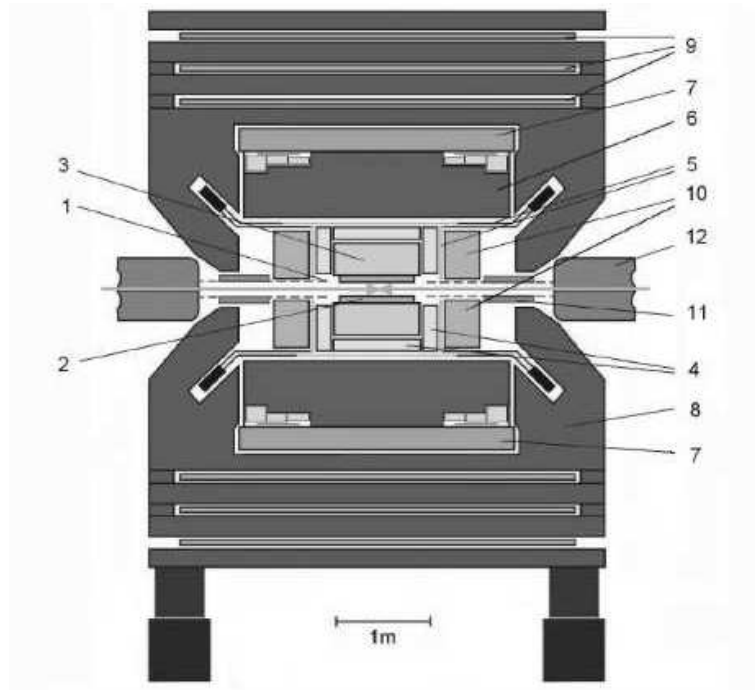


Рис. 2.4: Детектор КЕДР. 1 – вакуумная камера ВЭПП-4М, 2 – Вершинный детектор, 3 – Дрейфовая камера, 4 – пороговый ачрогеливый черенковский счётчик, 5 – Время пролётные счётчики, 6 – жидкокриптоновый калориметр, 7 – сверхпроводящая катушка, 8 – ярмо, 9 – мюонные камеры, 10 – торцевой CsI калориметр, 11 – компенсирующая катушка, 12 – квадрупольные линзы ВЭПП-4М.

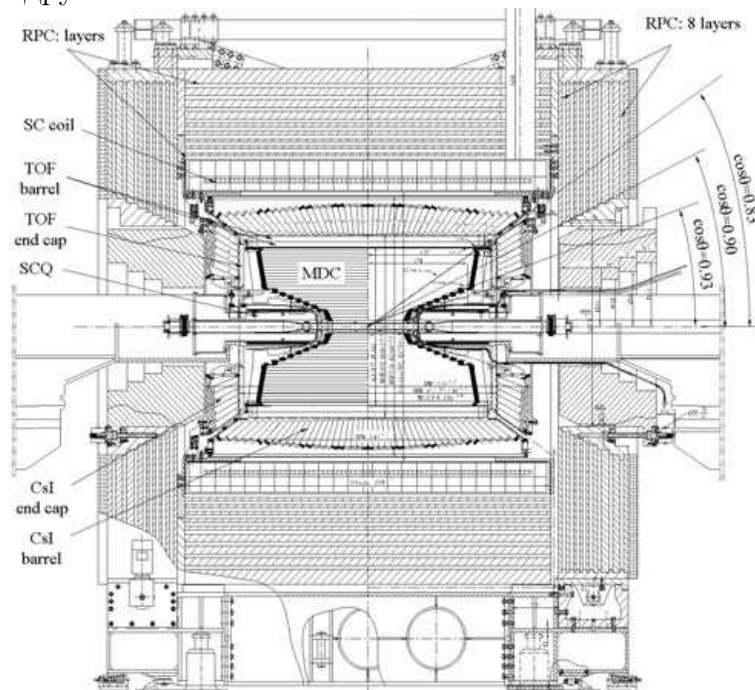


Рис. 2.5: Детектор BESIII.

детекторов входят электромагнитные калориметры на основе кристаллов $CsI(Tl)$. В полостях в ярмах магнитов расположены камеры с резистивными электродами, позволяющие идентифицировать мюоны и нейтральные адроны. Для идентификации заряженных адронов в детекторе BABAR используются ионизационные потери dE/dx в трековых детекторах и детекторы колец черенковского излучения (RICH). В детекторе Belle помимо измерений ионизационных потерь dE/dx для идентификации заряженных частиц так же используются аэрогелиевый пороговый черенковский счётчик и времяпролётные пластиковые сцинтилляционные счётчики.

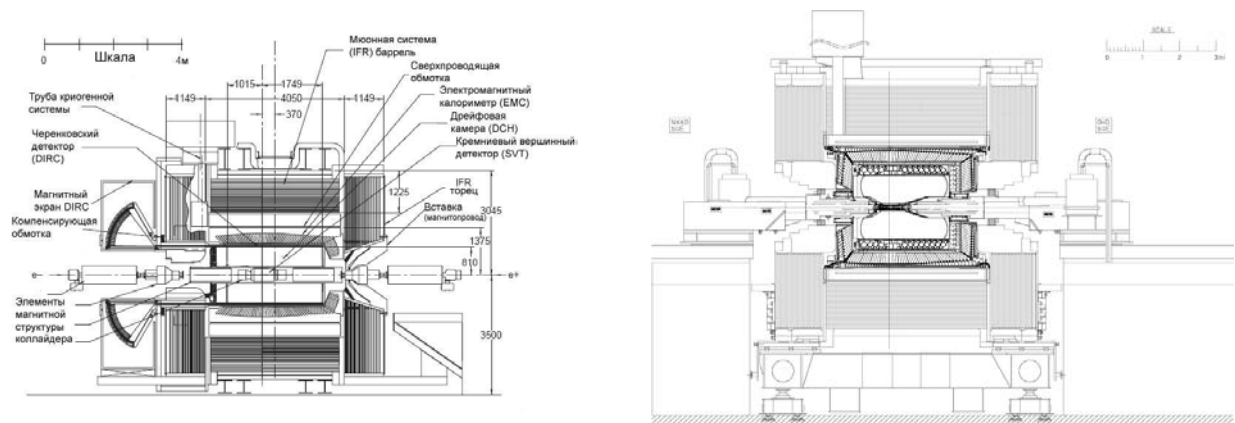


Рис. 2.6: Детектор BABAR (слева). Детектор Belle (справа).

Для экспериментов на LEP были построены четыре детектора ALEPH, DELPHI, OPAL и L3. Кратко рассмотрим устройство одного из них, а именно детектора ALEPH (рис.2.7). Детектор состоит из цилиндрической (барельной) части и двух торцевых частей и включает в себя стриповый микровершинный детектор, который окружён многослойной аксиальной проволочной дрейфовой камерой (внутренняя трековая камера) по которой измеряются r и ϕ координаты трека. Далее расположен основной трековый детектор – большая времяпроекционная камера, которая измеряет три координаты трека. Снаружи камеры расположен электромагнитный калориметр, состоящий из перемежающихся слоёв свинца и пропорцио-

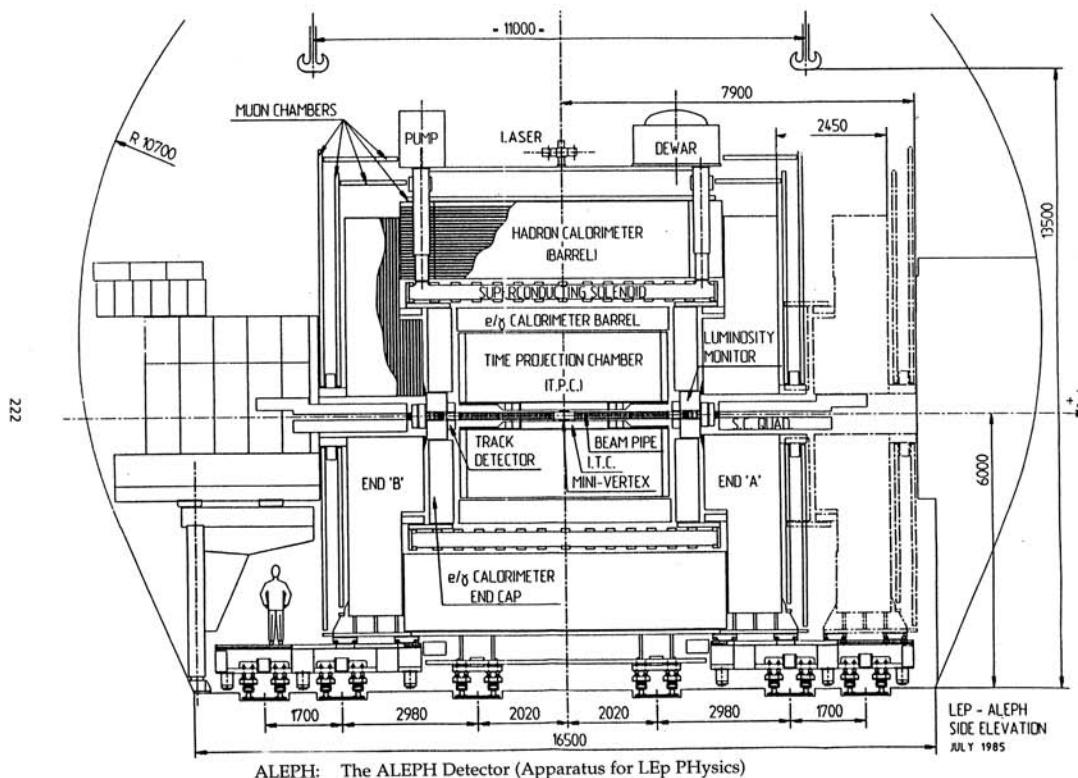


Рис. 2.7: Детектор ALEPH.

нальных трубок. Далее расположен сверхпроводящий соленоид, создающий магнитное поле 1,5 Т. В качестве ядра используется железная конструкция, которая одновременно является адронным калориметром. В ней железные пластины перемежаются стримерными трубками. Снаружи железной конструкции расположены два двойных слоя стримерных трубок – мюонные камеры.

2.2 Сбор экспериментальных данных.

Во время проведения эксперимента сбор данных с детектора осуществляется следующим образом. Частицы рождённые в событии e^+e^- столкновения или продукты их распада проходят через детектор, взаимодействуют с его веществом и производят ионизацию и возбуждение атомов в нём.

В рабочем веществе регистрирующих систем вследствие взаимодействия появляются свободные носители заряда, происходит сцинтилляция и т.д., которые в свою очередь собираются на чувствительные элементы приборов и преобразуются в электронный сигнал.

Электронные сигналы формируются, оцифровываются, анализируются триггером на предмет принятия решения о дальнейшей обработке и записи события. Массивы записанных событий сохраняются на носителях информации – дисках, магнитных лентах. Набранные события обрабатываются (реконструируются), далее производится физический анализ данных результаты которого публикуются в реферируемом научном журнале.

2.3 Обработка и анализ данных.

Обработка записанных событий включает в себя:

1. Калибровки всех систем детектора в результате чего значения сигналов переводятся в физические величины см, МэВ, секунды и т.д.
2. Производится реконструкция всех записанных экспериментальных событий. При этом определяется число заряженных и нейтральных частиц, вершины распадов. Для частиц вычисляются их параметры: точка вылета, полярный θ и азимутальный ϕ углы, энергии E , импульсы P , ионизационные потери dE/dx и т.д.

Например, в детекторе СНД реконструкция проводится следующим образом. События сработавшие счетчики калориметра объединяются в кластеры, для которых вычисляются углы ϕ и θ , при этом наименьший угол между двумя кластерами составляет 18° . Производится реконструкция треков в координатной системе. При этом учитывается возможность распада или рассеяния частиц на большой угол внутри координатной системы. Треки связываются с кластерами в калориметре. Кластеры, для которых не на-

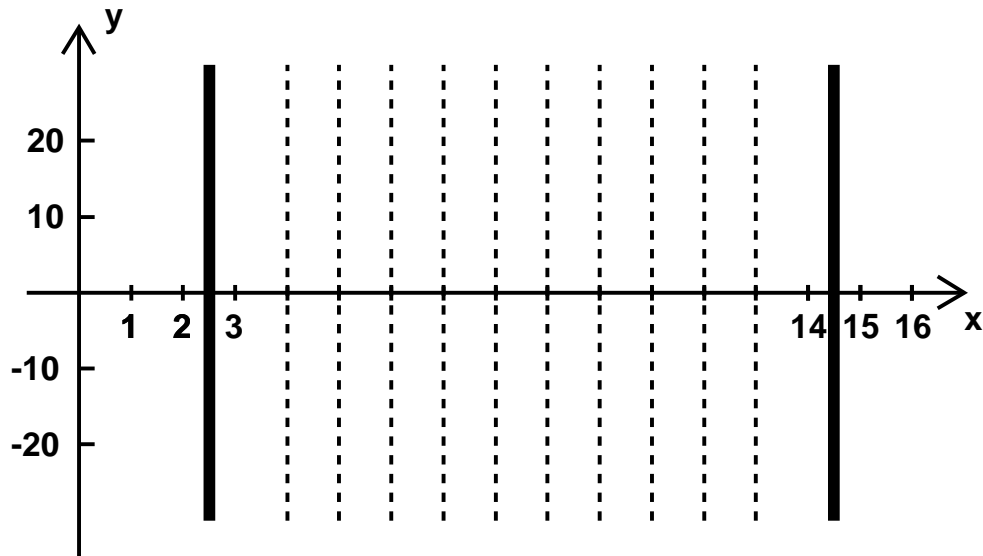


Рис. 2.8: Схема трекового детектора. Жирными линиями показаны стенки детектора, пунктирными – чувствительные элементы. Координата y измеряется по срабатываниям чувствительных элементов, а координата x определяется их положением.

шлось трека, считаются фотонами. Порог на энергию в кластере для нейтральной частицы установлен равным 20 МэВ, а для частицы заряженной порог отсутствует.

Точность, с которой измеряются параметры частиц определяется разрешением систем детектора. Повысить точность определения значений параметров можно с помощью привлечения дополнительной информации. Рассмотрим модельный пример.

Пусть заряженные частицы испускаются с оси $y(x = 0)$ в плоскости xy . Частицы регистрируются трековым детектором и реконструируются. Детектор имеет 10 чувствительных элементов, параллельных оси y и расположенных на одинаковых расстояниях друг от друга (Рис.2.8), с коор-

динатами $x_i = 4, 5, 6, \dots, 12, 13 (i = 1, \dots, 10)$, по срабатываниям которых измеряются координаты $y_i = 4, 2, 3, \dots, 12, 13, i = 1, \dots, 10$ с ошибкой измерения (разрешением) $\sigma_y = \pm 1$. Угол вылета частиц α относительно оси x определяется следующим образом. Координаты измеренные детектором подгоняются прямой вида $y = ax + b$. При этом минимизируется значение функции

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{10} \frac{(y_i - ax_i - b)^2}{\sigma_y^2} = \sum_{i=1}^{10} (y_i - ax_i - b)^2 \quad (2.1)$$

по параметрам a и b . В результате определяются оптимальные значения параметрвов и их ошибки $a = a_0 \pm \Delta a$ и $b = b_0 \pm \Delta b$. Тогда угол α вычисляется как $\alpha = \arctg(a_0)$.

Рассмотрим случай, когда частицы вылетают из точки $y_0 = 0$ вдоль оси x . На Рис.2.9 приведено распределение по углу α , построенное по большому числу измерений. Среднее значение $\bar{\alpha} = 0^\circ$, а разрешение детектора σ_α по углу α , для этого случая, определяется как полная ширина на полувысоте распределения делённая на 2,36 и составляет $\sigma_\alpha = 6.3^\circ$.

Предположим, что мы знаем точку вылета частицы y_0 с точностью $\sigma_0 = 0,1$ существенно лучшей, чем точность измерения координат детектором: $y_0 = 0,0 \pm 0,1$. Это можно использовать для увеличения точности определения угла α . Добавим в выражение (2.1) координату точки вылета с учётом точности её определения:

$$\chi^2 = \frac{(y_0 - ax_i - b)^2}{\sigma_0^2} + \sum_{i=1}^{10} \frac{(y_i - ax_i - b)^2}{\sigma_y^2} = 100b^2 + \sum_{i=1}^{10} (y_i - ax_i - b)^2. \quad (2.2)$$

Распределение по углам α в этом случае приведено на Рис.2.9. Как и в предидущем случае $\bar{\alpha} = 0^\circ$, но разрешение $\sigma_\alpha = 2,0^\circ$, т.е. в 3 раза лучше, чем в случае, когда точка вылета неизвестна. Таким образом, привлечение дополнительной данных позволяет улучшить точность определения угла вылета частиц. Естественно, что в случае, когда предполагаемая точка вылета не совпадает с истинной, среднее значение угла α будет отличаться

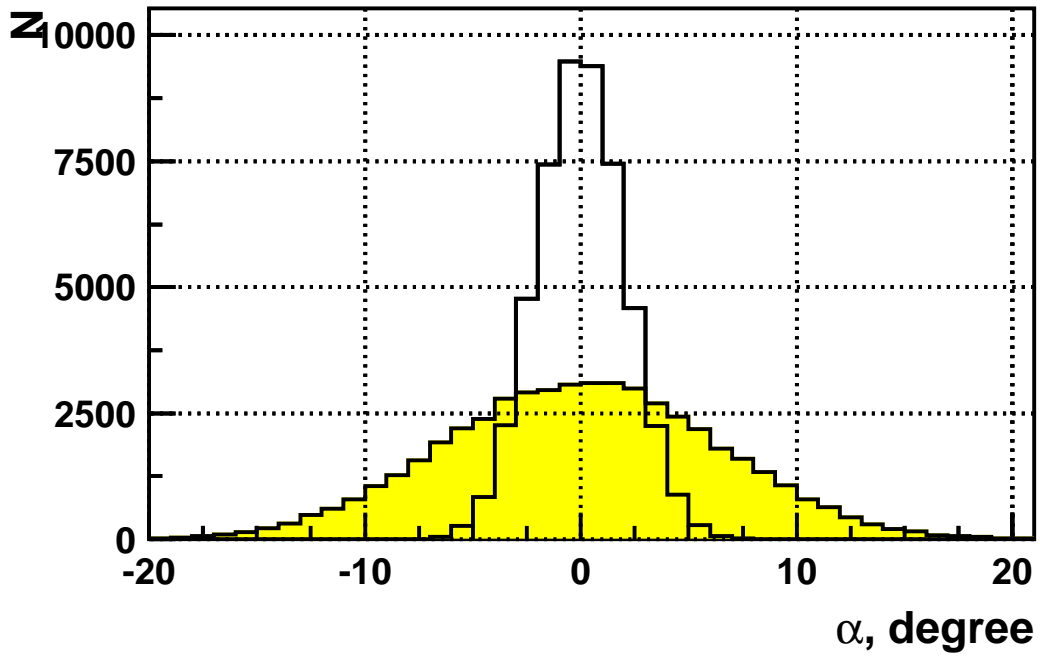
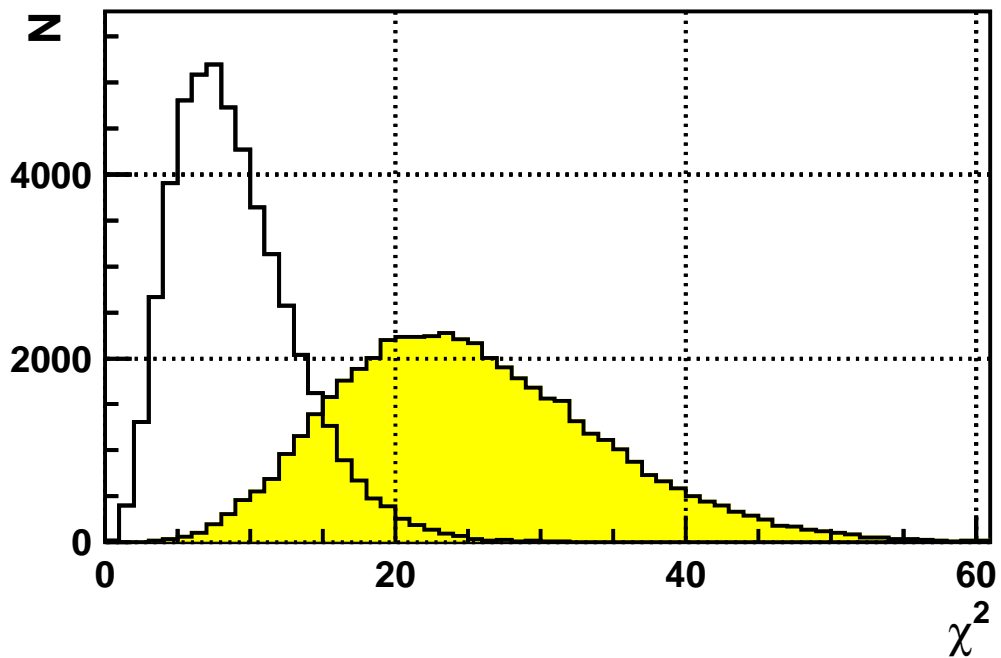


Рис. 2.9: Распределения по значениям угла α , полученные без учёта точки вылета y_0 (заштрихованная гистограмма) и с учётом точки вылета $y_0 = 0,0 \pm 0,1$ (пустая гистограмма)



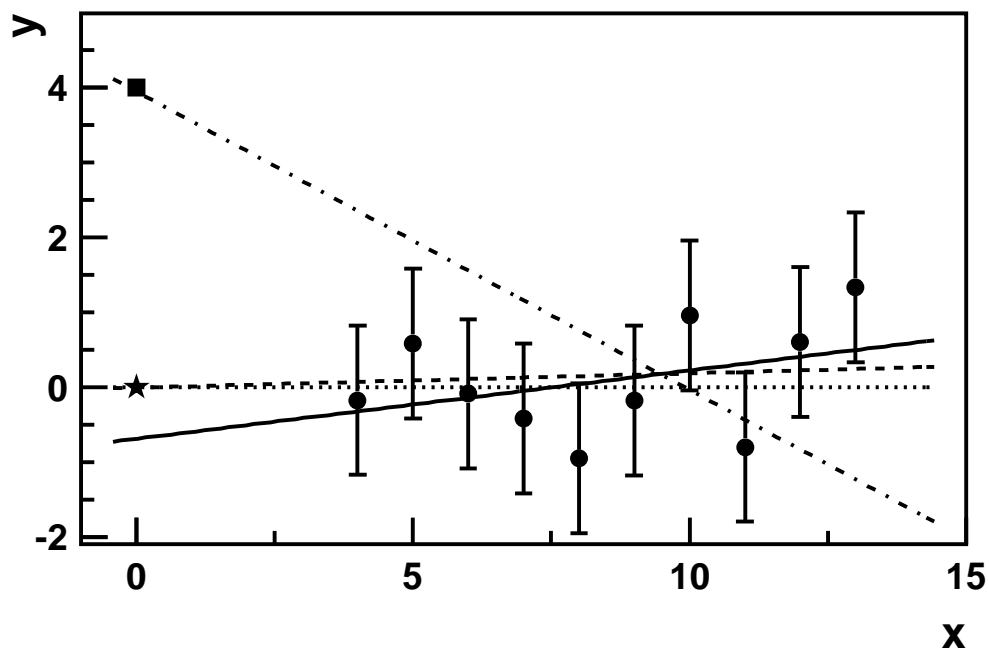


Рис. 2.11: Примеры реконструкции трека частицы, летящей под углом $\alpha = 0$ из начала координат. Точки с ошибками – измерения детектора, Прямая показанная точками – истинное движение частицы, сплошная линия – результат реконструкции без учёта точки вылета, штриховая линия – подгонка с учётом точки вылета $y_0 = 0,0 \pm 0,1$ (звезда), штрих-пунктирная линия – подгонка с учётом точки вылета $y_0 = 4,0 \pm 0,1$ (квадрат)

от действительного значения. Например, если использовать $y_0 = 4,0 \pm 0,1$, то $\bar{\alpha} = -23^\circ$ вместо 0° . На Рис.2.10 приведены распределения значений χ^2 для двух последних примеров. В случае, когда в подгонке используется неверное предположение о значении y_0 величина χ^2 больше. Это указывает на недостоверность гипотезы о значении y_0 . Примеры реконструкции трека в различных предположениях показаны на Рис.2.11.

Для анализа экспериментальных данных в экспериментах со встречными e^+e^- пучками широко используется метод кинематической реконструкции. Метод позволяет определить оптимальные значения параметров

частиц, удовлетворяющие кинематическим связям между ними. В событиях e^+e^- аннигиляции кинематическими связями являются закон сохранения энергии-импульса, равенство инвариантной массы нескольких частиц известной массе промежуточной нестабильной частицы, продуктами распада которой они являются. Кинематическими параметрами могут быть энергии, углы вылета, проекции импульса частиц. При проведении реконструкции делается предположение о типах зарегистрированных частиц и кинематических связях между ними.

Пусть измерен набор кинематических параметров y_{0i} ($i = 1, \dots, N$), известна матрица ошибок величин этих параметров G_{ij} , имеется K неизвестных кинематических параметров x_k ($k = 1, \dots, K$) и неявные уравнения связи $f_m(y_1, \dots, y_N, x_1, \dots, x_K)$ ($m = 1, \dots, M$). Тогда, при условии $M \geq K$, можно составить функцию:

$$\chi^2 = \sum_{i,j} (y_i - y_{0i}) G_{ij}^{-1} (y_i - y_{0i}) + 2 \sum_m \beta_m f_m(y_1, \dots, y_N, x_1, \dots, x_K), \quad (2.3)$$

где β_m - неопределённые множители. Минимизация функции χ^2 по всем параметрам y_i, x_k, β_m даёт наилучшую оценку значений кинематических параметров x_k и y_i при выполнении условий связи. При этом за счёт использования уравнений связи величины измеренных кинематических параметров y_i уточняются, т.е. приближаются к истинным значениям, а значения неизвестных параметров x_i будут определены. Значение χ^2 в минимуме характеризует достоверность с которой данное событие удовлетворяет принятому при реконструкции предположению.

Наибольший эффект данный метод даёт при изучении событий в которых измерены все кинематические параметры частиц. Например, при анализе реакции $e^+e^- \rightarrow \phi(1020) \rightarrow \eta\gamma \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ с детектором СНД кинематическая реконструкция позволяет уменьшить ширину пика η мезона в спектре инвариантных масс пар фотонов примерно в 1,5 раза (Рис.2.12).

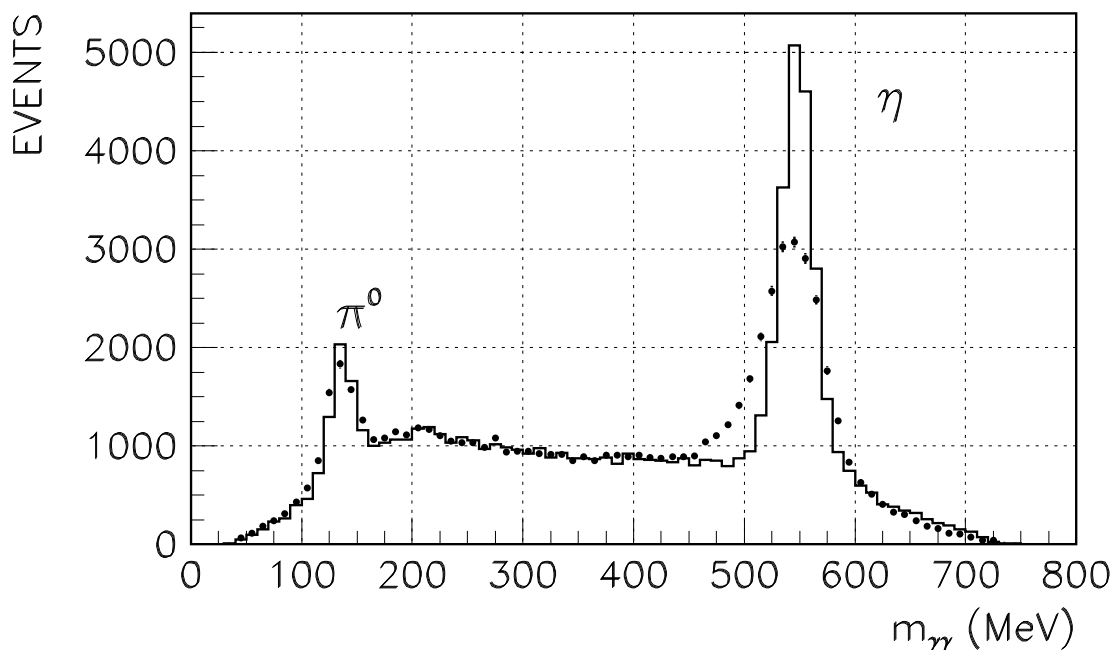


Рис. 2.12: Распределение по инвариантной массе пар фотонов в событиях $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ до (точки) и после (гистограмма) кинематической реконструкции. Видны пики на массах π^0 и η мезонов.

При анализе записанных данных на параметры событий накладываются условия отбора таким образом, чтобы эффективность отбора событий изучаемого процесса (эффекта) была наибольшей, а вероятность отбора событий других процессов (фона) была бы наименьшей. Далее оценивается число фоновых событий прошедших условия отбора и определяется число событий эффекта:

$$N_{\text{эфф}} = N - N_{\text{фон}}, \quad (2.4)$$

где N - полное число отобранных событий. Количество событий $N_{\text{фон}}$, например, можно рассчитать, если известны сечения фоновых процессов $\sigma_{\text{фон}}^i$ ($i = 1, \dots, n$, где n - число процессов фона), коэффициенты

подавления событий этих процессов $\varepsilon_{\text{фон}}^i$ в применённых условиях отбора:

$$N_{\text{фон}} = \sum_{i=1}^n \varepsilon_{\text{фон}}^i \sigma_{\text{фон}}^i IL, \quad (2.5)$$

где IL - интегральная светимость (коэффициент пропорциональности между сечением и полным числом событий процесса, произошедших в эксперименте). Так же фон можно вычесть статистически, в случае, если распределение по какому-либо параметру изучаемого процесса отличается от распределений для фона. Рассмотрим упрощенный, надуманный пример.

Пусть в области энергии $\sqrt{s} \simeq 1000$ МэВ изучается процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow \gamma\gamma\gamma$, который имеет три фотона в конечном состоянии за счёт распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Для отбора событий потребуем, чтобы в трековой системе отсутствовали треки от заряженных частиц, а в калориметре было зарегистрировано три фотона. В событиях изучаемого процесса для всех частиц измерен полный набор кинематических параметров – энергии E_{γ}^i и углы вылета $\theta_{\gamma}^i, \phi_{\gamma}^i$ фотонов. Проведём кинематическую реконструкцию в предположении, что зарегистрированные частицы – фотоны, а в качестве уравнений связи используем закон сохранения энергии-импульса:

$$\sqrt{s} = \sum_{i=1}^3 E_{\gamma}^i, \quad (2.6)$$

$$p_x = \sum_{i=1}^3 E_{\gamma}^i \sin \theta_{\gamma}^i \cos \phi_{\gamma}^i, \quad (2.7)$$

$$p_y = \sum_{i=1}^3 E_{\gamma}^i \cos \theta_{\gamma}^i \sin \phi_{\gamma}^i, \quad (2.8)$$

$$p_z = \sum_{i=1}^3 E_{\gamma}^i \cos \theta_{\gamma}^i. \quad (2.9)$$

Для дальнейшего анализа отбираются события в которых значения χ^2 кинематической реконструкции удовлетворяют принятой гипотезе. На этом шаге отбрасываются фоновые события, например, от процесса

$e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в которых K_L не распался и пролетел детектор без взаимодействия, а в распаде $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ один из фотонов не попал в телесный угол калориметра. В результате помимо событий $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$ будут отобраны события $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ квантовой электродинамики и процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ с распадом $\eta \rightarrow \gamma\gamma$.

Исходя из кинематики реакций $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ можно записать:

$$E_\gamma = \frac{s - m_{\pi(\eta)}^2}{2\sqrt{s}}, \quad E_{\pi(\eta)} = \sqrt{s} - E_\gamma, \quad (2.10)$$

где E_π и E_η – энергии π^0 и η мезонов, E_γ – энергия фотона отдачи, $m_\pi \simeq 135$ МэВ и $m_\eta \simeq 545$ МэВ – массы π^0 и η мезонов. В случае процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$ $E_\gamma \simeq 490$ МэВ, а $E_\pi = 510$ МэВ. Практически это приводит к тому, что в событиях процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$ фотон с наибольшей измеренной энергией является фотоном отдачи. Для процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ $E_\gamma \simeq 350$ МэВ, а $E_\eta = 650$ МэВ. Пусть энергетическое разрешение калориметра для фотонов с энергией $E_\gamma \simeq 500$ МэВ составляет $\sigma_{E_\gamma}/E_\gamma = 0.05$, тогда применив условие отбора $E_\gamma > 400$ МэВ мы не потеряем событий исследуемого процесса и подавим фон от процессов $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$.

Отберём события в которых инвариантная масса пар менее энергичных фотонов $m_{\gamma\gamma}$ удовлетворяет условию $40 < m_{\gamma\gamma} < 230$ МэВ и построим для отобранных событий распределение по $m_{\gamma\gamma}$ (Рис.2.13). В модели спектра заложено, что полное число отобранных событий $N = 2000$, при этом число событий эффекта и фона равны $N_{\text{эфф}} = N_{\text{фон}} = 1000$. Спектр для событий эффекта имеет нормальное распределение с пиком на массе π^0 :

$$g(m_{\gamma\gamma}) = C \exp - \frac{(m_{\gamma\gamma} - m_\pi)^2}{2\sigma_\pi^2}, \quad (2.11)$$

а распределение для событий фона описывается многочленом первой степени:

$$f(m_{\gamma\gamma}) = K(am_{\gamma\gamma} - 1). \quad (2.12)$$

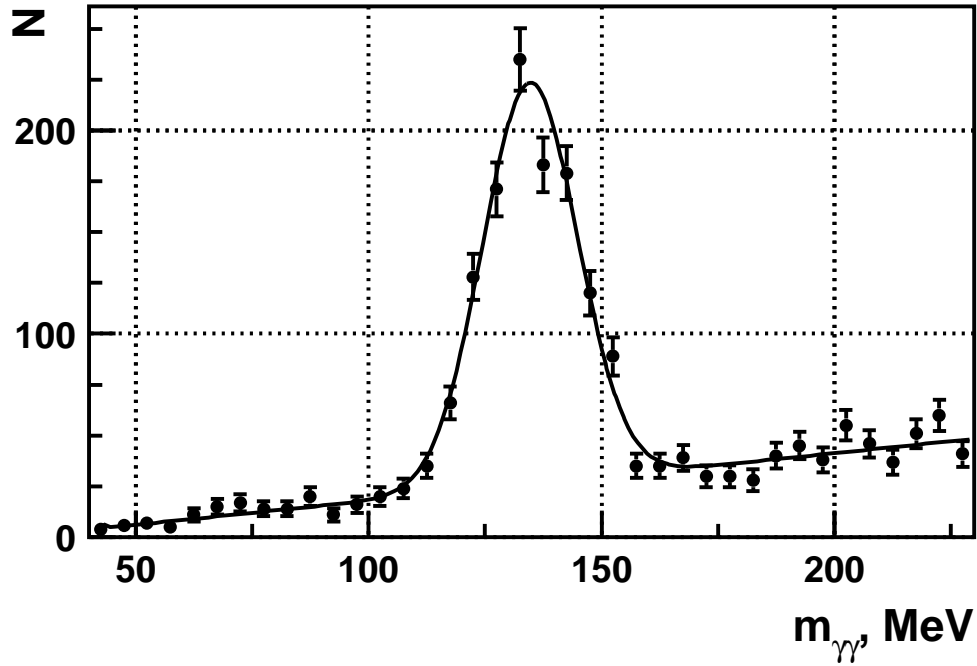


Рис. 2.13: Спектр инвариантных масс $m_{\gamma\gamma}$. Кривая – подгонка спектра суммой распределений для эффекта и фона.

Здесь C и K – нормировочные множители. Чтобы определить число событий эффекта подгоним распределение суммой распределений для эффекта и фона:

$$N_{\text{эфф}} \times g(m_{\gamma\gamma}) + (N - N_{\text{эфф}}) \times f(m_{\gamma\gamma}). \quad (2.13)$$

Свободными параметрами подгонки являются $N_{\text{эфф}}$, m_{π} , σ_{π} , a . Результаты подгонки приведены в табл.2.1. Таким образом в результате анализа было найдено, что условия отбора прошло $N = 1009 \pm 30$ событий, что согласуется с истинным значением.

Для того, чтобы измерить сечение процесса необходимо знать эффективность регистрации (долю событий изучаемого процесса, регистрируемую детектором) ε и интегральную светимость IL . Для определения эффективности регистрации, используется моделирование эксперимента методом

Таблица 2.1: Результаты подгонки спектра инвариантных масс $m_{\gamma\gamma}$, приведённого на Рис.2.13.

$N_{\text{эфф}}$	1009 ± 30
m_{π} , МэВ	$134,6 \pm 0,4$
σ_{π} , МэВ	$10,2 \pm 0,3$
a , 1/МэВ	$0,042 \pm 0,007$
$P(\chi^2)$	0,17

Монте-Карло, так как аналитическое вычисление эффективности практически не возможно из-за наличия непрерывных спектров по углам и энергиям у частиц изучаемых процессов, распадов частиц, взаимодействия их с веществом детектора и рождения вторичных частиц.

2.4 Моделирование эксперимента на e^+e^- коллайдерах.

Моделирование методом Монте-Карло стало неотъемлемой частью эксперимента на e^+e^- коллайдерах, и используется на этапе подготовки эксперимента для оптимизации конструкции детектора, а во время обработки данных для определения эффективности регистрации. Для моделирования созданы специализированные программы такие как GEANT, UNIMOD, в рамках которых создаётся геометрическая модель детектора, включающая в себя описания десятков тысяч геометрических объёмов. Модель включает все элементы детектора вплоть до деталей крепления, кабелей, плат электроники, фотоприёмников и т.п. Геометрические объёмы характеризуются параметрами вещества (атомный номер, атомный вес, плотность, средний ионизационный потенциал), положением в пространстве и размерами.

Цикл моделирования можно разбивается на два этапа:

1. первичное моделирование – моделирование частиц рождённых в e^+e^- взаимодействии;
2. вторичное моделирование – моделирование прохождения частиц через детектор и отклика детектора.

Кинематические параметры первичных частиц моделирования (энергии и углы вылета) разыгрываются случайным образом в соответствии с дифференциальным сечением процесса и энергией системы центра масс e^+e^- пучков:

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3n}} \delta^4 \left(P_+ + P_- - \sum_{i=1}^n P_i \right) \frac{|M|^2}{4I} \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{2E_i}, \quad (2.14)$$

где $I = \sqrt{(P_+ P_- - 2m_e^2)}$, n – число частиц в конечном состоянии, $P_{+(-)}$ – 4-импульсы начальных позитрона (электрона), m_e – масса электрона, P_i , p_i , E_i – 4-импульсы, импульсы и энергии конечных частиц, $|M|^2$ – квадрат матричного элемента моделируемого процесса, усреднённый и просуммированный по поляризациям частиц.

Во вторичном моделировании учитываются процессы:

- ионизационные потери заряженных частиц,
- многократное рассеяние заряженных частиц,
- образование δ -электронов,
- тормозное излучение электронов и позитронов,
- рождение e^+e^- пар фотонами в поле ядра
- аннигиляция позитронов,
- Комpton-эффект и рэлеевское рассеяние фотонов на электронах атомных оболочек,
- фотоэффект,

- ядерные взаимодействия адронов,
- распады нестабильных частиц,
- распады и взаимодействия остановившихся в веществе частиц. При остановке отрицательно заряженные частицы могут быть захвачены атомами вещества, позитроны аннигилируют с электронами, нестабильные заряженные частицы распадаются.

Моделирование взаимодействия лептонов e^\pm , μ^\pm и фотонов γ с веществом имеет высокую точность, поскольку сечения таких процессов рассчитываются с необходимой точностью теоретически. В случае взаимодействия адронов моделирование как правильно имеет заметные погрешности, так как полная и точная теория процессов взаимодействия адронов с ядрами отсутствует, а экспериментальные данные по сечениям этих процессов не полны. Погрешность моделирования может стать источником систематической ошибки эффективности регистрации. На это обстоятельство необходимо обращать внимание при обработке данных. Для отбора событий процессов с адронами в конечном состоянии желательно применять такие условия, чтобы влияние эффектов связанных с ядерным взаимодействием адронов на эффективность регистрации было минимальным.

При проведении частиц через детектор моделируется отклик систем детектора, сигналы электроники. При этом учитываются аппаратные эффекты такие как неоднородность светособирания по объёму сцинтилляционных счётчиков, шумы электроники, временное и амплитудное разрешение каналов электроники, наличие вышедших из строя каналов, наложение сигналов от частиц вышедших из пучков коллайдера. Смоделированные события аналогичны экспериментальным. Они так же реконструируются и анализируются. В результате обработки событий моделирования определяется эффективность регистрации:

$$\varepsilon = \frac{m}{M}, \quad (2.15)$$

где M и m – количество исходных и отобранных событий в моделировании. Статистическая ошибка эффективности регистрации $\Delta\varepsilon = \sqrt{\varepsilon(1-\varepsilon)/M}$. Систематическая ошибка определения ε определяется как погрешностями моделирования взаимодействия частиц с веществом, так и неточностями в учёте аппаратных эффектов, которые влияют на распределения по параметрам отбора. Качество совпадения спектров в моделировании и эксперименте всегда изучается при анализе систематических ошибок.

Примеры сравнения спектров в эксперименте и моделировании для детектора СНД (Рис.2.1) показаны на Рис.5.8,2.15,2.17 и 2.16. На Рис.5.8 приведены спектры энерговыделения фотонов. Форма распределения определяется флуктуациями электромагнитных ливней и откликом детектора. Небольшое различие в распределениях связано с погрешностями моделирования неоднородности светосбора в счётчиках калоиметра, что приводит к различиям в энергетических спектрах фотонов. Сравнение энерговыделений мюонов показано на Рис.2.15. Здесь форма распределения определяется флуктуациями потерь энергии на ионизацию. Экспериментальный и моделированный спектр хорошо согласуются. Влияние аппаратных эффектов почти не сказывается, так как характерная относительная ширина спектров мюонов 0,1 в то время как для фотонов эта величина составляет 0,05.

Заряженные адроны, например пионы, теряют энергию за счет ионизационных потерь и ядерного взаимодействия с веществом детектора. Ионизационные потери пионов моделируются так же хорошо, как и потери мюонов (Рис.2.16). Чтобы получить эти распределения использовалась многослойная структура калориметра СНД. Отбирались пионы, величина энерговыделений которых во втором слое калориметра была бы характерна для ионизационных потерь, т.е. они не испытали ядерного взаимодействия во втором слое, а уж тем более в первом. В моделировании ядерного взаимодействия пионов имеются неточности, что приводит к некоторой разни-

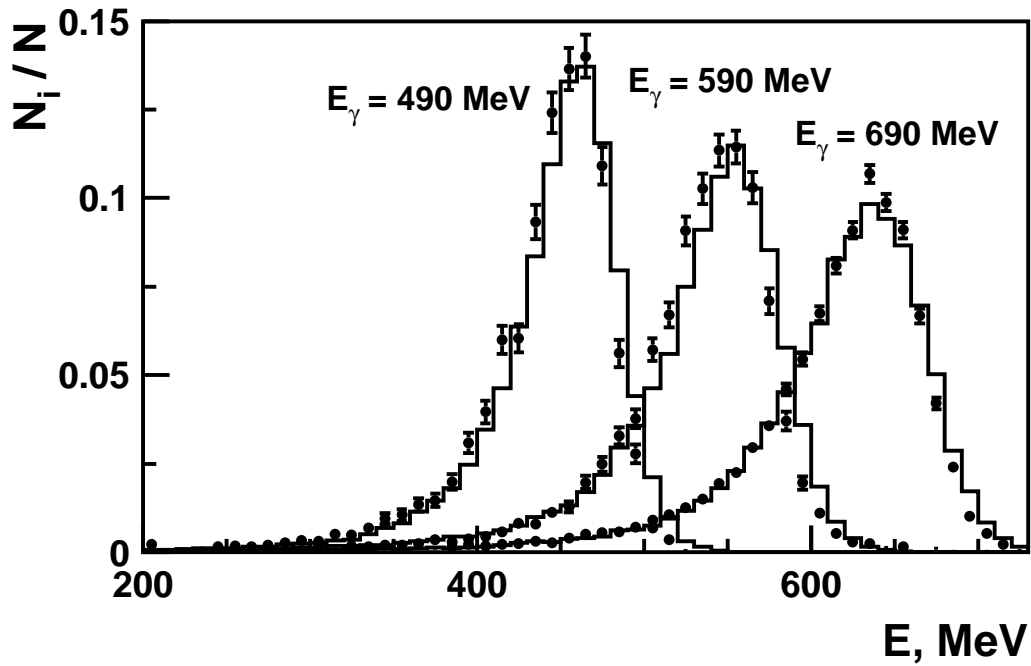


Рис. 2.14: Распределения по энерговыделению E в калориметре фотонов с энергиями 490, 590 и 690 МэВ в эксперименте (точки) и моделировании (гистограмма).

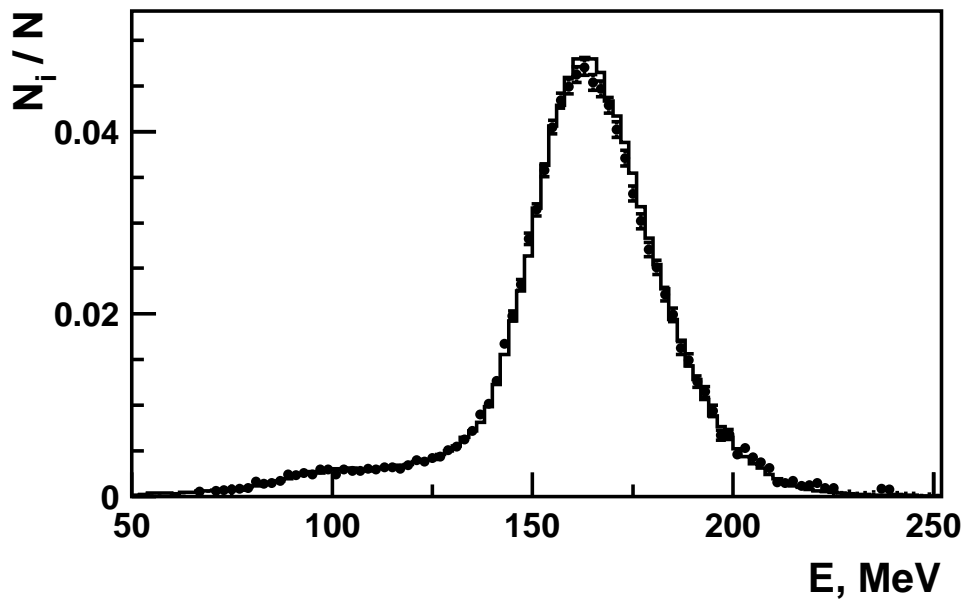


Рис. 2.15: Распределения по энерговыделению E в калориметре детектора СНД мюонов с энергией 550 – 700 МэВ в эксперименте (точки) и моделировании (гистограмма).

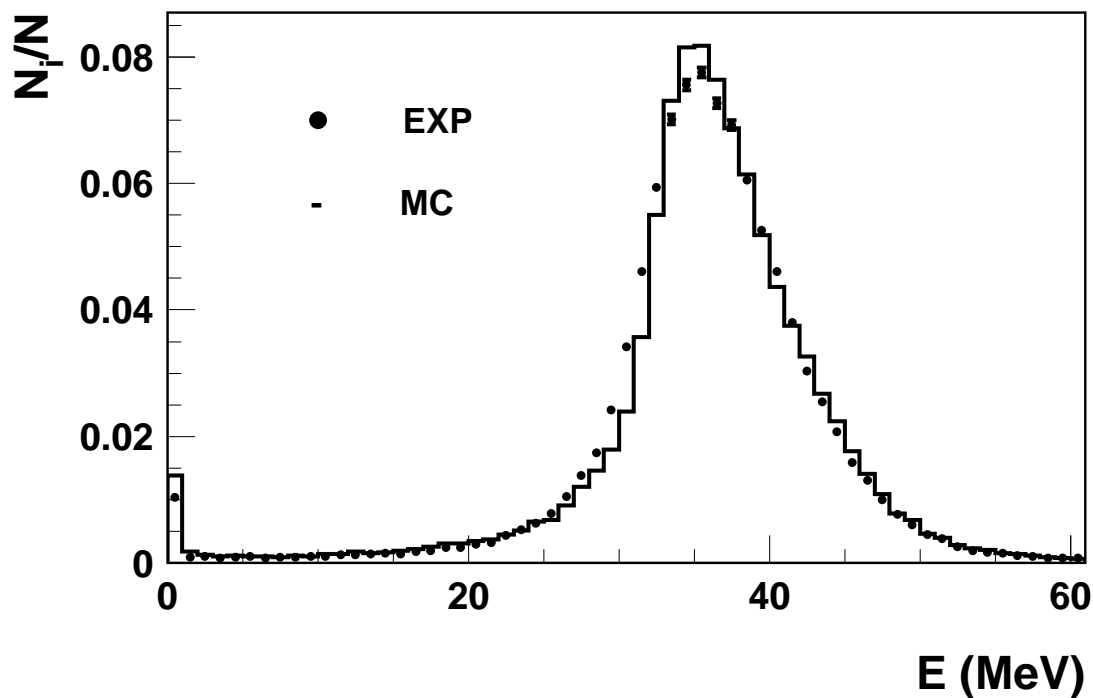


Рис. 2.16: Распределения ионизационных потерь E пионов с энергией выше 360 МэВ в первом слое калориметра в эксперименте (точки) и моделировании (гистограмма).

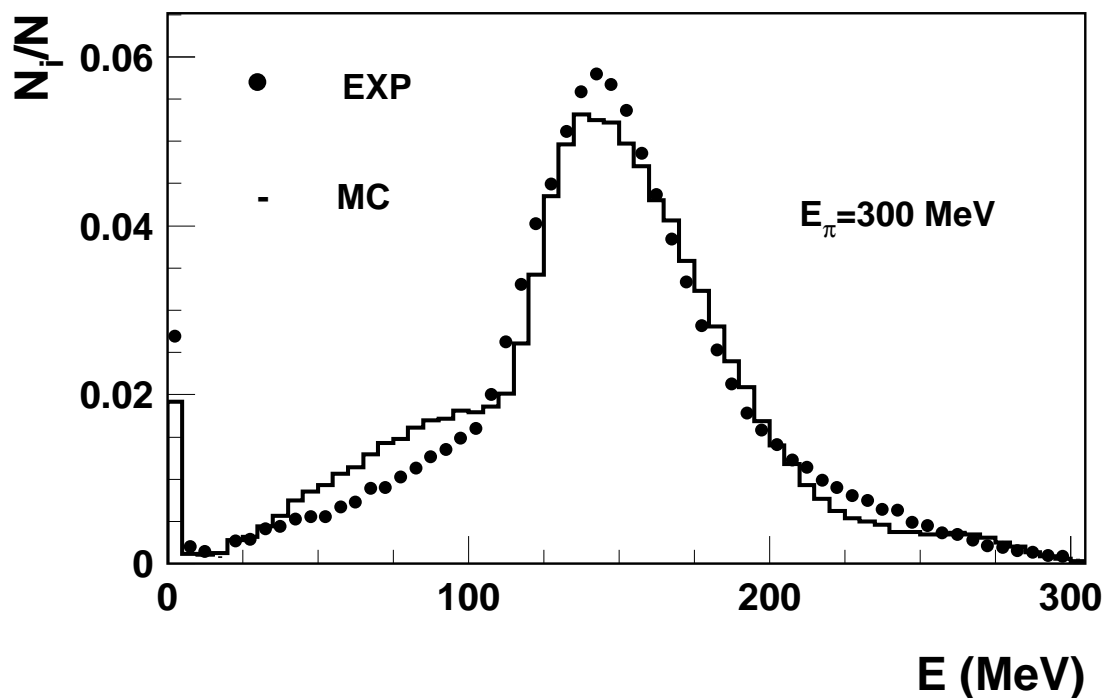


Рис. 2.17: Энерговыделение в калориметре пионов с энергиями около 300 МэВ в эксперименте (точки) и моделировании (гистограмма).

це в энергетических спектрах в эксперименте и моделировании (рис.2.17).

2.5 Интегральная светимость

Число событий процесса e^+e^- аннигиляции в единицу времени равно произведению его сечения σ на светимость коллайдера $L(t)$:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma L(t), \quad (2.16)$$

тогда полное число событий процесса за время набора данных $\Delta t = t_2 - t_1$:

$$N = \sigma \int_{t_1}^{t_2} L(t) dt. \quad (2.17)$$

Величина

$$IL = \int_{t_1}^{t_2} L(t) dt \quad (2.18)$$

называется интегральной светимостью. Число событий процесса отобранных в результате анализа данных:

$$n = N\varepsilon = \sigma IL\varepsilon. \quad (2.19)$$

Если есть процесс с известным сечением, то светимость можно определить из экспериментальных данных:

$$IL = \frac{n}{\sigma\varepsilon}. \quad (2.20)$$

Таковыми процессами являются процессы квантовой электродинамики, сечения которых могут быть рассчитаны теоретически с заданной точностью. Практически для измерения светимости используются процессы с большим сечением $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Для расчёта сечений процессов с точностью 1% и выше необходимо кроме диаграмм высших порядков (Рис.2.18), учитывать вклады диаграмм с излучением реальных и виртуальных фотонов с фермионных линий (Рис.2.19). В случае процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ также учитываются вклады диаграмм с поляризацией вакуума виртуальными парами лептонов и кварков (Рис.2.20).

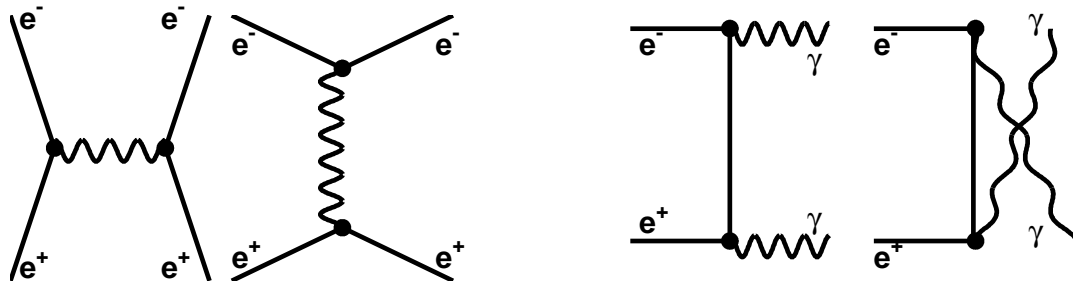


Рис. 2.18: Фейнмановские диаграммы процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ в низшем порядке.

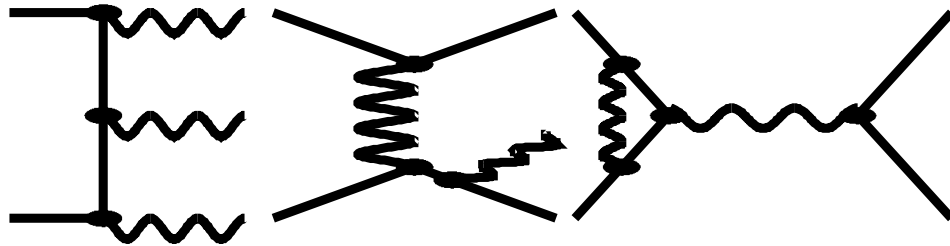


Рис. 2.19: Примеры диаграмм процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ с излучением реальных и виртуальных фотонов с фермионных линий.

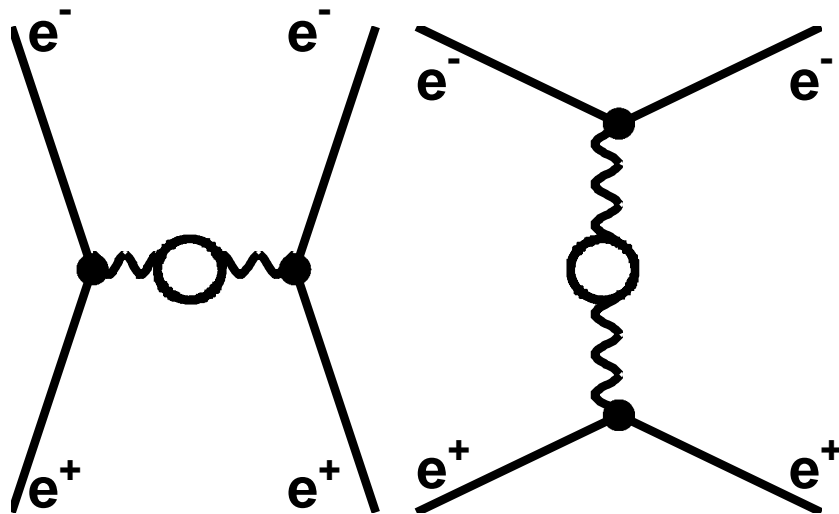


Рис. 2.20: Диаграммы процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ с поляризацией вакуума фермионными парами (электроны, мюоны, τ -лептоны и кварки).

Светимость измеряется следующим образом.

1. Отбираются события нормировочного процесса. Условия отбора основываются на кинематике реакций $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$:

$$P_1 = -P_2, \quad (P_1 + P_2)^2 = s. \quad (2.21)$$

Здесь P_i – 4-импульсы конечных частиц. Таким образом, отбираются события с двумя частицами энергии которых, измеренные калориметром, $E_i \approx \sqrt{s}/2$, с углами расколлинеарности $|\Delta\theta| = |180^\circ - (\theta_1 - \theta_2)| < \theta_0$ и $|\Delta\phi| = |180^\circ - |\phi_1 - \phi_2|| < \phi_0$. Значения θ_0 и ϕ_0 определяются угловыми разрешениями систем детектора. Полярный угол конечных частиц ограничивается исходя из условий эксперимента $\Theta < \theta_i < 180^\circ - \Theta$.

2. Проводится моделирование нормировочного процесса и определяется эффективность регистрации ε .
3. Вычисляется светимость по формуле (2.20)

Глава 3

Измерение сечений процессов e^+e^- аннигиляции.

3.1 Метод непосредственное (прямого) измерение сечений.

Одной из основных задач экспериментов с e^+e^- пучками является измерение сечений процессов e^+e^- аннигиляции. Обычно представляет интерес сечение σ_0 процесса $e^+e^- \rightarrow X$, где X обозначает конечное состояние:

$$\sigma_0 = \frac{\sigma_B}{|1 - \Pi(s)|^2}, \quad (3.1)$$

где σ_B – борновское сечение, включающее вклады диаграмм в первом порядке теории возмущений, $\Pi(s)$ – поляризационный оператор определяемый диаграммами с поляризацией вакуума (Рис.3.1). В наблюдаемое сечение σ_r , т.е. сечение определяющее число зарегистрированных в эксперименте событий:

$$\sigma_r = \frac{N}{IL\varepsilon}, \quad (3.2)$$

вносят вклад диаграммы с излучением реальных и виртуальных фотонов начальными частицами и рождением дополнительных лептонных пар (Рис.3.1). В области энергии $\sqrt{s} < 10$ ГэВ учёт таких диаграмм с точностью до α^2 позволяет теоретически рассчитать сечение σ_r с точностью 0,1

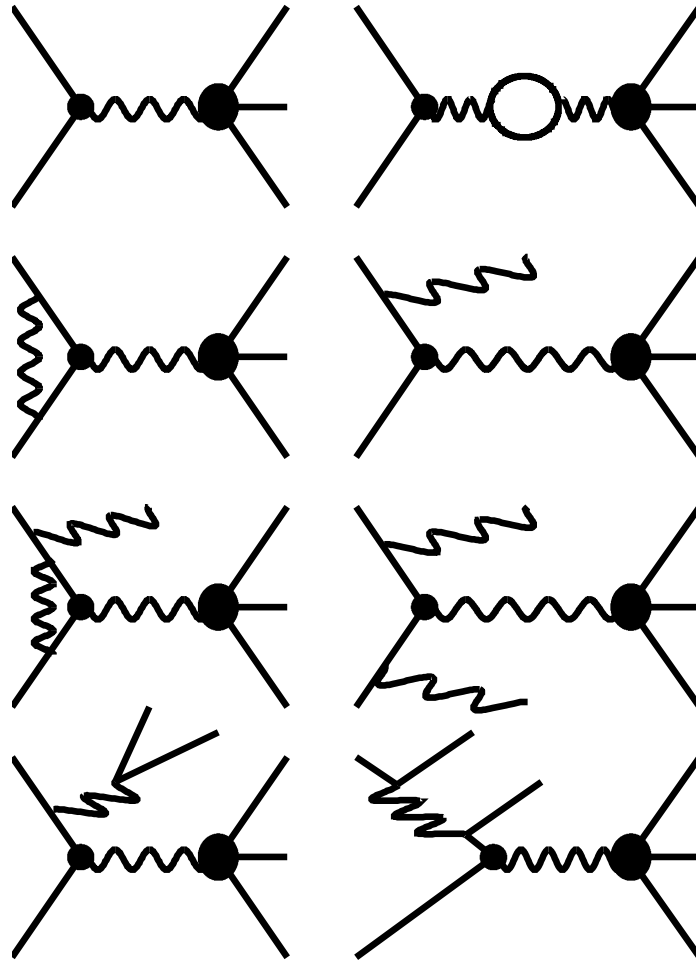


Рис. 3.1: Примеры диаграмм процесса $e^+e^- \rightarrow X$: низшего порядка, с поляризацией вакуума, с излучением реальных виртуальных фотонов начальными частицами, с излучением реальных лептонных пар начальными частицами.

%. В отдельных случаях для расчёта σ_r необходимо учитывать диаграммы с излучением фотонов конечными частицами.

Как правило, в условиях реального эксперимента, при расчёте σ_r излучение реальных частиц начальными электроном и позитроном можно эффективно свести к случаю излучения одного реального фотона. Тогда

$$\sigma_r(s) = \int_0^{E_\gamma^{max}} \sigma_0(s - 2E_\gamma\sqrt{s})F(s, E_\gamma)dE_\gamma, \quad (3.3)$$

где E_γ – энергия излучённого фотона, $F(s, E_\gamma)$ – радиатор, функция учитывающая плотность вероятности излучить фотон с энергией E_γ . Наблюдаемое сечение при энергии $\sqrt{s} = \sqrt{s_0}$ можно представить как

$$\sigma_r(s_0) = \sigma_0(s_0)(1 + \delta_r), \quad (3.4)$$

где коэффициент δ_r называется радиационной поправкой, величина которой зависит от энергии и определяется сечением $\sigma_0(s)$ процесса $e^+e^- \rightarrow X$ при $s < s_0$.

Таким образом в эксперименте наблюдается процесс $e^+e^- \rightarrow X\gamma$, а не $e^+e^- \rightarrow X$. Инвариантная масса системы конечных частиц X равна

$$m = \sqrt{s - 2E_\gamma\sqrt{s}}, \quad (3.5)$$

Поэтому при определении эффективности регистрации в первичном моделировании необходимо учитывать излучение начальными частицами. Естественно, что если излучается мягкий фотон, т.е. $E_\gamma \ll \sqrt{s}/2$, то можно считать, что $m = \sqrt{s}$ и кинематически событие наблюдаемого процесса тождественно событию изучаемого процесса $e^+e^- \rightarrow X$. Распределение фотонов по углу θ относительно импульса излучающей частицы имеет пик в нуле (Рис.3.2), и большая часть излучённых частиц не регистрируется детектором.

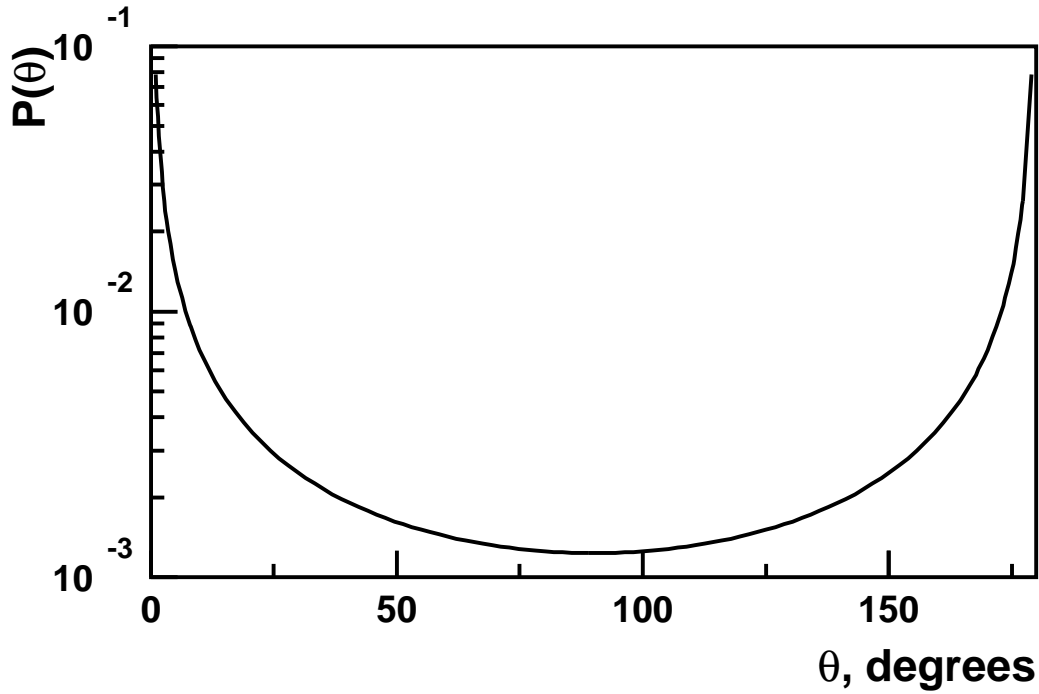


Рис. 3.2: Распределение по углу θ фотонов излучённых начальными частицами относительно оси столкновения пучков.

Рассмотрим сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^0$ (Рис.3.3) и поведение радиационной поправки (Рис.3.4) в области энергии $700 < \sqrt{s} < 1100$ МэВ. В сечении σ_0 есть два максимума, соответствующие рождению и распаду $\omega(782)$ и $\phi(1020)$ резонансов, $e^+e^- \rightarrow \omega(782), \phi(1020) \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^0$ и глубокий минимум справа от пика ϕ -мезона при $\sqrt{s} \simeq 1040$ МэВ, связанный с интерференцией между этими резонансами. В сечении σ_r минимума нет, что связано с тем, что в этой области величина наблюдаемого сечения полностью определяется излучением фотонов начальными частицами. Наличие резонансного пика вблизи минимума приводит к тому, что начальные частицы практически всегда излучают фотон с энергией $E_\gamma = (s - m_\phi^2)/2\sqrt{s}$ (излучение со сбросом на резонанс). То же явление хо-

рошо видно в области энергии между пиками ϕ и ω и связано со сбросом на ω резонанс. В общем случае можно говорить, что если сечение растёт с энергией, то величина $1 + \delta_r$ падает, а если сечение уменьшается, то величина растёт.

Стохастические процессы в пучке приводят к тому, что энергия частиц оказывается распределённой по нормальному закону. Поэтому энергия системы центра масс взаимодействующих электрона и позитрона так же имеет нормальное распределение со среднеквадратичным отклонением δs_0 относительно среднего значения $\sqrt{s_0}$:

$$G(s, s_0, \delta s_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta s_0} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\sqrt{s} - \sqrt{s_0}}{\delta s_0}\right)^2\right]. \quad (3.6)$$

Разброс энергии приводит к усреднению наблюдаемого сечения по интервалу энергии. В расчёте наблюдаемого сечения это учитывается следующим образом:

$$\sigma_e(s) = \int_0^{+\infty} \sigma_r(s) G(s, s_0, \delta s_0) \frac{ds}{2\sqrt{s}} \quad (3.7)$$

Разброс энергии приводит к тому, что $\sigma_e(s_0) < \sigma_r(s_0)$. В случае узких резонансов, например J/ψ , когда полная ширина $\Gamma_{J/\psi} \ll \delta s_0$ ($J/\psi \approx 93$ кэВ, $\delta s_0 \approx 1500$ кэВ), ширина наблюдаемого пика полностью определяется разбросом энергии. Для ϕ -мезона $\Gamma_\phi \gg \delta s_0$ ($\Gamma_\phi \approx 4,2$ МэВ, $\delta s_0 \approx 0,3$ МэВ) относительная разница σ_r и σ_e в пике резонанса составляет $\approx 1\%$. Если $|\sqrt{s} - \sqrt{s_0}| \ll \delta s_0$, в выражении (3.7) можно разложить подинтегральную функцию в ряд Тейлора по малому параметру $\sqrt{s} - \sqrt{s_0}$ с отбрасыванием членов порядка $O((\sqrt{s} - \sqrt{s_0})^3)$:

$$\begin{aligned} \sigma_e(s_0) &\simeq \int \left(\sigma_r(s_0) + \frac{d\sigma_r}{d\sqrt{s}}(s_0) \cdot (\sqrt{s} - \sqrt{s_0}) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \frac{d^2\sigma_r}{ds}(s_0) \cdot (\sqrt{s} - \sqrt{s_0})^2 \right) G(s, s_0, \delta s_0) d\sqrt{s} \\ &= \sigma_r(s_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\sigma_r}{ds}(s_0) \cdot (\delta s_0)^2 = \sigma_r(s_0)(1 + \delta_e). \end{aligned} \quad (3.8)$$

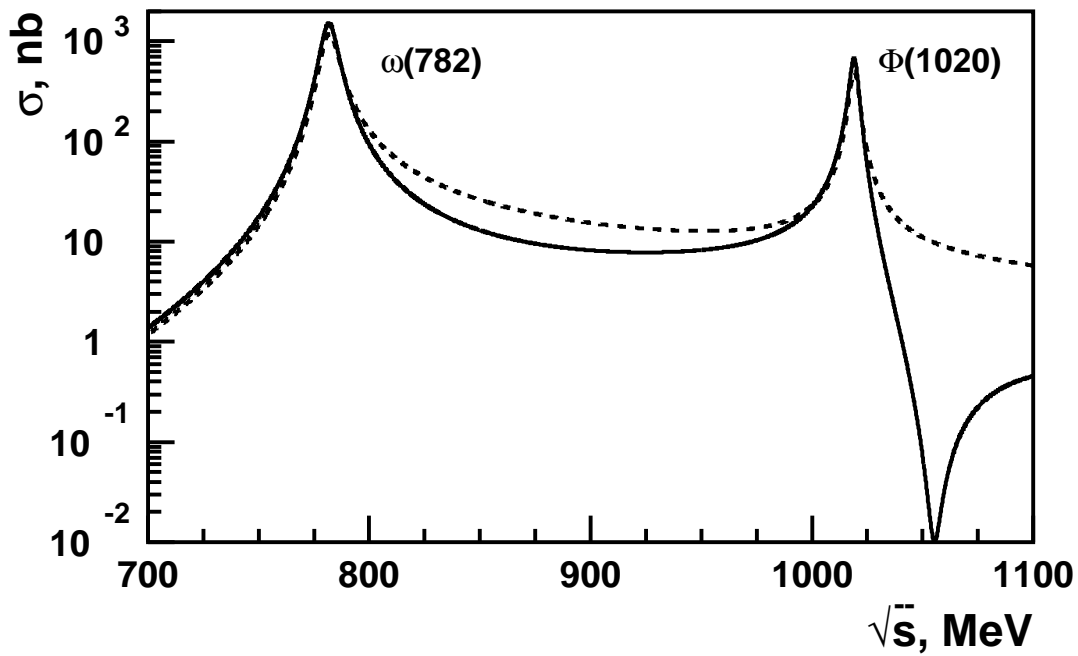


Рис. 3.3: Сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Сплошная кривая – сечение σ_0 , штриховая кривая – сечение σ_r .

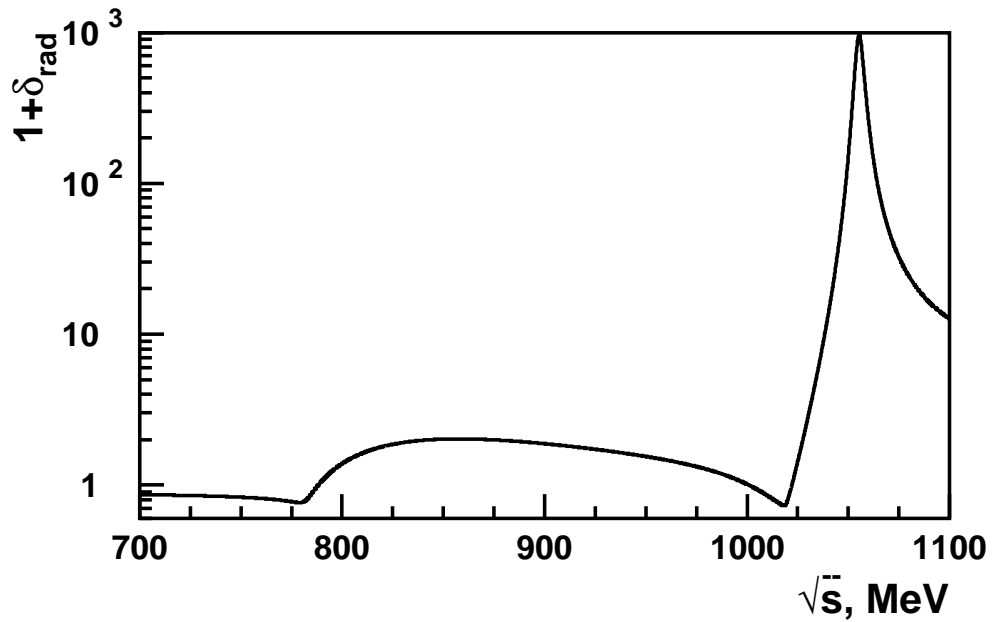


Рис. 3.4: Величина радиационной поправки в процессе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в зависимости от энергии.

Таким образом вместо (3.2) имеем:

$$\sigma_e = \frac{N}{IL\varepsilon} \quad (3.9)$$

и, учитывая (3.4) и (3.9),

$$\sigma_0(s_0) = \frac{N}{IL\varepsilon(1 + \delta_r)(1 + \delta_e)}. \quad (3.10)$$

То есть, чтобы определить сечение σ_0 в точке s_0 необходимо знать зависимость измеряемого сечения от энергии. Для определения поправок и эффективности регистрации надо использовать предположение (модель) о поведении сечения $\sigma_0(s, \vec{\alpha})$. Здесь $\vec{\alpha}$ – вектор параметров модели значения которых, возможно, требуется определить или уточнить.

Пусть в нескольких энергетических точках $\sqrt{s_i}$ ($i = 1, \dots, K$) было отобрано N_i событий изучаемого процесса. Запишем ожидаемое число событий в точке i :

$$M_i(\vec{\alpha}) = \sigma_e(s_i, \vec{\alpha})\varepsilon IL_i \quad (3.11)$$

Ошибка ожидаемого числа событий определяется точностями измерения энергии Δs , светимости ΔIL и эффективности регистрации $\Delta\varepsilon$:

$$\begin{aligned} (\Delta M_i(\vec{\alpha}))^2 = & (\Delta IL_i \cdot \sigma_e(s_i, \vec{\alpha})\varepsilon_i)^2 + (\Delta s_i \cdot \varepsilon_i \frac{d\sigma_r}{d\sqrt{s}}(s_i, \vec{\alpha}) IL_i)^2 \\ & + (\Delta\varepsilon_i \cdot \sigma_e(s_i, \vec{\alpha}) IL_i)^2. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Для определения параметров модели число отобранных событий подгоняется числом ожидаемых событий. При этом ищется минимум функции:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^K \frac{(M_i(\vec{\alpha}) - N_i)^2}{(\Delta M_i(\vec{\alpha}))^2 + N_i} \quad (3.13)$$

по вектору $\vec{\alpha}$. В результате будет определен оптимальный набор параметров, вычислены поправки и $\sigma_0(s_i)$.

Как отмечалось выше, при определении эффективности регистрации ε необходимо учитывать излучение начальных частиц. Зависимость ε от

энергии излучённого фотона определяется условиями отбора. Например, при изучении процесса $e^+e^- \rightarrow \phi(1020) \rightarrow K_S K_L$ можно построить отбор на выделении событий с распадом $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma \gamma$. При этом единственное требование – наличие в событии двух нейтральных пионов с инвариантной массой близкой к массе K_S . Так как на энергию-импульс каона ни каких ограничений не накладывалось, то эффективность регистрации будет одинаковой как для событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \gamma$, так и для событий $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, не будет зависеть от энергии излучённого фотона и величины δ_r . На Рис.4.18 приведён спектр импульсов K_S в событиях отобранных таким образом при $\sqrt{s_0} = 1060$ МэВ, т.е. справа от пика ϕ -мезона (Рис.3.6). Спектр содержит как события $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ “без излучения фотона” (правый пик), так и события со сбросом на ϕ -резонанс (левый пик).

В рассмотренном примере дополнительно ограничим измеренный импульс каона:

$$|p_{K_S} - \sqrt{s_0/4 - m_{K_S}^2}| < 3\Delta p_{K_S}, \quad (3.14)$$

где $\Delta p_{K_S} = 20$ МэВ – разрешение по импульсу каона в спектре на Рис.4.18, $m_{K_S} \approx 498$ МэВ – масса нейтрального каона. В этом случае будет отброшено часть событий в которых был излучён энергичный фотон. Теперь эффективность зависит от спектра излучённых фотонов, т.е. от поведения $\sigma_0(s)$. Но при определении ε в первичном моделировании для генерации излучённых фотонов использовалось сечение $\sigma_0(s)$, $\vec{\alpha}$, и если при подгонке параметры $\vec{\alpha}$ изменились, то и эффективность должна измениться. В этом случае можно сделать несколько итераций, т.е. повторить моделирование с новыми параметрами $\vec{\alpha}$ и переподогнать данные.

Чтобы не повторять моделирование несколько раз, необходимо определить зависимость эффективности от энергии излучённого фотона. Для этого, например, в первичном моделировании генерируются события $e^+e^- \rightarrow X\gamma$ в которых энергия фотона E_γ распределена равномерно на интервале

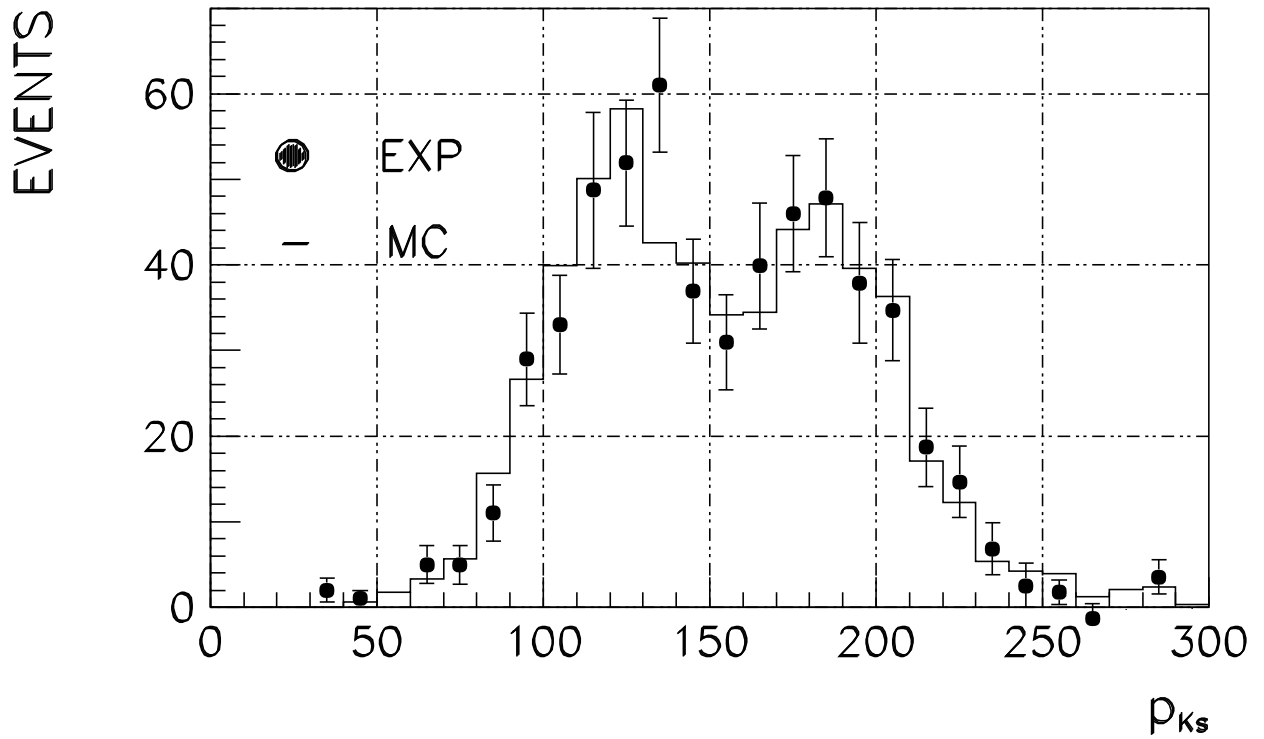


Рис. 3.5: Распределение по импульсу каона при энергии $\sqrt{s} = 1060$ МэВ. Левый пик соответствует случаям сброса на резонанс. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

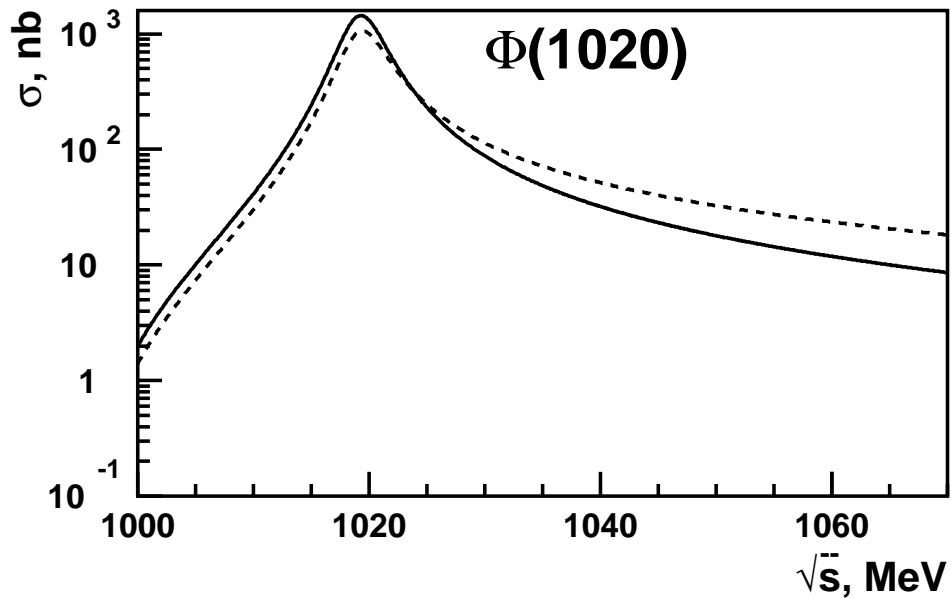


Рис. 3.6: Сечения $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Сплошная кривая – сечение σ_0 , штриховая кривая – сечение σ_r .

от 0 до E_γ^{max} . После применения условий отбора к событиям моделирования эффективность в каждой энергетической точке $\varepsilon_i(E_\gamma)$ определяется как отношение энергетического спектра фотонов в событиях прошедших отбор к исходному спектру в первичном моделировании. Определим сечение регистрации следующим образом:

$$\sigma_v^i = \frac{N_i}{IL_i}, \quad (3.15)$$

а ожидаемое сечение регистрации как

$$\sigma_t^i = \int_0^{E_\gamma^{max}} \sigma_0(s_i - 2E_\gamma\sqrt{s_i}, \vec{\alpha}) F(s_i, E_\gamma) \varepsilon_i(E_\gamma) dE_\gamma \quad (3.16)$$

Здесь для упрощения выражений разброс энергии не учитывается. Для определения значений $\vec{\alpha}$ сечение σ_t^i подгоняется к сечению σ_v^i .

3.2 Метод радиационного возврата.

В описанном выше методе сечение процесса $e^+e^- \rightarrow X$ измеряется непосредственно при энергии столкновения электрона и позитрона. Излучение фотона начальными частицами позволяет измерять сечение $\sigma_0(s)$ при энергиях $\sqrt{s} < \sqrt{s_0}$ путём набора данных в одной энергетической точке $\sqrt{s_0}$. Этот способ измерения получил название метода радиационного возврата или ISR (Initial State Radiation). Метод применяется на ϕ , $c - \tau$ и B -фабриках, где данные при большой светимости набираются, в основном, в точках рождения резонансов ϕ , ψ и Υ .

Рассмотрим процесс $e^+e^- \rightarrow X\gamma$. Дифференциальное по инвариантной массе m системы конечных частиц X сечение регистрации представляется в виде:

$$\frac{d\sigma_v(m)}{dm} = \frac{2m}{s_0} \varepsilon(m) F(s_0, E_\gamma) \sigma_0(m). \quad (3.17)$$

Если при отборе событий учитывать кинематику процесса $e^+e^- \rightarrow X + \gamma$, то можно определить сечение $\sigma_0(s)$ от порога рождения системы X до

$\sqrt{s} \sim \sqrt{s_0}$ по измеренному спектру m :

$$\frac{dN}{dm'} = IL \times \int_0^{+\infty} \varepsilon(m) \frac{2m}{s_0} F(s_0, m) \sigma_0(m) G(m, m') dm. \quad (3.18)$$

Здесь $G(m, m')$ – функция учитывающая разрешение детектора по m , m' – измеренное значение массы системы X .

Для определения параметров теоретической модели экспериментальный спектр подгоняется ожидаемым распределением (3.18). Пусть, например, измеренный спектр представлен в виде гистограммы с числом каналов M и шириной канала Δ , n_i – число событий в канале, $i = 1, \dots, K$. Ожидаемое число событий в i -ом канале гистограммы:

$$N_i(\vec{\alpha}) = \int_{m'_i - \frac{\Delta}{2}}^{m'_i + \frac{\Delta}{2}} dm' IL \times \int_0^{+\infty} \varepsilon(m) \frac{2m}{s_0} F(s_0, m) \sigma_0(m, \vec{\alpha}) G(m, m') dm, \quad (3.19)$$

где m'_i – центр i -ого канала гистограммы. Оптимальные значения параметров $\vec{\alpha}$ определяются путём минимизации выражения:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^K \frac{(N_i(\vec{\alpha}) - n_i)^2}{n_i}, \quad (3.20)$$

Здесь считается, что ошибка ожидаемого числа событий пренебрежима по сравнению с $\sqrt{n_i}$.

Для получения спектра $\sigma_0(m)$ прежде всего необходимо сделать обратную свёртку (деконволюцию, развёртку) измеренного спектра, т.е. устранить искажения распределения вносимые разрешением детектора по инвариантной массе m . Так как измеренная в событии инвариантная масса m' не равна истинной массе m , то есть вероятность того, что событие с массой m $m'_i - \frac{\Delta}{2} < m < m'_i + \frac{\Delta}{2}$ окажется не в i -ом, а в другом, j -ом канале. Это можно учесть если построить матрицу вероятностей перехода события между каналами и с её помощью восстановить число событий в

i -ом канале :

$$M_i = \sum_{j=1}^K a_{ij} n_j, \quad (3.21)$$

a_{ij} - вероятность событию с m' из j -го канала оказаться событием с m из i -го канала. Отметим, что обратная свёртка увеличивает величины ошибок числа событий в каналах и приводит к появлению корреляции между ними.

Если величина сечения регистрации (3.17) мало меняется на ширине канала гистограммы, то можно считать, что

$$\frac{M_i}{\Delta} = \varepsilon(m_i) \frac{2m_i}{s_0} F(s_0, m_i) \sigma_0(m_i) IL, \quad (3.22)$$

тогда сечение σ_0 можно определить следующим образом:

$$\sigma_0(m_i) = \frac{M_i}{\Delta} \times \frac{s_0}{2m_i} \times \frac{1}{\varepsilon(m_i) F(s_0, m_i) IL}. \quad (3.23)$$

Существуют два подхода к измерениям методом радиационного возврата. В первом требуется регистрация всех частиц, в том числе и радиационного фотона. Во втором регистрация фотона не требуется. Предполагается, что фотон не попал в телесный угол детектора. Проводится полная реконструкция конечных частиц X . Далее, например, отбираются события в которых угол θ не зарегистрированного фотона, который определяется с учётом равенства $\vec{p}_\gamma = -\vec{p}_X$, удовлетворяет условию:

$$\theta > 180^\circ - \theta_0 \quad \text{или} \quad \theta < \theta_0, \quad (3.24)$$

где θ_0 – граничный угол детектора, а “масса” фотона

$$m_\gamma = s - 2\sqrt{s}E_X + m^2 \approx 0. \quad (3.25)$$

Выбор подхода зависит от условий эксперимента и решаемой физической задачи.

Глава 4

Электрон-позитронная аннигиляция в адроны при низкой энергии.

Областью низкой энергии условно называется диапазон $\sqrt{s} \lesssim m_{J/\psi}$ ($m_{J/\psi} \approx 3.1$ ГэВ), т.е. ниже порога рождения пары очарованных c -кварков. В этой области сечение аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны (Рис.4.1) достигает наибольших значений и рождается половина из известных кварков (u, d, s). Здесь сечение процессов обусловлено рождением резонансов – лёгких векторных мезонов ρ, ω, ϕ и их возбуждённых состояний. Изучение процессов $e^+e^- \rightarrow$ адроны позволяет определять параметры резонансов, исследовать динамику реакций, интерференцию между мезонами.

Легкие векторные мезоны ρ, ω и ϕ являются кварк-антикварковыми состояниями:

$$|\rho\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} - u\bar{u}), \quad |\omega\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} + u\bar{u}), \quad |\phi\rangle \approx s\bar{s}, \quad (4.1)$$

и в настоящее время их свойства не могут быть рассчитаны и предсказаны в рамках фундаментальной теории сильных взаимодействий (КХД). Поэтому большой интерес для изучения сильных взаимодействий при низких энергиях представляет экспериментальное исследование свойств этих мезонов. Исследования ρ, ω и ϕ резонансов идут в двух направлениях. С одной стороны, ведется поиск редких распадов этих состояний, а с другой, увеличивается точность измерения основных параметров резонансов:

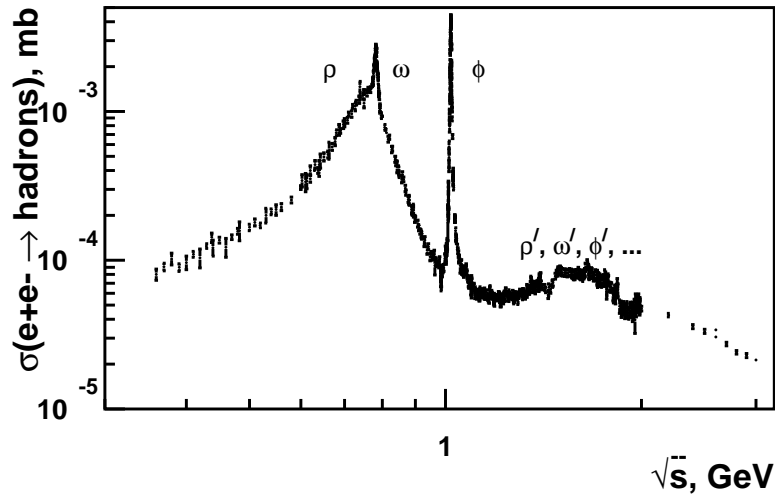


Рис. 4.1: Сечение аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ адроны при энергии $\sqrt{s} < 3.1$ ГэВ.

масс, полных ширин, основных мод распада.

Возбужденные состояния лёгких векторных мезонов – ρ' , ρ'' , ω' , ω'' и ϕ' изучены плохо по сравнению с ρ , ω и ϕ мезонами. Практически, об этих состояниях известно только то, что они существуют. Определение параметров этих состояний затруднено малой точностью и противоречивостью экспериментальных данных, большой шириной состояний и модельной неопределенностью в их описании.

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны при низкой энергии дает основной вклад в величину $R(s) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$, которая используется при вычислении дисперсионных интегралов, например, для расчета бегущей электромагнитной константы на массе Z -бозона $\alpha_{em}(s = m_Z^2)$ или при определении адронного вклада a_μ^{hadr} в аномальный магнитный момент мюона $(g - 2)/2$, который сейчас измерен с высокой относительной точностью $\sim 5 \times 10^{-6}$.

4.1 Модель доминантности векторных мезонов

В области низкой энергии практически невозможно провести расчёт сечений процессов $e^+e^- \rightarrow$ адроны в рамках фундаментальной теории сильных взаимодействий – квантовой хромодинамики. Поэтому для описания сечений необходимо применять феноменологические модели. Одной из таких моделей, с высокой точностью описывающей экспериментальные данные, является модель доминантности векторных мезонов (ДВМ).

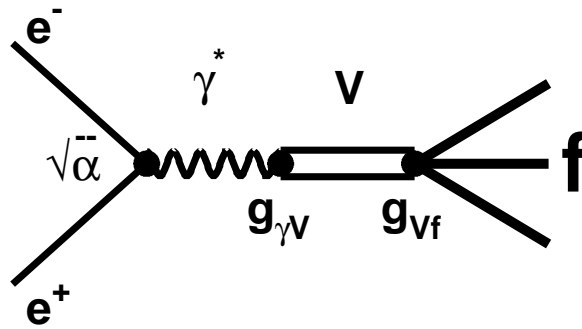


Рис. 4.2: Диаграмма процесса аннигиляции $e^+e^- \rightarrow f$ в модели ДВМ.

Согласно модели ДВМ взаимодействие фотона (реального или виртуального) с адронами (мезонами или барионами) происходит посредством перехода фотона в нейтральные векторные мезоны и их последующего распада на адроны (Рис.4.2). Векторный мезон V состоит из кварка и антикварка $q\bar{q}$ с одинаково направленными проекциями спина и имеет квантовые числа $I = 1$ или 0 , $J^{PC} = 1^{--}$. Возможность перехода фотона в векторные мезоны обусловлена совпадением их квантовых чисел $J^{PC} = 1^{--}$.

В рамках модели ДВМ сечение процесса аннигиляции $e^+e^- \rightarrow f$ можно

записать в следующем виде:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f) = \frac{4\pi\alpha^2}{s^{3/2}} P_f(s) \left| A(\gamma^* \rightarrow f) \right|^2, \quad (4.2)$$

где $P_f(s)$ – фактор фазового объёма, зависящий от конечного состояния f ,

$$A(\gamma^* \rightarrow f) = \frac{g_{\gamma V} g_{Vf}}{D_V(s)} \quad (4.3)$$

амплитуда перехода виртуального фотона в конечное состояние f , $g_{\gamma V}$ и g_{Vf} – константы связи фотона с векторным мезоном и векторного мезона с конечным состоянием,

$$D_V(s) = m_V^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V(s) \quad (4.4)$$

обратный пропатор (функция распространения) векторного мезона V , m_V – масса V , $\Gamma_V(s)$ – ширина V зависящая от энергии равняется сумме парциальных ширин распадов V во все возможные конечные состояния:

$$\Gamma_V(s) = \sum_f \Gamma(V \rightarrow f, s) = g_{Vf}^2 P_f(s). \quad (4.5)$$

Полная ширина мезона $\Gamma_V \equiv \Gamma_V(m_V)$.

Константы связи выражаются через ширины распадов следующим образом:

$$g_{\gamma V} = \left[\frac{3m_V^3 \Gamma_V B(V \rightarrow e^+e^-)}{4\pi\alpha} \right]^{1/2}, \quad (4.6)$$

$$g_{Vf} = \left[\frac{\Gamma_V B(V \rightarrow f)}{P_f(m_V)} \right]^{1/2} = \left[\frac{\Gamma(V \rightarrow f, m_V)}{P_f(m_V)} \right]^{1/2}, \quad (4.7)$$

где $B(V \rightarrow e^+e^-)$ и $B(V \rightarrow f)$ – относительные вероятности соответствующих распадов V .

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow f$ при $s = m_V^2$ записывается в следующем виде:

$$\sigma(V \rightarrow f) = \frac{12\pi B(V \rightarrow f) B(V \rightarrow e^+e^-)}{m_V^2}, \quad (4.8)$$

тогда можно переписать амплитуду:

$$A(\gamma^* \rightarrow V \rightarrow f) = \frac{\Gamma_V m_V^2 \sqrt{\sigma(V \rightarrow f) m_V}}{D_V(s)} \sqrt{\frac{1}{P_f(m_V)}} \quad (4.9)$$

и сечение $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow f$ в зависимости от энергии:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow V \rightarrow f) = \frac{P_f(s)}{s^{3/2}} \left| \frac{\Gamma_V m_V^2 \sqrt{\sigma(V \rightarrow f) m_V}}{D_V(s)} \sqrt{\frac{1}{P_f(m_V)}} \right|^2. \quad (4.10)$$

Зачастую для описания процесса $e^+e^- \rightarrow f$ необходимо учитывать вклад не одного, а нескольких векторных мезонов, тогда амплитуда перехода виртуального фотона в конечное состояние равна

$$A(\gamma^* \rightarrow f) = \sum_{i=1}^N A(\gamma^* \rightarrow V_i \rightarrow f) e^{i\varphi_{V_1 V_i}}. \quad (4.11)$$

Здесь N – число векторных мезонов, $\varphi_{V_1 V_i}$ – фаза между амплитудами векторных мезонов, $\varphi_{V_1 V_1} \equiv 0$.

4.2 Измерение параметров $\phi(1020)$ -резонанса посредством изучения процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-, K_S K_L$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$

Сечения процессов $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области $\phi(1020)$ резонанса определяются сильным и электромагнитным взаимодействием легких кварков (s, u, d) и в настоящее время не могут быть точно описаны теорией сильных взаимодействий (КХД). Тем не менее, хорошее описание этих сечений может быть дано на основании феноменологической модели ДВМ, содержащей ряд констант ($g_{V\gamma}, g_{V\rho\pi}, g_{VP\gamma}, g_{VPP}$), определяемых из эксперимента. В рамках модели ДВМ сечения описываются амплитудами перехода векторных мезонов $V = \phi, \omega, \rho$ в конечные состояния: $V \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $V \rightarrow K\bar{K}$. В области энергии от 980 до 1070 МэВ основными вкладами в рассматриваемые сечения являются распады

$\phi \rightarrow K^+K^-$, $K_S K_L$ и подавленный по правилу OZI распад $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Измерение сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, K^+K^- , $K_S K_L$ в этой области энергии позволяет определять параметры ϕ -мезона и изучать интерференцию с другими векторными мезонами, даёт важные экспериментальные данные для физики легких мезонов.

4.3 Теоретические сечения

На рисунках 4.3 и 4.4 показаны диаграммы процессов $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$. Для реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ приведён доминирующий $\rho\pi$ механизм, учёт которого достаточен для определения основных параметров ϕ -мезона.

В рамках модели ДВМ сечения процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, $K_S K_L$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ могут быть записаны в следующем виде:

$$\sigma_{K^+K^-}(s) = \frac{8\pi\alpha}{3s^{5/2}} q_{K^+K^-}^3(s) \cdot \left| \frac{g_{\phi\gamma}g_{\phi K^+K^-}}{D_\phi(s)} e^{i\phi_{K\bar{K}}} - \frac{g_{\omega\gamma}g_{\omega K^+K^-}}{D_\omega(s)} - \frac{g_{\rho\gamma}g_{\rho K^+K^-}}{D_\rho(s)} + A_{K^+K^-} \right|^2 \quad (4.12)$$

$$\sigma_{K_S K_L}(s) = \frac{8\pi\alpha}{3s^{5/2}} q_{K_S K_L}^3(s) \cdot \left| \frac{g_{\phi\gamma}g_{\phi K_S K_L}}{D_\phi(s)} e^{i\phi_{K\bar{K}}} - \frac{g_{\omega\gamma}g_{\omega K_S K_L}}{D_\omega(s)} + \frac{g_{\rho\gamma}g_{\rho K_S K_L}}{D_\rho(s)} + A_{K_S K_L} \right|^2 \quad (4.13)$$

$$\sigma_{3\pi}(s) = \frac{4\pi\alpha}{s^{3/2}} W(s) \cdot \left| \frac{g_{\phi\gamma}g_{\phi\rho\pi}}{D_\phi(s)} e^{i\phi_{\phi\omega}} + \frac{g_{\omega\gamma}g_{\omega\rho\pi}}{D_\omega(s)} + A_{3\pi} \right|^2, \text{ где} \quad (4.14)$$

$$D_V = m_V^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V(s),$$

$$\Gamma_V(s) = \Gamma(V \rightarrow K^+K^-, s) + \Gamma(V \rightarrow K_S K_L, s) + \Gamma(V \rightarrow 3\pi, s) + \Gamma(V \rightarrow \eta\gamma, s) + \Gamma(V \rightarrow \pi^0\gamma, s) + \Gamma(V \rightarrow \pi^+\pi^-, s). \quad (4.15)$$

Здесь V обозначает векторный мезон ρ, ω, ϕ ; $q_{K^+K^-}(s)$, $q_{K_S K_L}(s)$ – импульсы каонов, $W(s)$ – множитель, учитывающий фазовый объём конечного $\pi^+\pi^-\pi^0$ состояния и $\rho\pi$ промежуточное состояние, амплитуды $A_{K^+K^-}$,

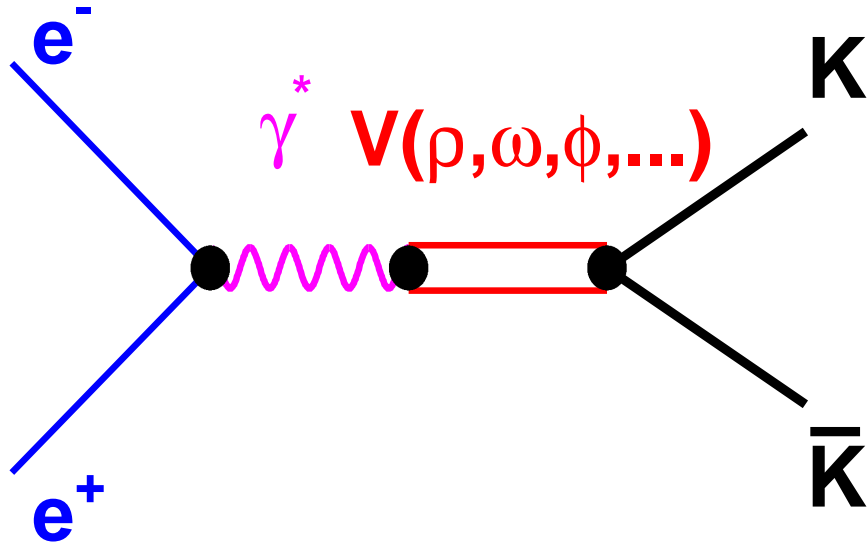


Рис. 4.3: Диаграмма процесса $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$.

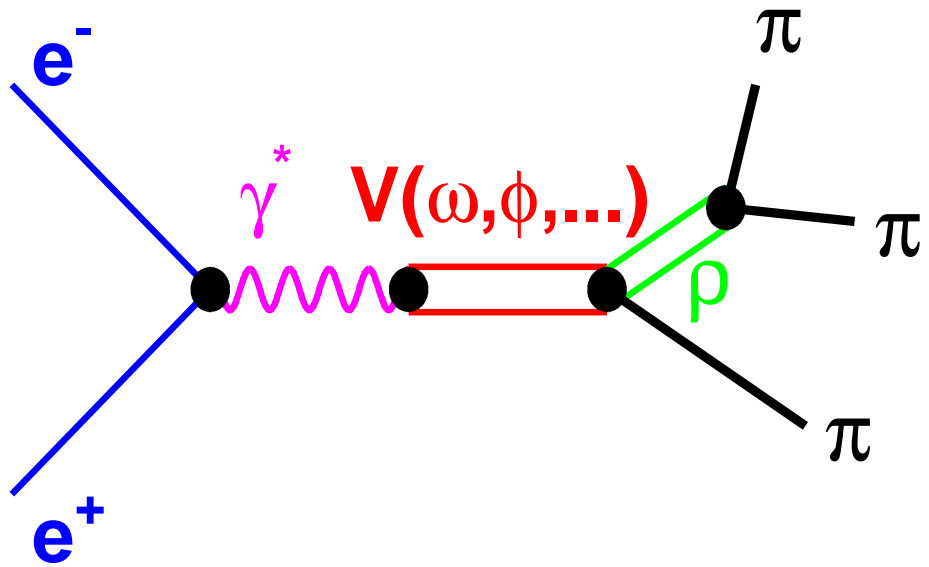


Рис. 4.4: Диаграмма процесса $e^+e^- \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

$A_{K_S K_L}$ и $A_{3\pi}$ описывают вклад вышележащих резонансов, $\phi_{\phi\omega}$ и $\phi_{K\bar{K}}$ – носительные фазы интерференции. Фазы $\phi_{K\bar{K}}$ и $\phi_{\phi\omega}$ равны 180° в рамках наивной кварковой модели.

Парциальные ширины распадов в зависимости от энергии записываются в виде:

$$\begin{aligned}\Gamma(V \rightarrow 3\pi, s) &= \frac{|g_{V\rho\pi}|^2}{4\pi} W(s), & \Gamma(V \rightarrow PP, s) &= \frac{|g_{VPP}|^2}{6\pi s} q_{PP}^3(s), \\ \Gamma(V \rightarrow P\gamma, s) &= \frac{1}{3} |g_{VP\gamma}|^2 q_{P\gamma}^3(s),\end{aligned}\quad (4.16)$$

где P обозначает псевдоскалярный мезон π или K .

Константы связи выражаются через ширины соответствующих распадов следующим образом:

$$\begin{aligned}|g_{V\gamma}| &= \left[\frac{3m_V^3 \Gamma_V B(V \rightarrow e^+e^-)}{4\pi\alpha} \right]^{1/2}, & |g_{VP\gamma}| &= \left[\frac{3\Gamma_V B(V \rightarrow P\gamma)}{q_{P\gamma}^3(m_V)} \right]^{1/2}, \\ |g_{V\rho\pi}| &= \left[\frac{4\pi\Gamma_V B(V \rightarrow \rho\pi)}{W(V_\phi)} \right]^{1/2}, & |g_{VPP}| &= \left[\frac{6\pi m_V^2 \Gamma_V B(V \rightarrow PP)}{q_{PP}^3(m_V)} \right]^{1/2}, \\ |g_{\omega(\rho)K^+K^-}| &= \frac{1}{\sqrt{2}} |g_{\phi K^+K^-}|, & |g_{\omega(\rho)K_S K_L}| &= \frac{1}{\sqrt{2}} |g_{\phi K_S K_L}|.\end{aligned}\quad (4.17)$$

Здесь $\Gamma_V = \Gamma_V(m_V)$.

Для учета кулоновского взаимодействия заряженных каонов в конечном состоянии в константу связи $g_{\phi K^+K^-}$ вводится формфактор:

$g_{\phi K^+K^-} \rightarrow g_{\phi K^+K^-} \cdot \sqrt{Z(s)/Z(m_\phi)}$, где

$$Z(s) = 1 + \alpha\pi \frac{1+v^2}{2v}, \quad v = \left(1 - \frac{4m_{K^\pm}^2}{s}\right)^{1/2}$$

В области пика ϕ -мезона величина $Z(s)$ слабо меняется и влияние формфактора $\sqrt{Z(s)/Z(m_\phi)}$ на ширину и массу резонанса пренебрежимо мало.

Для аппроксимации экспериментальных данных использовались сечения, преобразованные к виду:

$$\sigma_{K^+K^-}(s) = \frac{1}{s^{5/2}} \frac{q_{K^+K^-}^3(s)}{q_{K^+K^-}^3(m_\phi)} \cdot \left| \frac{\Gamma_\phi m_\phi^3 \sqrt{\sigma(\phi \rightarrow K^+K^-)} m_\phi}{D_\phi(s)} e^{i\phi_{K\bar{K}}} \right|^2$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{\sqrt{\Gamma_\phi \Gamma_\omega m_\omega^3 m_\phi^2 6\pi B(\omega \rightarrow e^+e^-) B(\phi \rightarrow K^+K^-)}}{D_\omega(s)} \\
 & - \frac{\sqrt{\Gamma_\phi \Gamma_\rho m_\rho^3 m_\phi^2 6\pi B(\rho \rightarrow e^+e^-) B(\phi \rightarrow K^+K^-)}}{D_\rho(s)} \\
 & + A_{K^+K^-}^0 \Big|^2; \tag{4.18} \\
 \sigma_{K_S K_L}(s) = & \frac{1}{s^{5/2}} \frac{q_{K_S K_L}^3(s)}{q_{K_S K_L}^3(m_\phi)} \cdot \left| \frac{\Gamma_\phi m_\phi^3 \sqrt{\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)} m_\phi}{D_\phi(s)} e^{i\phi_{K\bar{K}}} \right. \\
 & - \frac{\sqrt{\Gamma_\phi \Gamma_\omega m_\omega^3 m_\phi^2 6\pi B(\omega \rightarrow e^+e^-) B(\phi \rightarrow K_S K_L)}}{D_\omega(s)} \\
 & + \frac{\sqrt{\Gamma_\phi \Gamma_\rho m_\rho^3 m_\phi^2 6\pi B(\rho \rightarrow e^+e^-) B(\phi \rightarrow K_S K_L)}}{D_\rho(s)} \\
 & \left. + A_{K_S K_L}^0 \Big|^2; \tag{4.19} \\
 \sigma_{3\pi}(s) = & \frac{1}{s^{3/2}} \frac{W(s)}{W(m_\phi)} \cdot \left| \frac{\Gamma_\phi m_\phi^2 \sqrt{\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)} m_\phi}{D_\phi(s)} e^{i\phi_{\phi\omega}} + \right. \\
 & \left. \sqrt{\frac{W(m_\phi)}{W(m_\omega)}} \frac{\Gamma_\omega m_\omega^2 \sqrt{\sigma(\omega \rightarrow 3\pi)} m_\omega}{D_\omega(s)} \sqrt{C_{\omega\rho\pi}(s)} + A_{3\pi}^0 \Big|^2, \tag{4.20}
 \end{aligned}$$

где

$$\sigma(V \rightarrow X) = \frac{12\pi B(V \rightarrow e^+e^-) B(V \rightarrow X)}{m_V^2},$$

и $A_{K^+K^-}^0$, $A_{K_S K_L}^0$, $A_{3\pi}^0$ – комплексные константы, учитывающие суммарный вклад в сечение вышележащих резонансов ρ' , ω' , ϕ' , ...

4.4 Эксперимент

Для изучения параметров ϕ -мезона использовались данные, набранные в эксперименте с детектором СНД в 1998 г. Статистика набиралась в 32 энергетических точках в области энергии \sqrt{s} от 984 до 1060 МэВ с суммарным интегралом светимости около $8,5 \text{ пбн}^{-1}$. Энергия пучков определялась по величине магнитного поля в поворотных магнитах коллайдера. В области

пика ϕ -резонанса использовалась энергетическая калибровка накопителя, выполненная детектором КМД-2, который набирал статистику на ВЭПП-2М одновременно с СНД. Эта калибровка основана на измерении импульсов заряженных каонов в процессе $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ в дрейфовой камере КМД-2. Точность калибровки энергии в каждой точке составила около 0,1 МэВ, возможный общий сдвиг шкалы оценивается в 0,04 МэВ, энергетический разброс в пучках составил около 0,37 МэВ.

Условия набора данных были стабильны: загрузки систем СНД, средние токи и светимость коллайдера менялись не более чем на 20 %.

4.5 Обработка данных

Отбор событий проводился в несколько этапов. Во время набора статистики первичный триггер отбирал события различных типов: события, содержащие только нейтральные частицы, и события с заряженными частицами. Порог на энерговыделение в калориметре в случае если в событии присутствовали треки в дрейфовых камерах, составлял около 200 МэВ, а в отсутствии треков – 300 МэВ. Отобранные события реконструировались, и для дальнейшего анализа отбирались те, в которых $|z| < 10$ см и $r < 1$ см для каждой заряженной частицы. Здесь z – координата точки вылета частицы вдоль оси пучков (разброс точки столкновения пучков $\sigma_z \sim 2.5$ см), r – наименьшее расстояние от траектории частицы до оси пучков в $r - \phi$ проекции. Далее для каждого процесса применялись свои условия отбора, которые будут описаны ниже.

Эффективности регистрации процессов определялись по моделированию методом Монте-Карло. События моделирования реконструировались и на них накладывались те же условия отбора, что и на экспериментальные события. Кроме того, чтобы исключить влияние разрешения порогов первичного триггера, как на события моделирования, так и на эксперимен-

тальные события накладывались условия первичного триггера с порогами на 10% большими, чем во время набора экспериментальных данных.

Для учета неточностей моделирования некоторых параметров отбора, полученная эффективность умножалась на соответствующие поправочные коэффициенты. Для определения этих коэффициентов экспериментальные события отбирались без ограничений на исследуемый параметр с использованием условий отбора, не коррелирующих с изучаемым параметром. Те же условия применялись и в моделировании. Далее ставилось ограничение на параметр и вычислялся поправочный коэффициент:

$$\delta = \frac{n/N}{m/M}, \quad (4.21)$$

где N и M – число событий в эксперименте и моделировании, отобранных без ограничения на параметр, а n и m – число событий в эксперименте и моделировании, оставшихся после применения условия отбора. Как правило, ошибка определения коэффициента δ связана с неопределенностью в вычитании фона. Она оценивалась путем варьирования других условий отбора.

Наложение пучкового фона на события, содержащие заряженные частицы, приводит к неправильной реконструкции треков и снижению эффективности регистрации. Для учёта этого эффекта фоновые события (события, записанные при запуске СНД от внешнего генератора) накладывались на события моделирования. Потери эффективности при этом составили около 3%, и в качестве поправочного коэффициента бралась величина $\delta_{over} = 0,97 \pm 0,03$. Далее в анализе, описанном в этой главе, использовалось моделирование без наложения фоновых событий.

4.5.1 Отбор событий $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$.

В рассматриваемой энергетической области события процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ имеют следующие характерные особенности:

- заряженные каоны относительно медленные ($\beta\gamma \sim 0.2 - 0.4$) и, как следствие, имеют большие ионизационные потери в дрейфовой камере;
- в событиях $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ в калориметре часто регистрируются фотоны за счет распадов каонов ($K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$, $\pi^\pm\pi^0\pi^0$, $\pi^0\mu^\pm\nu_\mu$, $\pi^0e^\pm\nu_e$) в детекторе;
- в событиях находятся дополнительные треки (вторичные частицы), связанные с распадами каонов в трековой системе.

Для выделения событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ требовалось, чтобы в событии были зарегистрированы две заряженные частицы с полярными углами $20^\circ < \theta < 160^\circ$, с углом расколлинеарности в азимутальной плоскости $\Delta\phi < 10^\circ$ и с ионизационными потерями в дрейфовой камере $dE/dx > 3 \cdot (dE/dx)_{min}$, где $(dE/dx)_{min}$ – средние ионизационные потери (dE/dx) для частицы с минимальной ионизирующей способностью. Событие должно содержать не менее двух фотонов и хотя бы одну вторичную частицу от распада каона в трековой системе. Распределение по углу θ заряженных частиц в отобранных событиях имеет форму характерную для реакции $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ (Рис.4.5). Распределение по углам расколлинеарности $\Delta\theta$ и $\Delta\phi$ в эксперименте и моделировании приведены на рис.4.6,4.7. Распределения в эксперименте и моделировании согласуются.

Фоном в этих условиях отбора служат события процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$, а так же пучковый и космический фон. Для оценки числа фоновых событий использовались данные, набранные ниже порога рождения $K\bar{K}$ пары в энергетической точке $\sqrt{s} = 984$ МэВ. После применений условий отбора здесь было найдено только $N_{bkg}(984) = 5$ событий. Число фоновых событий в других точках рассчитывалось как:

$$N_{bkg}(s) = N_{bkg}(984) \cdot \frac{IL(s)}{IL(984)}, \quad (4.22)$$

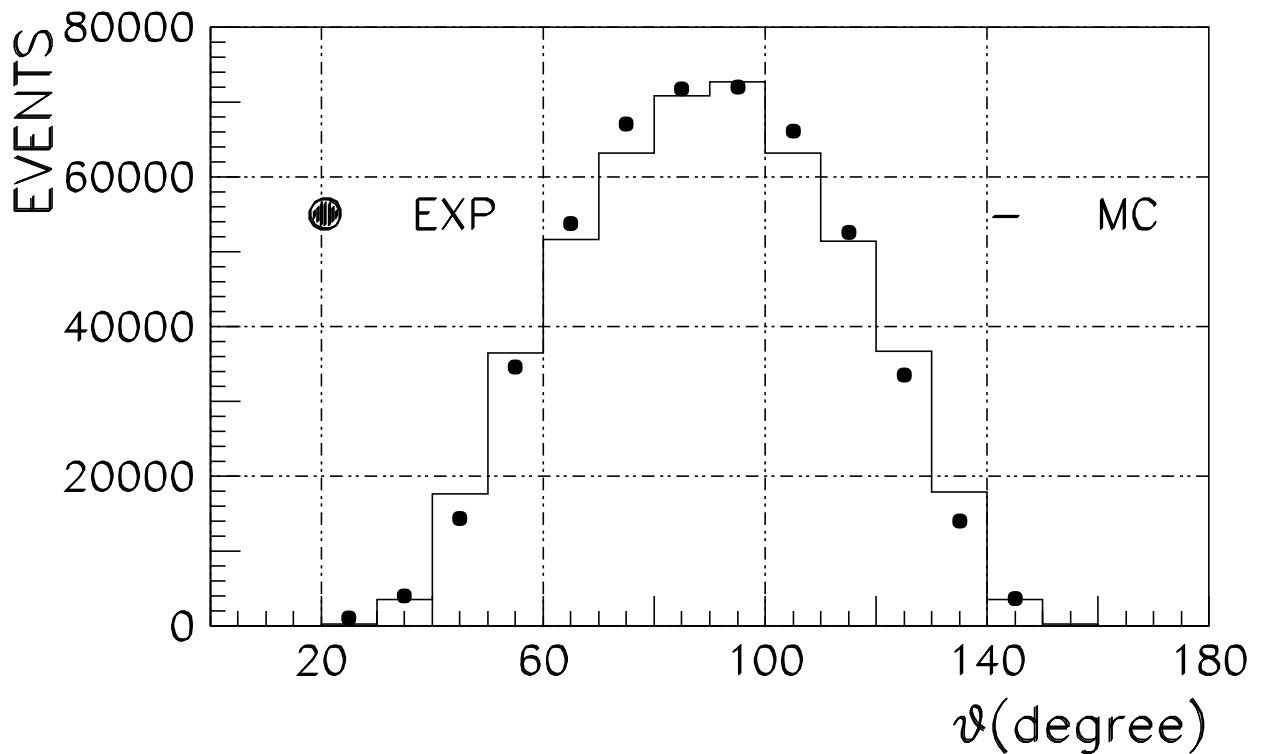


Рис. 4.5: Распределение по полярному углу θ в $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ событиях. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

где $IL(s)$ – интегральная светимость в точке. Полученное число вычиталось из числа отобранных событий.

Эффективность регистрации умножалась на поправочные коэффициенты: $\delta_{dE/dx}$, δ_{over} , δ_{NP} , δ_{etot} . Здесь $\delta_{dE/dx} = 0,93 \pm 0,02$ – поправка на различие в распределениях по dE/dx в эксперименте и моделировании, которая от энергии не зависит. Коэффициент δ_{NP} – поправка на эффективность регистрации вторичной частицы и по крайней мере двух фотонов. Ее величина меняется примерно на 10 % в зависимости от энергии (рис.4.8) и вблизи пика ϕ -резонанса $\delta_{NP} = 0,990 \pm 0,015$. Поправка $\delta_{etot} = 0,91 \pm 0,05$ связана с различием в среднем энерговыделении в экспериментальных и моделированных $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ событиях. Полная систематическая ошибка в определении эффективности регистрации составляет 6,8%. Эффективность регистрации (рис.4.9) возрастает с ростом энергии вследствие

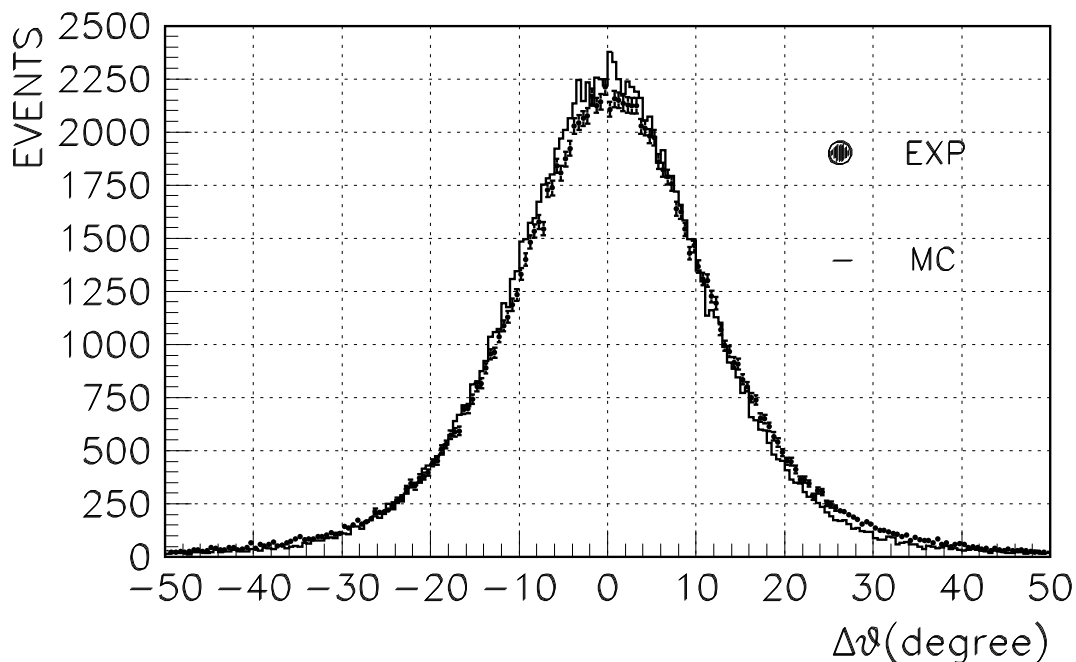


Рис. 4.6: Распределение по углу отклонения от коллинеарности $\Delta\theta$ в $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ событиях. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

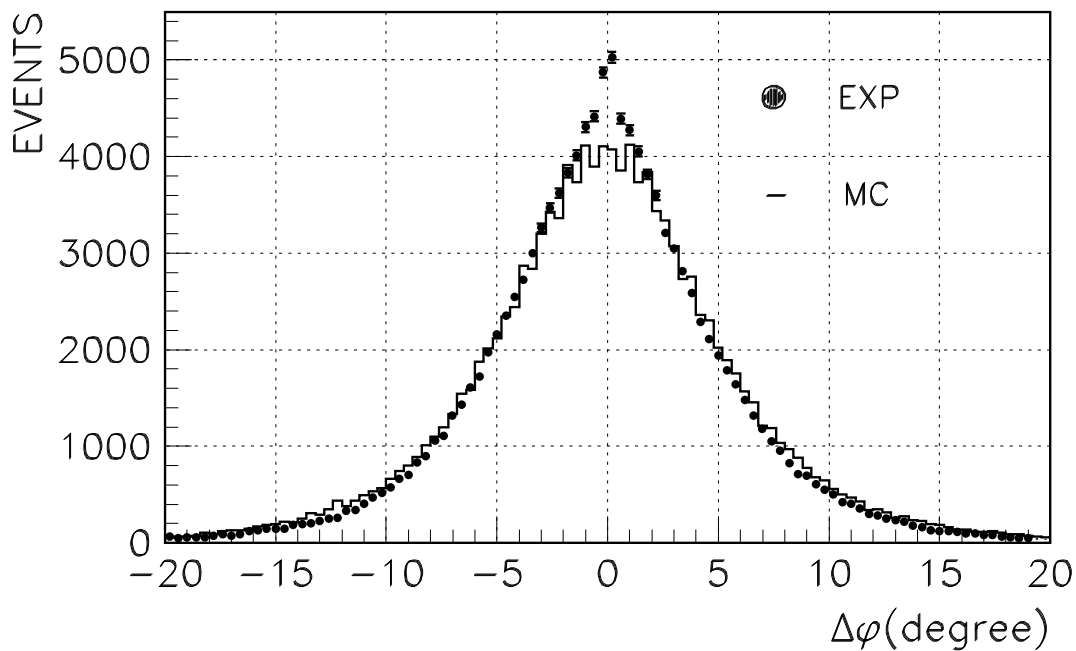


Рис. 4.7: Распределение по углу отклонения от коллинеарности $\Delta\phi$ в $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ событиях. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

уменьшения вероятности поглощения каонов в пассивном веществе. Выше 1035 МэВ эффективность начинает падать, т.к. уменьшается вероятность распада каона в детекторе.

4.5.2 Отбор событий $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$.

В данной энергетической области распадные длины K_S и K_L мезонов равны соответственно $c\tau\beta\gamma \sim 0,3 - 1$ см и $2 - 5,6$ м. K_S распадается внутри вакуумной камеры коллайдера или трековой системы, а K_L достигает калориметра, где дает срабатывания (“фотоны”) за счет распадов на лету или взаимодействия с веществом, или вообще не регистрируется. Анализ процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ построен на выделении событий, в которых регистрируются распады $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$.

В первом случае (заряженная мода) отбирались события, содержащие две заряженные частицы и хотя бы один “фотон”. Полярные углы заряженных частиц и их углы расколлинearности ограничивались условиями $36^\circ < \theta < 144^\circ$, $|\Delta\theta| < 30^\circ$ и $10^\circ < |\Delta\phi| < 50^\circ$. Условие $10^\circ < |\Delta\phi|$ направлено на подавление фона от процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$. Для подавления этого фона также требовалось $(dE/dx) < 5 \cdot (dE/dx)_{min}$ для каждой частицы и $(dE/dx) < 3 \cdot (dE/dx)_{min}$ хотя бы для одной частицы.

Так как K_S мезоны имеют распадную длину около 0,5 см, для подавления фона от процессов $e^+e^- \rightarrow 3\pi$, $\eta\gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^+\pi^-\gamma)$, $\omega\pi^0$, $e^+e^-\gamma\gamma$ для заряженных частиц требовалось $0,2 \text{ см} < r < 1,0 \text{ см}$. Для отделения от пучкового и космического фона использовались условия на энерговыделение частиц в калориметре: $E_p > 0$ и $E_{p3} < 50$ МэВ, где E_p и E_{p3} полное энерговыделение в калориметре и энерговыделение в третьем слое калориметра каждой заряженной частицы. Пионы в изучаемом процессе имеют энергии около 200 – 300 МэВ и дают совсем небольшое энерговыделение в третьем слое. Отобранные таким образом события имеют распределение по углу разлета ψ заряженных частиц с характерным пиком в районе

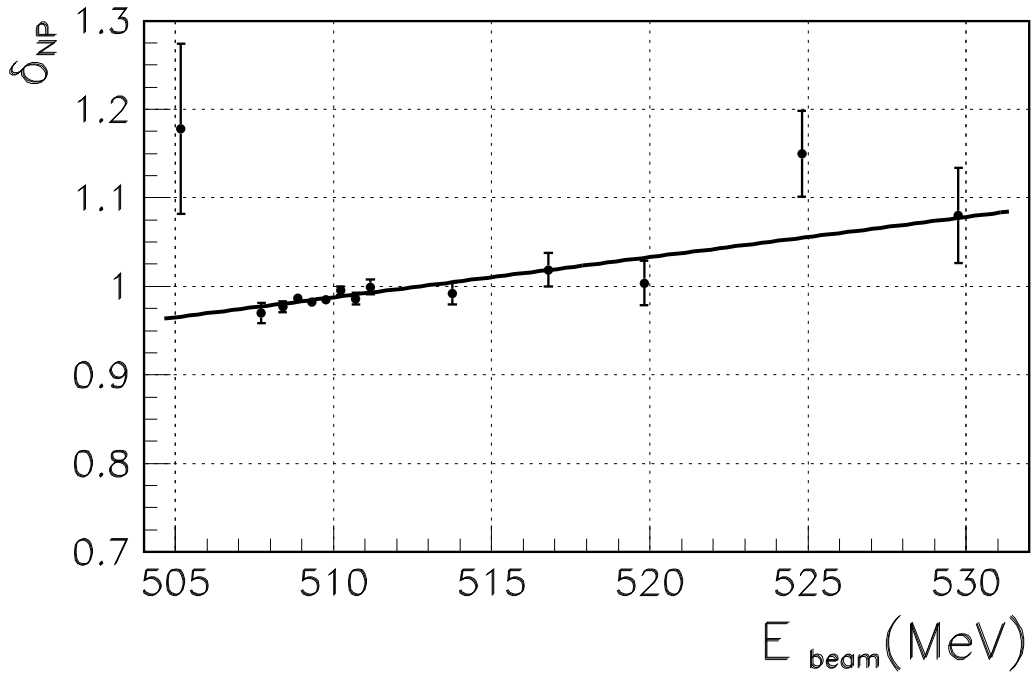


Рис. 4.8: Поправка δ_{NP} на эффективность регистрации продуктов распада каонов в зависимости от энергии пучка E_{beam} .

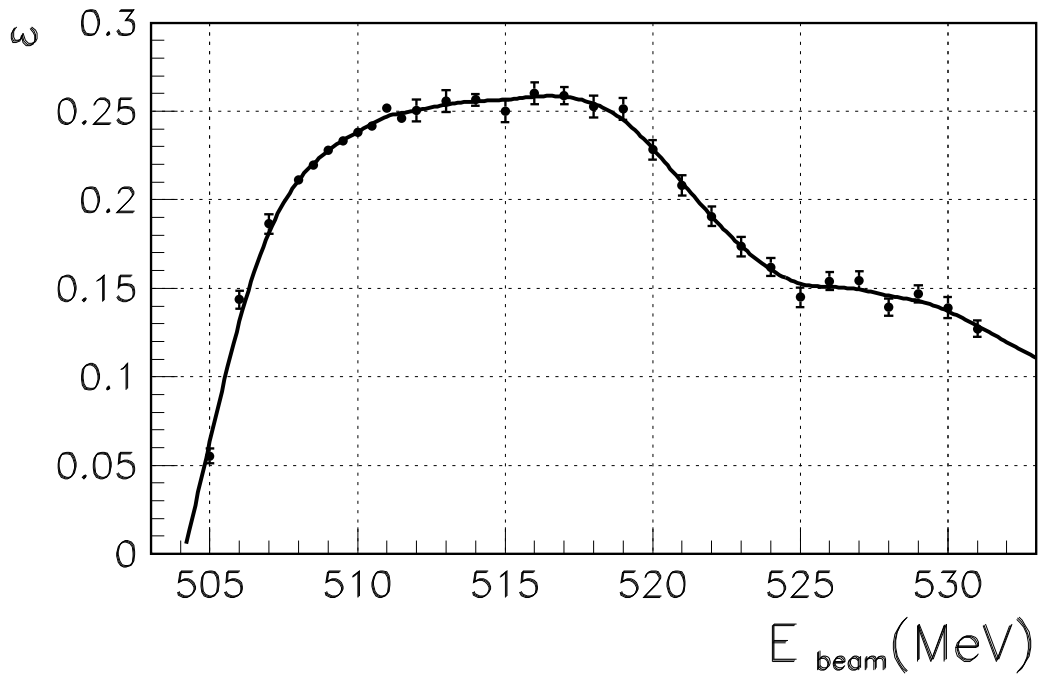


Рис. 4.9: Эффективность регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ в зависимости от энергии пучка E_{beam} .

150°, который соответствует минимальному углу разлёта между пионами (рис.4.10).

Для оценки числа фоновых событий рассматривались данные, набранные ниже порога реакции в точке $\sqrt{s} = 984$ МэВ. После применения условий отбора осталось $N_{bkg}(984) = 30$ событий. Эти события равномерно распределены по z . Это указывает на то, что они относятся к пучковому и космическому фону. Количество фоновых событий в других энергетических точках рассчитывались по формуле (4.22) и вычитались из числа отобранных событий.

Эффективность регистрации умножалась на поправочные коэффициенты: $\delta_{dE/dx}$, δ_{over} и δ_r . Здесь $\delta_{dE/dx} = 0,95 \pm 0,01$ – поправочный коэффициент, связанный с погрешностями моделирования распределения по dE/dx . Поправка δ_r вносилась в связи с неточностью в моделировании распределения по r (рис.4.11). Она меняется в зависимости от энергии примерно на 10% и вблизи пика ϕ -резонанса $\delta_r = 0,91 \pm 0,015$ (рис.4.12). Полная систематическая ошибка определения эффективности регистрации оценивается в 3.7%. Зависимость эффективности регистрации от энергии (рис.4.13) связана с зависимостью распределений по $\Delta\phi$ и $\Delta\theta$ от энергии K_S -мезонов и зависимостью вероятности ядерного взаимодействия и распада в детекторе K_L -мезонов от их энергии.

Для анализа процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ по нейтральной моде распада K_S ($K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$) отбирались события, в которых были зарегистрированы не менее четырех фотонов и отсутствовали заряженные частицы. Для подавления пучкового и космического фона использовались условия: $E_{tot} > 0.35 \cdot \sqrt{s}$ и $P_{tot} < 0.6 \cdot \sqrt{s}$, где E_{tot} и P_{tot} – полные энергосодержание и импульс события. Для дополнительного подавления пучкового фона отбрасывались события, в которых по сработавшим кристаллам калориметра можно было провести единственный трек.

К отобранным таким образом событиям применялась процедура кине-

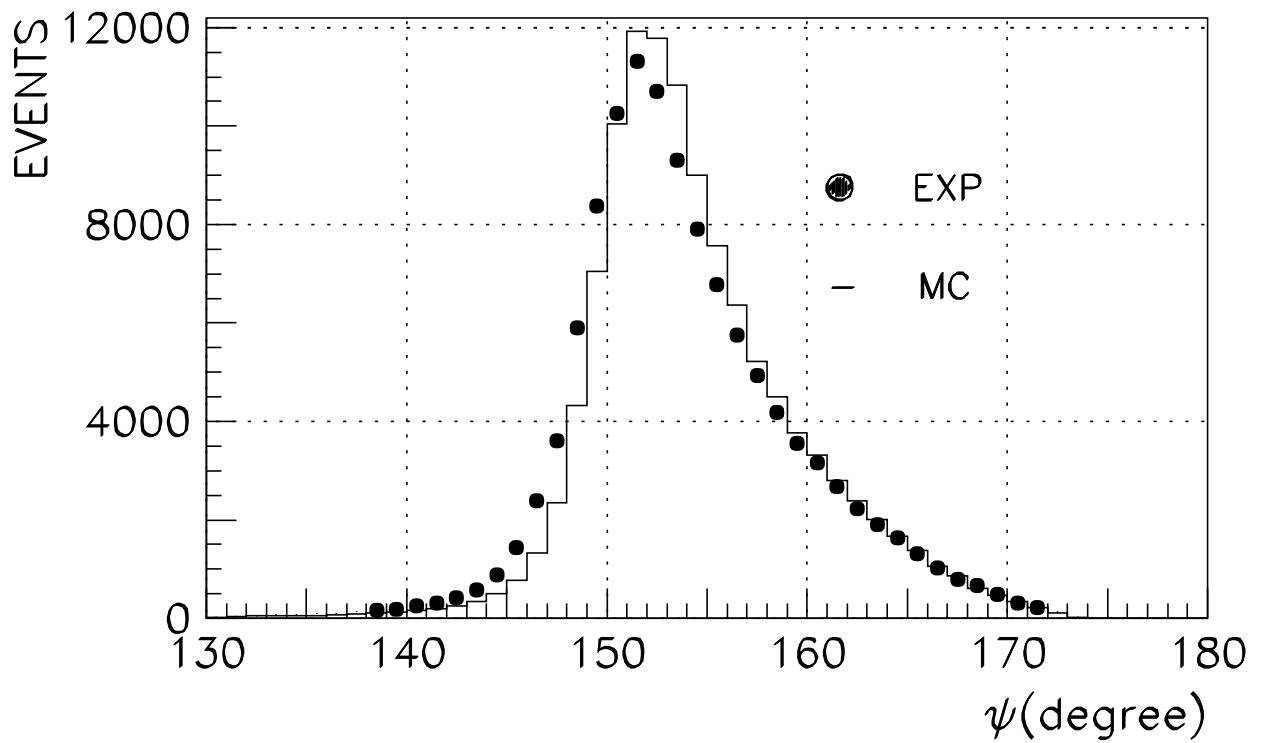


Рис. 4.10: Распределение по углу разлета ψ пионов в распаде $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

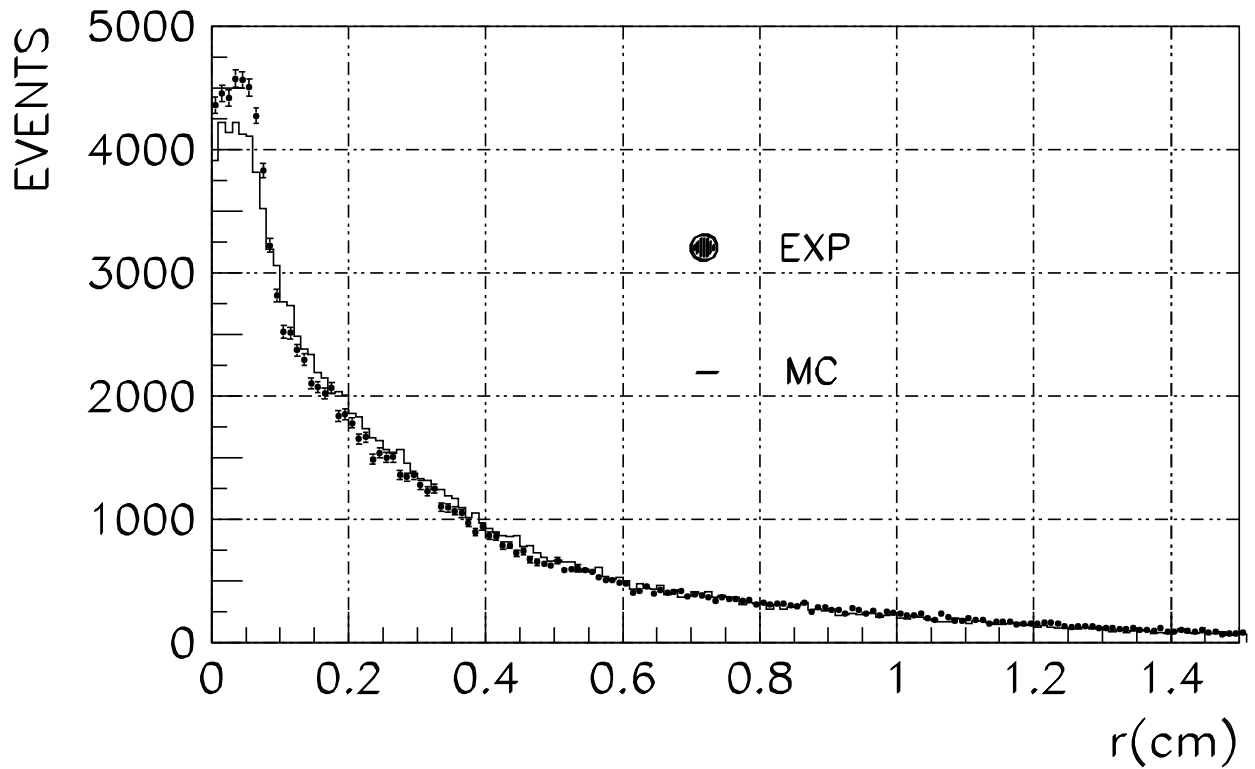


Рис. 4.11: Распределение по расстоянию r от трека пиона до точки взаимодействия пучков в $r - \phi$ проекции. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

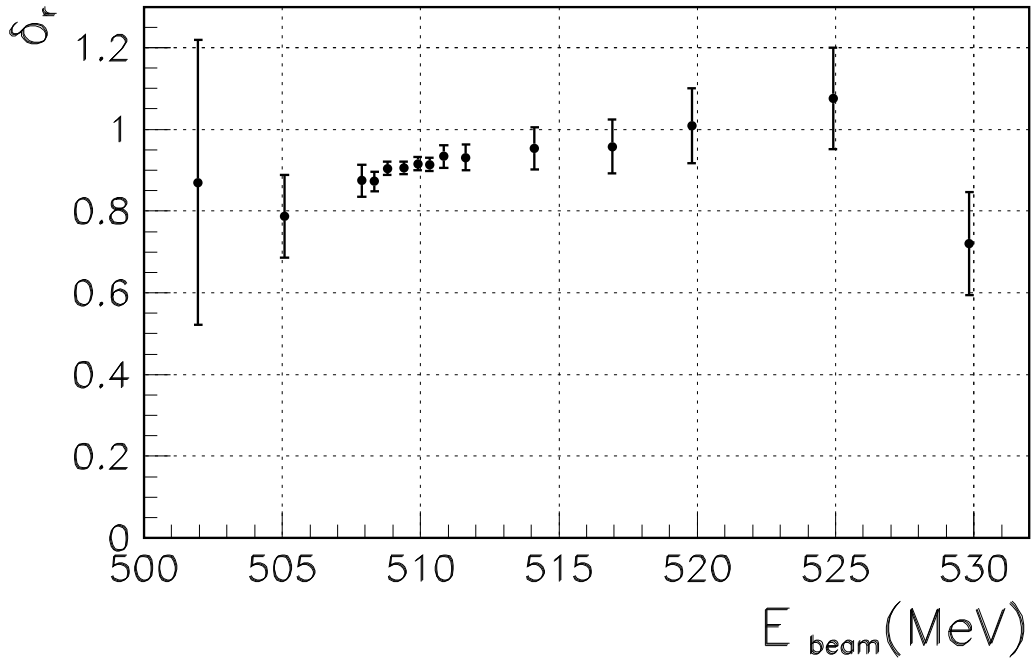


Рис. 4.12: Поправка δ_r на погрешность моделирования распределения по r – расстоянию от трека до точки взаимодействия в $r - \phi$ плоскости в зависимости от энергии пучка E_{beam} .

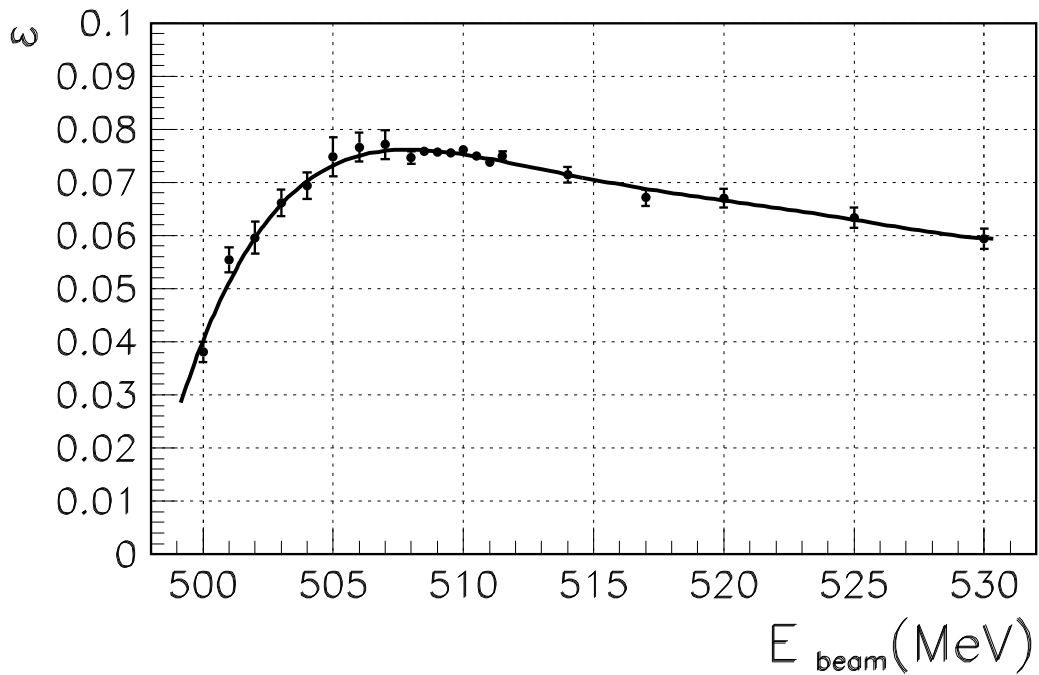


Рис. 4.13: Эффективность регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в заряженной моде ($K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$) в зависимости от энергии пучка E_{beam} .

матической реконструкции в предположении, что событие содержит две пары фотонов, образовавшихся в результате распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, и что инвариантная масса четырёх этих фотонов равна массе K_S -мезона. Вычислялось значение функции правдоподобия $\chi_{K_S}^2$. В событиях, содержащих более четырех фотонов, дополнительные фотоны рассматривались как ложные и отбрасывались. Для этого перебирались все возможные комбинации фотонов, и выбиралась комбинация с наименьшим значением $\chi_{K_S}^2$. Распределения по инвариантным массам пар фотонов и всех четырех фотонов, найденных в реконструкции, приведены на рис.4.14, 4.15. Для подавления пучкового фона полярные углы фотонов, реконструированных как γ -кванты из распада $K_S \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$, ограничивались условием $40^\circ < \theta < 140^\circ$. Фон от многофотонных событий (события квантовой электродинамики, $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ и $\eta\gamma$) были подавлены условиями: $\chi_{K_S}^2 < 20$ и $\Delta p < 100$ МэВ. Здесь $\Delta p = p_{K_S} - \sqrt{s/4 - m_{K_S}^2}$, а p_{K_S} – измеренный импульс каона. Распределения по $\chi_{K_S}^2$ и p_{K_S} показаны на рис.4.16, 4.17, 4.18.

После применения условий отбора в энергетической точке $\sqrt{s} = 984$ МэВ было найдено только 3 события. Число фоновых событий для каждой энергетической точки вычислялось согласно формуле (4.22) и вычиталось из числа отобранных событий. Число фоновых событий процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ оценивалось по моделированию, и даже вблизи пика ϕ -резонанса их количество составляло менее 0,2 % от числа отобранных $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ событий.

Эффективность регистрации умножалась на поправочные коэффициенты: δ_θ и $\delta_{\chi_{K_S}^2}$. Коэффициент $\delta_{\chi_{K_S}^2} = 0,97 \pm 0,01$ учитывает неточности в моделировании распределения по параметру $\chi_{K_S}^2$. Экспериментальные события процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ могут содержать ложные фотоны, которые связаны с наложением пучкового фона на события изучаемого процесса. Энергия этих фотонов близка к энергии γ -квантов из распада K_S , и они

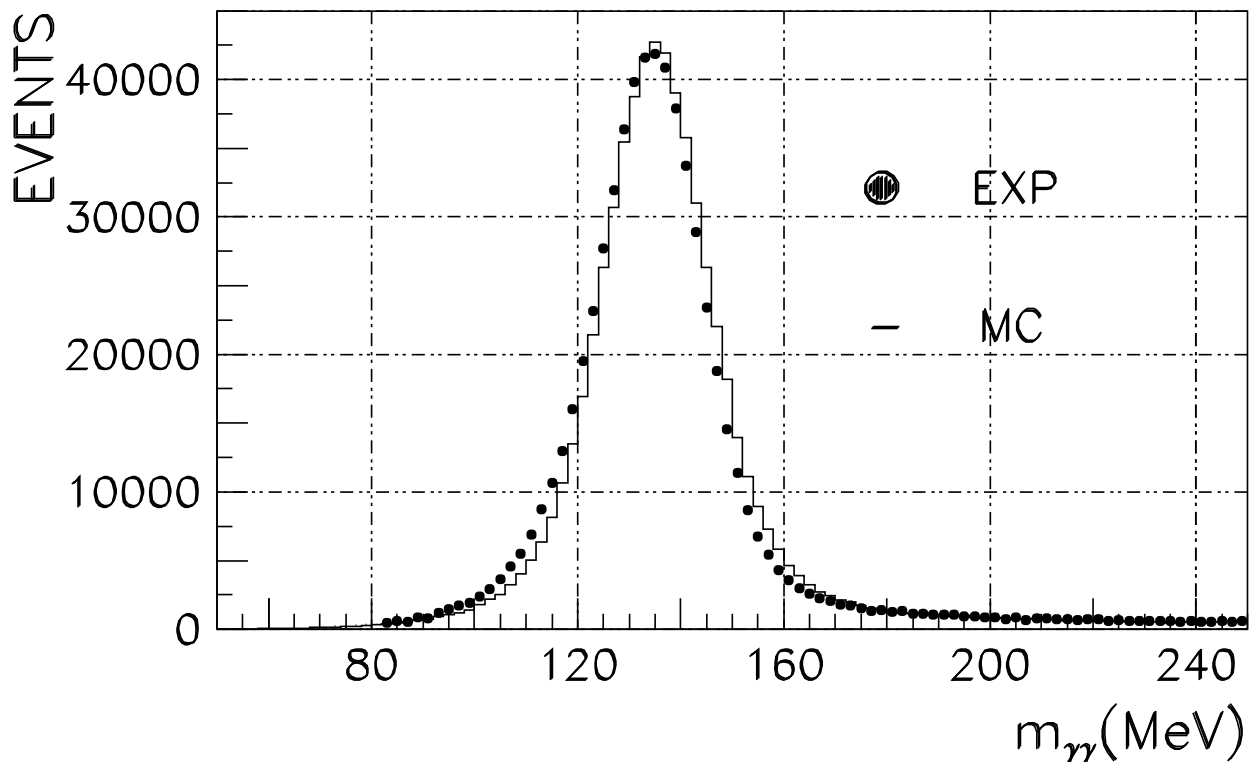


Рис. 4.14: Распределение инвариантных масс пар фотонов $m_{\gamma\gamma}$ в распаде $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

локализованы в области полярных углов, близкой к оси пучка. При реконструкции некоторые ложные фотоны могут быть взяты как фотоны из распада K_S мезона. Другими словами, программа реконструкции может, с какой-то вероятностью, отбросить настоящий фотон и заменить его на ложный. Реконструированные таким образом события не пройдут условие на полярный угол фотонов, т.к. фотоны пучкового фона имеют малый полярный угол. Таким образом, наложение фона ведет к уменьшению эффективности регистрации, и этот эффект не учтен в моделировании. Поэтому возникает необходимость в поправочном коэффициенте $\delta_\theta = 0,90 \pm 0,03$. Эффективность регистрации не зависит от энергии и составляет 0.068. Систематическая ошибка определения эффективности составляет 3.5%.

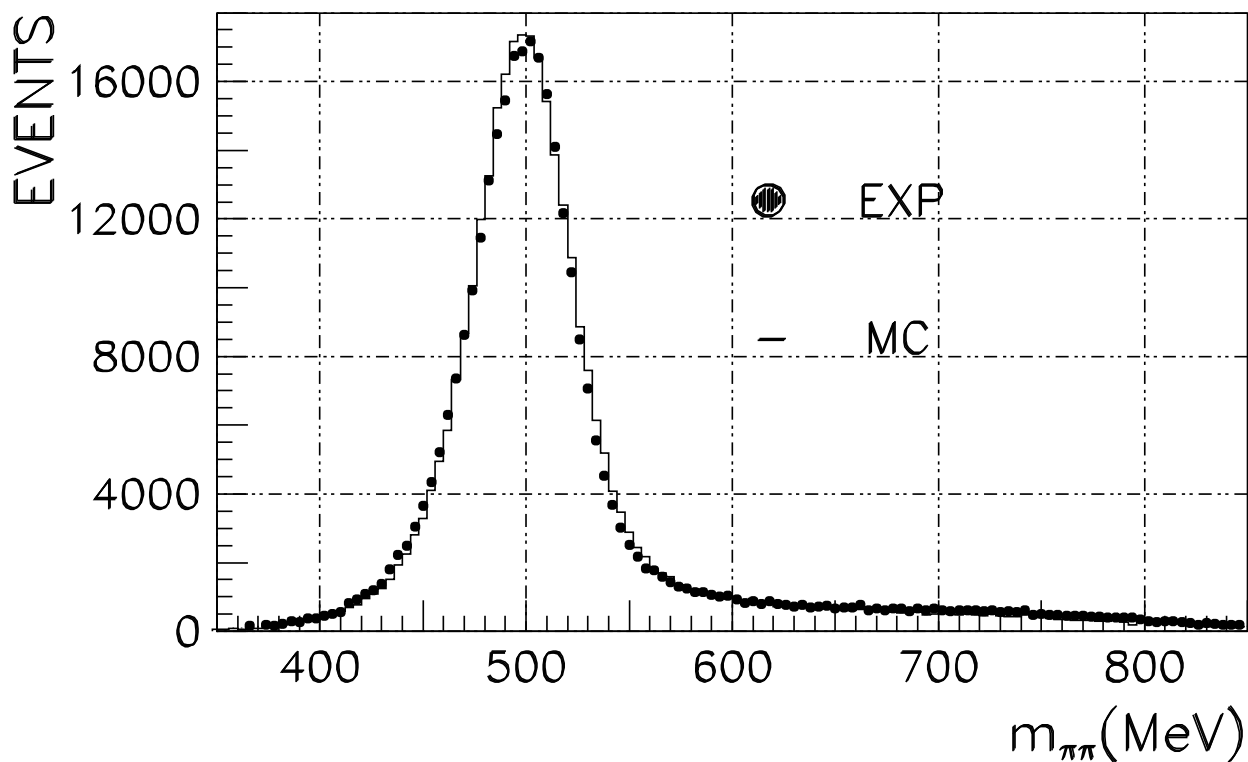


Рис. 4.15: Спектр инвариантных масс двух пионов $m_{\pi\pi}$ в распаде $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

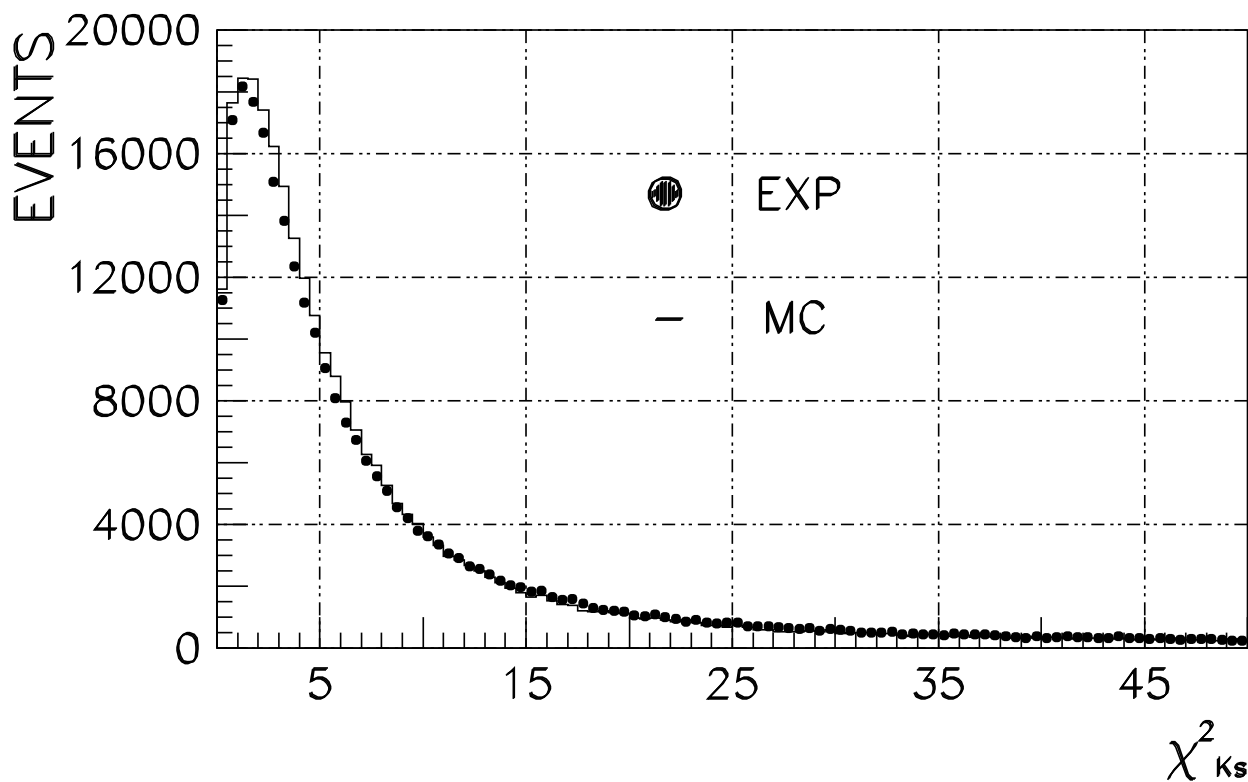


Рис. 4.16: Распределение по функции правдоподобия $\chi^2_{K_S}$ для событий с распадом $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

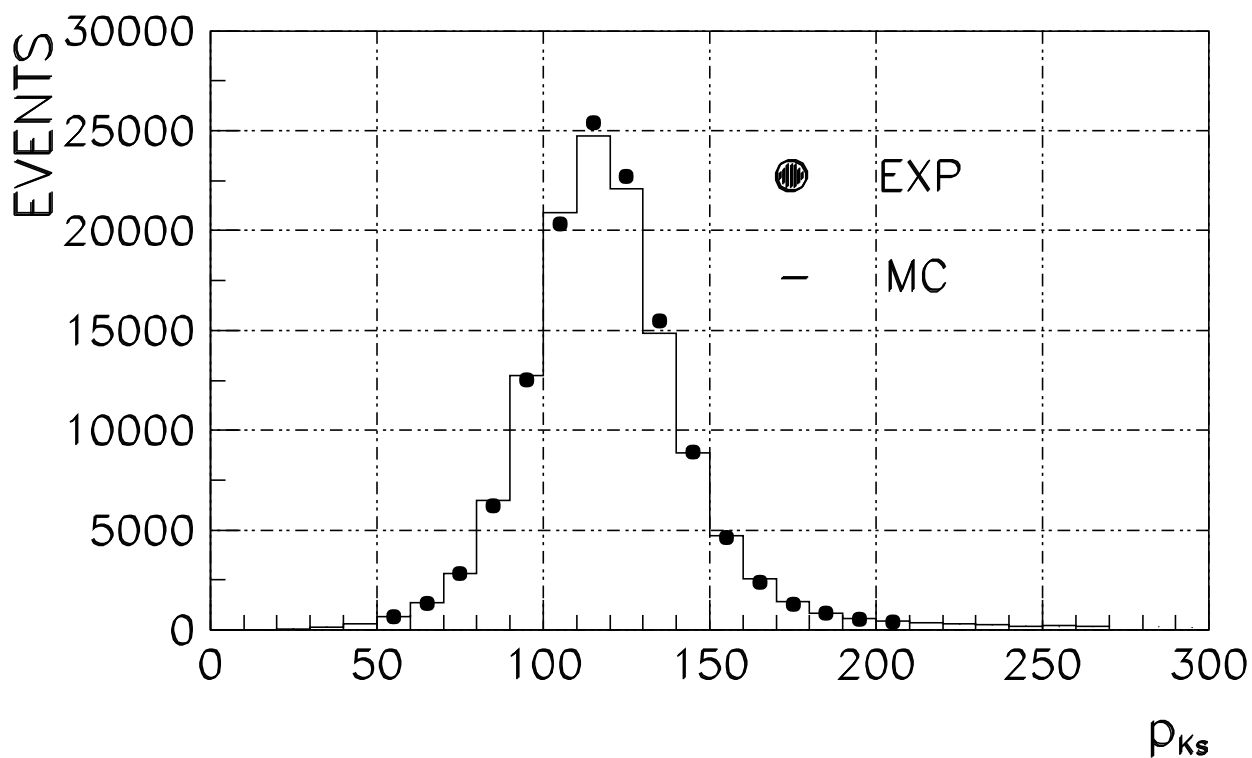


Рис. 4.17: Распределение по импульсу каона при энергии $\sqrt{s} = 1020$ МэВ. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

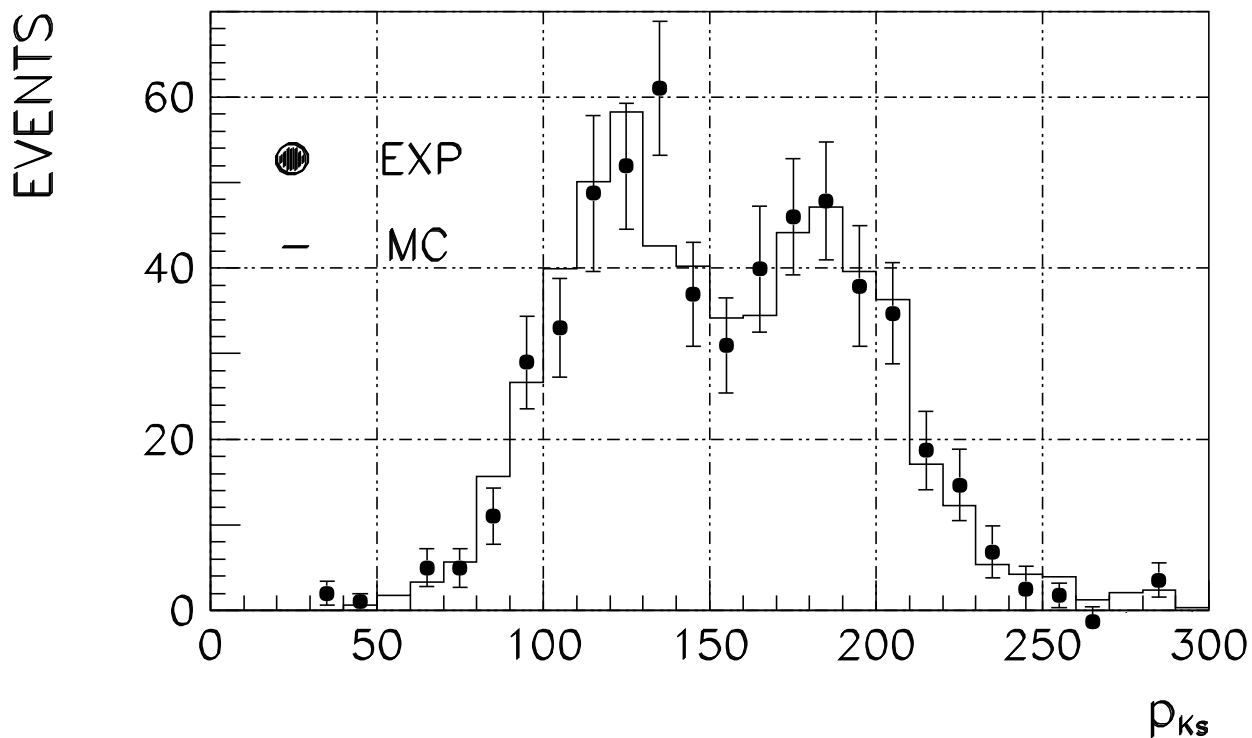


Рис. 4.18: Распределение по импульсу каона при энергии $\sqrt{s} = 1060$ МэВ. Левый пик соответствует случаям, когда начальными частицами излучался фотон. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

4.5.3 Отбор событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Для анализа процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ отбирались события, в которых при реконструкции было найдено две заряженных частицы и два или более фотонов. Появление лишних фотонов является следствием наложения пучкового фона, “расщепления” электромагнитных ливней в калориметре и ядерного взаимодействия пионов в калориметре. В этих условиях источниками фона служат события процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, $K_S K_L$ ($K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$), $\eta\gamma$ ($\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^+\pi^-\gamma$), $\omega\pi^0$, $e^+e^-\gamma\gamma$ и пучковый фон.

На полярные углы заряженных частиц накладывалось условие: $20^\circ < \theta < 160^\circ$. Для подавления пучкового фона накладывались условия на пространственный угол разлета заряженных частиц и на суммарное энерговыделение нейтральных частиц: $\psi > 40^\circ$ и $E_{neu} > 0.1 \cdot \sqrt{s}$.

Для подавления фона от событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ применялись условия: $(dE/dx) < 5 \cdot (dE/dx)_{min}$ для каждой заряженной частицы, $(dE/dx) < 3 \cdot (dE/dx)_{min}$ хоть для одной частицы и $\Delta\phi < 10^\circ$. Для подавления фона от событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ требовалось, чтобы суммарное энерговыделение заряженных частиц удовлетворяло условию: $E_{cha} < 0.5 \cdot \sqrt{s}$.

К отобранным событиям применялась процедура кинематической реконструкции в предположении, что заряженные частицы – пионы, полный импульс системы равен нулю, полная энергия равна \sqrt{s} и что фотоны появились в результате распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Вычислялась величина функции правдоподобия $\chi_{3\pi}^2$. В событиях, содержащих более двух фотонов, дополнительные фотоны считались ложными и отбрасывались. Для того, чтобы это сделать, рассматривались все возможные комбинации фотонов и выбиралась та, которая соответствовала наибольшему правдоподобию. На рис.4.19, 4.20 показаны распределения по инвариантной массе двух фотонов и величине $\chi_{3\pi}^2$ в $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ событиях. Окончательно отбирались

события, в которых: $36^\circ < \theta_\gamma < 144^\circ$, $NNP = 2$, $\chi_{3\pi}^2 < 20$ для энергетических точек с $\sqrt{s} < 1028$ МэВ, и $\chi_{3\pi}^2 < 5$ для точек с энергией выше 1028 МэВ. Здесь θ_γ – полярный угол фотонов, отобранных кинематической реконструкцией в качестве распадных γ -квантов π^0 -мезона. NNP – число зарегистрированных фотонов. Ужесточение условия на $\chi_{3\pi}^2$ в пяти последних энергетических точках необходимо для подавления событий $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma_{rad}$, где γ_{rad} – фотон, излученный начальными частицами.

Так как данные набирались в узком диапазоне энергии, эффективность регистрации для событий без излучения фотона начальными частицами не зависит от энергии во всем диапазоне. Зависимость эффективности регистрации от энергии излученного фотона определялась по моделированию рис.4.21.

Эффективность регистрации умножалась на следующие поправочные коэффициенты: δ_{over} , $\delta_{dE/dx} = 0.95 \pm 0.01$, $\delta_{\chi_{3\pi}^2} = 0.93 \pm 0.03$ и $\delta_{NNP} = 0.87 \pm 0.005$. Коэффициент δ_{NNP} учитывает погрешность моделирования дополнительных фотонов в событии. После внесения поправок эффективность регистрации (без излучения γ -кванта) составила 0,183 (для событий с $\chi_{3\pi}^2 < 20$) и 0,086 (для событий с $\chi_{3\pi}^2 < 5$). Полная систематическая ошибка определения эффективности регистрации составила 4,5%.

Число фоновых событий ($e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$, $\eta\gamma$, $e^+e^-\gamma\gamma$ и $K\bar{K}$) оценивалось по моделированию следующим образом:

$$N_{bkg}(s) = \sum_i \sigma_{Ri}(s)\epsilon_i(s)IL(s), \quad (4.23)$$

где i – номер фонового процесса, $\sigma_{Ri}(s)$ – сечение фонового процесса с учетом излучения фотонов начальными частицами, $IL(s)$ – интегральная светимость, $\epsilon_i(s)$ – вероятность регистрации для фонового процесса. Для процессов $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$ сечение $\sigma_{Ri}(s)$ бралось по результатам измерений СНД, приведенных в данной работе, а для процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ по

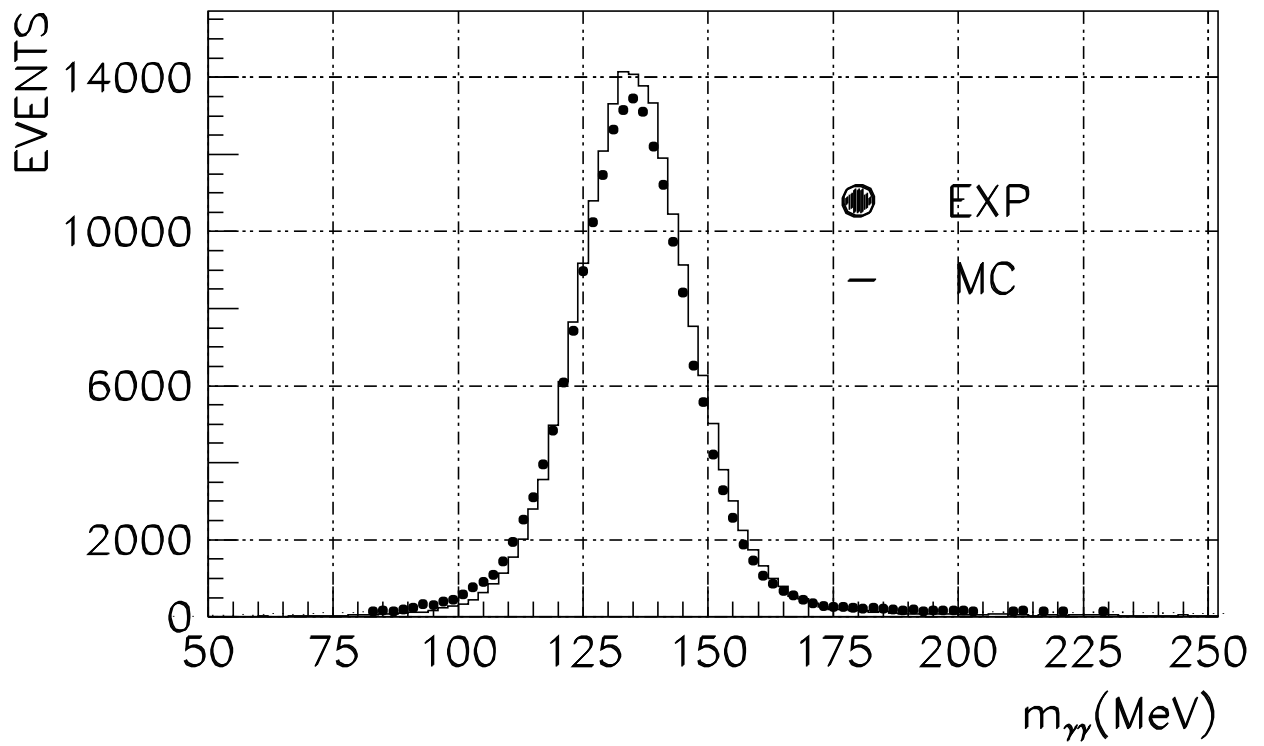


Рис. 4.19: Распределение инвариантных масс пар фотонов $m_{\gamma\gamma}$ в событиях процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

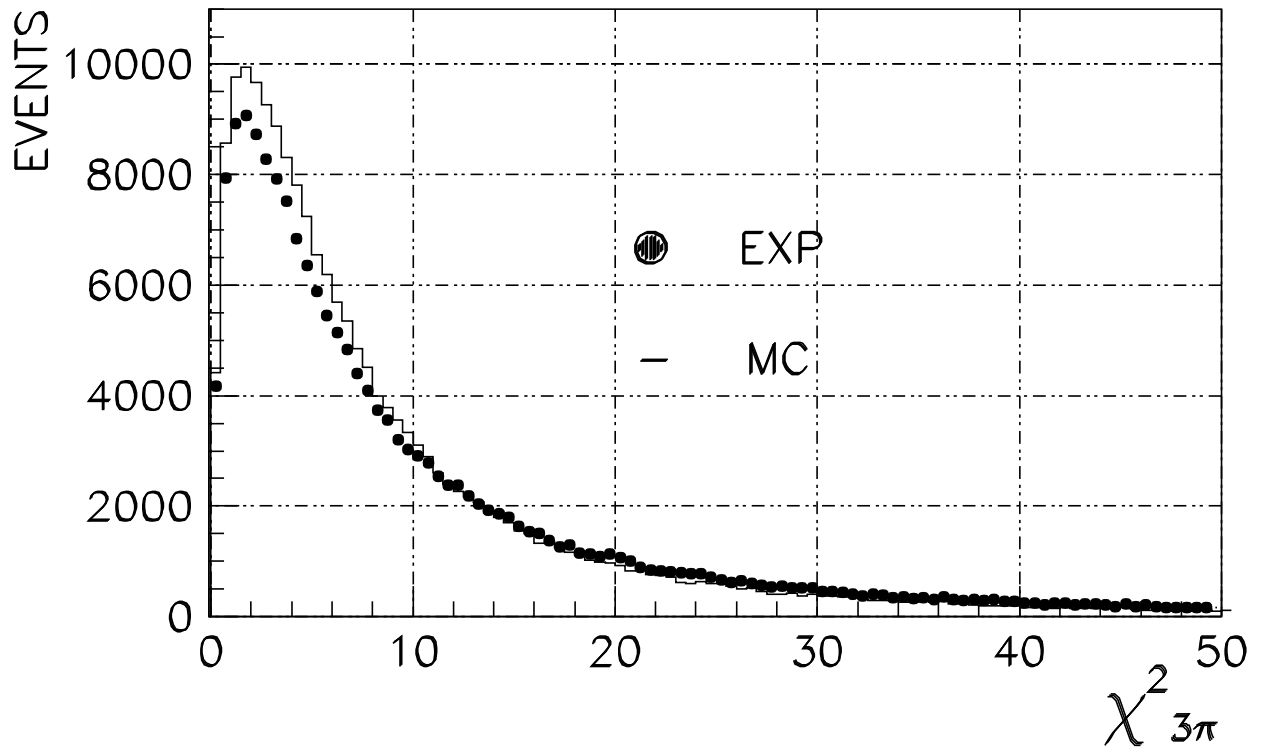


Рис. 4.20: Распределение по функции правдоподобия $\chi^2_{3\pi}$ для событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

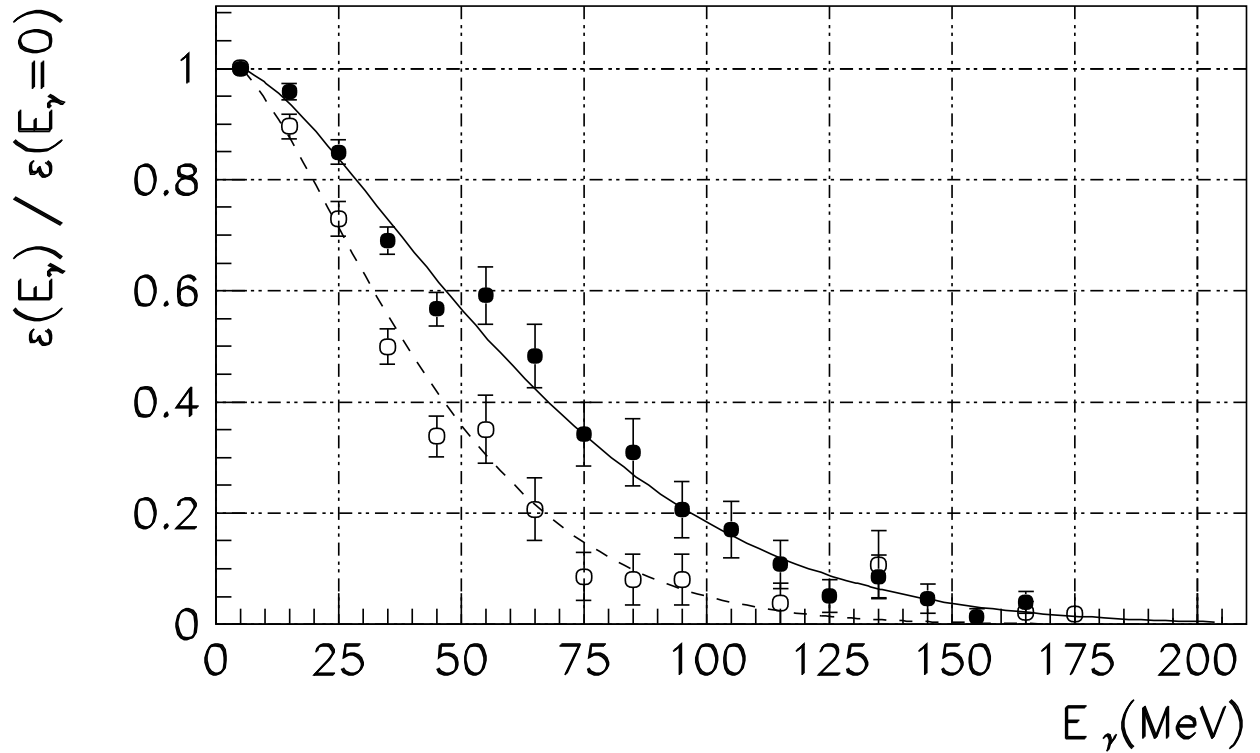


Рис. 4.21: Эффективность регистрации $\epsilon(E_\gamma)$ событий $e^+e^- \rightarrow 3\pi\gamma_{rad}$ в зависимости от энергии E_γ излученного фотона при условиях: $\chi^2_{3\pi} < 20$ (точки) и $\chi^2_{3\pi} < 5$ (кружки), полученная по моделированию.

измерениям СНД. События процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ являются основным фоном в области пика ϕ -мезона ($\sqrt{s} = 1015,75 - 1028,23$ МэВ) и составляют $\sim 90\%$ от полного числа фоновых событий. Вне этой области фон в значительной мере определяется событиями $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ и $e^+e^- \gamma\gamma$. Фон от процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ пренебрежимо мал и даже в пике ϕ -резонанса составляет $\sim 0.5\%$ от всех фоновых событий. Погрешность определения числа фоновых событий для всех энергетических точек не превышает 15% . Полученная величина $N_{bkg}(s)$ вычиталась из числа отобранных событий.

4.6 Подгонки экспериментальных данных

Экспериментальные сечения $\sigma(s)$ изучаемых процессов могут быть вычислены следующим образом:

$$\sigma(s) = \frac{N(s)}{IL(s)\epsilon(s)(1 + \delta_{rad}(s))}, \quad (4.24)$$

где $N(s)$ – число отобранных событий, $IL(s)$ – интегральная светимость, $\epsilon(s)$ – эффективность регистрации, $\delta_{rad}(s)$ – поправка на излучение фотонов начальными частицами. Сечения подгонялись теоретическими зависимостями, определялись величины параметров модели и их ошибки, вычислялся χ^2 соответствия экспериментальных данных теоретической модели.

При аппроксимации сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ для учёта зависимости эффективности регистрации от энергии фотона, излученного начальными частицами $\epsilon(E_\gamma)$ (рис.4.21), в выражении (4.24) произведение $\epsilon(s)(1 + \delta_{rad}(s))$ заменялось на выражение:

$$\frac{\int_0^{E_\gamma^{max}} \sigma(s, E_\gamma) F(s, E_\gamma) \epsilon(E_\gamma) dE_\gamma}{\sigma(s)}, \quad (4.25)$$

где E_γ – энергия излучённого фотона, $F(s, E_\gamma)$ – спектральная функция фотона.

4.6.1 Подгонка сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

При подгонке сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ свободными параметрами являлись ϕ -мезона m_ϕ и Γ_ϕ – масса и ширина ϕ -мезона, $\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)$, $A_{3\pi}^0$ и в некоторых случаях фаза $\phi_{\phi\omega}$. Аппроксимация проводилась в трех различных предположениях о величине $\phi_{\phi\omega}$:

- $\phi_{\phi\omega} = 180^\circ$,
- $\phi_{\phi\omega} = 180^\circ + \Delta\chi_{\phi\omega}(s)$,

Таблица 4.1: Результаты подгонки сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Номер столбца N соответствует различным вариантам выбора фазы $\phi_{\phi\omega}$ и мнимой части амплитуды $\text{Im}(A_{3\pi}^0)$. Здесь $\Phi_{\phi\omega}(s) = 180^\circ + \Delta\chi_{\phi\omega}(s)$.

N	1	2	3	4	5	6
$m_\phi - 1000$, МэВ	19.41 ± 0.03	19.42 ± 0.03	19.41 ± 0.03	19.41 ± 0.03	19.42 ± 0.03	19.42 ± 0.03
Γ_ϕ , МэВ	4.18 ± 0.06	4.18 ± 0.06	4.18 ± 0.06	4.18 ± 0.06	4.19 ± 0.06	4.18 ± 0.06
$\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)$, нбн	$668 \pm_{16}^{47}$	$657 \pm_{16}^{33}$	668 ± 24	704 ± 8	661 ± 7	$666 \pm_{18}^{52}$
$\text{Re}(A_{3\pi}^0) \cdot 10^3$, МэВ ^{1/2}	$-54 \pm_5^{10}$	$-48 \pm_6^{15}$	-53 ± 6	-47 ± 3	-47 ± 3	-47 ± 3
$\text{Im}(A_{3\pi}^0) \cdot 10^3$, МэВ ^{1/2}	$-35 \pm_{14}^{40}$	$-4 \pm_{10}^{30}$	-33 ± 60	0	0	0
$\phi_{\phi\omega}$, град	180	$\Phi_{\phi\omega}(s)$	178 ± 27	180	$\Phi_{\phi\omega}(s)$	$165 \pm_6^{20}$
χ^2/N_{df}	20.39/27	20.46/27	20.39/26	20.56/28	20.49/28	20.49/27

- $\phi_{\phi\omega}$ – свободный параметр.

Выражение для отклонения $\Delta\chi_{\phi\omega}(s)$, которое связано с явлением $\phi - \omega$ смешивания и на массе ϕ мезона составляет примерно -17° .

Результаты подгонок приведены в табл.4.1. В первых трех вариантах подгонок мнимая и действительная части амплитуды $A_{3\pi}^0$ были свободными параметрами. Величина действительной части $\text{Re}(A_{3\pi}^0)$ отличается от нуля более чем на 3 стандартных отклонения, а значение мнимой части $\text{Im}(A_{3\pi}^0)$ совместимо с нулём. Поэтому далее полагалось $\text{Im}(A_{3\pi}^0) = 0$ и подгонялась только действительная часть амплитуды $\text{Re}(A_{3\pi}^0)$ (4 – 6 варианты в табл.4.1). Значения m_ϕ и Γ_ϕ не зависят от используемой теоретической модели. Модельная зависимость, около 10%, проявляется в величине $\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)$, и для вариантов 4 и 5 разница в значении этой величины существенно превышает ее ошибку. Зависимость сечения $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ от энергии для варианта 5 приведена на рис.4.22. Справа от резонансного пика наблюдается провал в сечении, связанный с интерференцией амплитуды ϕ -мезона с нерезонансными вкладами. Величина сечения практически не зависит от значений параметров модели в диапазоне $\sqrt{s} = 984\text{--}1028$ МэВ,

тогда как в области интерференционного провала при $\sqrt{s} = 1040$ МэВ сечение может отличаться в два раза для разных моделей (рис.4.23). Такая неопределенность в величине сечения связана с различием величин поправки $\delta_{rad}(s)$ в (4.24), вычисленной для разных моделей.

4.6.2 Подгонка сечений $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ и $K_S K_L$.

При подгонке сечений процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ и $K_S K_L$ свободными параметрами являлись масса и ширина ϕ -мезона m_ϕ и Γ_ϕ , $\sigma(\phi \rightarrow K^+K^-)$, $\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)$. Параметры $A_{K^+K^-}^0$, $A_{K_S K_L}^0$ и $\phi_{K\bar{K}}$ либо полагались равными $\phi_{K\bar{K}} = 180^\circ$, $A_{K^+K^-}^0 = 0$, $A_{K_S K_L}^0 = 0$, либо подгонялись. Подгонки проводились в следующих предположениях:

1. $\phi_{K\bar{K}} = 180^\circ$, $A_{K^+K^-}^0 = A_{K_S K_L}^0 = 0$;
2. $\phi_{K\bar{K}}$ – свободный параметр, $A_{K^+K^-}^0 = A_{K_S K_L}^0 = 0$;
3. $\phi_{K\bar{K}}$ и $\text{Re}(A_{K^+K^-}^0)$, $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$ – свободные параметры;
4. $\phi_{K\bar{K}} = 180^\circ$, $\text{Re}(A_{K^+K^-}^0)$, $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$, $\text{Im}(A_{K^+K^-}^0)$, $\text{Im}(A_{K_S K_L}^0)$ – свободные параметры;
5. $\phi_{K\bar{K}} = 180^\circ$, $\text{Re}(A_{K^+K^-}^0)$ и $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$ – свободные параметры.

Результаты подгонки сечений приведены в табл.4.2 и 4.3.

Для процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, значение фазы $\phi_{K\bar{K}}$ согласуется с теоретически ожидаемой величиной 180° . Значение мнимой части амплитуды $A_{K^+K^-}^0$ согласуется с нулём, действительная часть отлична от нуля примерно на одно стандартное отклонение (варианты 4 и 5 в табл.4.2). Значения m_ϕ и Γ_ϕ практически не зависят от используемой модели. Значение параметра $\sigma(\phi \rightarrow K^+K^-)$ может меняться на 2% в разных вариантах подгонки, что не превосходит ошибки измерения. Сечение процесса почти не зависит от используемой модели (рис.4.24).

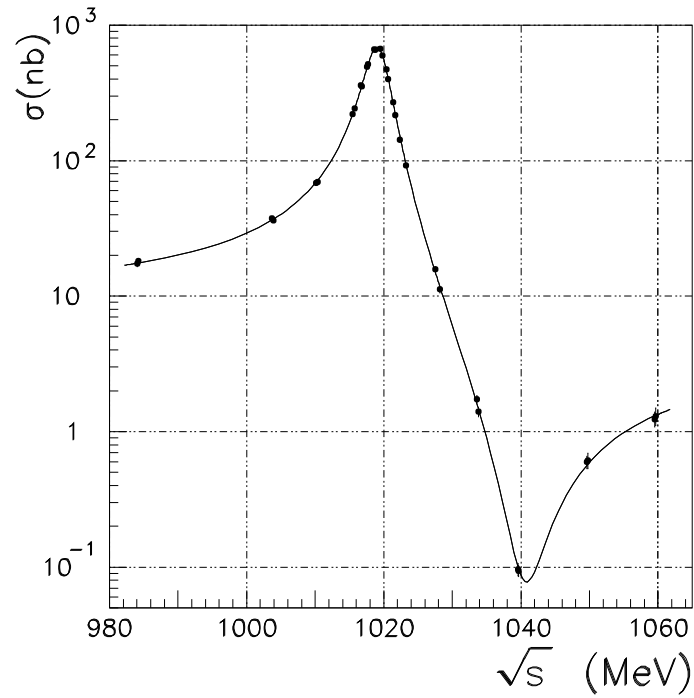


Рис. 4.22: Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Показаны точки, полученные в этой работе и подгоночная кривая.

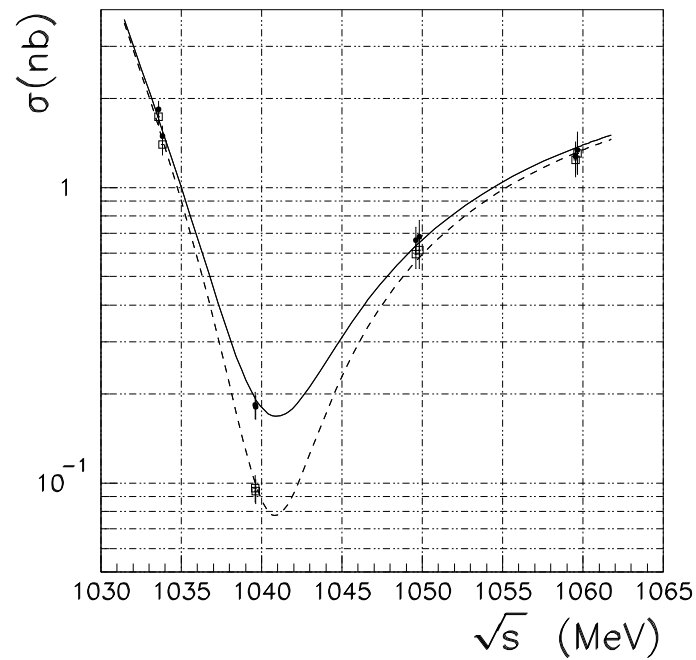


Рис. 4.23: Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области интерференционного минимума. Точки и сплошная линия – сечение и подгонка для модели с $\phi_{\phi\omega} = 180^\circ$, $\text{Im}(A_{3\pi}^0) = 0$; квадратики и пунктирная линия – сечение и подгонка для случая $\phi_{\phi\omega} = 180^\circ + \Delta\chi_{\phi\omega}(s)$, $\text{Im}(A_{3\pi}^0) = 0$.

Таблица 4.2: Результаты подгонки сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$. Номер столбца N соответствует различным вариантам выбора фазы $\phi_{K\bar{K}}$ и действительной, мнимой частей амплитуды $\text{Re}(A_{K^+K^-}^0)$, $\text{Im}(A_{K^+K^-}^0)$.

N	1	2	3	4	5
m_ϕ , МэВ	1019.46 ± 0.03	1019.46 ± 0.03	1019.44 ± 0.03	1019.44 ± 0.03	1019.44 ± 0.04
Γ_ϕ , МэВ	4.28 ± 0.06	4.26 ± 0.06	4.22 ± 0.08	4.22 ± 0.08	4.22 ± 0.08
$\sigma(\phi \rightarrow K^+K^-)$, нбн	1940 ± 31	1962 ± 38	$1972 \pm_{58}^{63}$	1969 ± 64	1950 ± 32
$\phi_{K\bar{K}}$, град	180	157 ± 24	$156 \pm_{39}^{51}$	180	180
$\text{Re}(A_{K^+K^-}^0)$, МэВ ^{3/2}	0	0	$4.7 \pm_{5.3}^{14}$	$7.1 \pm_7^{25}$	5.9 ± 4.8
$\text{Im}(A_{K^+K^-}^0)$, МэВ ^{3/2}	0	0	0	12 ± 33	0
χ^2/N_{df}	22.15/25	21.2/24	20.45/23	20.54/23	20.65/24

Измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в заряженном и нейтральном каналах подгонялись вместе. Для этой реакции во втором варианте подгонки (табл.4.3) фаза $\phi_{K\bar{K}}$ отличается от ожидаемого значения 180° более чем на пять стандартных отклонений и близка к 90° . Значение мнимой части амплитуды $A_{K_S K_L}^0$ совместимо с нулём, а её действительная часть отличается от нуля на два стандартных отклонения (варианты 5 и 4 в табл.4.3). Параметры m_ϕ и Γ_ϕ слабо зависят от модели. Значение параметра $\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)$ может меняться на 2% в зависимости от варианта подгонки. Сечение процесса почти не зависит от используемой модели (рис.4.25).

4.6.3 Совместная подгонка сечений

Для определения сечения рождения ϕ -мезона и вероятностей его распада по основным каналам проводилась совместная подгонка данных, учитывающая и сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$. Результаты подгонок в различных моделях приведены в табл.4.4. Во всех подгонках полагалось $\text{Im}(A_{K^+K^-}^0) = 0$, $\text{Im}(A_{K_S K_L}^0) = 0$, $\text{Im}(A_{3\pi}^0) = 0$.

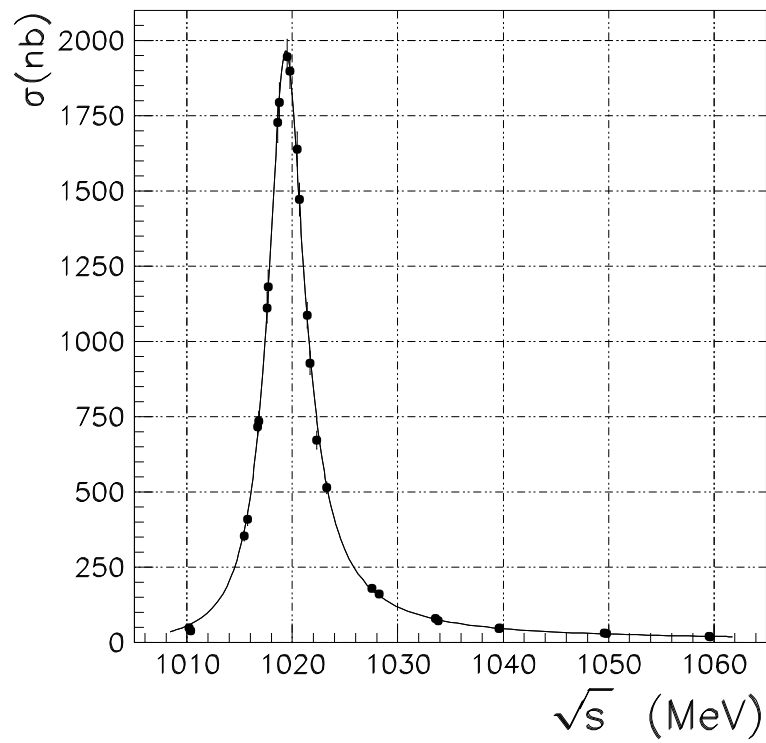


Рис. 4.24: Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$. Показаны точки, полученные в этой работе и подгоночная кривая.

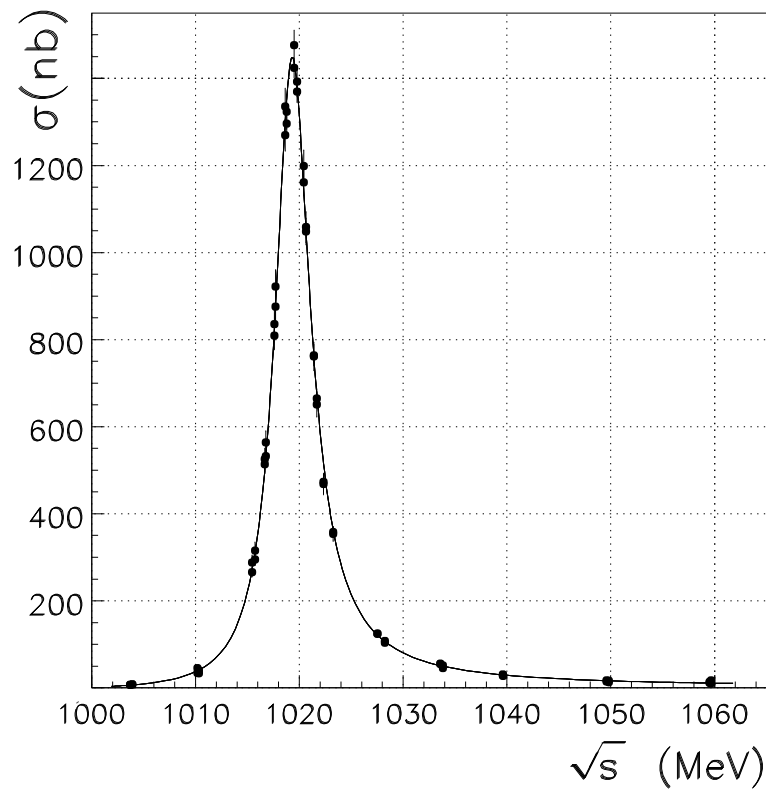


Рис. 4.25: Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Показаны точки, полученные в этой работе и подгоночная кривая.

Таблица 4.3: Результаты подгонки процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Номер столбца N соответствует различным вариантам выбора фазы $\phi_{K\bar{K}}$ и действительной, мнимой частей амплитуды $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$, $\text{Im}(A_{K_S K_L}^0)$.

N	1	2	3	4	5
m_ϕ , МэВ	1019.40 ± 0.02	1019.38 ± 0.02	1019.38 ± 0.02	1019.38 ± 0.02	1019.38 ± 0.02
Γ_ϕ , МэВ	4.20 ± 0.04	4.15 ± 0.04	4.15 ± 0.05	4.16 ± 0.04	4.16 ± 0.04
$\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)$, нбн	1454 ± 12	1436 ± 12	$1450 \pm_{51}^{73}$	$1440 \pm_{40}^{76}$	1458 ± 12
$\phi_{K\bar{K}}$, град	180	102 ± 14	120 ± 51	180	180
$\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$, МэВ $^{3/2}$	0	0	$8 \pm_{40}^{30}$	$4 \pm_7^5$	5.7 ± 2.8
$\text{Im}(A_{K_S K_L}^0)$, МэВ $^{3/2}$	0	0	0	$-3 \pm_{26}^{50}$	0
χ^2/N_{df}	64.11/57	59.95/56	59.94/55	59.95/55	59.96/56

С использованием полученных данных были определены следующие параметры: полное сечение рождения ϕ -мезона

$$\sigma(\phi) = \sum_X \sigma(\phi \rightarrow X), X = K^+ K^-, K_S K_L, \pi^+ \pi^- \pi^0, \eta\gamma \quad (4.26)$$

вероятности распада по основным каналам

$$B(\phi \rightarrow X) = \frac{\sigma(\phi \rightarrow X)}{\sigma(\phi)}, \quad (4.27)$$

вероятность распада на e^+e^- пару

$$B(\phi \rightarrow e^+e^-) = \frac{\sigma(\phi) m_\phi^2}{12\pi}. \quad (4.28)$$

Ниже приведены полученные значения:

$$\begin{aligned} B(\phi \rightarrow e^+e^-) &= (2,93 \pm 0,02 \pm 0,14 \pm 0,02) \cdot 10^{-4}, \\ B(\phi \rightarrow K^+K^-) &= 47,6 \pm 0,3 \pm 1,6 \pm 0,3\% \\ B(\phi \rightarrow K_S K_L) &= 35,1 \pm 0,2 \pm 1,2 \pm 0,3\% \\ B(\phi \rightarrow 3\pi) &= 15,9 \pm 0,2 \pm 0,7 \pm 0,4\% \\ B(\phi \rightarrow \eta\gamma) &= 1,33 \pm 0,03 \pm 0,05 \pm 0,01\% \end{aligned}$$

Таблица 4.4: Результат совместной подгонки сечений процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, $K_S K_L$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$. Номер столбца N соответствует различным вариантам выбора фаз $\phi_{K\bar{K}}$, $\phi_{\phi\omega}$ и действительной части амплитуд $\text{Re}(A_{K^+K^-}^0)$, $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$, $\text{Re}(A_{3\pi}^0)$.

N	1	2	3	4	5
$m_\phi - 1000$, МэВ	19.417 ± 0.014	19.419 ± 0.014	19.419 ± 0.014	19.418 ± 0.014	19.40 ± 0.02
Γ_ϕ , МэВ	4.21 ± 0.04	4.21 ± 0.03	4.21 ± 0.03	4.21 ± 0.03	4.18 ± 0.03
$\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)$, нбн	1451 ± 10	1451 ± 10	1451 ± 10	1441 ± 12	1455 ± 10
$\sigma(\phi \rightarrow K^+ K^-)$, нбн	1968 ± 20	1968 ± 20	1967 ± 20	1994 ± 27	1961 ± 21
$\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)$, нбн	701 ± 6	659 ± 6	$664 \pm_{18}^{48}$	702 ± 6	705 ± 6
$\text{Re}(A_{K^+K^-}^0)$, МэВ ^{3/2}	0	0	0	0	8.6 ± 3.9
$\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$, МэВ ^{3/2}	0	0	0	0	4.3 ± 2.5
$\text{Re}(A_{3\pi}^0) \cdot 10^3$, МэВ ^{1/2}	-46 ± 3	-46 ± 3	-46 ± 3	-46 ± 3	-46 ± 3
$\phi_{\phi\omega}$, град	180	$180 + \Delta\chi_{\phi\omega}(s)$	$165 \pm_{7}^{19}$	180	180
$\phi_{K\bar{K}}$, град	180	180	180	$147 \pm_{16}^{27}$	180
χ^2/N_{df}	110.29/114	110.09/114	110.1/113	108.67/113	103.39/111

Здесь приведены значения для случая, когда $\phi_{\phi\omega} = 180^\circ + \Delta\chi_{\phi\omega}(s)$, $\phi_{K\bar{K}} = 180^\circ$, $\text{Im}(A_{3\pi}^0) = 0$, $A_{K_S K_L}^0 = 0$ и $A_{K^+K^-}^0 = 0$ (вариант 2 табл.4.4). Используя полученные значения вероятностей распадов можно определить величины соответствующих констант связи: $|g_{\phi\gamma}| = 6538 \pm 156$ МэВ², $|g_{\phi K^+K^-}| = 4,391 \pm 0,078$, $|g_{\phi K_S K_L}| = 4,664 \pm 0,086$, $|g_{\phi\rho\pi}| = 0,815 \pm 0,021$ ГэВ⁻¹, $|g_{\phi\eta\gamma}| = 0,0593 \pm 0,0013$ ГэВ⁻¹.

Систематические ошибки определения сечений процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и параметров $\sigma(\phi \rightarrow K^+K^-)$, $\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)$ равны соответственно 7,1% и 5,0% и включают погрешности определения светимости и эффективности регистрации. Для сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ систематическая ошибка составляет 4,2% в заряженной и 4,0% в нейтральной модах. Систематическая погрешность измерения параметра $\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)$ составляет 3,2 % .

4.7 Обсуждение результатов

Сравнение сечений процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ и $K_S K_L$, измеренных на детекторе СНД, с результатами других экспериментов показаны на рис.4.26 и 4.27. Результаты согласуются в пределах систематических ошибок измерений.

Значения массы и ширины ϕ -мезона, измеренные в трех основных каналах распада, согласуются между собой. Результат измерения параметров ϕ -мезона по всем процессам имеет высокую точность. Процессы имеют различную зависимость эффективности регистрации от энергии. В итоге совместной подгонки было получено:

$$m_\phi = 1019.42 \pm 0.02 \pm 0.04 \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_\phi = 4.21 \pm 0.03 \pm 0.02 \text{ МэВ},$$

систематическая погрешность определения m_ϕ связана с возможным общим сдвигом энергетической шкалы, а Γ_ϕ с модельной зависимостью. Полученные значения имеют высокую точность и согласуются с результатами других экспериментов (рис.4.28 и 4.29).

Подгонки сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ показали, что оно не может быть описано только с учётом распадов ϕ и ω мезонов, и для описания потребовалась дополнительная амплитуда $A_{3\pi}^0$. Величина амплитуды $A_{3\pi}^0 = 0.046 \pm 0.003 \text{ МэВ}^{1/2}$ (табл.4.4) только в два раза меньше действительной части амплитуды ω -мезона $\text{Re}(A_\omega) \simeq 0.09 \text{ МэВ}^{1/2}$ и примерно равна величине мнимой части амплитуды ω $\text{Im}(A_\omega) \simeq 0.05 \text{ МэВ}^{1/2}$ в области пика ϕ -резонанса. Наличие амплитуды $A_{3\pi}^0$ не позволяет установить отклонение фазы $\phi_{\phi\omega}$ от 180° при анализе данных в столь узком энергетическом интервале. Значения $\phi_{\phi\omega} = 180^\circ$ равно как и $180^\circ + \Delta\chi_{\phi\omega}(s)$ не противоречат экспериментальным данным. Если фазу $\phi_{\phi\omega}$ сделать свободным параметром, не зависящим от энергии, то её величина составит $178^\circ \pm 27^\circ$ для

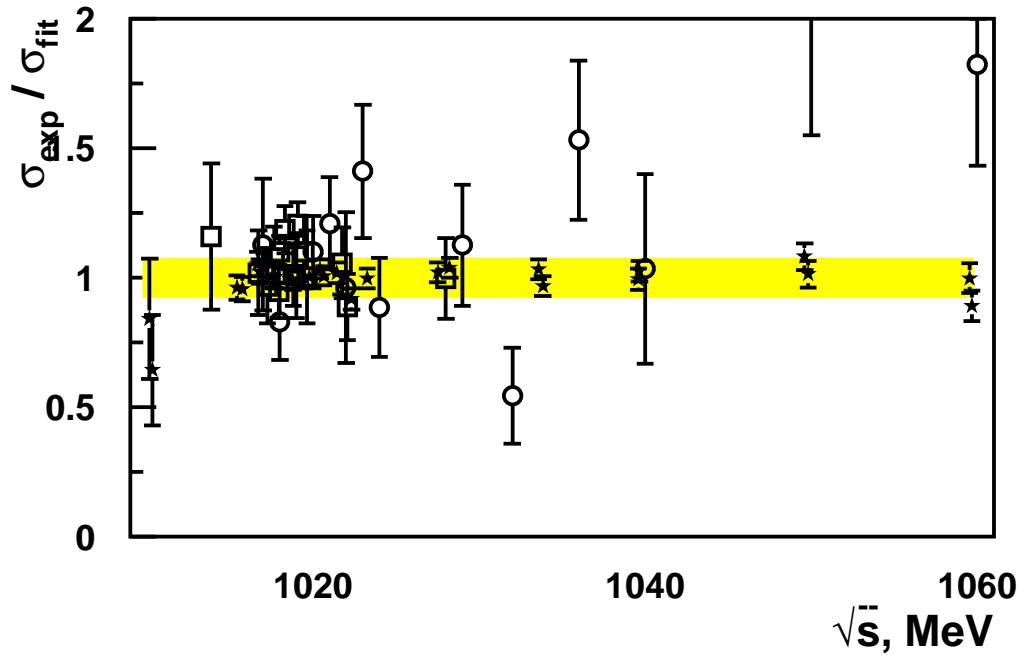


Рис. 4.26: Отношение $\sigma_{exp}/\sigma_{fit}$ сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, измеренного в различных экспериментах, к подгоночной кривой. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку измерения СНД. Показаны данные СНД (*) и результаты работ ОЛЯ (o) и КМД-2 (□)

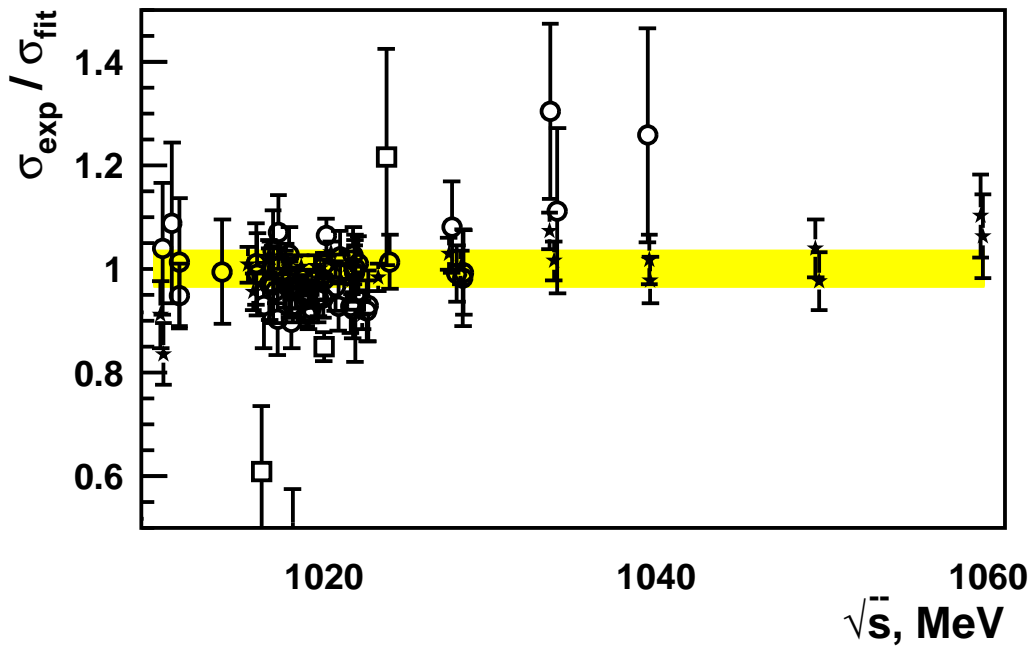


Рис. 4.27: Отношение $\sigma_{exp}/\sigma_{fit}$ сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, измеренного в различных экспериментах, к подгоночной кривой. Заштрихованная область показывает систематическую ошибку измерения СНД. Показаны данные СНД (*) и результаты работ ORSAY-ACO (□) и КМД-2 (o)

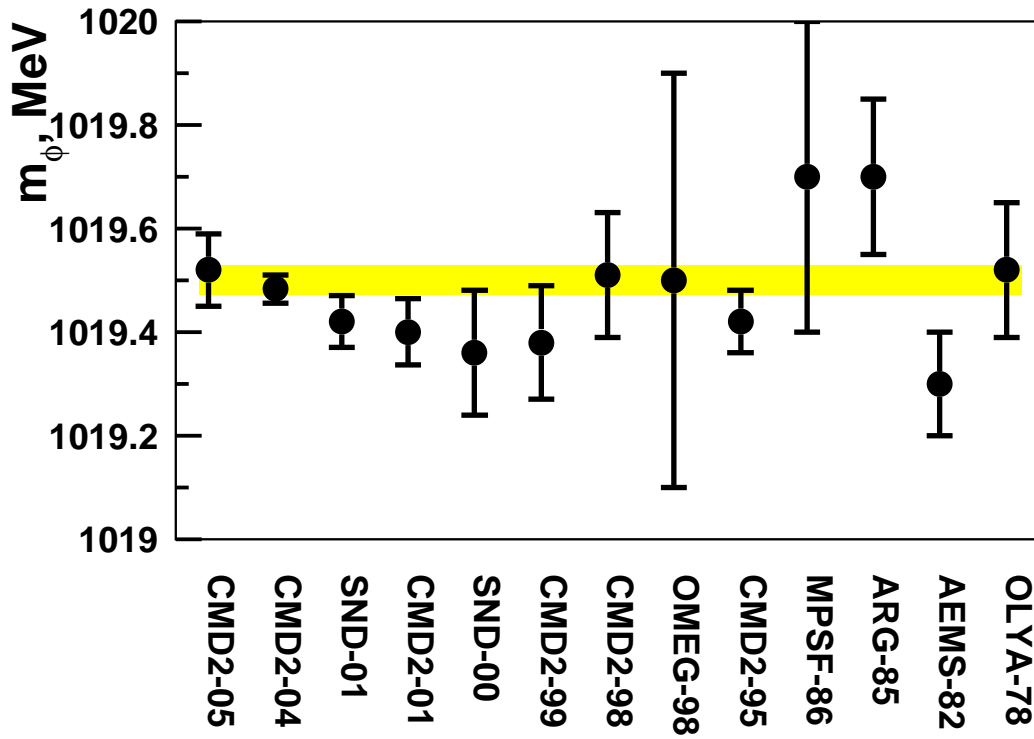


Рис. 4.28: Масса ϕ -мезона, измеренная в различных экспериментах. Заштрихованная область показывает значение массы, усредненное по всем измерениям.

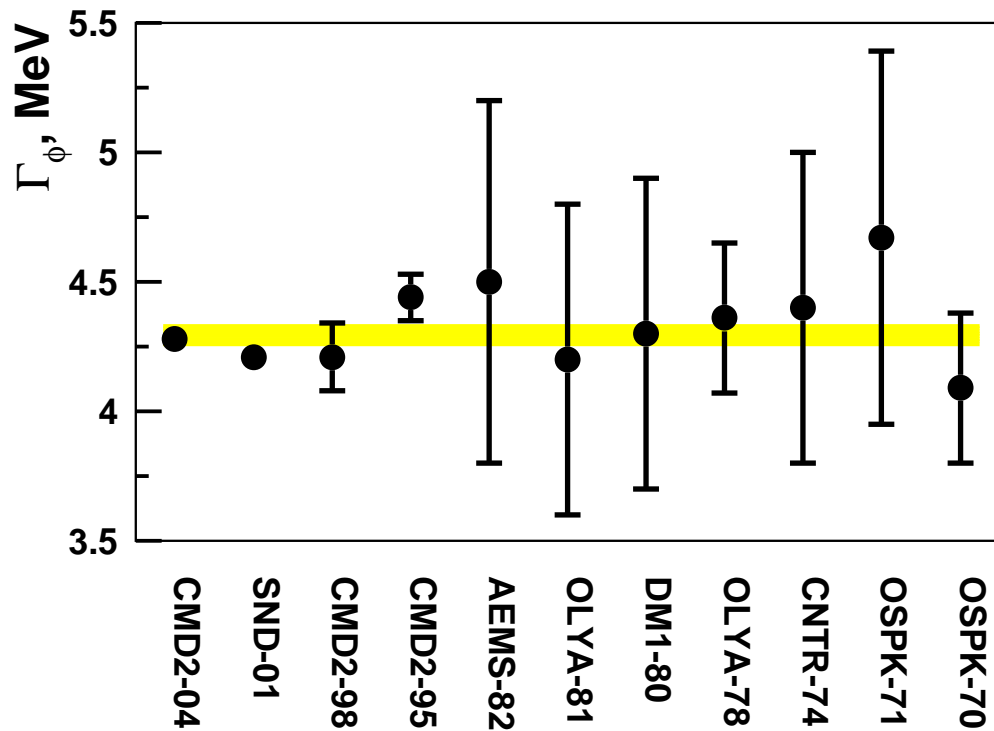


Рис. 4.29: Ширина Γ_ϕ , измеренная в различных экспериментах. Заштрихованная область показывает значение ширины, усредненное по всем измерениям.

случая, когда у амплитуды $A_{3\pi}^0$ действительная, и мнимая части отличны от нуля (вариант 5 в табл.4.1) и $165^\circ \pm 7^{19^\circ}$, если положить $\text{Im}(A_{3\pi}^0) = 0$ (вариант 3 в табл.4.4). Величина:

$$\sigma(\phi \rightarrow 3\pi) = 659 \pm 6 \pm 33 \pm 15 \text{ нбн}$$

имеет значительную модельную ошибку (± 15 нбн), вследствие неопределенности в выборе фазы $\phi_{\omega-\phi}$. Приведенное значение $\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)$ соответствует случаю $\phi_{\omega-\phi} = 180^\circ + \Delta\chi_{\phi\omega}(s)$ и $\text{Im}(A_{3\pi}^0) = 0$. Как будет показано в следующих главах, амплитуда $A_{3\pi}^0$ связана с вкладами от вышележащих резонансов ω', ω'' . Там же мы вернёмся к измерению значения фазы $\phi_{\omega-\phi}$, $\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)$ и сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

В случае процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ и $K_S K_L$ мнимые части амплитуд $\text{Im}(A_{K^+K^-}^0)$, $\text{Im}(A_{K_S K_L}^0)$ согласуются с нулём, действительные части $\text{Re}(A_{K^+K^-}^0)$, $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$ могут отклоняться от нуля на 2 стандартных отклонения (вариант 5, табл.4.4). Фаза $\phi_{K\bar{K}}$, полученная в совместной подгонке сечений процессов и при подгонке только сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, согласуется с 180° , но подгонка сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ даёт величину фазы, близкой к 90° . Этот результат может быть связан с неопределенностью в описании нерезонансного вклада в сечение и использовался для оценки модельной ошибки определения сечения. Величины

$$\sigma(\phi \rightarrow K^+K^-) = 1968 \pm 20 \pm 140 \text{ нбн},$$

$$B(\phi \rightarrow e^+e^-)B(\phi \rightarrow K^+K^-) = (13, 93 \pm 0, 14 \pm 0, 99) \times 10^{-5} \text{ и}$$

$$\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L) = 1451 \pm 10 \pm 48 \text{ нбн},$$

$$B(\phi \rightarrow e^+e^-)B(\phi \rightarrow K_S K_L) = (10, 27 \pm 0, 07 \pm 0, 34) \times 10^{-5}$$

имеют высокую точность и согласуются с результатами других экспериментов (рис.4.30 и 4.31).

Изотопическая симметрия предсказывает равенство констант связи $g_{\phi K^+K^-}$ и $g_{\phi K_S K_L}$. Учет электромагнитного взаимодействия заряженных каонов при-

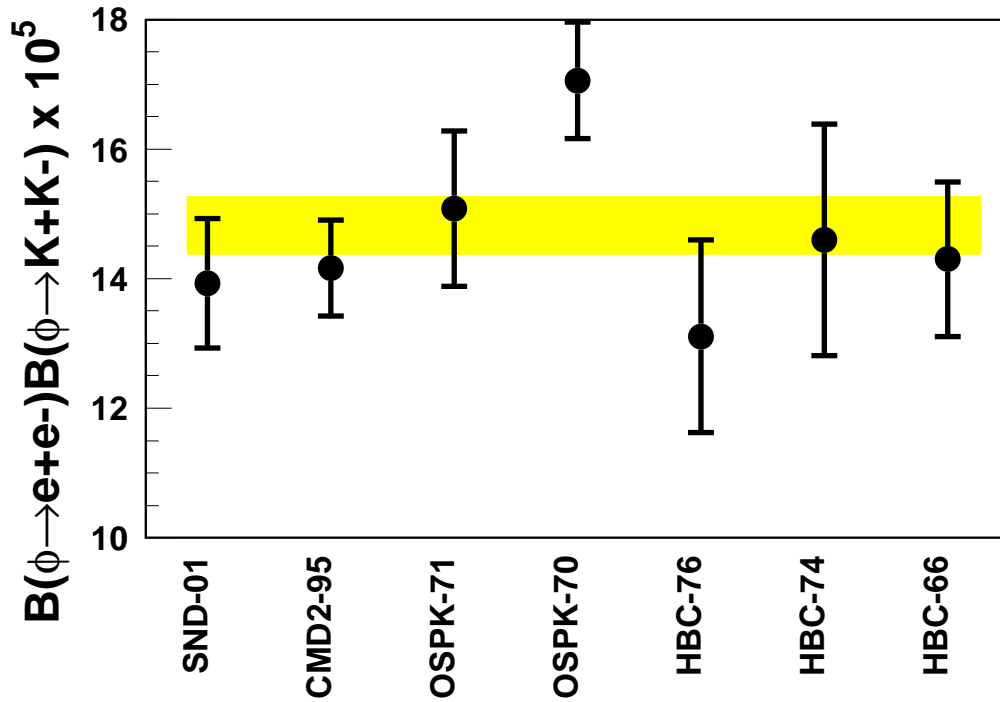


Рис. 4.30: Значения $B(\phi \rightarrow e^+e^-)B(\phi \rightarrow K^+K^-)$, измеренные в различных экспериментах. Заштрихованная область показывает значение произведения вероятностей распадов, усредненное по всем измерениям.

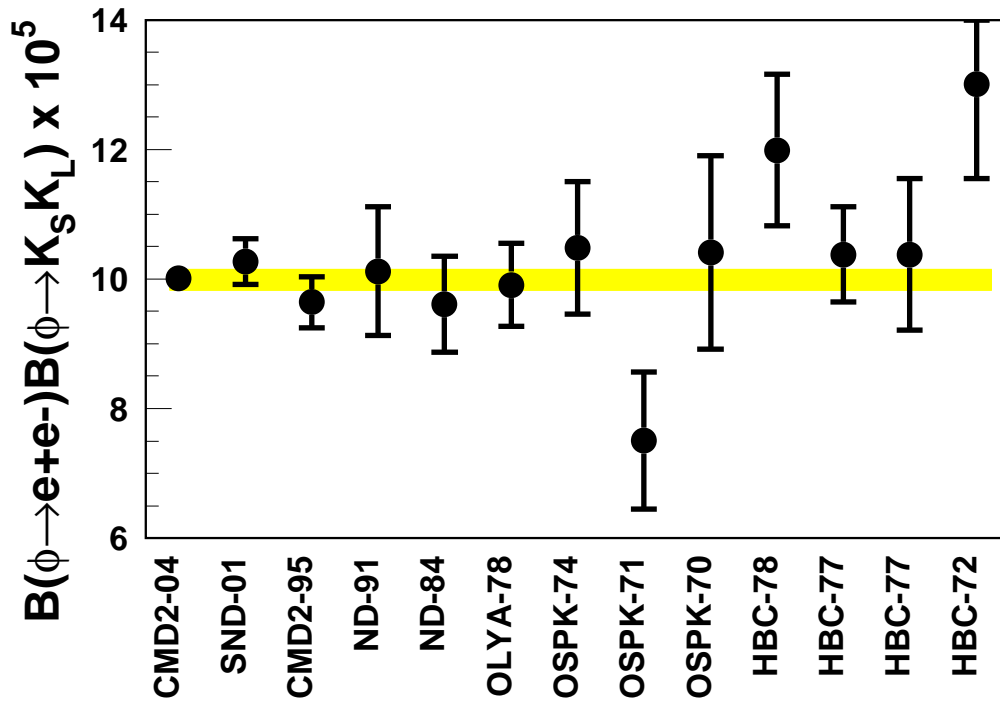


Рис. 4.31: Значения $B(\phi \rightarrow e^+e^-)B(\phi \rightarrow K^+K^-)$, измеренные в различных экспериментах. Заштрихованная область показывает значение произведения вероятностей распадов, усредненное по всем измерениям.

водит к соотношению: $g_{\phi K^+ K^-} / \sqrt{Z(m_\phi)} = g_{\phi K_S K_L}$. Используя данные из таблиц свойств частиц, находим:

$$\frac{g_{\phi K^+ K^-}}{g_{\phi K_S K_L} \sqrt{Z(m_\phi)}} = 0.95 \pm 0.01 \quad (4.29)$$

Эта величина существенно (пять стандартных отклонений) отличается от ожидаемой. Возможно эффект может объясняться тем, что кулоновская поправка меньше, чем предсказывается, например, из-за неточности конечных частиц. Подобная проблема имеет место в распадах $\Upsilon(4s) \rightarrow B\bar{B}$. Отношение констант $g_{\phi K^+ K^-}$ и $g_{\phi K_S K_L}$ обсуждалось в работе, где было предложено изучать это отношение в e^+e^- аннигиляции в области пика ϕ резонанса. Недостатком такого предложения является малая чувствительность подобных исследований к нерезонансным вкладам в полное сечение. Получаемые константы связи зависят от нерезонансных вкладов в полное сечение от ρ и ω мезонов равно как и от вышележащих состояний (ρ' , ω' , ϕ' , ...). Одним из возможных подходов к решению этой задачи может быть прецизионное исследование этих вкладов в сечение путём измерения сечения $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$ в широком диапазоне энергии. Используя данные СНД (табл.4.4), можно получить:

$$\frac{g_{\phi K^+ K^-}}{g_{\phi K_S K_L} \sqrt{Z(m_\phi)}} = 0.92 \pm 0.03. \quad (4.30)$$

Это значение согласуется с данными таблиц свойств частиц, но так же совместимо с ожидаемым 1 (отличие составляет около 2,5 стандартных отклонений).

Константы связи $g_{\omega(\rho) K^+ K^-}$ и $g_{\omega(\rho) K_S K_L}$ выражались через $g_{\phi K^+ K^-}$ и $g_{\phi K_S K_L}$, согласно предсказанию наивной кварковой модели (4.17). Чтобы проверить справедливость использования предсказаний, была проведена подгонка сечений процессов $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$ и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в которой свободным параметром был коэффициент $C_{K\bar{K}}$ – дополнительный множитель, который учитывает возможное отклонение констант связи $g_{\omega(\rho) K\bar{K}}$ от предсказыва-

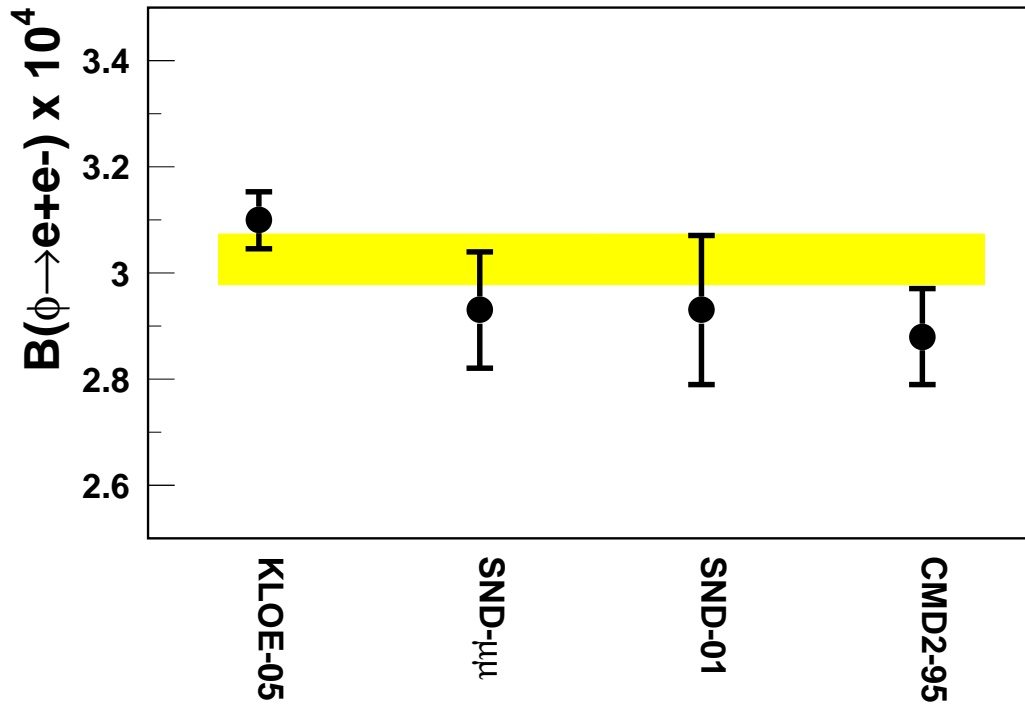


Рис. 4.32: Значения $B(\phi \rightarrow e^+e^-)$ полученные в различных экспериментах. Заштрихованная область показывает значение произведения вероятностей распадов, усредненное по всем измерениям.

емых значений. Коэффициент $C_{K\bar{K}} = 1.01 \pm 0.07$, т.е. ожидаемые соотношения между константами связи ρ, ω и ϕ мезонов с $K\bar{K}$ не противоречат экспериментальным данным.

Используя полученные результаты изучения распадов $\phi \rightarrow$ адроны определена вероятность распада ϕ -мезона на электрон-позитронную пару:

$$B(\phi \rightarrow e^+e^-) = 2,93 \pm 0,14.$$

Это значение хорошо согласуется с результатами исследования процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ с детектором СНД (рис.4.32):

$$\sqrt{B(\phi \rightarrow e^+e^-)B(\phi \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 2.93 \pm 0,11.$$

Используя два этих результата, можно получить

$$B(\phi \rightarrow l^+l^-) = (2,93 \pm 0,09) \times 10^{-4},$$

$$\Gamma(\phi \rightarrow l^+l^-) = 1,23 \pm 0,04 \text{ кэВ}$$

Глава 5

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Процесс $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ является наиболее простым в теории электрослабых взаимодействий, и в то же время одним из наиболее важных в физике высоких энергий. Он является фундаментальным для изучения электромагнитного и слабого взаимодействия, электромагнитных свойств адронов. Этот процесс использовался для проверки квантовой электродинамики (КЭД), измерения электрослабой интерференции, лептонных ширин векторных мезонов с квантовыми числами $I^G J^{PC} = 0^{-1}{}^{--}$ и Z -бозона, измерения значений бегущей электромагнитной константы $\alpha(s)$.

В области энергии $\sqrt{s} < 2000$ МэВ в низшем порядке реакция $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ описывается диаграммой, приведённой на Рис.5.1(a). На Рис.5.1(b) показана диаграмма поляризации вакуума, содержащая виртуальные лептонные и кварковые пары, которые эффективно экранируют полный заряд, что приводит к зависимости от энергии константы электромагнитного взаимодействия:

$$\alpha(s) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Pi(s)}, \quad (5.1)$$

где $\Pi(s)$ – поляризация вакуума. Поляризация вакуума лептонными парами вычисляется теоретически в КЭД. Для определения вклада поляризации вакуума адронами используются дисперсионный интеграл и экспериментально измеренное сечение $e^+e^- \rightarrow$ адроны.

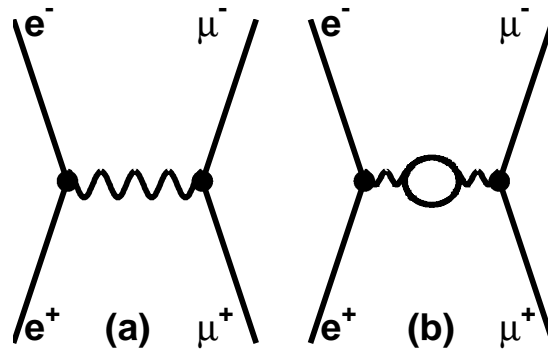


Рис. 5.1: Диаграммы процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. (a) – основная диаграмма, (b) – диаграмма включающая в себя поляризацию вакуума фермионными парами (электроны, мюоны, τ -лептоны и кварки).

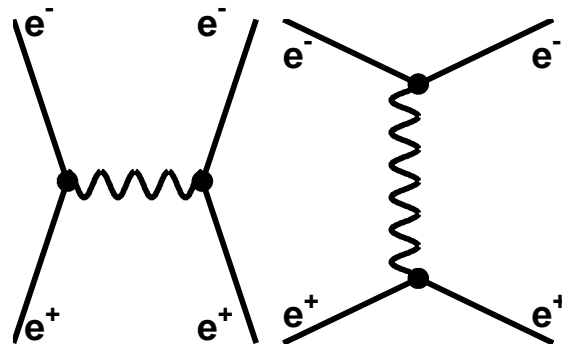


Рис. 5.2: Диаграммы процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ в низшем порядке.

Для изучения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ с детектором СНД более всего подходит область энергии $\sqrt{s} > 980$ МэВ. Здесь величина сечения $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ больше или равна сечению основного фоновых процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ и большинство мюонов регистрируются мюонной системой.

5.1 Анализ данных

В эксперименте СНД сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ измерялось следующим образом:

1. Отбирались коллинеарные события $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$;
2. События процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ использовались для измерения светимости:

$$IL = \frac{N}{\sigma(s)\varepsilon(s)}, \quad (5.2)$$

где N , $\sigma(s)$ и $\varepsilon(s)$ – число событий, сечение и эффективность регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ или $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$.

3. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ определялось следующим образом:

$$\sigma_{\mu\mu}(s) = \frac{N}{IL\varepsilon(s)\delta_{rad}(s)}. \quad (5.3)$$

Здесь N – число отобранных событий процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, IL – интегральная светимость, $\varepsilon(s)$ – эффективность регистрации, $\delta_{rad}(s)$ – радиационная поправка, учитывающая излучение фотонов начальными и конечными частицами.

Эффективности регистрации процессов определялись по моделированию методом Монте-Карло. В моделировании процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ на полярные углы конечных электронов и позитронов ставилось ограничение

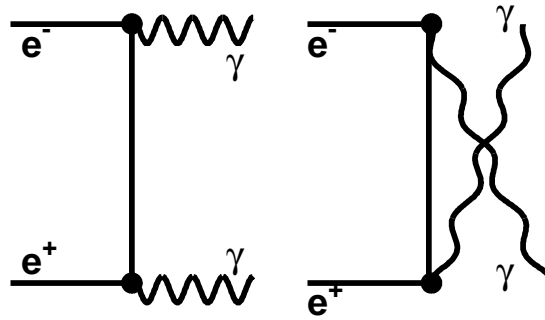


Рис. 5.3: Диаграммы процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ в низшем порядке.

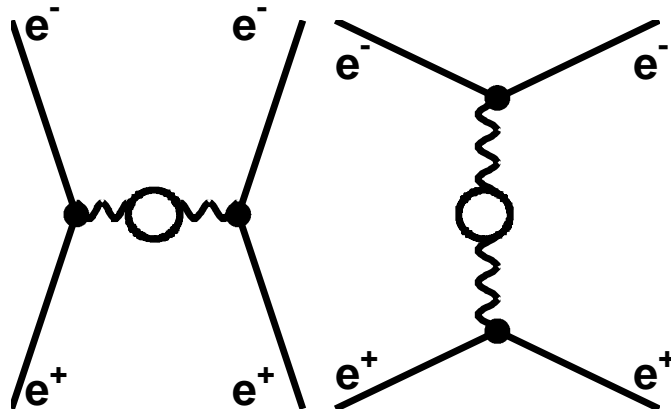


Рис. 5.4: Диаграммы процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ включающие в себя поляризацию вакуума фермионными парами (электроны, мюоны, τ -лептоны и кварки).

$30^\circ < \theta_{e^\pm} < 150^\circ$, сечение было рассчитано в этих условиях с точностью 0.5%.

Диаграммы процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ в низшем порядке приведены на Рис.5.2 и 5.3. В процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ также дают вклад диаграммы с поляризацией вакуума лептонами и адронами (Рис.5.4), в то время как в процессе $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ таких вкладов нет. Поэтому для определения отличия $\alpha(s)$ от $\alpha(0)$ в качестве нормировочного процесса лучше использовать процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$.

Для определения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ использовалась интегральная светимость измеренная как с помощью процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (IL_{ee}), так и с помощью процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ($IL_{\gamma\gamma}$). Также измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ в области углов $30^\circ < \theta_{e^\pm} < 150^\circ$ с использованием интегральной светимости $IL_{\gamma\gamma}$:

$$\sigma_{e^+e^-(\gamma)} = \frac{N_{e^+e^-}}{IL_{\gamma\gamma}\varepsilon_{e^+e^-}}, \quad (5.4)$$

где $N_{e^+e^-}$ и $\varepsilon_{e^+e^-}$ – число событий и эффективность регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

5.1.1 Условия отбора

Во время набора статистики первичный триггер отбирал события различных типов: события с заряженными частицами и события содержащие только нейтральные частицы. В первом случае триггер отбирал события с треком в дрейфовой камере и двумя кластерами в калориметре с пространственным углом между ними более 100° . Порог на энерговыделение в кластере равнялся 25 МэВ. Порог на полное энерговыделение в калориметре составлял 160 МэВ. Во втором случае отбирались события без треков в дрейфовой камере, без срабатывания мюонной системы и с порогом на полное энерговыделение 250 МэВ. Отобранные события реконструировались. Реконструированные частицы упорядочивались в порядке

убывания энерговыделения в калориметре. Далее рассматривались первые две частицы. Этим частицам присваивались номера следующим образом: в нечётных событиях первой считалась частица с большим энерговыделением, а в чётных с меньшим.

Для отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ требовалось (ниже индексы 1 и 2 обозначают номера частиц):

- $N_{cha} = 0$ и $N_{neu} \geq 2$, где N_{cha} , N_{neu} - число заряженных, нейтральных частиц (фотонов). В событиях процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ возможно наличие дополнительных фотонов, появление которых является следствием наложения на события частиц пучкового фона или расщепления электромагнитных ливней.
- $55^\circ < \theta_1 < 125^\circ$, где θ - полярный угол вылета частицы.
- $|\Delta\theta| = |180^\circ - (\theta_1 - \theta_2)| < 20^\circ$.
- $|\Delta\phi| = |180^\circ - |\phi_1 - \phi_2|| < 5^\circ$, где ϕ - азимутальный угол вылета частицы.
- $E_{1,2}/E_0 > 0.7$, где E_i - энерговыделение i -го фотона $i = 1, 2$, E_0 - энергия пучка.

Для отбора событий процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ требовалось:

- $N_{cha} = 2$. В событии допускается наличие нейтральных частиц, появление которых является следствием наложения на события частиц пучкового фона или расщепления электромагнитных ливней.
- $|z_{1,2}| < 10$ см и $r_{1,2} < 1$ см, где z - координата точки вылета частицы вдоль оси пучков (разброс точки столкновения пучков зависит от энергии и меняется в пределах $\sigma_z \sim 2 - 3$ см), r - наименьшее расстояние от траектории частицы до оси пучков в $r - \phi$ проекции.

- $55^\circ < \theta_1 < 125^\circ$.
- $|\Delta\phi| < 10^\circ$ и $|\Delta\theta| < 10^\circ$.
- Исключалась область азимутальных углов $240^\circ < \phi_{1,2} < 300^\circ$. Это требование связано с тем, что мюонная система не перекрывает этот сектор по ϕ .
- $r_1 < 0.1$ см или $r_2 < 0.1$ см. Это условие позволяет существенно уменьшить вклад фона от космических мюонов в событиях отобранных как $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

При измерении сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ в отборе событий не использовались условия приведённые в последних двух пунктах.

События $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ отбирались с помощью условия на энерговыделение заряженных частиц $E_{1,2}/E_0 > 0.7$. Для отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ энерговыделения заряженных частицы ограничивались следующим образом $E_{1,2} > 50$ МэВ и $E_{1,2}/E_0 < 0.7$. Кроме того требовалось, чтобы каждая из заряженных частиц вызывала срабатывание сцинтилляционных счётчиков мюонной системы.

5.1.2 Определение числа фоновых событий.

Условия отборов позволяют выделить события процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ практически без примеси какого-либо фона. В данных отобранных в качестве событий процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, примерно 45% составляют события, связанные с космическими мюонами. Для определения числа событий $n_{\mu\mu}$ процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в наборе из n отобранных событий, использовалось распределение координаты $z = (z_1 + z_2)/2$ точки вылета частиц. События процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ имеют распределение $G(z)$ близкое к нормальному с пиком в области $z = 0$ см, а распределение космических частиц $C(z)$ близко к равномерному. Распределение по z для отобранных

событий подгонялось суммой распределений $G(z)$ и $C(z)$ (Рис.5.5):

$$G(z) \times n_{\mu\mu} + C(z) \times (n - n_{\mu\mu}), \quad (5.5)$$

где $n_{\mu\mu}$ являлось свободным параметром. Распределение $C(z)$ строилось по событиям, набранным в отсутствии пучков в ускорителе. В качестве $G(z)$ в каждой точке по энергии бралось распределение по z для $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ событий. Чтобы оценить систематическую погрешность определения $n_{\mu\mu}$, в выражении (5.5) вместо z -распределения для событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ использовалось распределение для $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ и K^+K^- событий. Разница в значениях $n_{\mu\mu}$ полученных в результате подгонок с разными $G(z)$, составила 0.5% и бралась в качестве систематической ошибки.

Кроме космического фона в отобранных событиях присутствовал фон от коллинеарных процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ (ожидаемый фон от событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, равно как и от событий $e^+e^- \rightarrow 3\pi, 4\pi, K_S K_L$, менее 0.05%). Ожидаемый $N_{\pi\pi}$ вклад от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ не превышает 0.4% от числа событий $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и оценивался по моделированию следующим образом:

$$N_{\pi\pi} = \sigma_{\pi\pi}(s)\varepsilon_{\pi\pi}(s)IL, \quad (5.6)$$

где $\sigma_{\pi\pi}(s)$ – сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ бралось из измерений ОЛЯ и КМД-2, IL – интеграл светимости, $\varepsilon_{\pi\pi}(s)$ – вероятность регистрации процесса в описанных условиях отбора. В этом расчёте источником погрешности является моделирование срабатываний сцинтилляционных счётчиков мюонной системы. Для оценки погрешности в точке $\sqrt{s} = 980$ МэВ (ниже порога реакции $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$) были выделены события процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ с помощью дополнительных условий отбора: $r_{1,2} < 0.1$ см, для первой частицы энерговыделение во втором и третьем слоях калориметра меньше 50 МэВ и отсутствует сработавший счётчик мюонной системы. Условия на срабатывание счётчика для второй частицы не накладывались. Примесь фона от космических мюонов вычиталась по z -

распределению, фон от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ в этих условиях пренебрежимо мал. Для оценки погрешности вычислялся коэффициент:

$$\delta_{\pi\pi} = \left(\frac{n/N}{m/M} \right)^2 = 0.4 \pm 0.4 \quad (5.7)$$

Здесь N и M – число отобранных событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ в эксперименте и моделировании в описанных условиях, а n и m – число событий в эксперименте и моделировании при дополнительном условии, что сработал счётчик для второй частицы. В области энергии $\sqrt{s} = 980$ МэВ вероятность выхода пионов из детектора составляет около 1%, поэтому из-за малой статистики точность определения $\delta_{\pi\pi}$ равна её величине. Чтобы оценить систематическую погрешность при определении числа фоновых событий $N_{\pi\pi}$ вероятность $\varepsilon_{\pi\pi}(s)$ во всех энергетических точках умножалась на $\delta_{\pi\pi}$. После применения поправки $\delta_{\pi\pi}$ наибольшее изменение сечения $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ составило 0.7%. В области энергии выше порога реакции $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ до $\sqrt{s} = 1100$ МэВ значение $\delta_{\pi\pi}$ можно определить, используя для подавления фона от процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ дополнительные условия на ионизационные потери dE/dx заряженных частиц в дрейфовой камере. В частности при $\sqrt{s} = 1100$ $\delta_{\pi\pi} = 0.8 \pm 0.5$, что не противоречит оценке приведённой выше. Систематическая ошибка вычитания фона от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ бралась равной 0.7%.

Ожидаемый фон событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ составляет около 0.2% от количества событий $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Исследования погрешности определения числа фоновых событий для этого случая, аналогичные описаным выше, показали, что вкладом в систематическую ошибку за счёт этих погрешностей можно пренебречь.

5.1.3 Эффективность регистрации

Неточности моделирования распределений по параметрам отбора приводят к погрешности в определении эффективности регистрации. Поэтому

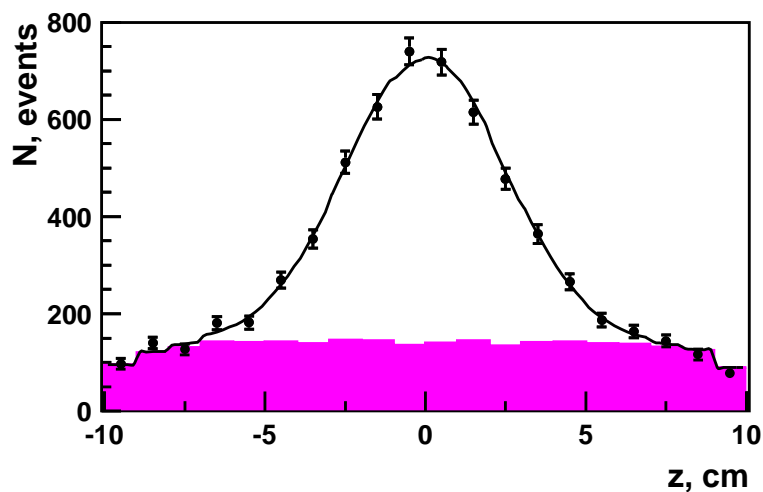


Рис. 5.5: Распределение по координате z точки вылета частицы в событиях, отобранных в качестве событий процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ при энергии $\sqrt{s} = 1370$ МэВ. Точки с ошибками – все события, штрихованное распределение – события космического фона, кривая – подгонка распределения суммой вкладов от пучковых и космических событий.

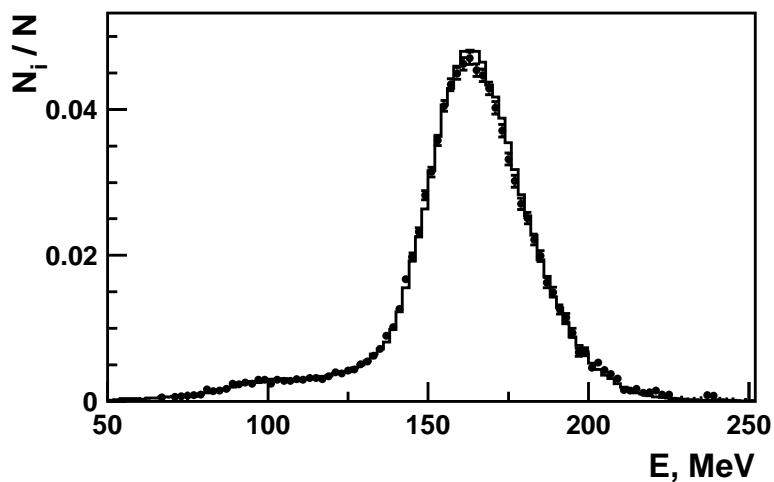


Рис. 5.6: Распределения по энергосодержанию E в калориметре мюонов в эксперименте (точки) и моделировании (гистограмма).

распределения в эксперименте и моделировании изучались и сравнивались с использованием дополнительных условий отбора. Эти условия подбирались таким образом, чтобы практически не коррелировали с изучаемым параметром и позволяли построить по нему распределение без примеси фоновых событий.

Основным условием отбора, которое выделяет события процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ является требование срабатывания счётчиков мюонной системы. Чтобы сравнить вероятность срабатываний счётчиков мюонной системы в событиях процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в эксперименте и моделировании, использовались дополнительные условия отбора. Требовалось, чтобы сработал счётчик для первой частицы (при этом срабатывания счётчика для второй частицы не требовалось), для подавления фона от космических мюонов требовалось $r_{1,2} < 0.1$ см. Мюоны теряют энергию в калориметре за счёт ионизационных потерь, в то время как пионы и каоны ещё испытывают и ядерное взаимодействие с веществом детектора, а электроны порождают электромагнитный ливень. Поэтому, для подавления событий процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и выделения чистого набора событий $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, на энерговыделения E_i в слоях калориметра для частиц 1 и 2 накладывались условия $30 < E_I < 55$ МэВ, $45 < E_{II} < 80$ МэВ и $55 < E_{III} < 90$ МэВ, где i - номер слоя. Т.е. частицы должны давать во всех трёх слоях энерговыделение характерное для ионизационных потерь. Далее требовалось срабатывание счётчика для второй частицы и вычислялось соотношение:

$$\delta_{sc} = \left(\frac{n/N}{m/M} \right)^2, \quad (5.8)$$

где N и M - число событий в эксперименте и моделировании отобранных без условия срабатывания счётчика для второй частицы, а n и m - после применения этого условия. Фон от космических мюонов вычитался по z -распределению. Коэффициент δ_{sc} оказался равным около 1.15 при

$\sqrt{s} = 980$ МэВ и уменьшается к 1.0 при $\sqrt{s} = 1380$ МэВ. Полученные коэффициенты δ_{sc} использовались в качестве поправочных множителей к эффективности регистрации $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ событий.

Распределение по энерговыделению мюонов в калориметре приведено на Рис.5.6. Эксперимент и моделирование согласуются. В качестве меры систематической ошибки за счёт отбора по энерговыделению мюонов использовалась величина:

$$\delta_{\mu\mu} = \left[\frac{n/N}{m/M} \right]^2. \quad (5.9)$$

Здесь N и M - число событий в эксперименте и моделировании в случае, когда не накладывались требования на энерговыделение второй частицы в калориметре, а для первой дополнительно требовалось: $30 < E_I < 55$ МэВ, $45 < E_{II} < 80$ МэВ и $55 < E_{III} < 90$ МэВ, n и m - число событий после применения условий $E_2/E_0 < 0.7$ и $E_2 > 50$ МэВ. Коэффициент $\delta_{\mu\mu}$ не зависит от энергии, имеет среднее значение 0.999 и систематический разброс 0.4%.

В координатной системе трек может быть потерян из-за неэффективности реконструкции. Вероятность найти оба трека в событии была определена по экспериментальным данным и составила $\varepsilon_{ee} \simeq 0.982 \pm 0.001$ и $\varepsilon_{\mu\mu} \simeq 0.983 \pm 0.001$ для процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ соответственно. Таким образом при нормировке событий процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ на светимость IL_{ee} систематическая погрешность связанная с реконструкцией треков практически сокращается. При нормировании событий процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ на светимость $IL_{\gamma\gamma}$ эффективность регистрации умножалась на ε_{ee} и $\varepsilon_{\mu\mu}$.

Условия отбора по $r_{1,2}$ также вносят погрешность в эффективность регистрации. Для определения поправки к эффективности регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ использовались события процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Использование событий $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ связано с тем, что при $r_{1,2} > 0.1$ см

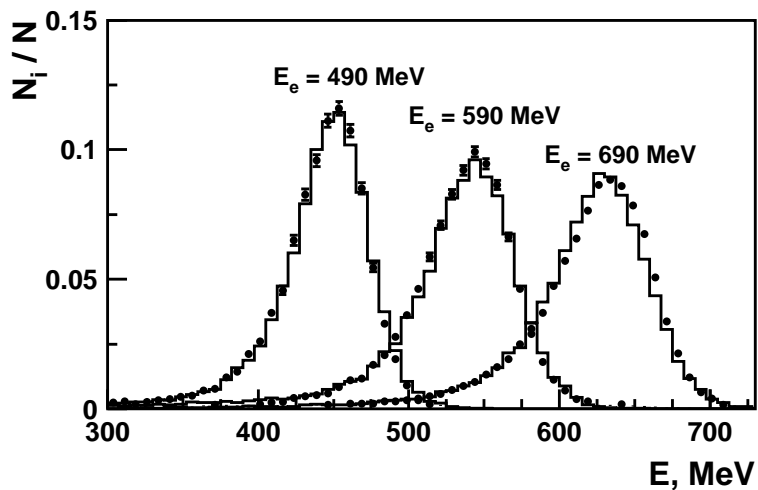


Рис. 5.7: Распределения по энергвыделению E в калориметре электронов с энергиями 490, 590 и 690 МэВ в эксперименте (точки) и моделировании (гистограмма).

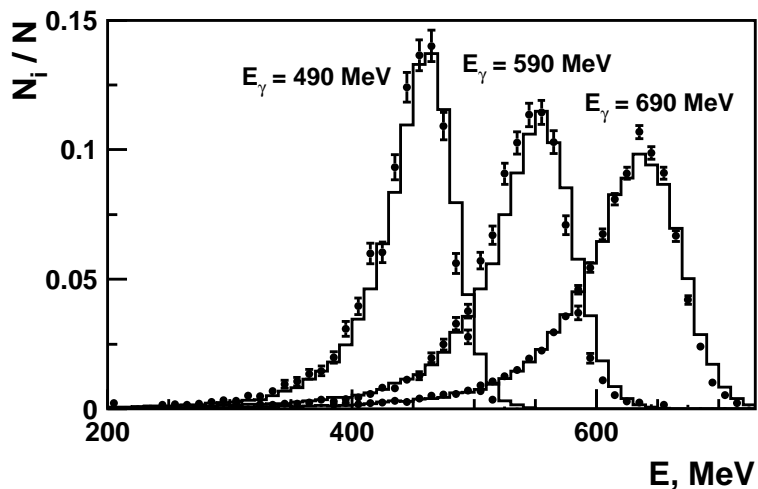


Рис. 5.8: Распределения по энергвыделению E в калориметре фотонов с энергиями 490, 590 и 690 МэВ в эксперименте (точки) и моделировании (гистограмма).

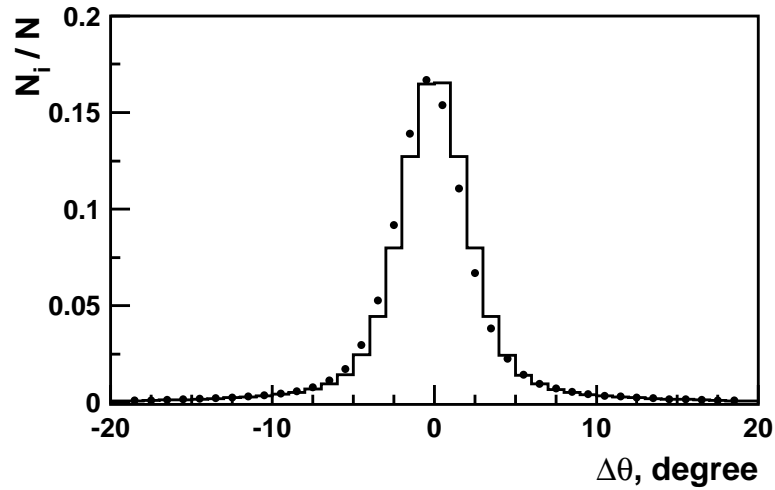


Рис. 5.9: Распределение по углу отклонения от коллинеарности $\Delta\theta$ в $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ событиях. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

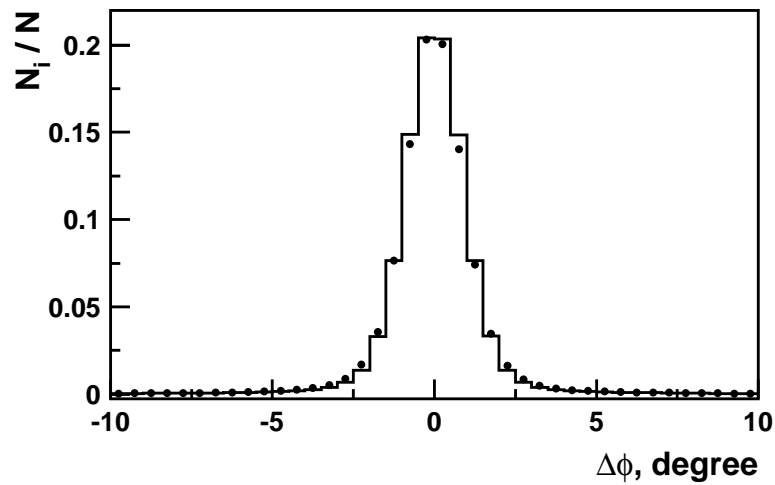


Рис. 5.10: Распределение по углу отклонения от коллинеарности $\Delta\phi$ в $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ событиях. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

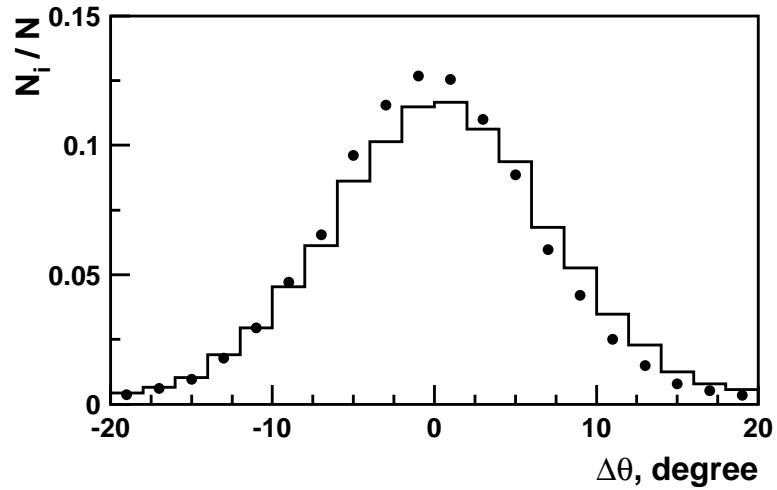


Рис. 5.11: Распределение по углу отклонения от коллинеарности $\Delta\theta$ в $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ событиях. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

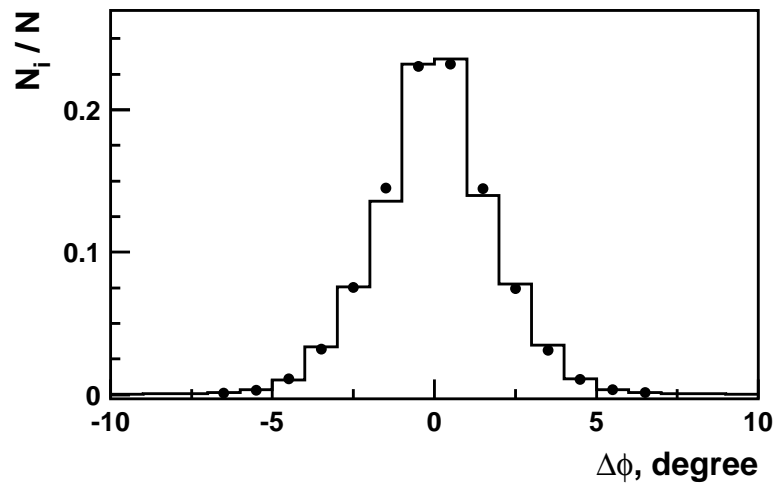


Рис. 5.12: Распределение по углу отклонения от коллинеарности $\Delta\phi$ в $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ событиях. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

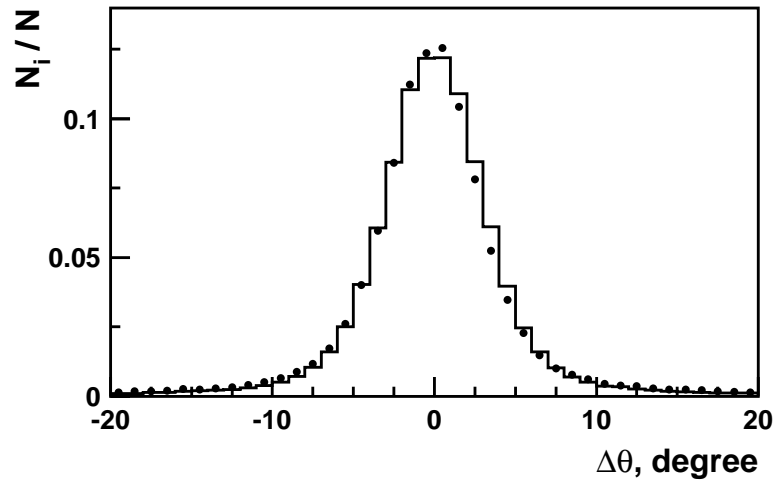


Рис. 5.13: Распределение по углу отклонения от коллинеарности $\Delta\theta$ в событиях $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

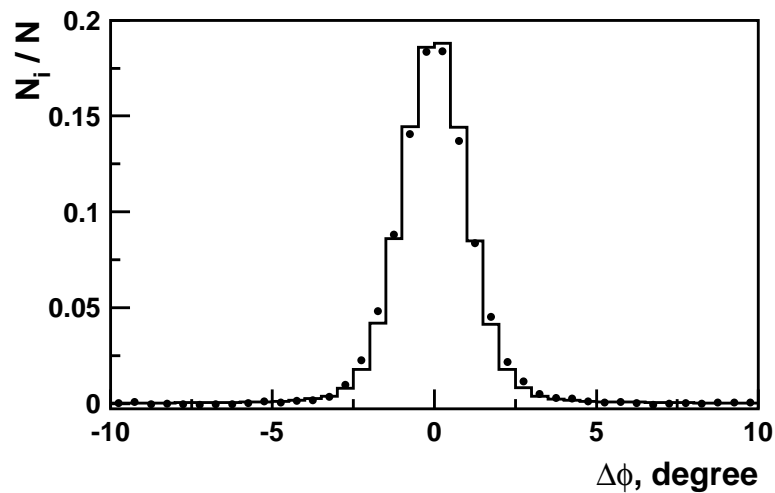


Рис. 5.14: Распределение по углу отклонения от коллинеарности $\Delta\phi$ в событиях $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

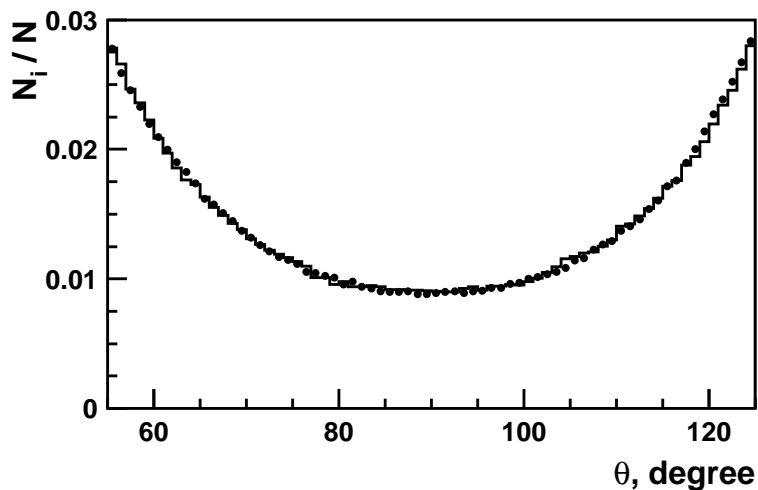


Рис. 5.15: Распределение по полярному углу θ в $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ событиях. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

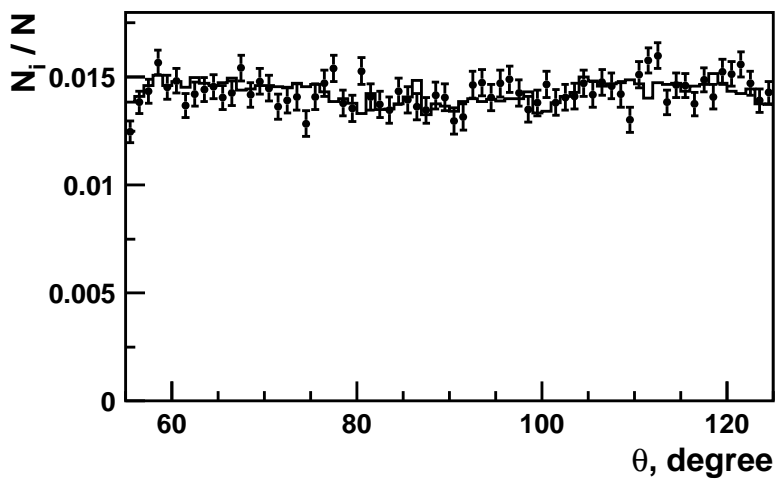


Рис. 5.16: Распределение по полярному углу θ в событиях $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

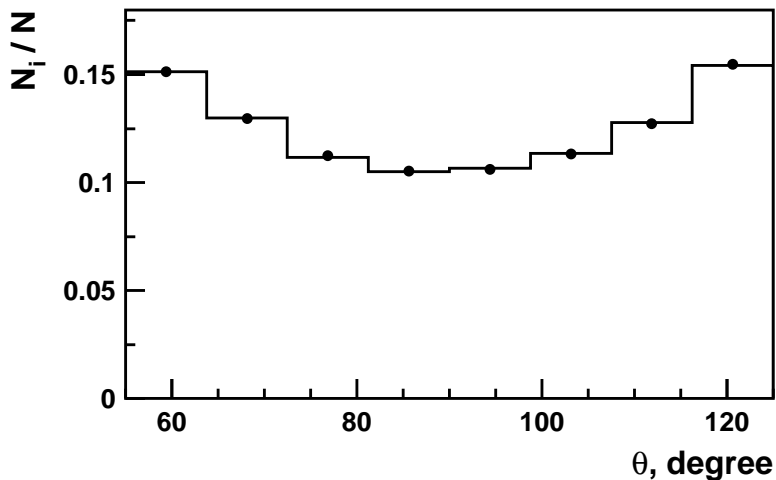


Рис. 5.17: Распределение по полярному углу θ в $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ событиях. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

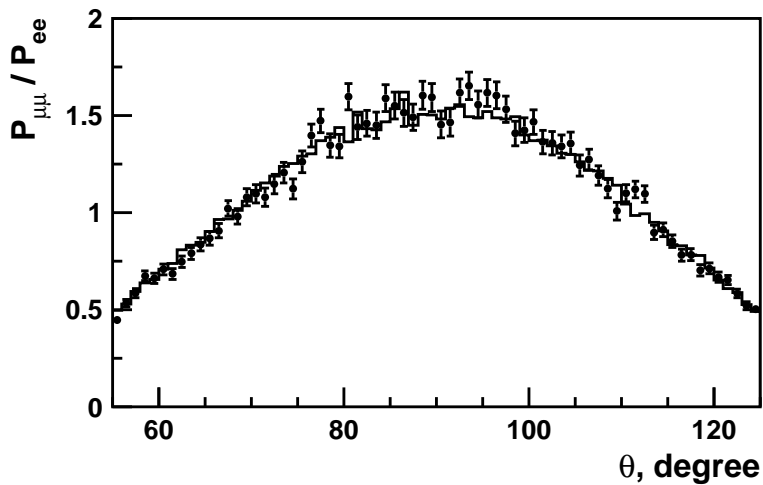


Рис. 5.18: Отношение распределения по θ для процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ к распределению для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

очень велик вклад от космических мюонов и для его подавления требуется отсутствие срабатываний в мюонной системе, что практически полностью отсекает события процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. В тоже время при изучаемых энергиях пионы и мюоны имеют близкие скорости и, как следствие, отклик дрейфовой камеры на пролёт этих частиц схож. Поправка определялась при $\sqrt{s} = 980$ МэВ, чтобы исключить примесь событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$. По моделированию было проверено, что эффективность к отбору по r для процессов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ одинакова и не зависит от энергии. Значение поправки $\delta_r^{\mu\mu} = 0.982 \pm 0.005$. Здесь ошибка связана с неопределённостью в вычитании остаточного фона от космических мюонов. Эта величина бралась множителем эффективности регистрации в случае, когда события процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ нормировались на светимость $IL_{\gamma\gamma}$. В случае процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ поправка равна $\delta_r = 0.993$. В результате при нормировке на светимость IL_{ee} поправка к сечению процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ составила 1.011 ± 0.005 . Ошибка поправки 0.5% была взята в качестве систематической погрешности измерения сечения за счёт условий на $r_{1,2}$.

Распределения энерговывделений в калориметре для e^\pm и γ показаны на Рис.5.7 и 5.8. Спектры в эксперименте и моделировании в общем согласуются. Значения поправок к эффективности регистрации за счёт ограничения энерговывделений частиц $E_{1,2}/E_0 > 0.7$ как правило не превышали 1%, но в отдельных точках достигают 3% и учитывались при определении светимости. Среднее отношение этих поправочных коэффициентов для эффективности регистрации процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ равняется 1.001 ± 0.001 , т.е. при нормировке событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ на интегральную светимость $IL_{\gamma\gamma}$ систематика связанна с условием на энерговывделение сокращается.

Распределение по углам расколлинеарности $\Delta\theta$ и $\Delta\phi$ в событиях процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\gamma\gamma$ и $\mu^+\mu^-$ показаны на Рис.5.9, 5.10, 5.11, 5.12, 5.13

и 5.14. В качестве меры систематической ошибки за счет отбора по $\Delta\theta$ использовалась величина $\delta_{\Delta\theta}$:

$$\delta_{\Delta\theta}^x = \frac{n_x(|\Delta\theta| < 10^\circ)}{N_x(|\Delta\theta| < 20^\circ)} / \frac{m_x(|\Delta\theta| < 10^\circ)}{M_x(|\Delta\theta| < 20^\circ)}, \quad x = \mu\mu(ee) \quad (5.10)$$

Здесь $n_x(|\Delta\theta| < 10^\circ)$ и $m_x(|\Delta\theta| < 10^\circ)$ – число событий в эксперименте и моделировании отобранных при условии $|\Delta\theta| < 10^\circ$, а $N_x(|\Delta\theta| < 20^\circ)$ и $M_x(|\Delta\theta| < 20^\circ)$ – число событий в эксперименте и моделировании при условии $|\Delta\theta| < 20^\circ$. Коэффициенты $\delta_{\Delta\theta}^x$ не зависят от энергии и коррелированы. Среднее значение $\delta_{\Delta\theta}^{ee}$ и $\delta_{\Delta\theta}^{\mu\mu}$ составляет 0.999, а разброс соответственно 0.002 и 0.007. Полученные коэффициенты $\delta_{\Delta\theta}^{ee}$ и $\delta_{\Delta\theta}^{\mu\mu}$ использовались в качестве поправок к эффективности регистрации соответствующих процессов.

В случае процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ограничение параметра $\Delta\theta$ варьировалось на 5° . При этом значение интегральной светимости менялось на 0.9%. Эта величина включалась в систематическую ошибку измерения светимости по процессу $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$.

Анализ распределений по $\Delta\phi$ показал, что систематическими ошибками за счёт отбора по $\Delta\phi$ можно пренебречь.

Распределения по полярному углу для событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ показаны на Рис.5.15, 5.16 и 5.17. Отношение распределения по θ для событий $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ к распределению для $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ показано на Рис.5.18. На Рис.5.19 показано отношение распределения по θ для событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ к распределению для $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Видно хорошее согласие между экспериментом и моделированием.

Форма распределений для различных процессов не зависит от энергии и мало отличается начиная с угла $\theta \approx 80^\circ$. Используя данные со всех энергетических точек определялись коэффициенты для каждого процесса:

$$\delta_\theta^x = \frac{n_x}{N_x} / \frac{m_x}{M_x}, \quad x = \mu\mu(ee, \gamma\gamma), \quad (5.11)$$

Здесь N_x и M_x - число событий в эксперименте и моделировании отобранных при условии $55^\circ < \theta < 125^\circ$, а n_x и m_x - число событий в эксперименте и моделировании при условии $80^\circ < \theta < 100^\circ$. Чтобы оценить систематическую ошибку за счёт отбора по углу θ были рассмотрены соотношения:

$$\delta_\theta = \frac{\delta_\theta^x}{\delta_\theta^y}, \quad x = \mu\mu(ee), \quad y = ee(\gamma\gamma) \quad (5.12)$$

Значение δ_θ составило 1.015 ± 0.010 и 1.02 ± 0.01 при нормировке событий процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ на события процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ соответственно. Эти величины использовались для введения поправок в измеренное сечение $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, а их ошибки включались в систематическую погрешность измерения сечений. В случае нормировки событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ на события процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ $\delta = 0.995 \pm 0.005$. Эта величина бралась в качестве поправки к сечению, а её ошибка считалась систематической ошибкой измерения сечения $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ за счёт отбора по θ .

При отборе событий процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ в первичном триггере требовалось отсутствие треков в дрейфовой камере ближайшей к пучку. Вследствии этого у триггера возникало мёртвое время из-за загрузки камеры треками. Потеря эффективности, связанная с этим, была измерена аппаратно во время набора статистики. Она составила 5% и была учтена в эффективности регистрации.

В событиях $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ может появиться заряженная частица за счёт конверсии фотона в веществе детектора до дрейфовой камеры. В качестве меры систематической погрешности использовалось отклонение от 1 величины:

$$\delta_{con} = \left(1 - \frac{n}{3N}\right) / \left(1 - \frac{m}{3M}\right), \quad (5.13)$$

где N и M – число фотонов в эксперименте и моделировании; n и m – число фотонов в эксперименте и моделировании для которых отсутствовал

трек в дрейфовой камере ближайшей к пучку и был найден трек во второй дрейфовой камере. Вероятность найти трек делилась на коэффициент 3 – отношение количества вещества между камерами к количеству вещества до трековой системы. Коэффициент $\delta_{con} = 0.998 \pm 0.002$. Различие в вероятности конверсии фотона до трековой системы между экспериментом и моделированием не вносит значимой ошибки в измерения.

5.1.4 Измеренные сечения.

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, полученное при нормировке на светимость $IL_{\gamma\gamma}$ ($\sigma_{\mu\mu}^{\gamma\gamma}$) и IL_{ee} ($\sigma_{\mu\mu}^{ee}$) приведено в Табл.1.1. Там же показано сечение $\sigma_{ee(\gamma)}$ процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ в области углов $30^\circ < \theta_{e^\pm} < 150^\circ$, полученное с помощью светимости $IL_{\gamma\gamma}$.

Полная систематическая ошибка измерения сечения $\sigma_{\mu\mu}^{ee}$ равна:

$$\sigma_{sys} = \sigma_{eff} \oplus \sigma_{bkg} \oplus \sigma_{rad} \oplus \sigma_{IL} = 1.6\%.$$

Здесь σ_{eff} – систематическая ошибка эффективности регистрации, σ_{bkg} – ошибка, связанная с вычитанием фона, σ_{IL} – ошибка определения интегральной светимости, связанная с точностью расчёта сечения $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и σ_{rad} – ошибка вычисления радиационной поправки. Величины этих вкладов приведены в Табл.5.1. В случае сечения $\sigma_{\mu\mu}^{\gamma\gamma}$ систематическая ошибка равна:

$$\sigma_{sys} = \sigma_{eff} \oplus \sigma_{bkg} \oplus \sigma_{rad} \oplus \sigma_{IL} = 1.8\%.$$

Здесь в σ_{IL} входят точность расчёта сечения $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ и измерения угла $\Delta\theta$. Величины этих вкладов приведены в Табл.5.1. Систематическая ошибка измерения сечения $\sigma_{ee(\gamma)}$ составила:

$$\sigma_{sys} = \sigma_{eff} \oplus \sigma_{IL} = 1.1\%.$$

Таблица 5.1: Систематические погрешности определения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в данной работе. σ_{sys} – полная систематическая ошибка.

источник ошибки	сечение $\sigma_{\mu\mu}^{ee}$	сечение $\sigma_{\mu\mu}^{\gamma\gamma}$	сечение $\sigma_{ee(\gamma)}$
распределение по θ	1.0 %	1.0 %	0.5 %
распределение по r	0.5 %	0.5 %	–
σ_{eff}	1.1 %	1.1 %	0.5 %
вычитание фона от космических мюонов	0.5 %	0.5 %	–
вычитание фона от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$	0.7 %	0.7 %	–
σ_{bkg}	0.9 %	0.9 %	–
σ_{rad}	0.5 %	0.5 %	–
распределение по $\Delta\theta$ для $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	–	0.9 %	0.9 %
вычисление сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	0.5 %	–	–
вычисление сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	–	0.5 %	0.5 %
σ_{IL}	0.5 %	1.0 %	1.0 %
σ_{sys}	1.6 %	1.8 %	1.1 %

5.2 Обсуждение результатов.

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (Табл.1.1) подгонялось зависимостью:

$$\sigma_{ee(\gamma)} = C_{fit} \times \frac{C_{BHWIDE}}{s},$$

где C_{BHWIDE} – теоретически рассчитанный коэффициент. Точность расчёта составляет 0.5 %. Коэффициент C_{fit} – свободный параметр подгонки и является отношением измеренного сечения к теоретически ожидаемому (расчётному) значению. В результате подгонки (Рис.5.20) было найдено:

$$C_{fit} = 0.999 \pm 0.002 \pm 0.011$$

Измеренное значение сечения $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ согласуется с расчётом.

Для подгонки сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ использовалась формула:

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi}{3s} \frac{\alpha(0)^2}{|1 - \Pi(s)|^2} \frac{\beta}{4} (6 - 2\beta^2)^2 \times C_{fit}, \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{4m_\mu}{s}}. \quad (5.14)$$

В результате подгонки сечения $\sigma_{\mu\mu}^{ee}$ было получено:

$$C_{fit} = 1.006 \pm 0.007 \pm 0.016,$$

что согласуется с теоретическими ожиданиями.

В близкой области энергии $\sqrt{s} = 370\text{--}520$ МэВ сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ было измерено детектором КМД-2 с точностью около 1.5 %. При этом светимость определялась по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Для этого измерения значение параметра $C_{fit} = 0.980 \pm 0.013 \pm 0.007$. Для сравнения результатов СНД и КМД-2 рассмотрим отношения коэффициентов C_{fit} для этих измерений:

$$C_{fit}^{SND} / C_{fit}^{CMD-2} = 1.027 \pm 0.015 \pm 0.018$$

Разница между измерениями СНД и КМД-2 (Рис.5.21) составляет 1.2 стандартных отклонений.

Подгонка сечения $\sigma_{\mu\mu}^{\gamma\gamma}$ (Табл.1.1, Рис.5.22) даёт:

$$C_{fit} = 1.005 \pm 0.007 \pm 0.018.$$

Полученное значение согласуется с теоретическими ожиданиями.

Если параметром подгонки сделать среднее значение $\langle 1/\alpha \rangle$, т.е. в качестве подгоночной функции использовать выражение:

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi\beta}{3s} \frac{4}{4} (6 - 2\beta^2)^2 \times \left[\frac{1}{\langle 1/\alpha \rangle} \right]^2, \quad (5.15)$$

то получим:

$$\langle 1/\alpha \rangle = 134.1 \pm 0.5 \pm 1.2$$

Величина $\langle 1/\alpha \rangle$ согласуется с ожидаемым значением, отклонение от $\alpha(0)$ составляет 2.3 ошибки измерения. Полученное значение $\langle 1/\alpha \rangle$ совместно с результатами других измерений во времениподобной области приведены на Рис.5.23. Чёрными значками показаны измерения в которых

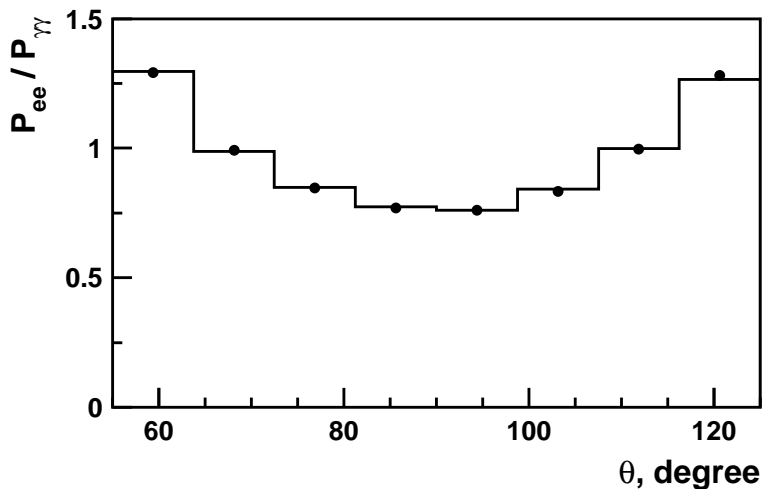


Рис. 5.19: Отношение распределения по θ для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ к распределению для процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Точки – эксперимент, гистограмма – моделирование.

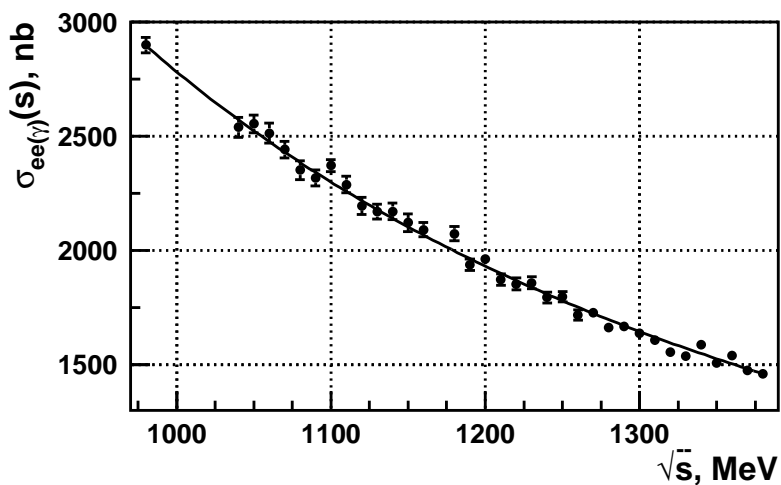


Рис. 5.20: Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ в области углов $30^\circ < \theta_{e^\pm} < 150^\circ$ измеренное в этой работе (точки) и подгонная кривая ($\chi^2/N_{d.o.f.} = 48.1/34$).

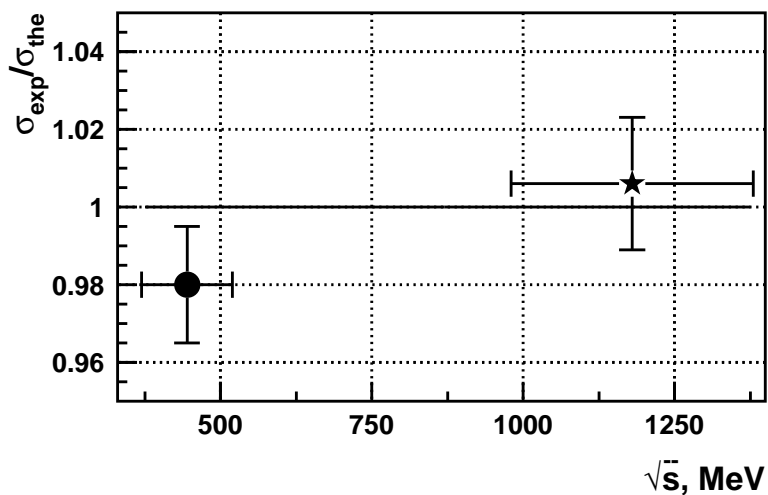


Рис. 5.21: Отношение $\sigma_{exp}/\sigma_{the}$ сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, измеренного на СНД (★, эта работа) и КМД-2 (●) к результату теоретического расчёта. Горизонтальные ошибки показывают энергетический диапазон \sqrt{s} в котором измерялось сечение.

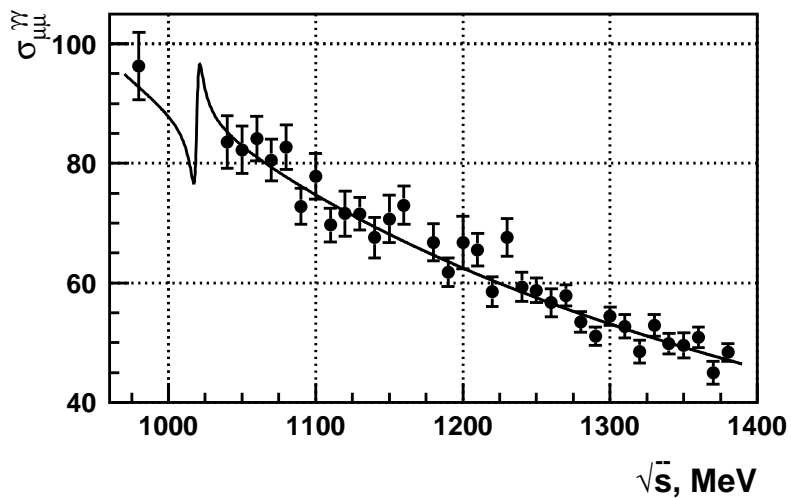


Рис. 5.22: Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ измеренное в этой работе при нормировке на $IL_{\gamma\gamma}$ (точки) и подгоночная кривая ($\chi^2/N_{d.o.f.} = 37.2/34$).

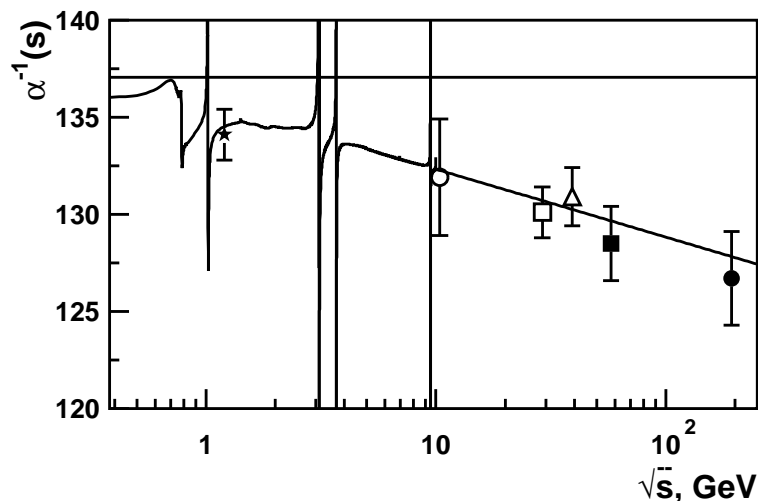


Рис. 5.23: Значения $\alpha(s)^{-1}$ полученные по результатам различных экспериментов. Показаны результаты СНД (*), TOPAZ (■) и OPAL (●). Также показаны точки, полученные по результатам экспериментов выполненных на коллайдерах DORIS (○), PEP (□) и PETRA (△). Горизонтальная линия показывает значение $\alpha(0)^{-1}$, кривая линия соответствует теоретическому расчёту $\alpha(s)^{-1}$.

нет зависимости от диаграмм содержащих поляризацию вакуума. Результат данной работы – единственное измерение такого рода в области низких ($\simeq 1$ ГэВ) энергий.

В настоящее время ведётся запуск e^+e^- коллайдера ВЭПП-2000 на энергию \sqrt{s} до 2 ГэВ. Готовятся к экспериментам на этой машине детекторы КМД-2М и СНД. В будущих экспериментах сечение $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ может быть измерено с точностью лучше 1 %, что будет являться хорошей проверкой теоретических расчётов.

Глава 6

Поиск процессов с нарушением лептонного числа.

Большинство точечных фермионов (кварки, нейтрино) участвуют в процессах с изменением аромата: распад кварков и осцилляции нейтрино. В то же время, процессы с изменением аромата заряженных лептонов пока не наблюдались. Теоретически такие процессы не исключаются и присутствуют во многих расширениях стандартной модели.

Поиск изменения аромата заряженных лептонов проводится в распадах μ и τ -лептона, мезонов (K, B, D, η), в процессе конверсии $\mu N \rightarrow eN$. Для таких исследований так же подходят процессы аннигиляции $e^+e^- \rightarrow e\mu, e\tau, \mu\tau$. Теоретически эти процессы рассматривались неоднократно. Экспериментально проводились поиски распадов $J/\psi \rightarrow e\mu, e\tau, \mu\tau, \Upsilon \rightarrow \mu\tau$, процессов $e^+e^- \rightarrow e\tau$ и $\mu\tau$ в области рождения $\Upsilon(4S)$ -мезона, распадов $Z \rightarrow e\mu, e\tau, \mu\tau$ и процессов $e^+e^- \rightarrow e\mu, e\tau, \mu\tau$ в области энергии $\sqrt{s} = 189 - 209$ ГэВ. При энергии ниже рождения J/ψ подобные исследования не проводились. В области энергии $\sqrt{s} \sim m_\phi$ возможен поиск процесса $e^+e^- \rightarrow e\mu$ и распада $\phi(1020) \rightarrow e\mu$ (Рис.6.1). Рассмотрим поиск процесса $e^+e^- \rightarrow e\mu$ в области энергии $\sqrt{s} \sim 1$ ГэВ на e^+e^- на коллайдере ВЭПП-2М с детектором СНД.

В реакции $e^+e^- \rightarrow e\mu$ энергии конечных частиц равны: $E_{\mu(e)} = E_0 \pm$

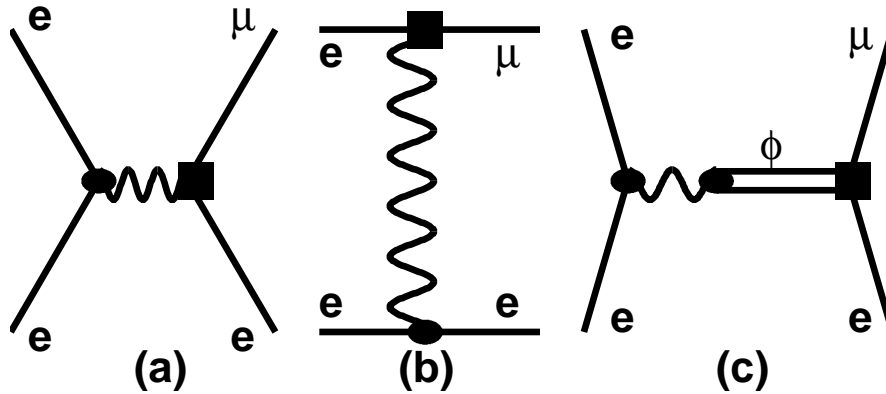


Рис. 6.1: Диаграммы процесса $e^+e^- \rightarrow e\mu$.

$(m_\mu^2 - m_e^2)/4E_0$, где E_0 - энергия начальных частиц. Если $E_0 \sim 510$ МэВ, то $E_{\mu(e)}$ отличаются от E_0 примерно на 5 МэВ. При этих энергиях мюоны и электроны регистрируются трековой системой и дают существенно различные энерговыделения в калориметре. Мюонная система регистрирует мюоны с эффективностью более 90%, а электроны менее 0.2 %. Для поиска событий процесса $e^+e^- \rightarrow e\mu$ рассматривались коллинеарные события, содержащие две заряженные частицы. В дальнейшем будем предполагать, что заряженная частица с большим энерговыделением (первая частица) – электрон, а с меньшим (вторая частица) – мюон. События отбирались по следующим условиям (индексы 1 и 2 обозначают номера частиц):

1. $N_{cha} = 2$, где N_{cha} – число заряженных частиц с точкой вылета в области встречи пучков: $|z_{1,2}| < 10$ см и $r_{1,2} < 1$ см, где z – координата точки вылета частицы вдоль оси пучков (разброс точки столкновения пучков $\sigma_z \sim 2.5$ см), r – наименьшее расстояние от траектории частицы до оси пучков в $r - \phi$ проекции.
2. $|\Delta\theta| = |180^\circ - (\theta_1 - \theta_2)| < 10^\circ$, где θ - полярный угол вылета частицы.

3. $|\Delta\phi| = |180^\circ - |\phi_1 - \phi_2|| < 10^\circ$, где ϕ - азимутальный угол вылета частицы.
4. $55^\circ < \theta_{1,2} < 125^\circ$.
5. Исключалась область азимутальных углов $240^\circ < \phi_{1,2} < 300^\circ$. Это требование связано с тем, что мюонная система не перекрывает этот сектор по ϕ .
6. Вторая частица вызывала срабатывание внешней системы, а первая – нет.
7. $20 < E_2^I < 50$ МэВ, $40 < E_2^{II} < 80$ МэВ и $50 < E_3^{III} < 90$ МэВ, где E_i^j - энерговыделение в слое калориметра, i - номер частицы, $j = I, II, III$ - номер слоя.
8. $E_1^I > 70$ МэВ, $E_1^{II} > 130$ МэВ и $20 < E_1^{III} < 100$ МэВ.

В результате было отобрано 146 событий. Наблюдаемое сечение (число событий нормированных на интегральную светимость) слабо меняется в зависимости от энергии. Вклад от распадов ϕ -мезона: $\phi \rightarrow K^+K^-$, $K_S K_L$, $\pi^+\pi^-\pi^0$ отсутствует, что согласуется с результатами обработки событий моделирования этих процессов. Условия отбора проходят события процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, в которых один пион терял энергию в детекторе за счёт ионизации, а другой ядерно взаимодействовал.

Чтобы определить число событий процесса $e^+e^- \rightarrow e\mu$ во всём диапазоне энергии $\sqrt{s} = 984 - 1060$ МэВ рассмотрим распределение по энергии первой частицы измеренной калориметром E_e^* , нормированной на энергию электронов E_e . Спектр измеренных энергий первых частиц для отобранных событий показан на Рис.6.2. Число событий процесса $e^+e^- \rightarrow e\mu$ определялось путём подгонки это спектра суммой распределений для электронов и фона. Распределение для электронов бралось из экспериментальных данных. Для описания фона использовалось нормальное распределение

или многочлен третьего порядка. Свободными параметрами подгонки являлись число событий изучаемого процесса $N_{e\mu}$ и параметры описывающие распределение фона. В результате подгонки, при использовании нормального распределения для описания фона, было получено:

$$N_{e\mu} = 12 \pm_{16}^{14},$$

что соответствует верхнему пределу:

$$N_{e\mu} < 30(90\%).$$

Если описывать фон многочленом третьего порядка, то

$$N_{e\mu} = 7 \pm_9^{11},$$

и верхний предел составляет:

$$N_{e\mu} < 21(90\%).$$

Из двух верхних пределов для дальнейшего рассмотрения выберем больший.

Для определения эффективности регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow e\mu$ трековой системой (первые пять условий отбора) использовалось моделирование методом Монте-Карло. Первичные частицы моделирования распределялись по полярному углу в соответствии с $1 + \cos^2\theta$. Излучение фотонов начальными и конечными частицами не учитывалось. Полученное значение эффективности будет зависеть от модели распределения по углу θ . Если определять эффективность регистрации для области углов $55^\circ < \theta < 125^\circ$, то она практически не будет зависеть от модели. В этом случае $\varepsilon_{track} = 0.59$. Распределения по углам θ , $\Delta\theta$ и $\Delta\phi$ для коллинеарных процессов, например $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, в моделировании и эксперименте хорошо согласуются и можно утверждать, что систематическая ошибка эффективности регистрации ε_{track} не превышает 3 %.

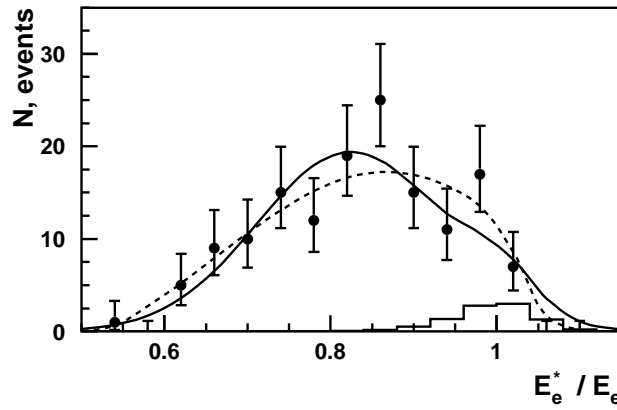


Рис. 6.2: Спектр измеренной калориметром энергии пербой частицы в отобранных событиях, нормированный на ожидаемую энергию электронов событий $e^+e^- \rightarrow e\mu$ (точки с ошибками). Сплошная линия – подгонка спектра суммой распределений для электронов (гистограмма) и фона (нормальное распределение). Пунктирная линия – подгонка спектра суммой распределений для электронов (гистограмма) и фона (многочлен третьего порядка).

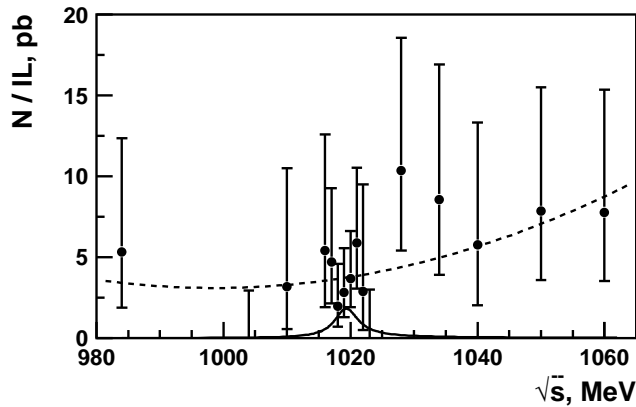


Рис. 6.3: Зависимость числа отобранных после дополнительного условия $0.9 < E_e^*/E_e < 1.1$ событий нормированных на интегральную светимость от энергии. Сплошная линия – резонансная кривая, соответствующая верхнему пределу на $B(\phi \rightarrow e\mu)$, пунктирная кривая – многочлен второй степени, описывающий фон.

Эффективность регистрации частиц мюонной системой определялась по экспериментальным данным. В частности, вероятность регистрации мюонов определялась по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Для этого брались события отобранные по условиям 1 – 5, в условии 1 требовалось, чтобы $r_{1,2} < 0.1$ см, что позволяло дополнительно подавить космический фон. Условие 7 применялось к обеим заряженным частицам и для одной из частиц требовалось срабатывание мюонной системы. Эффективность регистрации мюонной системы определялось по частице для которой при отборе не требовалось срабатывание системы. При этом оставшийся космический фон вычитался по распределению точки вылета частиц вдоль оси z . Полученная зависимость эффективности регистрации мюонов ε_{muon}^μ зависит от энергии и меняется от 0.90 до 0.95. Среднее значение ε_{muon}^μ составляет 0.94. Для определения вероятности электрону не вызвать срабатывания мюонной системы использовались события $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, которые отбирались по условиям 1 – 5. Также требовалось, чтобы энергосодержание обеих частиц удовлетворяло соотношению $E_{1,2}/E_0 > 0.7$. Для электронов с энергией $E_e = 490 - 530$ МэВ составляет вероятность мюонной системе не сработать равна $\varepsilon_{muon}^e = 0.998$.

Эффективность к условиям отбора 7 и 8 по энергосодержанию частиц в слоях калориметра тоже определялась по событиям процессов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Для отбора событий $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ использовались условия 1 – 5, в условии 1 для подавления космического фона дополнительно требовалось $r_{1,2} < 0.2$ см. Мюонная система должна сработать для каждой частицы, при этом разность времён срабатывания не должна превышать 5 нс, что отсекает космический фон. Условия на энергосодержания частиц в калориметре: $E_{1,2}/E_0 < 0.6$. Используя отобранные события была определена вероятность мюонам пройти условия отбора 7: $\varepsilon_{cal}^\mu = 0.86$. Электроны отбирались по условиям 1 – 5, требовалось, чтобы мюонная система не сработала и энергосодержание произвольно выбранной частицы

более $0.85 \times E_0$. Эффективность к условиям отбора 8 определялась по другой частице: $\varepsilon_{cal}^e = 0.70$. Вероятности ε_{cal}^μ и ε_{cal}^e практически не зависят от энергии частиц.

Эффективность регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow e\mu$ можно определить следующим образом:

$$\varepsilon_{e\mu} = \varepsilon_{track} \times \varepsilon_{muon}^\mu \times \varepsilon_{muon}^e \times \varepsilon_{cal}^\mu \times \varepsilon_{cal}^e$$

Используя значения числа событий $N_{e\mu} < 30(90\%)$, эффективность регистрации $\varepsilon_{e\mu} = 0.31$ (при определении эффективности бралось среднее значение $\varepsilon_{muon}^\mu = 0.94$), интегральной светимости $IL = 8500 \text{ нб}^{-1}$ и предполагая, что сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e\mu$ практически не меняется в области энергии $\sqrt{s} = 984 - 1060 \text{ МэВ}$ можно получить следующее значение верхнего предела сечения для области углов $55^\circ < \theta < 125^\circ$:

$$\sigma_{e\mu}(984 < \sqrt{s} < 1060 \text{ МэВ}) < 11 \text{ пб}(90\%).$$

Установим верхний предел на относительную вероятность распада $\phi \rightarrow e\mu$ в предположении отсутствия нерезонансного вклада в сечение $e^+e^- \rightarrow e\mu$. Используем дополнительное условие отбора на измеренную энергию электрона $0.9 < E_e^*/E_0 < 1.1$. При этом эффективность регистрации электронов калориметром равна $\varepsilon_{cal}^e = 0.64$. На Рис.6.3 показана зависимость отношения числа отобранных событий, нормированных на интегральную светимость от энергии. Видимое сечение подгонялось суммой функций:

$$\sigma = \varepsilon_{e\mu} \times (1 + \delta_{rad}) \times \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \left| \frac{3 \sqrt{B(\phi \rightarrow e^+e^-)B(\phi \rightarrow e\mu)} m_\phi \Gamma_\phi}{m_\phi^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_\phi(s)} \right|^2 + P_2(s) \quad (6.1)$$

где $(1 + \delta_{rad})$ – множитель учитывающий поправку на излучение начальными частицами, $P_2(s)$ – многочлен второго порядка описывающий фон, m_ϕ , Γ_ϕ – масса и ширина ϕ -мезона. Параметрами подгонки являлись $B(\phi \rightarrow e\mu)$ и коэффициенты многочлена $P_2(s)$. Для области углов $55^\circ < \theta < 125^\circ$ было получено:

$$B(\phi \rightarrow e\mu) = (0.0 \pm 1.5) \times 10^{-6},$$

что соответствует верхнему пределу:

$$B(\phi \rightarrow e\mu) < 2 \times 10^{-6} (90\%).$$

Полученные пределы не зависят от используемой модели распределения событий процесса $e^+e^- \rightarrow e\mu$ по полярному углу.