

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г. И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНСТВО НАУЧНЫХ ОРГАНИЗАЦИЙ

На правах рукописи

БЕЛОВОРODOV КОНСТАНТИН ИВАНОВИЧ

Изучение процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ на
детекторе СНД

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
Дружинин Владимир Прокопьевич —
доктор физико-математических наук

Новосибирск — 2017

Содержание

Введение	4
Глава 1. Ускорительные комплексы ВЭПП-2М и ВЭПП-2000	9
1.1. Ускорительный комплекс ВЭПП-2М	9
1.2. Ускорительный комплекс ВЭПП-2000	11
Глава 2. Детектор СНД	14
2.1. Калориметр	16
2.2. Модернизация детектора СНД	19
2.3. Трековая система	20
2.4. Черенковский счетчик	22
2.5. Эксперименты с детектором СНД	24
Глава 3. Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$	28
3.1. Предварительный отбор событий	29
3.2. Кинематическая реконструкция событий	30
3.3. Основной отбор событий	31
3.4. Определение вклада фоновых процессов	37
3.4.1. Фоновый процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$	37
3.4.2. Фоновый процесс $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$	40
3.4.3. Пучковый фон	41
3.4.4. Фоновый процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \gamma$	44
3.5. Видимое сечение	44
3.6. Эффективность регистрации процесса	47
3.7. Борновское сечение	50
3.8. Систематические ошибки	56

3.9. Заключение	60
Глава 4. Измерение неупругой ядерной длины K_L мезона .	63
4.1. Метод	64
4.1.1. Описание метода	64
4.1.2. Учет влияния упругого ядерного взаимодействия	68
4.1.3. Учет энергетического спектра K_L -мезонов	72
4.1.4. Проверка метода измерения λ_{in}	74
4.2. Извлечение λ_{in} из экспериментальных данных	75
4.3. Систематические погрешности	77
4.4. Обсуждение результатов	81
Глава 5. Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$	83
5.1. Условия отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$	83
5.2. Вычитание фона	85
5.2.1. Неколлинеарный фон	86
5.2.2. Коллинеарный фон	88
5.3. Эффективность регистрации	91
5.4. Определение борновского сечения	94
5.5. Систематические ошибки	98
5.6. Обсуждение результатов	101
Заключение	103
Литература	106

Введение

Эксперименты на встречных электрон-позитронных пучках являются одним из главных методов получения новых данных в физике элементарных частиц. Важное место среди этих экспериментов занимают исследования при низких энергиях в области рождения резонансов ρ , ω и ϕ и их возбужденных состояний. Интерес к этой области связан с тем, что для ряда прецизионных вычислений в рамках Стандартной модели, например, аномального магнитного момента мюона $(g - 2)_\mu$ и бегущей константы связи электромагнитных взаимодействий требуется знание полного сечения e^+e^- аннигиляции в адроны. В области низких энергий, где в сечении e^+e^- аннигиляции доминируют резонансные вклады, даже феноменологическая параметризация полного адронного сечения является нерешенной задачей. Поэтому в расчетах используются экспериментальные данные. Следует отметить, что в настоящее время имеется заметное ($3.3 - 3.6\sigma$) отклонение измеренного значения $(g - 2)_\mu$ от расчета по Стандартной модели [1, 2]. В ошибку этой разницы примерно одинаковый вклад вносят погрешности эксперимента и расчета. Причем последняя в значительной мере определяется неточностью измерения адронного сечения при низких энергиях.

Отдельный интерес представляют исследования эксклюзивных процессов e^+e^- аннигиляции в адроны. Сечения данных процессов несут богатую информацию о промежуточных векторных мезонах и их возбужденных состояниях, а также о механизмах их распада.

Данная работа посвящена изучению процессов $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ и $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$ при энергии в системе центра масс \sqrt{s} выше ϕ -мезонного резонанса. В исследуемой области энергии сечение аннигиляции в пару каонов составляет

значительную часть полное адронного сечения: 50% при $\sqrt{s} = 1.05$ ГэВ, 20% при $\sqrt{s} = 1.15$ ГэВ, 12% при $\sqrt{s} = 1.25$ ГэВ.

В амплитуды обоих процессов дают вклады как изоскалярные резонансы $\omega(783)$, $\phi(1020)$, $\omega(1420)$, $\omega(1650)$ и $\phi(1680)$, так и изовекторные $\rho(770)$, $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$. Это приводит к сложной энергетической зависимости сечений и трудности их теоретического описания. Из измеренных сечений извлекаются квадраты модулей электромагнитных формфакторов нейтральных и заряженных каонов, которые являются разностью и суммой изоскалярного и изовекторного каонных формфакторов. Квадрат модуля изовекторного каонного формфактора с использованием гипотезы сохранения векторного тока и изоспиновой симметрии может быть извлечен из измерения спектральной адронной функции в распаде $\tau^- \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$. Таким образом, из совместного анализа данных по сечениям процессов $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ и $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$ и адронного спектра в распаде $\tau^- \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$ могут быть получены экспериментальные значения модулей изоскалярного и изовекторного каонных формфакторов и фазы между ними, нужные, в частности, для построения моделей каонных формфакторов и их параметризации. Измерение спектральной адронной функции в распаде $\tau^- \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$ с достаточно высокой точностью можно провести по уже имеющимся данным, накопленным в экспериментах BABAR и Belle.

Первые измерения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ выше ϕ мезонного резонанса были выполнены на детекторах DM1 [3] и ОЛЯ [4]. Оба эксперимента имели малую статистику и систематическую ошибку около 20%. Результаты детектора DM1, базирующиеся на данных с интегральной светимостью 1.4 пб⁻¹, накопленных на коллайдере DCI, покрывают область энергии $\sqrt{s} = 1.40 - 2.18$ ГэВ. На детекторе ОЛЯ анализировались данные с интегральной светимостью 0.7 пб⁻¹, записанные в области энергии $\sqrt{s} = 1.06 \div 1.40$

ГэВ на коллайдере ВЭПП-2М. В обоих экспериментах наблюдалось значимое превышение сечения $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ над предсказаниями модели векторной доминантности, учитывающей только вклады низколежащих векторных резонансов $\rho(770)$, $\omega(783)$ и $\phi(1020)$. Существенно более точные измерения при энергии от 1.05 до 1.4 ГэВ были сделаны в эксперименте с детектором КМД-2 [5] на ВЭПП-2М. В данной работе приводятся результаты измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в интервале энергии $\sqrt{s} = 1.04 - 1.38$ ГэВ на детекторе СНД [6, 7]. Измерение основано на данных с интегральной светимостью 9.1 пб^{-1} , накопленных в 1997–1999 годах на ВЭПП-2М, и опубликовано практически одновременно с измерением КМД-2 [5]. Результаты СНД согласуются с данными КМД-2 и имеют сравнимую или лучшую точность. Недавно сечение $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в широкой энергетической области 1.06 – 2.20 ГэВ было измерено методом радиационного возврата в эксперименте BABAR [8]. BABAR подтвердил измерения СНД и КМД-2 ниже 1.4 ГэВ и существенно увеличил точность данных выше 1.4 ГэВ.

Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ выше ϕ мезонного резонанса началось в 1981 году в экспериментах с детекторами ОЛЯ [9] и DM1 [10]. Последующие измерения в экспериментах DM2 [11] и SND [12] существенно повысили точность сечения. Наиболее полное исследование процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ было проведено в эксперименте BABAR [13, 14]. Сечение было измерено методом радиационного возврата от порога до 8 ГэВ. Данные BABAR являлись на момент измерения самыми точными и находились в противоречии с предыдущими измерениями DM2 [11] и SND [12]. В данной работе представлено измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ в интервале энергии $\sqrt{s} = 1.05 - 2.00$ ГэВ на детекторе СНД [15] по данным, накопленным на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2000 в 2011 и 2012 годах. Новые данные СНД согласуются с измерениями BABAR и имеют сравнимую или лучшую точность.

Анализ экспериментальных данных в физике высоких энергий в значительной степени опирается на моделирование взаимодействия рождающихся в эксперименте частиц с веществом детектора методом Монте-Карло. Неточность моделирования является одним из основных источников систематической ошибки измерений. Для проверки и настройки моделирования взаимодействия частиц, особенно сильновзаимодействующих, необходимы экспериментальные данные по сечениям взаимодействия с различными веществами и при различных энергиях. Методическая часть данной работы посвящена измерению длины неупругого ядерного взаимодействия K_L -мезона в NaI в области импульсов от 0.11 до 0.48 ГэВ/с [16]. До этого измерения данные по сечению неупругого ядерного взаимодействия низкоэнергетических K_L -мезонов отсутствовали. В исследуемой области импульсов имеются данные по полному ядерному сечению, из которых в рамках феноменологических моделей может быть вычислено неупругое сечение и сравнено с результатами СНД. На Принстон-Пеннсильванском ускорителе в 1967 году [17] было измерено полное сечение на Be, C, Al, Fe, Cu, Pb и U для K_L -мезонов с импульсами от 0.168 до 0.343 ГэВ/с и детектором КМД-2 на ВЭПП-2М на Be для K_L -мезонов с импульсом 0.11 ГэВ/с [18]. Данные по длине неупругого ядерного взаимодействия K_L -мезона, полученные на СНД, уже используются для настройки моделирования в экспериментах на ВЭПП-2000.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Глава 1 посвящена описанию параметров ускорительных комплексов и e^+e^- коллайдеров ВЭПП-2М и ВЭПП-2000, на которых проводились эксперименты с детектором СНД. Характеристики детектора обсуждаются в главе 2. Детектор, созданный в 1995 году для экспериментов на ВЭПП-2М, был модернизирован для экспериментов на ВЭПП-2000. Анализ процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, описанный в главе 3, проводился с детектором СНД в его первоначальном

состоянии. Глава 4 посвящена измерению длины ядерного неупругого взаимодействия K_L мезона с NaI(Tl) в калориметре СНД. Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ проводилось уже на обновленном детекторе СНД в эксперименте на коллайдере ВЭПП-2000. Оно обсуждается в главе 5. В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

- Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в диапазоне энергий в системе центра масс от 1.04 до 1.38 ГэВ.
- Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ в диапазоне энергий в системе центра масс от 1.05 до 2.00 ГэВ.
- Измерение длины ядерного неупругого взаимодействия K_L мезона с NaI(Tl) в диапазоне импульсов от 0.11 до 0.48 ГэВ/с.

Основные результаты по теме диссертации изложены в статьях [7, 15, 16] и докладах на международных конференциях [6, 19, 20].

Глава 1

Ускорительные комплексы ВЭПП-2М и ВЭПП-2000

1.1. Ускорительный комплекс ВЭПП-2М

Данные, использованные для изучения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, были набраны в эксперименте на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2М с 1997 по 1999 год. Рабочий диапазон энергии коллайдера в системе центра масс \sqrt{s} составлял от 0.36 до 1.4 ГэВ. Основными элементами ускорительного комплекса ВЭПП-2М (Рисунок 1.1)[21] являлись: инжектор, импульсный линейный ускоритель (ИЛУ), электронный синхробетатрон (Б-3М), бустер (БЭП) и коллайдер ВЭПП-2М. Максимальные рабочие энергии каждого элемента комплекса показаны в Таблице 1.1:

Таблица 1.1. Максимальные рабочие энергии элементов ВЭПП-2М

Элемент ВЭПП-2М	Энергия, МэВ
импульсный линейный ускоритель (ИЛУ)	3
электронный синхробетатрон (Б-3М)	250
бустер (БЭП)	900
коллайдер	700

Пучок электронов, ускоренный до 3 МэВ, из ИЛУ инжектировался в Б-3М, где ускорялся до максимальной энергии 250 МэВ и направлялся в бустер. Бустер поочередно накапливал электроны и позитроны. В режиме накопления позитронов электронный пучок из Б-3М направлялся на вольфрамовый конвертор, который вводился в канал между Б-3М и бустером.

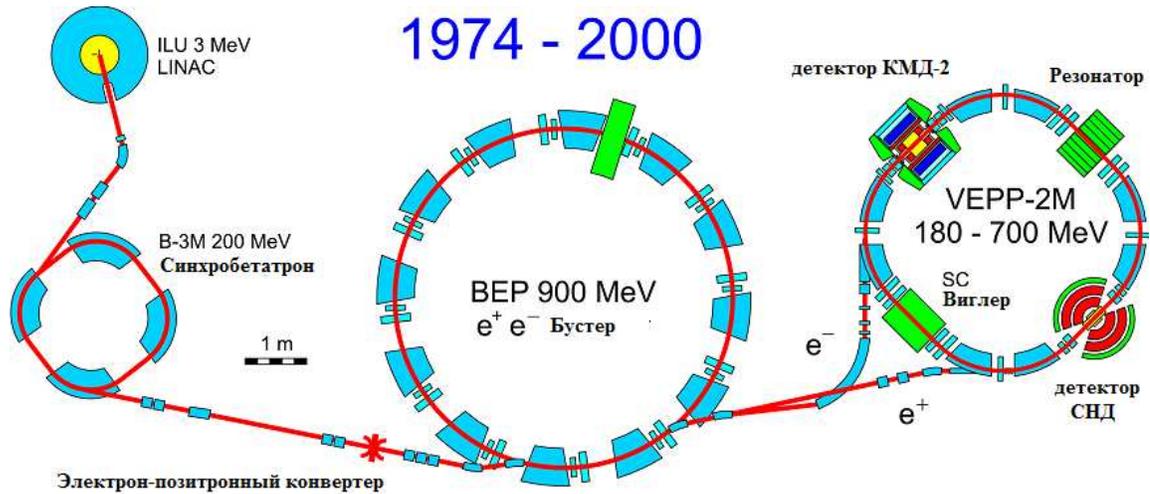


Рис. 1.1. Схема ускорительного комплекса ВЭПП-2М.

В результате конверсии образовывались позитроны со средней энергией 120 МэВ. После накопления достаточного количества позитронов или электронов их энергия повышалась до требуемой в эксперименте величины, и пучок инжектировался в коллайдер ВЭПП-2М. Инжекция новой порции пучков не приводила к потере уже циркулирующих в коллайдере пучков. Это позволяло коллайдеру работать в непрерывном режиме.

Коллайдер ВЭПП-2М состоял из 8 секций поворотных магнитов и четырех прямолинейных промежутков. В одном из промежутков установлен резонатор, в другом — сверхпроводящий магнит-вигглер [22], позволяющий поднять светимость коллайдера за счет увеличения горизонтального эмиттанса пучка. В двух остальных противоположных промежутках были установлены детекторы СНД и КМД-2. Основные параметры коллайдера ВЭПП-2М, имеющие существенное значение для набора данных в ходе проведения экспериментов, приведены в Таблице 1.2. Максимальная светимость на ВЭПП-2М, полученная при энергии $\sqrt{s} = 1020$ МэВ, составляла $5 \times 10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Энергия пучка в ВЭПП-2М вычислялась по величине магнитного поля в поворотном магните и частоте обращения пучка, записанных во время

Таблица 1.2. Параметры коллайдера ВЭПП-2М. Размеры и средние токи даны для энергии $\sqrt{s} = 1000$ МэВ.

Параметры ВЭПП-2М	
Время обращения, нс	60
Размеры пучка σ_X , мм	0.2
Размеры пучка σ_Y , мм	0.01
Размеры пучка σ_Z при 500 МэВ, мм	20
Средний ток позитронов, мА	45
Средний ток электронов, мА	45
Минимальная энергия, ГэВ	0.36
Максимальная энергия, ГэВ	1.4

эксперимента. Относительная точность установки энергии пучка для каждой энергетической точки внутри сканирования составляла 50 кэВ, тогда как общий сдвиг энергетической шкалы сканирования мог достигать 0.5 МэВ. Для измерений в диапазоне энергии в системе центра масс 1.04 – 1.38 ГэВ, где узкие структуры в сечениях отсутствуют, такая точность знания энергии вполне достаточна.

1.2. Ускорительный комплекс ВЭПП-2000

После 25 лет успешной работы коллайдер ВЭПП-2М был заменен на коллайдер ВЭПП-2000, имеющий максимальную энергию в системе центра масс равную 2 ГэВ. Инжекционная часть комплекса в период первых экспериментов на ВЭПП-2000 в 2010–2013 годах осталась прежней. Схема ускорительного комплекса ВЭПП-2000 приведена на Рисунке 1.2.

Коллайдер ВЭПП-2000 [23] состоит из двух полуколец, каждое из которых содержит четыре поворотных магнита и четыре промежутка: два ко-

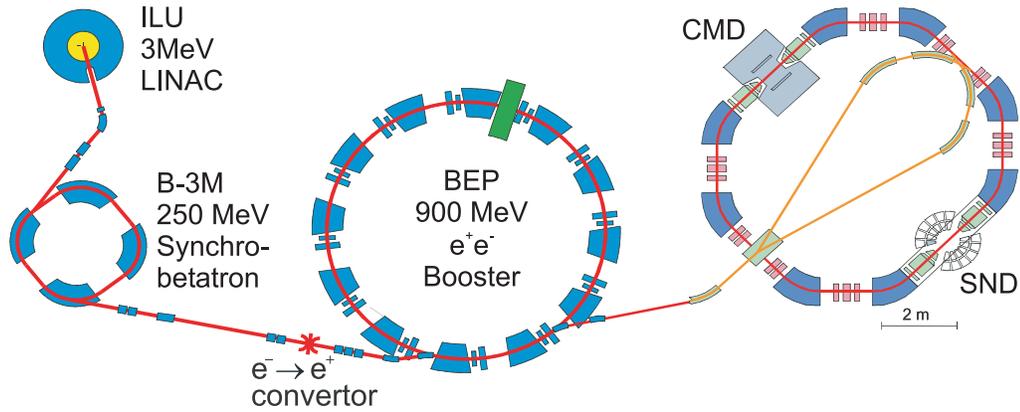


Рис. 1.2. Схема ускорительного комплекса ВЭПП-2000.

ротких технических с триплетами квадрупольных линз, один длинный технический (в одном полукольце в нем находится ВЧ-резонатор, а в другом осуществляется инжекция пучков) и один экспериментальный длиной 3 м. В экспериментальных промежутках установлены детекторы СНД и КМД-3. Финальная фокусировка пучков в месте встречи осуществляется с помощью пары сверхпроводящих соленоидов с полем до 130 кГс. На ВЭПП-2000 используется оптика «круглых» пучков, которая позволила увеличить светимость. При энергии 1.8 ГэВ была достигнута средняя во время набора данных светимость $2 \times 10^{31} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, которая ограничивалась недостатком позитронов.

Набор данных на ВЭПП-2000 стартовал в 2010 году и продолжался до лета 2013 года. После этого эксперименты были остановлены для модернизации ускорительного комплекса. В ходе проведения экспериментов статистика набиралась при различных энергиях пучков, начиная с 300 МэВ и кончая максимально достижимой энергией 2 ГэВ. В настоящей работе были использованы данные, записанные в энергетическом диапазоне выше рождения ϕ -мезонного резонанса. Во время эксперимента энергия пучка контролировалась по измерениям магнитного поля в поворотных магнитах коллайде-

ра. Для абсолютной калибровки энергии коллайдера было сделано сканирование резонанса $\phi(1020)$ и измерение его массы. В 2012 году в нескольких энергетических точках энергия была измерена с помощью системы измерения энергии, основанной на обратном комптоновском рассеянии лазерного света [24]. Абсолютные измерения энергии коллайдера были использованы для калибровки измерения импульсов в детекторе КМД-3, который набирал статистику на ВЭПП-2000 параллельно с СНД. Энергии в системе центра масс для всех точек определялись затем по среднему импульсу электронов в рассеянии Vhabha и протонов и антипротонов в реакции $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ с точностью 1–3 МэВ [25].

Глава 2

Детектор СНД

Эксперименты со сферическим нейтральным детектором (СНД) [26] на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2М проводились с 1995 по 2000 год. Общая схема детектора для экспериментов на ВЭПП-2М приведена на Рисунке 2.1. Столкновение электронного и позитронного пучков происходит внутри бериллиевой вакуумной камеры радиуса 2 см и толщиной 1 мм. Частицы, рождающиеся в результате e^+e^- аннигиляции, регистрируются в следующих системах детектора: трековой системе, электромагнитном калориметре и мюонной системе.

Трековая система, окружающая вакуумную камеру, использовалась для измерения параметров треков заряженных частиц: точки вылета и направления. Система состояла из двух дрейфовых камер с расположенным между ними цилиндрическим сцинтилляционным счетчиком. Треки реконструировались в телесном угле 98% от 4π . Сцинтилляционный счетчик использовался для определения времени пролета заряженной частицы [27].

Электромагнитный калориметр, детально описанный ниже, измеряет энергии фотонов и электронов и их углы вылета. В анализе процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ с распадом $K_S \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ калориметр играет основную роль.

Непосредственно за калориметром располагался железный поглотитель толщиной 12 см, позволявший подавить срабатывание мюонной системы от большинства частиц, вылетевших из места встречи. Мюонная система состояла из двух слоев стримерных трубок, железного фильтра толщиной 1 см и сцинтилляционных счетчиков толщиной 1 см. Мюонная система использо-

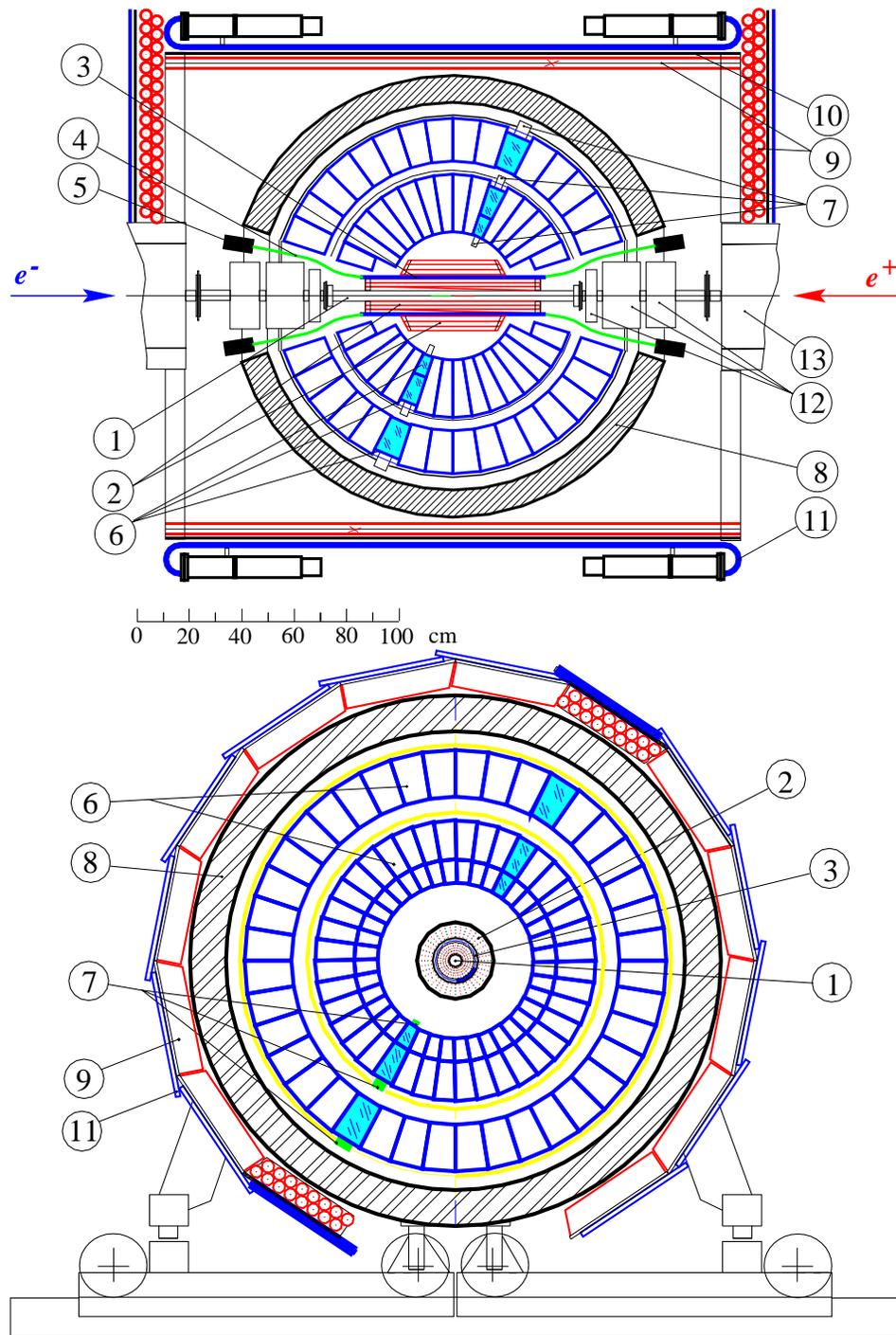


Рис. 2.1. Схема детектора СНД для экспериментов на коллайдере ВЭПП-2М: 1 – вакуумная камера, 2 – дрейфовые камеры, 3 – цилиндрический сцинтилляционный счетчик, 4 – световоды, 5 – ФЭУ, 6 – кристаллы NaI(Tl), 7 – вакуумные фототриоды, 8 – железный поглотитель, 9 – стримерные трубки мюонной системы, 10 – 1 см железные пластины, 11 – сцинтилляционные счетчики мюонной системы, 12 – магнитные линзы, 13 – поворотные магниты.

валясь для подавления космических событий, а также для идентификации мюонов.

2.1. Калориметр

Калориметр детектора СНД построен на основе кристаллов NaI(Tl). Общее число кристаллов составляет 1632. Они расположены в три слоя, образуя концентрические сферы. Такая форма обеспечивает равномерную чувствительность по телесному углу, не зависящую от места регистрации частицы в калориметре. Кристаллы имеют форму усеченных четырехугольных пирамид. Их можно разделить на две группы по размеру, определяемому в угловых координатах ϕ и θ . Основная масса кристаллов, расположенная в области полярных углов $36^\circ \leq \theta \leq 144^\circ$, имеет размеры $\Delta\phi = 9^\circ$ и $\Delta\theta = 9^\circ$. Кристаллы второй группы, расположенные в областях $18^\circ \leq \theta \leq 36^\circ$ и $144^\circ \leq \theta \leq 162^\circ$, имеют размеры $\Delta\phi = 18^\circ$ и $\Delta\theta = 9^\circ$. Размер кристалла примерно соответствует поперечному размеру электромагнитного ливня в NaI. Это позволяет разделять ливни от фотонов при угле между ними больше 9° . Выбранное разбиение калориметра позволяет с высокой эффективностью регистрировать многочастичные события. Например, для шестифотонного события вероятность отдельной регистрации всех частиц события составляет около 60%.

Полная толщина калориметра для частиц, летящих из центра детектора, равна 34.7 см, что составляет $13.4X_0$, где X_0 — радиационная длина. Толщины слоев калориметра равны соответственно $2.9X_0$, $4.8X_0$ и $5.7X_0$. Телесный угол калориметра составляет 95% от 4π .

Энергетическое и угловое разрешение калориметра для фотонов было измерено в широком диапазоне энергий регистрируемых частиц с использо-

ванием процессов $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ [28]. Полученные зависимости показаны на Рисунках 2.2 и 2.3.

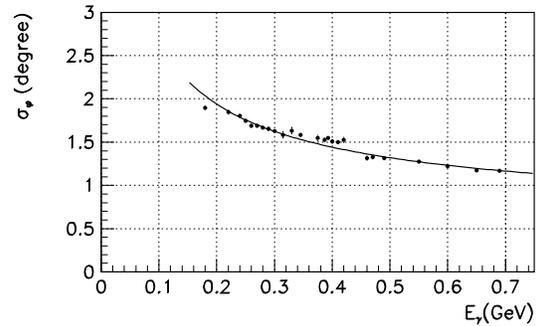
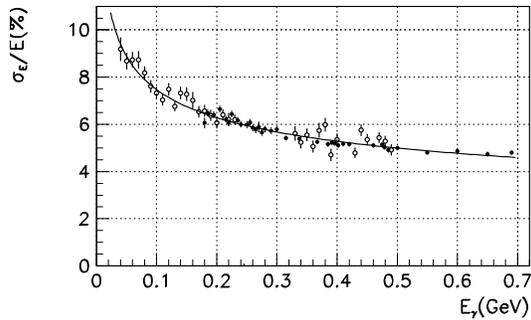


Рис. 2.2. Зависимость энергетического разрешения калориметра от энергии фотонов и электронов.
Рис. 2.3. Зависимость углового разрешения калориметра от энергии фотонов.

Зависимости энергетического и углового разрешений от энергии фотона описываются следующими формулами:

$$\frac{\sigma_E}{E} (\%) = \frac{4.2\%}{\sqrt[4]{E(\text{ГэВ})}}, \quad (2.1)$$

$$\sigma_{\phi,\theta} = \frac{0.82^\circ}{\sqrt{E(\text{ГэВ})}} \oplus 0.63^\circ. \quad (2.2)$$

Энергетическое и угловое разрешение для фотонов играет существенную роль при кинематической реконструкции событий, содержащих промежуточные нестабильные частицы. В частности, при реконструкции многофотонных событий хорошее разрешение позволяет уменьшить вероятность неправильного выбора комбинации частиц, участвующих в проверке гипотезы распада, уменьшая комбинаторный фон. Пример восстановленного нейтрально-го пиона показан в спектре двухфотонных инвариантных масс на Рисунке 2.4.

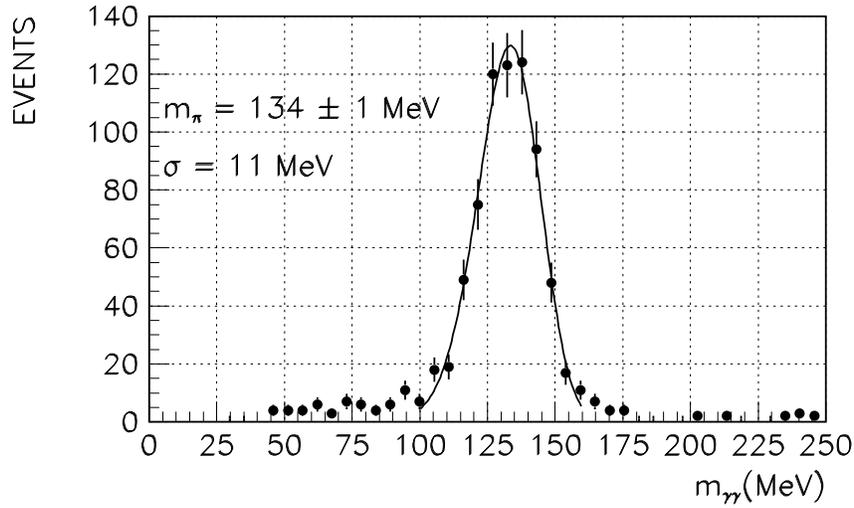


Рис. 2.4. Распределение по инвариантной массе фотонов в экспериментальных событиях $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$. Равномерная часть распределения связана с фоном от распадов $\phi \rightarrow K_S K_L$ и $\eta\gamma$.

Как было указано ранее, калориметр имеет хорошую степень граннулированности, что позволяет измерить поперечное распределение энерговыделения в ливне частицы. При анализе событий это дает возможность разделить фотоны и K_L мезоны, которые при взаимодействия в веществе калориметра дают широкий кластер, заметно отличающийся от электромагнитного ливня.

2.2. Модернизация детектора СНД

Новый коллайдер ВЭПП-2000, пришедший на смену ВЭПП-2М, расширил доступный для исследования диапазон энергии. Его верхняя граница переместилась с 1.4 до 2 ГэВ. Существенно увеличилась светимость и фоновая нагрузка. Все эти изменения выдвинули ряд новых требований к детектору СНД, таких как работа при высоких нагрузках и необходимость разделения пионов и каонов. Поэтому в период с 2000 по 2008 год была проведена модернизация детектора.

Две независимые дрейфовые камеры и внутренний сцинтилляционный счетчик были заменены новой трековой системой (ТС), состоящей из дрейфовой и пропорциональной камер (Рисунке 2.5).

Предыдущие эксперименты с детектором СНД показали, что не хватает системы идентификации частиц. Особенно это сказывалось при энергиях выше 1.2 ГэВ, где идентификация каонов по ионизационным потерям в дрейфовой камере не дает требуемого разделения. С увеличением верхней границы диапазона энергии необходимость специальной системы для идентификации каонов приобретает еще большее значение. В связи с этим было принято решение дополнить список систем детектора аэрогелевым черенковским счетчиком.

Кроме того, глубокому изменению подверглось программное обеспечение детектора СНД. В качестве базового языка программирования был выбран более современный и гибкий C++. На его основе была переписана вся структура сбора, обработки и анализа данных. Моделирование детектора было переведено на пакет GEANT4 [29].

При анализе процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ существенную роль играли трековая система, черенковский счетчик и калориметр.

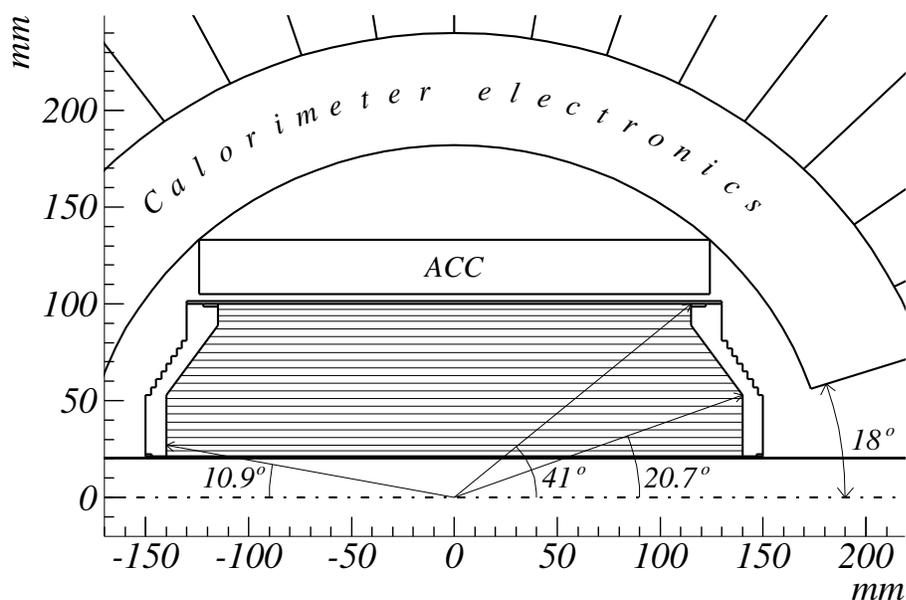


Рис. 2.5. Проекция центральной части детектора вдоль оси пучков.

2.3. Трековая система

Трековая система представляет из себя единый газонаполненный объем цилиндрической формы, в котором расположены девятислойная дрейфовая камера с ячейкой струйного типа и пропорциональная камера. Каждый слой дрейфовой камеры разбит на 24 дрейфовых ячейки с угловым размером 15° . Анодные проволочки в четных и нечетных слоях, кроме первого, смещены в азимутальном направлении на ± 300 мкм от оси ячейки (Рисунок 2.6). Эффективная регистрация центральных треков обеспечивается в диапазоне полярного угла от 20° до 160° . В качестве рабочего газа используется смесь $90\% \text{Ar} + 10\% \text{CO}_2$ при нормальных условиях в режиме непрерывной продувки.

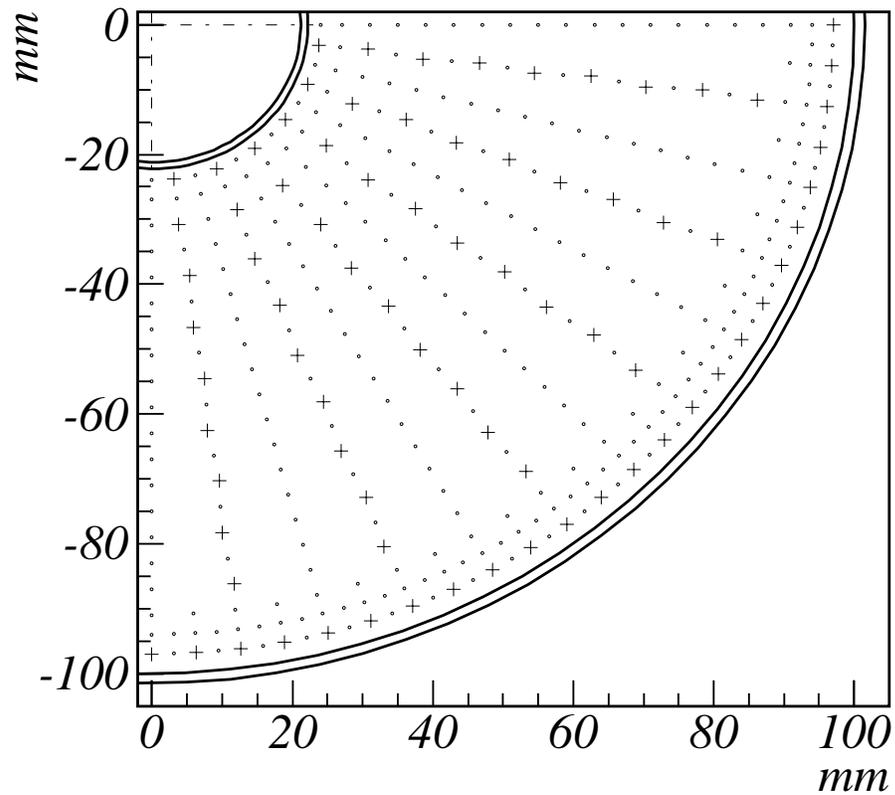


Рис. 2.6. Схема трековой системы в плоскости, перпендикулярной оси пучков. Крестики — анодные проволочки, точки — полевые и экранирующие. На расстоянии 97 мм показана пропорциональная камера.

2.4. Черенковский счетчик

Идентификация заряженных частиц осуществляется системой пороговых черенковских счетчиков на основе аэрогеля (АСС) [30]. Она состоит из 9 счетчиков, которые образуют цилиндр, расположенный непосредственно за трековой системой (Рисунок 2.5). Толщина аэрогеля составляет около 30 мм. Счетчики покрывают область полярных углов $50^\circ < \theta < 132^\circ$. Вывод черенковского света осуществляется с помощью спектросмещающих пластин, расположенных внутри аэрогелевого радиатора. При анализе данных вычисляются координаты входа частицы в АСС. Информация о срабатывании счетчиков используется только при попадании частицы в «рабочую область» АСС, из которой исключены области щелей между счетчиками и области спектросмещающих пластин. Рабочая область составляет 81% от площади АСС. Имеется два варианта АСС с показателями преломления $n = 1.05$ и 1.13 . При энергиях выше порога рождения каонов используются счетчики с показателем преломления 1.13 , и каоны идентифицируются требованием отсутствия сигнала АСС.

На Рисунке 2.7 показаны зависимости амплитуды и эффективности регистрации от импульса заряженных пионов в аэрогелевой системе с $n = 1.13$. Видно характерное пороговое поведение представленных параметров. Для пионов пороговый импульс составляет около $265 \text{ МэВ}/c$. Данные получены по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. По событиям этого процесса приведенные зависимости удалось надежно измерить только до импульсов $\sim 600 \text{ МэВ}/c$. Для больших величин импульса использовался процесс $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Значение импульсов регистрируемых мюонов пересчитывались пропорционально отношению масс $p_\pi = p_\mu \frac{m_\pi}{m_\mu}$. Полученные данные показаны кружочками. Данные аппроксимировались известной зависимостью

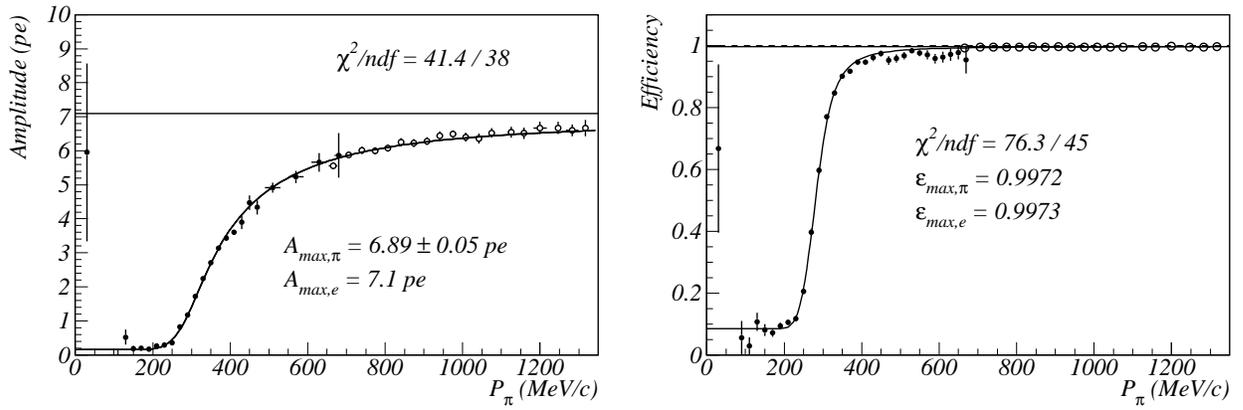


Рис. 2.7. Зависимости средней амплитуды (слева) и эффективности регистрации (справа) от импульса заряженного пиона. Черными кружками показаны данные, полученные по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, пустыми кружками — пересчет из данных (см. текст), полученных по мюонам от процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Кривая — результат аппроксимации данных теоретической функцией. Линия — уровень сигнала от электронов.

амплитуды от импульса:

$$A(p) = A_0 \cdot \left(1 - \frac{p_{thr}}{p}\right)^2 + A_u, \quad (2.3)$$

где A_0 — средняя амплитуда ультрарелятивистской частицы в счетчике, A_u — допороговая амплитуда, $p_{thr} = mc/\sqrt{n^2 - 1}$ — пороговый импульс, m — масса частицы, n — показатель преломления. Эффективность аппроксимировалась формулой:

$$\epsilon(p) = 1 - e^{-A(p)} \quad (2.4)$$

Аналогичные зависимости амплитуды и эффективности регистрации были получены по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ для заряженных каонов (Рисунок 2.8). На рисунках приведено сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования. Видно хорошее согласие эксперимента и моделирования. Эффективность регистрации каонов при импульсе 400 МэВ/с

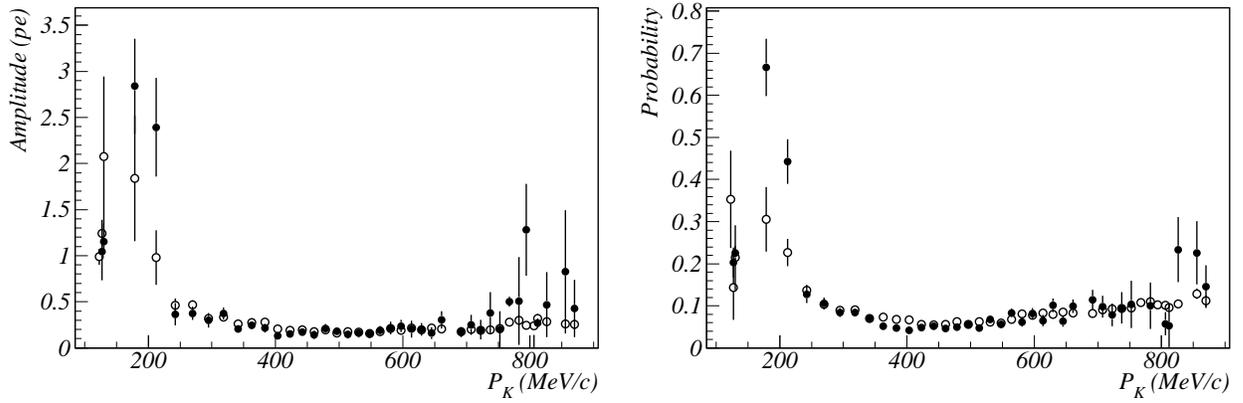


Рис. 2.8. Зависимость средней амплитуды (слева) и эффективности регистрации (справа) от импульса заряженного каона. Черными кружками показаны данные, полученные по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, пустыми кружками — результаты моделирования.

равна примерно 5% и поднимается до $\sim 10\%$ при максимально возможном на ВЭПП-2000 импульсе каона 870 МэВ/с. Рост эффективности регистрации при импульсах ниже 250 МэВ/с связан с увеличением доли каонов, распавшихся до аэрогелевого счетчика, и увеличению вероятности его срабатывания от продуктов распада.

2.5. Эксперименты с детектором СНД

За время работы на ВЭПП-2М детектором СНД было проведено 6 экспериментов:

- РНІ96 — эксперимент по изучению ϕ -мезона. Состоял из семи сканирований диапазона $\sqrt{s}=985\text{--}1040$ МэВ. Шаг сканирования менялся от 6 МэВ вдали от резонанса до 1 МэВ в максимуме резонанса. Суммарная интегральная светимость этого эксперимента 4.3 пб^{-1} , набранная в 14 точках, соответствует 8.2×10^7 рожденным ϕ -мезонам.

- МНАD97 — сканирование интервала $\sqrt{s}=1040\text{--}1380$ МэВ с шагом 10 МэВ. Суммарная интегральная светимость составила 6 пб^{-1} . Дополнительно было набрано 130 нб^{-1} на энергии 980 МэВ.
- РНI98 — два сканирования области ϕ -мезонного резонанса ($\sqrt{s}=984\text{--}1060$ МэВ). В каждом из сканирований было 16 энергетических точек с шагом сканирования, меняющимся от 6 МэВ вдали от резонанса до 1 МэВ в максимуме. Суммарная интегральная светимость 8 пб^{-1} соответствует 1.2×10^7 рожденным ϕ -мезонам.
- ОМЕ98 — сканирование интервала $\sqrt{s}=360\text{--}970$ МэВ. Интегральная светимость, набранная в 37 точках по энергии, равна 3.6 пб^{-1} . Шаг сканирования менялся от 40 МэВ вдали от резонанса ω до 1 МэВ вблизи него. Полное число ω -мезонов, рожденных в этом эксперименте, составило 1.2×10^6 , а ρ -мезонов — около 2×10^6 .
- МНАD99 — сканирование диапазона $\sqrt{s}=1060\text{--}1360$ МэВ (3.1 пб^{-1} в 11 точках с шагом 20–40 МэВ).
- ОМЕ00 — сканирование интервала $\sqrt{s}=360\text{--}970$ МэВ (29 точек). Вдали от резонанса ω шаг равнялся 40 МэВ, в пике ω -мезона — 1 МэВ. Набранная интегральная светимость составила 6.1 пб^{-1} . Количество рожденных ω -мезонов — 2.5×10^6 , ρ -мезонов — около 5×10^6 .

Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ основано на данных экспериментов МНАD97 и МНАD99. При измерении неупругой ядерной длины K_L мезона дополнительно использовалась статистика эксперимента РНI98, набранная в пике ϕ -мезонного резонанса.

С 2010 по 2013 с модернизированным детектором СНД на ВЭПП-2000 было проведено несколько экспериментов как в области рождения ρ , ω и ϕ мезонов, так и в области энергий выше резонанса ϕ . Накопленная интегральная светимость по годам приведена в Таблице 2.1:

Таблица 2.1. Интегральная светимость, накопленная в экспериментах с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000.

год	Энергия, МэВ	IL(пб ⁻¹)
2010	1.05-2.0	5
2011	1.05-2.0	25
2012	1.05-2.0	17
2013	0.32-1.06	22
Всего	0.32-2.0	69

Распределение светимости по энергии, накопленной на детекторе СНД за указанный период времени, показано на Рисунке 2.9. Светимость СНД сравнивается с эффективной светимостью, используемой в измерениях методом радиационного возврата в эксперименте BABAR. Сплошная линия показывает эффективную светимость для полной статистики детектора BABAR ($L = 557 \text{ фб}^{-1}$). Пунктирная линия — часть статистики, которая была использована в измерении процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ ($L = 232 \text{ фб}^{-1}$) [13]. Видно, что уровни светимости на СНД и BABAR соизмеримы.

В анализе процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ использована часть (34.6 пб^{-1}) статистики, накопленной в 2011 и 2012 годах. Около 20% данных пришлось исключить из анализа из-за неисправностей в электронике дрейфовой камеры.

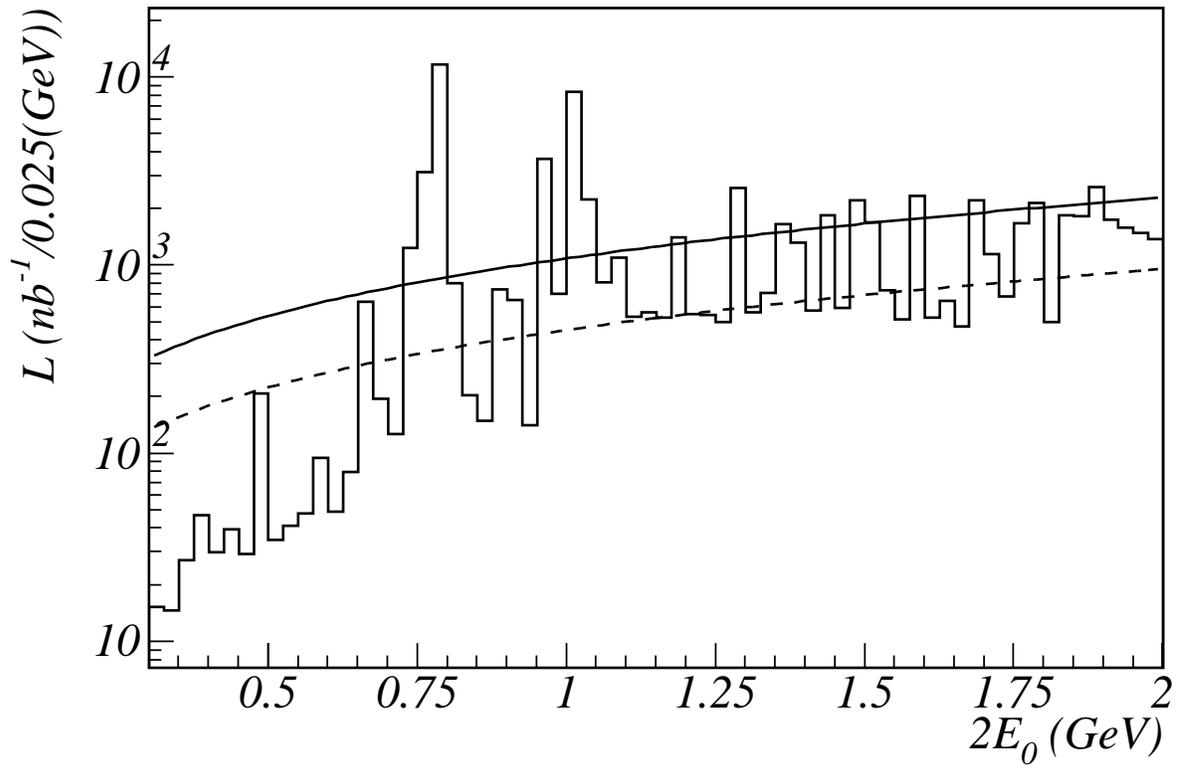


Рис. 2.9. Распределение интегральной светимости, накопленной детектором СНД в период 2010-2013 годов. Для сравнения показана эффективная светимость, используемая в измерениях методом радиационного возврата в эксперименте BABAR. Сплошная линия показывает эффективную светимость для полной статистики детектора BABAR ($L = 557 \text{ фб}^{-1}$). Пунктирная линия — часть статистики, которая была использована в измерении процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ ($L = 232 \text{ фб}^{-1}$) [13].

Глава 3

Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$

Процесс

$$e^+e^- \rightarrow K_S K_L \quad (3.1)$$

обладает особенностями, делающими его регистрацию непростой задачей. В изучаемой области энергий от 1.04 до 1.38 ГэВ распадная длина K_S -мезона меняется от 0.9 до 2.7 см. Распад K_S -мезона происходит в основном во внутренней части детектора, в вакуумной камере коллайдера или внутри трековой системы. K_S -мезон может реконструироваться по его распадам в $\pi^+\pi^-$ или $\pi^0\pi^0$. Для K_L -мезона распадная длина превышает размер детектора, а длина ядерного поглощения в NaI составляет около 0.35 м. Поэтому в значительной части событий (около 30%) K_L -мезон вообще не дает сигнала в детекторе. Ядерное взаимодействие или распад K_L -мезона приводят к появлению энергосигнала в счетчиках калориметра, которое интерпретируется программой реконструкции событий как один или несколько фотонов.

Наилучшим способом выделения событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, слабо зависящим от особенностей взаимодействия K_L -мезона, является инклюзивный подход, когда K_S -мезон реконструируется по распаду в пару пионов, а на регистрацию K_L -мезона никаких требований не накладывается. Дополнительно требуется, чтобы масса отдачи K_S -мезона равнялась массе K_L -мезона. Поскольку в детекторе СНД импульсы заряженных частиц не измеряются, для реконструкции K_S -мезона используется только нейтральная мода распада $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$.

Основными фоновыми процессами для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ являются:

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma, \quad (3.2)$$

$$e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma) \rightarrow 3\pi^0\gamma(\gamma), \quad (3.3)$$

$$e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow K_S K_L \gamma \quad (3.4)$$

Процесс (3.4) представляет собой «возврат» на ϕ -мезонный резонанс за счет излучения фотона начальными частицами. Этот фотон испускается в большинстве случаев под малым углом к оси пучков и не регистрируется. В процессе (3.3) также доминирует «возврат» на ϕ -мезонный резонанс. Кроме того, в анализе учитывались вклады событий пучкового фона и событий, вызванных космическими частицами.

3.1. Предварительный отбор событий

Для удобства и ускорения обработки данных события, записанные в ходе эксперимента, разделяют на потоки, каждый из которых предназначен для исследования некоторого класса физических процессов. В частности, для изучения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в моде распада $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ использовался так называемый «многофотонный» поток, сформированный по следующим критериям:

- $N_\gamma \geq 4$, где N_γ — число зарегистрированных фотонов;
- $N_c = 0$, где N_c — число зарегистрированных заряженных частиц;
- отбрасывались события с найденным в калориметре треком от космических частиц; треком в калориметре считается группа сработавших счетчиков, расположенных вдоль одной прямой.

Последнее условие более чем в два раза уменьшило число событий, участвующих в дальнейшем анализе, и практически полностью подавило фон от космических частиц.

3.2. Кинематическая реконструкция событий

Для событий, прошедших предварительный отбор, применялась кинематическая реконструкция в гипотезе распада $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$. В процедуре кинематической реконструкции производится условная минимизация следующей функции

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^4 \left(\left(\frac{E_i - E_{r,i}}{\sigma_{E_i}} \right)^2 + \left(\frac{\phi_i - \phi_{r,i}}{\sigma_{\phi_i}} \right)^2 + \left(\frac{\theta_i - \theta_{r,i}}{\sigma_{\theta_i}} \right)^2 \right) + \left(\frac{Z_0 - Z_{0,r}}{\sigma_{Z_0}} \right)^2, \quad (3.5)$$

где $E_{r,i}$, $\phi_{r,i}$, $\theta_{r,i}$ — измеренные энергия, азимутальный и полярный углы i -го фотона, σ_{E_i} , σ_{ϕ_i} , σ_{θ_i} — ошибки измерения параметров i -го фотона, $Z_{0,r}$ и σ_{Z_0} — среднее значение положения места встречи пучков вдоль оси пучков и его среднеквадратичный разброс, E_i , ϕ_i , θ_i и Z_0 — оптимальные значения параметров фотонов, которые определяются в результате минимизации. Последнее слагаемое в функции χ^2 позволяет учесть в процессе минимизации положение вершины события как общего места рождения фотонов. Здесь следует отметить, что при реконструкции фотонов предполагается, что вершина события находится в точке $Z_{0,r}$, и все угловые параметры в формуле (3.5) вычислены в этом предположении. Для вычисления импульсов фотонов используются уточненные полярные углы фотонов, учитывающие сдвиг вершины события Z_0 от среднего значения $Z_{0,r}$. Функция χ^2 с точностью до коэффициента $-1/2$ совпадает с логарифмической функцией правдоподобия, построенной в предположении, что все измеренные параметры фотонов

являются независимыми нормально распределенными случайными величинами. Минимизация функции χ^2 производилась с требованием выполнения следующих соотношений между параметрами фотонов:

$$\begin{aligned}(P_1 + P_2)^2 &= M_{\pi^0}^2 \\ (P_3 + P_4)^2 &= M_{\pi^0}^2 \\ (P_1 + P_2 + P_3 + P_4)^2 &= M_{K_S}^2,\end{aligned}\tag{3.6}$$

где P_1, P_2, P_3 и P_4 — четырех-импульсы фотонов, M_{π^0} и M_{K_S} — табличные значения масс π^0 и K_S мезонов. В данном варианте кинематической реконструкции мы пренебрегаем отлетом K_S мезона. Это приводит к некоторому уширению с ростом энергии распределений событий по параметру χ^2 и по массе отдачи реконструированного K_S мезона.

Для событий с числом фотонов больше четырех в программе кинематической реконструкции производился перебор всех возможных четырехфотонных комбинаций и всех возможных перестановок фотонов в четырехфотонной комбинации. В качестве результата реконструкции выбиралась комбинация фотонов, соответствующая минимальному значению χ^2 ($\chi_{K_S \rightarrow 2\pi^0}^2$). Распределение по параметру $\chi_{K_S \rightarrow 2\pi^0}^2$ для различных условий отбора событий приведено разделах 3.4.1 и 3.4.3.

3.3. Основной отбор событий

Для дальнейшего анализа использовались события с $\chi_{K_S \rightarrow 2\pi^0}^2 < 25$. К ним применялись следующие дополнительные условия отбора:

1. $\zeta_i < 0$ ($i = 1..4$), где ζ_i — параметр «качества» фотона, вошедшего в реконструированный K_S -мезон. Этот параметр равен $-\ln L$, где L — функция правдоподобия, соответствующая гипотезе, что наблюдаемое

поперечное распределение энерговыведения в кластере сработавших кристаллов калориметра вызвано одиночным фотоном [31]. Данный параметр позволяет отделить события с изолированными фотонными ливнями в калориметре от событий со слившимися ливнями и с кластерами от распадов или ядерного взаимодействия K_L -мезона.

2. $36^\circ < \theta_i < 144^\circ$, где θ_i — полярный угол вылета фотона, вошедшего в реконструированный K_S -мезон. Данное условие позволяет подавить существенную часть пучкового фона.
3. $400 < M_{rec} < 550$ МэВ, где M_{rec} — масса отдачи реконструированного K_S -мезона:

$$M_{rec} = \sqrt{s - 2\sqrt{s}E_{K_S} + M_{K_S}^2}, \quad (3.7)$$

\sqrt{s} — полная энергия в системе центра масс, E_{K_S} — энергия реконструированного K_S мезона. Это условие отделяет процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ от других процессов, содержащих K_S мезоны, главным образом, от процесса сброса на резонанс $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow K_S K_L \gamma$.

4. $\chi_{\pi^0\pi^0\gamma}^2 > 60$, где $\chi_{\pi^0\pi^0\gamma}^2$ — χ^2 кинематической реконструкции события в гипотезе $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$. Это ограничение применялось к событиям с $N_\gamma \geq 5$ для подавления фона от процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$.

После применения всех вышеперечисленных условий было отобрано 1998 событий во всей исследуемой области энергии, из них 585 событий при энергии $\sqrt{s} \geq 1.1$ ГэВ.

Распределения по некоторым параметрам, использованным для отбора событий, приведены на Рисунках 3.1–3.4. Распределения построены по экспериментальным и моделированным событиям с энергией в диапазоне $\sqrt{s} =$

1.12 – 1.38 ГэВ. Экспериментальные данные изображены точками со статистическими ошибками, моделирование — гистограммами. Гистограмма, представленная тонкой линией, показывает распределение для моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$, в котором учитывается излучение фотона начальными частицами, светло-серая (желтая) гистограмма — распределение для моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0(\gamma) \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma(\gamma)$, темно-серая гистограмма (красная) — распределение для моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$. Гистограмма, представленная толстой линией, показывает сумму всех процессов моделирования. Моделированные распределения нормировались на экспериментальную светимость. Для моделирования изучаемого процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ использовалось борновское сечение, полученное на предварительном этапе описываемого анализа (см. раздел 3.7), которое несущественно отличается от окончательного результата. При моделировании процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0(\gamma)$ использовались данные по борновскому сечению, полученные в эксперименте СНД [32]. Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ рассчитывалось по табличным значениям параметров резонансов ρ , ω и ϕ в модели векторной доминантности (см., например, [33]).

На Рисунках 3.1 и 3.2 показаны распределения по параметру качества фотона ζ для событий двух классов. В первом случае были выбраны пятифотонные события процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$, отобранные по условию $\chi^2_{\pi^0\pi^0\gamma} < 30$. На рисунке показан максимальный по пяти фотонам в событии параметр ζ_{max} . Во втором случае были отобраны события процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$. На Рисунке 3.2 показан параметр качества для фотона, не вошедшего в реконструированный K_S -мезон и ближайшего к реконструированному направлению полета K_L мезона (ζ_5). В большинстве случаев этот фотон происходит от взаимодействия или распада K_L мезона в калориметре. Из приведенных спектров видно, что истинные фотоны в большинстве

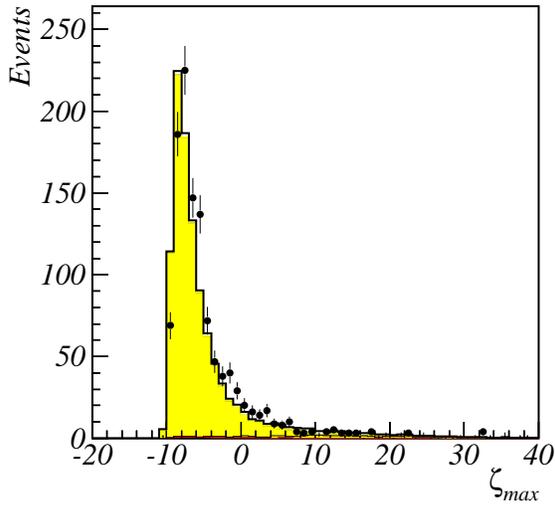


Рис. 3.1. Распределение по максимальному для пяти фотонов параметру качества фотона в отобранных экспериментальных событиях процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ (точки с ошибками) в сравнении с моделированием (см. описание на стр. 33).

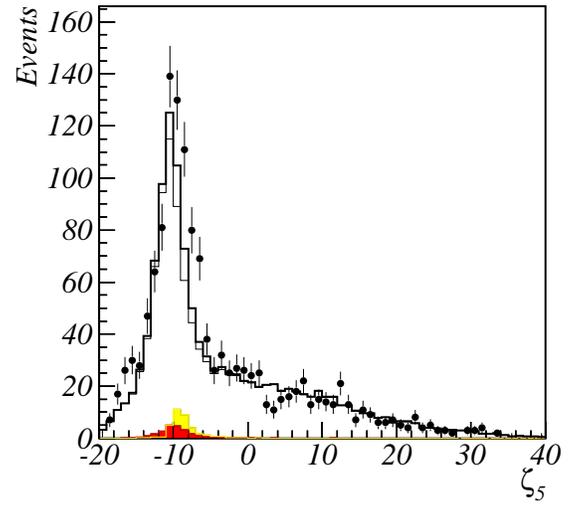


Рис. 3.2. Распределение по параметру качества фотона для частицы, не вошедшей в реконструированный K_S мезон, в отобранных экспериментальных событиях процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ (точки с ошибками) в сравнении с моделированием (см. описание на стр. 33).

случаев имеют $\zeta < 0$, в то время как K_L мезон порождает в значительном числе случаев широкие кластеры с параметром ζ больше 0.

На Рисунке 3.3 показано распределение по $\chi^2_{\pi^0\pi^0\gamma}$ для событий, отобранных по описанным выше условиям отбора за исключением условия на $\chi^2_{\pi^0\pi^0\gamma}$. Ограничение $\chi^2_{\pi^0\pi^0\gamma} > 60$ позволяет значительно подавить вклад фонового процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$. Видно, что расчет вклада данного процесса очень хорошо согласуется с экспериментальными данными, несмотря на то, что эффективность регистрации этого процесса составляет около 0.4%.

На Рисунке 3.4 показано распределение по массе отдачи реконструированного K_S мезона M_{rec} . В распределении четко выделяются два пика: один

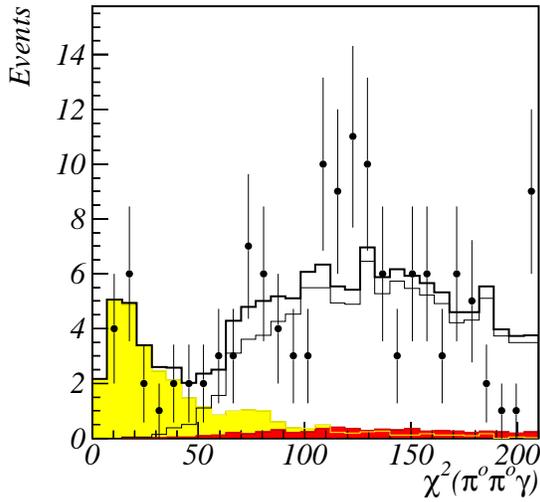


Рис. 3.3. Распределение по χ^2 кинематической реконструкции в гипотезе конечного состояния $\pi^0\pi^0\gamma$ для отобранных экспериментальных событий (точки с ошибками) в сравнении с моделированием (см. описание на стр. 33).

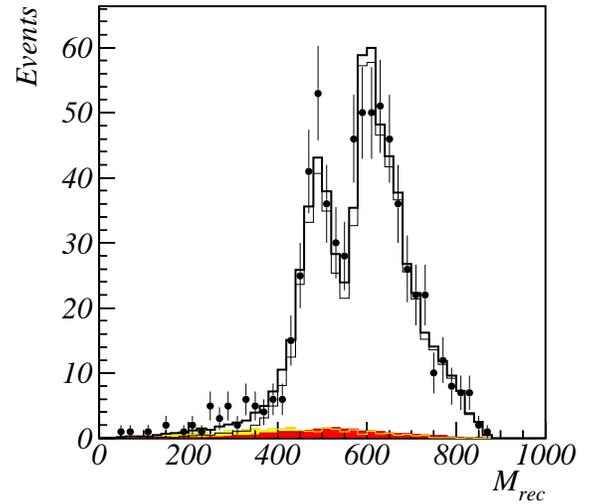


Рис. 3.4. Распределение по массе отдачи реконструированного K_S мезона отобранных экспериментальных событий (точки с ошибками) в сравнении с моделированием (см. описание на стр. 33).

с максимумом вблизи 500 МэВ, второй при больших значениях M_{rec} . Первый пик содержит события процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ с незначительной по величине энергией фотона, излученного из начального состояния. В этом случае M_{rec} равняется с точностью до разрешения массе K_L -мезона. Второй пик содержит в основном события сброса на ϕ -мезонный резонанс, т.е. процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow K_S K_L \gamma$.

Рисунки 3.5 и 3.6 показывают распределения по полному нормированного энерговыделению в калориметре (E_{tot}/\sqrt{s}) и нормированному импульсу, вычисленному по сработавшим кристаллам калориметра ($2P_{tot}/\sqrt{s}$), для отобранных экспериментальных событий в сравнении с моделированием. В спектрах хорошо выделяются два класса событий: первый, в котором K_L

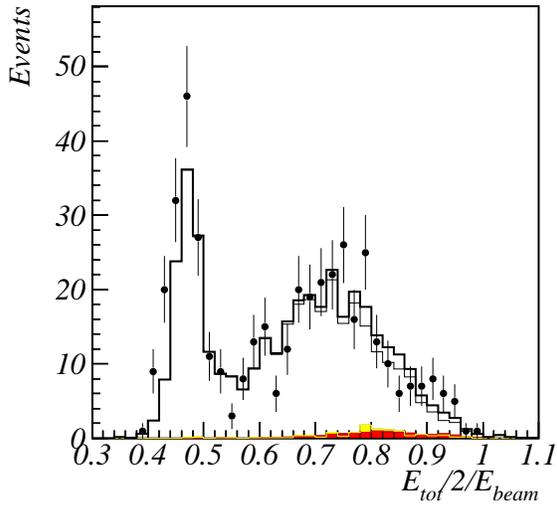


Рис. 3.5. Распределения по полному нормированному энерговыделению в калориметре для отобранных экспериментальных событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ (точки с ошибками) в сравнении с моделированием (см. описание на стр. 33).

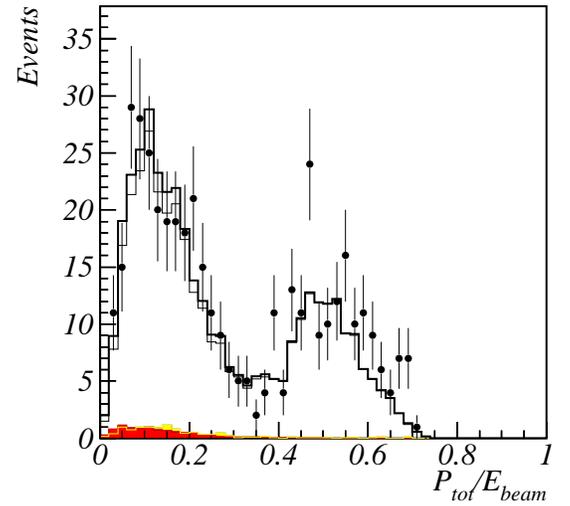


Рис. 3.6. Распределение по нормированному импульсу, вычисленному по сработавшим кристаллам калориметра, для отобранных экспериментальных событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ (точки с ошибками) в сравнении с моделированием (см. описание на стр. 33).

мезон не зарегистрирован в калориметре детектора, и второй, в котором зарегистрирован. События первого класса имеют узкое распределение по нормированному энерговыделению, поскольку в детекторе зарегистрировались только фотоны от распада K_S -мезона с полной энергией равной энергии пучка. В спектре же полного импульса такие события дают пик в области больших значений, соответствующий импульсу K_S -мезона, который меняется для диапазона $\sqrt{s} = 1.12 - 1.38$ ГэВ от $0.458E_{beam}$ до $0.692E_{beam}$. Вторые пики в распределениях на Рисунке 3.5 и 3.6 содержат события, в которых K_L мезон оставил отклик в калориметре.

3.4. Определение вклада фоновых процессов

3.4.1. Фоновый процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$

Число событий фонового процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma(\gamma)$, прошедших условия отбора для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, в i -й энергетической точке рассчитывалось по формуле $N_{\omega\pi^0,i} = \sigma_{\omega\pi^0,i} L_i \varepsilon_{\omega\pi^0,i} (1 + \delta_{\omega\pi^0,i})$, где $\varepsilon_{\omega\pi^0,i}$ эффективность регистрации событий данного фонового процесса, $\sigma_{\omega\pi^0,i}$ — борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ [32], $\delta_{\omega\pi^0,i}$ — радиационная поправка, учитывающая, в частности, излучение дополнительного фотона начальными частицами, которая рассчитывалась согласно работе [34, 35].

Эффективность регистрации вычислялась по моделированию методом Монте-Карло, которое учитывало излучение дополнительного фотона из начального состояния. Эффективность, показанная на Рисунке 3.7, аппроксимировались в диапазоне $\sqrt{s} = 1.04 - 1.38$ линейной функцией. Расчетные числа фоновых событий для различных энергетических интервалов вместе с величинами $\sigma_{\omega\pi^0,i}$, $\varepsilon_{\omega\pi^0,i}$ и $\delta_{\omega\pi^0,i}$ приведены в Таблице 3.1. В работе [32] было показано, что моделирование многофотонных процессов в детекторе СНД согласуется с экспериментом с точностью не хуже 5%. Однако, из-за малой эффективности регистрации фонового процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ в данном анализе разница между моделированием и экспериментом может оказаться больше. Для проверки расчетной величины вклада данного фонового процесса была сделана ее оценка на основе экспериментальных данных. На отобранные ранее события накладывались дополнительные условия $\sqrt{s} > 1.2$ ГэВ, $N_\gamma < 7$ и $E_{tot} \geq 0.5 \cdot \sqrt{s}$, где E_{tot} — полное энерговыделение в калориметре, которые подавляют вклады всех фоновых процессов, кроме $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$. Распределение по параметру $\chi_{K_S \rightarrow 2\pi^0}^2$ для этих событий, показанное на Рисунке 3.8, аппроксимировалось суммой распределений для изучаемого процесса и про-

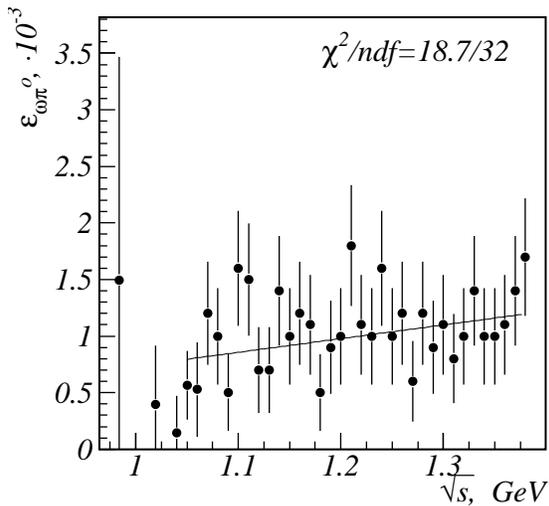


Рис. 3.7. Зависимость эффективности регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ от энергии в системе центра масс. Точки с ошибками — результаты моделирования, прямая линия — результат аппроксимации линейной функцией.

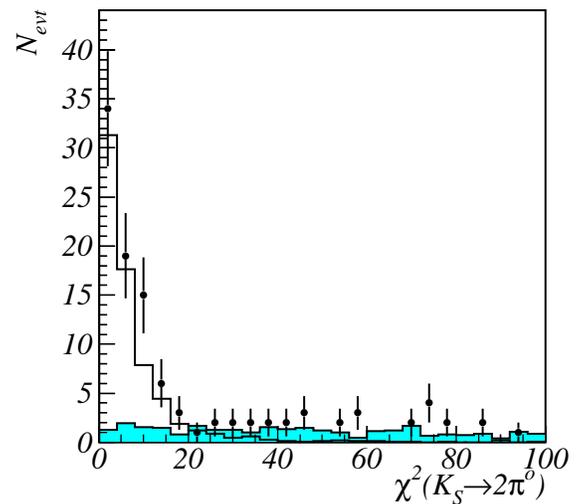


Рис. 3.8. Распределение по параметру $\chi^2_{K_S \rightarrow 2\pi^0}$ для событий с $\sqrt{s} > 1.2$ ГэВ, $N_\gamma < 7$ и $E_{\text{tot}} \geq 0.5 \cdot \sqrt{s}$. Точки с ошибками — экспериментальные данные, поляя гистограмма — расчетный спектр для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$, заштрихованная гистограмма — расчетный спектр для процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$.

цесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$, полученных по моделированию и также показанных на Рисунке 3.8. Было получено согласие (с точностью 20%) расчетного числа фоновых событий с числом событий, полученных из аппроксимации. Хотя эта разница не является статистически значимой, она была использована в качестве оценки систематической ошибки расчета. Полное число событий фонового процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$, прошедших условия отбора, во всем исследуемом диапазоне энергии равно $N_{\omega\pi^0} = 11.3 \pm 0.3 \pm 2.3$.

Таблица 3.1. Энергия (интервал энергий) в системе центра масс (\sqrt{s}), интегральная светимость (L), борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ ($\sigma_{\omega\pi^0}$), радиационная поправка к борновскому сечению ($1 + \delta_{\omega\pi^0}$), эффективность регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma(\gamma)$ с условиями отбора для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ ($\varepsilon_{\omega\pi^0}$) и ожидаемое число фоновых событий этого процесса ($N_{\omega\pi^0}$).

\sqrt{s} , ГэВ	L , нб $^{-1}$	$\sigma_{\omega\pi^0}$, нб	$1 + \delta_{\omega\pi^0}$	$\varepsilon_{\omega\pi^0} \cdot 10^{-3}$	$N_{\omega\pi^0}$
1.04	69.5	0.78	0.92	0.78	0.04 ± 0.01
1.05	82.6	0.83	0.92	0.80	0.05 ± 0.01
1.06	273.7	0.87	0.92	0.81	0.18 ± 0.03
1.07	96.8	0.91	0.93	0.82	0.07 ± 0.01
1.08	572.0	0.95	0.93	0.83	0.42 ± 0.06
1.09	94.5	0.99	0.93	0.84	0.07 ± 0.01
1.10	436.4	1.03	0.94	0.86	0.36 ± 0.04
1.11	87.7	1.06	0.94	0.87	0.08 ± 0.01
1.12 – 1.13	420.2	1.10	0.94	0.88	0.39 ± 0.04
1.14 – 1.15	357.8	1.16	0.95	0.91	0.36 ± 0.03
1.16	316.4	1.20	0.95	0.93	0.34 ± 0.03
1.18 – 1.19	587.2	1.26	0.96	0.96	0.68 ± 0.05
1.20 – 1.21	569.4	1.29	0.96	0.98	0.69 ± 0.05
1.22 – 1.23	464.7	1.33	0.96	1.01	0.60 ± 0.04
1.24 – 1.25	562.3	1.36	0.97	1.03	0.76 ± 0.06
1.26 – 1.27	396.6	1.39	0.97	1.06	0.57 ± 0.05
1.28 – 1.29	492.2	1.41	0.97	1.08	0.73 ± 0.06
1.30 – 1.31	459.0	1.43	0.98	1.10	0.71 ± 0.07
1.32 – 1.33	515.8	1.44	0.98	1.13	0.82 ± 0.08
1.34 – 1.35	675.7	1.45	0.98	1.15	1.11 ± 0.12
1.36	605.5	1.46	0.98	1.17	1.02 ± 0.12
1.37 – 1.38	721.8	1.47	0.99	1.19	1.25 ± 0.15

3.4.2. Фоновый процесс $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$

Число событий фонового процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$ также рассчитывалось по моделированию. Эффективность регистрации в условиях отбора для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ приведена на Рисунке 3.9. Полученная величина эффективности регистрации оказалась достаточно большой. Поэтому можно ожидать, что ее уровень предсказывается моделированием надежно, с точностью не хуже 5%. Этот подтверждается распределением по энергии наиболее энергичного в событии фотона для специально отобранного класса событий, обогащенных фоном от процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$ и приведенных на Рисунке 3.10.

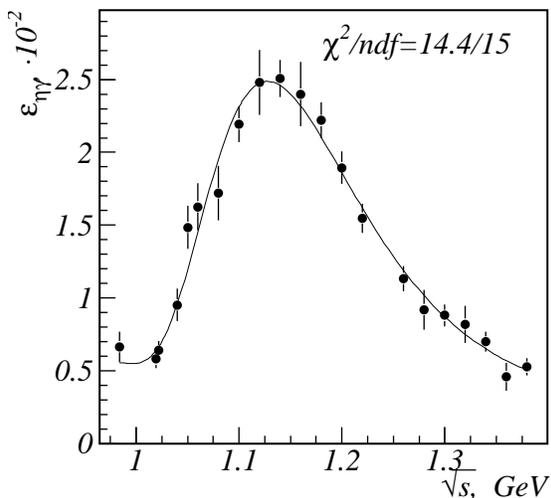


Рис. 3.9. Зависимость эффективности регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$ от энергии в системе центра масс. Точки с ошибками — результаты моделирования, кривая — результат аппроксимации.

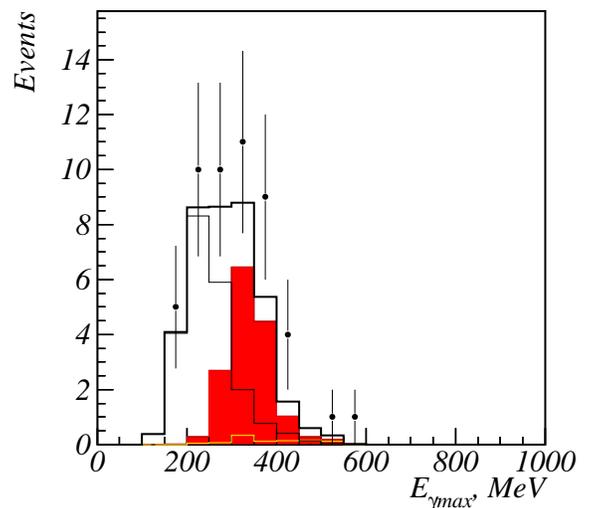


Рис. 3.10. Распределение энергии фотона с максимальной энергией. Точки с ошибками — экспериментальные события, гистограммы — моделирование процессов: полая (тонкая линия) — (3.1), темно-серая — (3.3), толстая линия — сумма всех процессов.

К стандартным условиям отбора были добавлены требования: $N_\gamma > 6$ и $E_{tot} \geq 0.7\sqrt{s}$, $P_{tot} < 0.4\sqrt{s}$. Темная гистограмма на Рисунке 3.10 соответствует моделированию процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$. Видно хорошее статистическое согласие эксперимента и моделирования. Среди событий этого процесса, прошедших условия отбора для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, доминируют события со «сбросом» на ϕ -резонанс: $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow \eta\gamma\gamma$, в которых фотон, излученный начальными частицами, не регистрируется.

Расчетное количество событий данного фонового процесса в каждой экспериментальной точке вместе со значениями интегральной светимости, борновского сечения и радиационной поправки приведено в Таблице 3.2. Полное число фонового фоновых событий от процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$ равно $21.2 \pm 0.2 \pm 1.1$.

3.4.3. Пучковый фон

Для определения числа событий пучкового фона исследовалось распределение по параметру $\chi_{K_S \rightarrow 2\pi^0}^2$, показанное на Рисунке 3.11. Точками показано экспериментальное распределение $\chi_{K_S \rightarrow 2\pi^0}^2$ при энергии $\sqrt{s} > 1.12$ ГэВ для событий, отобранных с дополнительным условием $E_{tot} < 0.5\sqrt{s}$, которое позволяет подавить вклады от всех фоновых процессов, кроме пучкового фона. Заштрихованная гистограмма показывает экспериментальное распределение для пучкового фона, для получения которого применялись условия отбора, обратные к условиям 1 и 2, описанным в разделе 3.3. Распределение событий пучкового фона по энергетическим интервалам приведено в Таблице 3.3. Суммарное количество событий пучкового фона во всей исследуемой области энергии оценивается как $N_b = 30 \pm 3 \pm 5$.

Таблица 3.2. Энергия (интервал энергий) в системе центра масс (\sqrt{s}), интегральная светимость (L), борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ ($\sigma_{\eta\gamma}$), радиационная поправка к борновскому сечению ($1 + \delta_{\eta\gamma}$), эффективность регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$ с условиями отбора для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ ($\varepsilon_{\eta\gamma}$) и ожидаемое число фоновых событий этого процесса ($N_{\eta\gamma}$).

\sqrt{s} , ГэВ	L , нб $^{-1}$	$\sigma_{\eta\gamma}$, $\cdot 10^{-3}$, нб	$1 + \delta_{\eta\gamma}$	$\varepsilon_{\eta\gamma}$, $\cdot 10^{-2}$	$N_{\eta\gamma}$
1.04	69.5	296.34	3.97	0.96	0.78 ± 0.05
1.05	82.6	98.51	7.35	1.20	0.71 ± 0.04
1.06	273.7	39.87	13.07	1.46	2.08 ± 0.10
1.07	96.8	17.90	22.70	1.72	0.68 ± 0.03
1.08	572.0	8.69	38.47	1.96	3.74 ± 0.14
1.09	94.5	4.60	61.42	2.16	0.58 ± 0.02
1.10	436.4	2.80	86.58	2.31	2.45 ± 0.08
1.11	87.7	2.10	101.05	2.42	0.45 ± 0.01
1.12 – 1.13	420.2	2.00	95.59	2.48	1.99 ± 0.06
1.14 – 1.15	357.8	2.28	69.63	2.45	1.37 ± 0.04
1.16	316.4	2.60	51.34	2.32	0.98 ± 0.03
1.18 – 1.19	587.2	3.00	37.83	2.07	1.39 ± 0.04
1.20 – 1.21	569.4	3.30	31.04	1.83	1.04 ± 0.03
1.22 – 1.23	464.7	3.40	26.48	1.58	0.66 ± 0.02
1.24 – 1.25	562.3	3.50	23.36	1.35	0.62 ± 0.02
1.26 – 1.27	396.6	3.50	20.98	1.13	0.33 ± 0.01
1.28 – 1.29	492.2	3.40	19.46	0.97	0.32 ± 0.01
1.30 – 1.31	459.0	3.30	18.33	0.84	0.24 ± 0.01
1.32 – 1.33	515.8	3.30	17.36	0.72	0.21 ± 0.01
1.34 – 1.35	675.7	3.20	16.69	0.63	0.23 ± 0.01
1.36	605.5	3.10	16.19	0.57	0.17 ± 0.01
1.37 – 1.38	721.8	3.00	15.77	0.52	0.18 ± 0.02

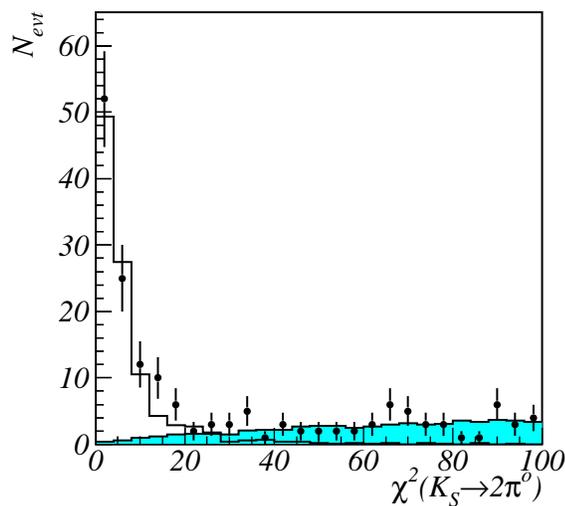


Рис. 3.11. Распределение по параметру $\chi^2_{K_S \rightarrow 2\pi^0}$ для событий с $\sqrt{s} > 1.12$ ГэВ и $E_{tot} < 0.5\sqrt{s}$. Точки с ошибками — экспериментальные данные, полая гистограмма — расчетный спектр для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$, заштрихованная гистограмма — экспериментальное распределение для пучкового фона.

Таблица 3.3. Число событий пучкового фона, прошедших условия отбора.

\sqrt{s} , ГэВ	N_b	\sqrt{s} , ГэВ	N_b
1.04	2.2 ± 1.0	1.18 – 1.19	2.3 ± 0.7
1.05	1.2 ± 0.8	1.20 – 1.21	1.9 ± 0.6
1.06	0.3 ± 1.1	1.22 – 1.23	2.5 ± 0.7
1.07	0.5 ± 0.6	1.24 – 1.25	0.9 ± 0.4
1.08	2.0 ± 1.2	1.26 – 1.27	0.7 ± 0.4
1.09	0.3 ± 0.4	1.28 – 1.29	1.3 ± 0.5
1.10	1.9 ± 0.9	1.30 – 1.31	0.1 ± 0.1
1.11	0.7 ± 0.4	1.32 – 1.33	1.1 ± 0.4
1.12 – 1.13	3.2 ± 0.9	1.34 – 1.35	1.4 ± 0.5
1.14 – 1.15	1.9 ± 0.6	1.36	1.9 ± 0.6
1.16	1.0 ± 0.5	1.37 – 1.38	0.7 ± 0.4

3.4.4. Фоновый процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \gamma$

Вклад событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \gamma$ наиболее существенен в области энергии, близкой к энергии рождения ϕ -мезонного резонанса, где энергия фотона E_γ мала и процесс $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow K_S K_L \gamma$ практически неотличим от процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. По мере увеличения энергии увеличивается энергия фотона. Это приводит к существенному различию в кинематике процессов $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ (с мягким дополнительным фотоном) и $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow K_S K_L \gamma$. На Рисунке 3.12 показаны спектры массы отдачи реконструированного K_S -мезона в четырех диапазонах энергии. Процессу $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ соответствует пик со средним значением вблизи массы K_L -мезона, процессу $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \gamma$ — второй пик. Хорошее разделение процессов достигается при полной энергии события выше 1.1–1.2 ГэВ. При меньшей энергии процессы $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ и $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow K_S K_L \gamma$ не разделяются. Для решения этой проблемы применялся способ аппроксимации полученных данных, в котором, кроме изменения эффективности регистрации в зависимости от полной энергии, также учитывается изменение эффективности в зависимости от энергии фотона, излученного начальными частицами.

3.5. Видимое сечение

Видимое сечение в каждой точке по энергии вычисляется согласно следующей формуле:

$$\sigma_{vis,i} = \frac{N_{exp,i} - \sum N_{bkg,i}}{L_i}, \quad (3.8)$$

где $N_{exp,i}$ — число отобранных событий, $\sum N_{bkg,i}$ — суммарное число фоновых событий, L_i — интегральная светимость в i -той энергетической точке.

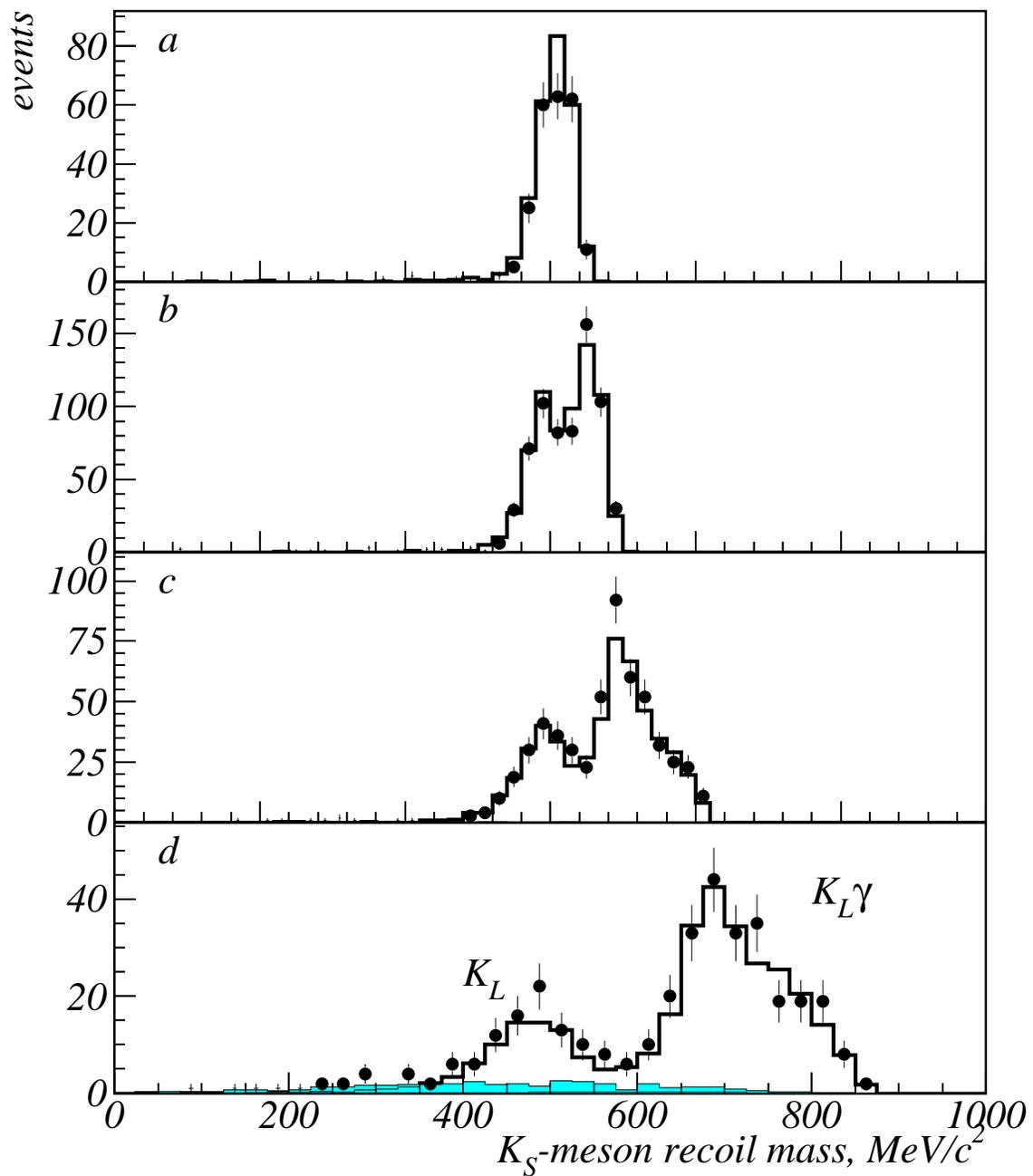


Рис. 3.12. Спектр массы отдачи реконструированного K_S -мезона в четырех энергетических областях: $a)$ $\sqrt{s} = 1.04 - 1.05$ ГэВ, $b)$ $\sqrt{s} = 1.06 - 1.09$ ГэВ, $c)$ $\sqrt{s} = 1.10 - 1.20$ ГэВ, $d)$ $\sqrt{s} = 1.20 - 1.38$ ГэВ. Спектр построен для событий, удовлетворяющих дополнительным условиям $N_\gamma < 7$ и $E_{tot} \geq 0.5\sqrt{s}$. Заштрихованной гистограммой показан спектр событий процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$.

Число отобранных событий, суммарное число событий всех фоновых процессов и видимое сечение приведены в Таблице 3.4. Приведена только статистическая ошибка видимого сечения.

Таблица 3.4. Видимое сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$, измеренное на детекторе СНД (σ_{vis}). N_{exp} — число отобранных событий, $\sum N_{bkg}$ — число фоновых событий. Приведена только статистическая ошибка сечения.

\sqrt{s} , ГэВ	L , нб $^{-1}$	N_{exp}	$\sum N_{bkg}$	σ_{vis} , нб
1.04	69	245	3.0 ± 1.0	3.482 ± 0.229
1.05	83	183	2.0 ± 0.8	2.192 ± 0.166
1.06	274	421	2.5 ± 1.1	1.529 ± 0.076
1.07	97	96	1.2 ± 0.6	0.979 ± 0.102
1.08	572	420	6.2 ± 1.3	0.724 ± 0.036
1.09	94	48	0.9 ± 0.4	0.498 ± 0.074
1.10	436	158	4.8 ± 0.9	0.351 ± 0.029
1.11	88	21	1.3 ± 0.4	0.225 ± 0.053
1.12 – 1.13	420	97	5.6 ± 1.0	0.218 ± 0.024
1.14 – 1.15	358	61	3.6 ± 0.7	0.160 ± 0.022
1.16	316	40	2.3 ± 0.5	0.119 ± 0.020
1.18 – 1.19	587	44	4.3 ± 0.8	0.068 ± 0.011
1.20 – 1.21	569	32	3.7 ± 0.7	0.050 ± 0.010
1.22 – 1.23	465	25	3.8 ± 0.8	0.046 ± 0.011
1.24 – 1.25	562	22	2.2 ± 0.5	0.035 ± 0.008
1.26 – 1.27	397	16	1.6 ± 0.4	$0.036^{+0.013}_{-0.010}$
1.28 – 1.29	492	20	2.4 ± 0.6	$0.036^{+0.011}_{-0.009}$
1.30 – 1.31	459	11	1.0 ± 0.2	$0.022^{+0.010}_{-0.007}$
1.32 – 1.33	516	3	2.1 ± 0.5	$0.002^{+0.006}_{-0.003}$
1.34 – 1.35	676	13	2.7 ± 0.6	$0.015^{+0.007}_{-0.005}$
1.36	606	11	3.1 ± 0.7	$0.013^{+0.007}_{-0.005}$
1.37 – 1.38	722	11	2.2 ± 0.5	$0.012^{+0.006}_{-0.005}$

3.6. Эффективность регистрации процесса

Эффективность регистрации исследуемого процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ определялась по моделированию методом Монте-Карло. В моделировании учитывалось излучение фотонов начальными частицами [34, 35], что позволило вычислить зависимость эффективности $\varepsilon(\sqrt{s}, z)$ как от полной энергии \sqrt{s} в событии, так и от доли энергии $z = \frac{E_\gamma}{\sqrt{s}}$, уносимой излученным начальными частицами фотоном. Эффективность описывалась следующей функцией

$$\varepsilon(\sqrt{s}, z) = \begin{cases} \frac{1}{2}\varepsilon_0(\sqrt{s}) \left(1 - \text{Erf}f\left(\frac{z - z_r(\sqrt{s})}{\sqrt{2}\sigma_r(\sqrt{s})}\right)\right) + \varepsilon_{\min}(\sqrt{s}), & z < z_r(\sqrt{s}), \\ \frac{1}{2}\varepsilon_0(\sqrt{s}) \exp\left(-\frac{z - z_r(\sqrt{s})}{\sigma_r(\sqrt{s})}\right) + \varepsilon_{\min}(\sqrt{s}), & z > z_r(\sqrt{s}), \end{cases} \quad (3.9)$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon_0(\sqrt{s}) &= \varepsilon_1 + (\sqrt{s} - \sqrt{s_1})(\varepsilon_2 + \varepsilon_1)/(\sqrt{s_2} - \sqrt{s_1}), \\ z_r(\sqrt{s}) &= \sqrt{s}/(p_0 + p_1(\sqrt{s} - \sqrt{s_3}) + p_2(\sqrt{s} - \sqrt{s_3})^2), \\ \sigma_r(\sqrt{s}) &= \sqrt{q_1 s(\sqrt{s} - q_2)}, \\ \varepsilon_{\min}(\sqrt{s}) &= t_1 e^{-\frac{\sqrt{s} - t_2}{t_3}}, \end{aligned} \quad (3.10)$$

$\sqrt{s_1} = 1.04$ ГэВ, $\sqrt{s_2} = 1.38$ ГэВ, $\sqrt{s_3} = 1.20$ ГэВ, а параметры ε_1 , ε_2 , p_0 , p_1 , p_2 , q_1 , q_2 , t_1 , t_2 и t_3 определялись при аппроксимации зависимости эффективности регистрации от \sqrt{s} и z , полученной по моделированию. Качество аппроксимации характеризуется величиной $\chi^2/ndf = 1018.3/1006$.

Двумерная функция эффективности $\varepsilon(\sqrt{s}, z)$, полученная в результате аппроксимации моделированных распределений, приведена на Рисунке 3.13. Видно, что при увеличении энергии фотона, начиная с некоторого значения, эффективность резко падает. Такое поведение возникает из-за ограничения на массу отдачи M_{rec} . На Рисунке 3.14 показана зависимость эффективности регистрации событий с энергией фотона $E_\gamma < 10$ МэВ от энергии в

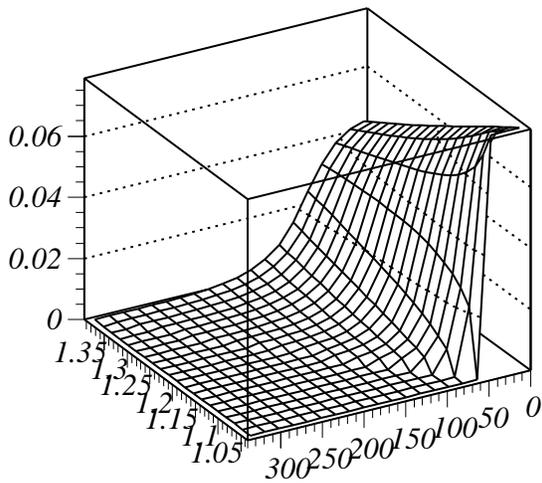


Рис. 3.13. Эффективность регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ в зависимости от полной энергии события \sqrt{s} и от энергии фотона E_γ , излученного из начального состояния.

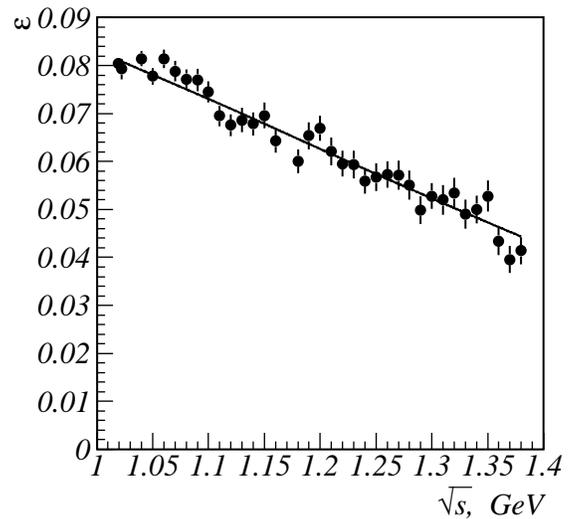


Рис. 3.14. Зависимость эффективности регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ от энергии для событий с энергией фотона, излученного начальными частицами, $E_\gamma < 10$ МэВ.

системе центра масс. Падение эффективности регистрации при увеличении энергии \sqrt{s} связано с ухудшением разрешения по массе отдачи K_S -мезона, в частности, из-за увеличения его отлета.

На Рисунках 3.15- 3.18 показана зависимость эффективности от энергии фотона E_γ для нескольких значений энергии. Резкая граница, где эффективность спадает до 0, соответствует кинематическому ограничению $2E_\gamma/\sqrt{s} > 1 - 4M_{K_S}^2/s$, т.е. радиационному сбросу на порог рождения пары $K_S K_L$.

Поправка к эффективности регистрации, учитывающая разницу в отклике детектора для экспериментальных и моделированных событий, была получена по событиям из области ϕ -мезонного резонанса, где процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ может быть выделен с пренебрежимо малым уровнем фона без использования ограничений на параметры $\chi_{K_S \rightarrow 2\pi^0}^2$ и ζ_i . Использо-

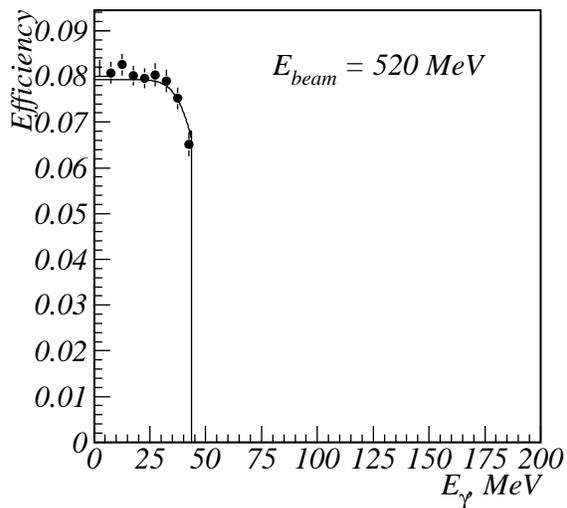


Рис. 3.15. Зависимость эффективности регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ от энергии фотона E_γ при энергии $\sqrt{s} = 1.04$ ГэВ.

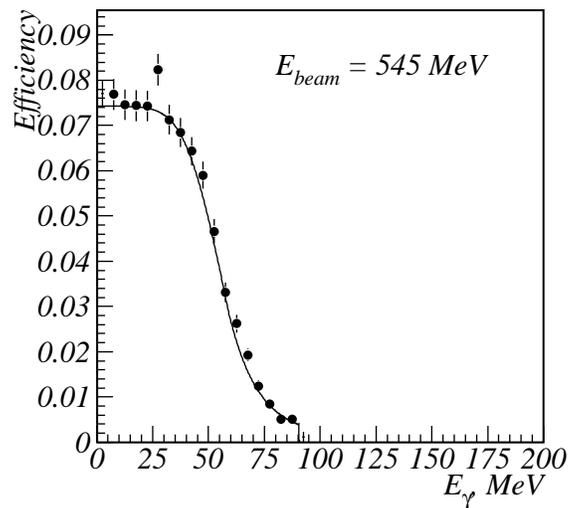


Рис. 3.16. Зависимость эффективности регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ от энергии фотона E_γ при энергии $\sqrt{s} = 1.09$ ГэВ.

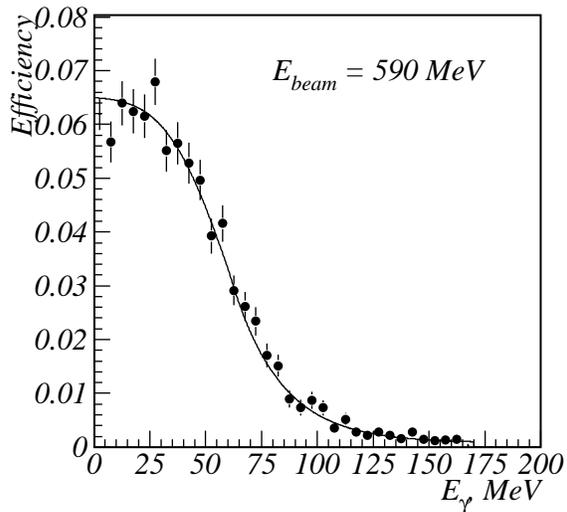


Рис. 3.17. Зависимость эффективности регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ от энергии фотона E_γ при энергии $\sqrt{s} = 1.18$ ГэВ.

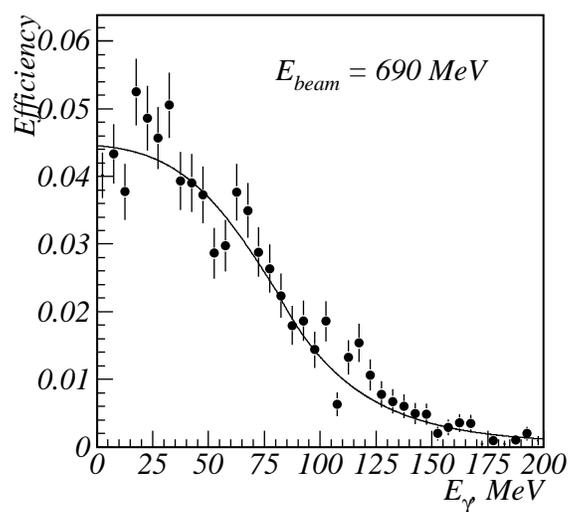


Рис. 3.18. Зависимость эффективности регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ от энергии фотона E_γ при энергии $\sqrt{s} = 1.38$ ГэВ.

лись следующие условия: $N_\gamma = 5$, $E_{\gamma_5} > 100$ МэВ, $\angle(\mathbf{n}_{K_S}, \mathbf{n}_{\gamma_5}) > 130^\circ$, где E_{γ_5} — энергия фотона, не вошедшего в K_S мезон, а $\angle(\mathbf{n}_{K_S}, \mathbf{n}_{\gamma_5})$ — угол между направлениями реконструированного K_S мезона и оставшегося фотона. Для выделенных таким образом моделированных и экспериментальных событий определялись доли событий, удовлетворяющих стандартным условиям отбора, r_{MC} и r_{exp} , соответственно. Поправка к эффективности регистрации, вычисленной по моделированию, определялась как $\kappa = r_{exp}/r_{MC}$ и составила 0.956 ± 0.015 . Приведенная ошибка — статистическая.

3.7. Борновское сечение

Видимое сечение изучаемого процесса связано с борновским сечением σ_0 соотношением:

$$\sigma_{vis}(\sqrt{s}) = \int_0^1 dz \sigma_0(\sqrt{s}(1-z)) F(z, s) \varepsilon(\sqrt{s}, z), \quad (3.11)$$

где $F(z, s)$ — плотность вероятности потери энергии $z\sqrt{s}$ на излучение фотонов начальными частицами [34].

Для определения экспериментальных значений борновского сечения используется следующая процедура. Измеренное видимое сечение $\sigma_{vis,i}$, приведенное в Таблице 3.4, аппроксимируется функцией, вычисленной по формуле (3.11) с использованием борновского сечения $\sigma_0(s)$, определенного в рамках некоторой модели. В результате аппроксимации определяются параметры этой модели и вычисляется функция $R(s) = \sigma_{vis}(s)/\sigma_0(s)$. Экспериментальные значения борновского сечения в соответствующих экспериментальных точках по энергии определяются затем по формуле:

$$\sigma_{0,i} = \frac{\sigma_{vis,i}}{R(s_i)}. \quad (3.12)$$

Единственным критерием для подбора модели борновского сечения при вычислении функции $R(s)$ является статистическое согласие экспериментального и теоретического видимого сечения, полученного в результате аппроксимации. Множество моделей, хорошо согласующихся с экспериментальными данными, определяет степень так называемой модельной неопределенности результата для найденного борновского сечения. Для уменьшения неоправданного «раздувания» модельной неопределенности можно рассматривать только класс «разумных» физических моделей.

Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ рассматривалось в рамках модели векторной доминантности (см. например, [36]):

$$\sigma_0(s) = \frac{12\pi}{s^{3/2}} \left| \sum_{V=\rho,\omega,\phi,\dots} \frac{\sqrt{\Gamma_{V \rightarrow K_S K_L}(s) \Gamma_{V \rightarrow ee} m_V^3} e^{i\theta_V}}{s - m_V^2 + im_V \Gamma_V(s)} \right|^2 \quad (3.13)$$

Для резонансов ρ , ω и ϕ полные ширины включали основные каналы распадов:

$$\Gamma_V(s) = \sum_i \Gamma_{V \rightarrow f}(s), \quad (3.14)$$

В частности, для ϕ -мезона учитывались конечные состояния $K^+ K^-$, $K_S K_L$, 3π , $\eta\gamma$, $\pi^0\gamma$. Величины масс m_V , лептонных $\Gamma_{V \rightarrow ee}$, полных $\Gamma_V(m_V^2)$ ширин, а также парциальная ширина $\Gamma_{\phi \rightarrow K_S K_L}(m_\phi^2)$ были взяты из таблиц свойств частиц [37]. Энергетическая зависимость парциальной ширины для ϕ -мезона описывается следующей формулой:

$$\Gamma_{\phi \rightarrow K_S K_L}(s) = \frac{m_\phi^2}{s} \left(\frac{p_K(s)}{p_K(m_\phi^2)} \right)^3 \Gamma_{\phi \rightarrow K_S K_L}(m_\phi^2), \quad (3.15)$$

где $p_K(s)$ — импульс K_S -мезона с энергией $\sqrt{s}/2$. Для вычисления парциальных ширин для распадов ρ и ω мезонов в пару каонов, а так же относительных фаз амплитуд для этих распадов использовались соотношения SU(3):

$$\Gamma_{\rho \rightarrow K_S K_L}(s) = \Gamma_{\omega \rightarrow K_S K_L}(s) = 2\Gamma_{\phi \rightarrow K_S K_L}(s),$$

$$\theta_\rho = 0^0, \theta_\omega = 180^0, \theta_\phi = 180^0$$

Для возбужденных состояний ρ , ω и ϕ , включенных в описание, предполагалась упрощенная модель полной ширины, учитывающая только двух-частичный распад векторного мезона в пару нейтральных каонов, то есть $\Gamma_V(s) = \Gamma_{V \rightarrow K_S K_L}(s)$. Массы m_V и полные ширины $\Gamma_V(m_V^2)$ брались из таблиц свойств частиц [37]. В процессе аппроксимации табличные параметры варьировались в пределах своих ошибок.

Ввиду того, что конечное состояние из двух нейтральных каонов может иметь изоспин $I = 0$ и $I = 1$, полное описание в рамках модели векторной доминантности должно включать векторные мезоны ρ , ω , ϕ и все их возбужденные состояния. На данный момент достоверно известно о трех радиальных: $\rho' \equiv \rho(1450)$, $\omega' \equiv \omega(1420)$, $\phi' \equiv \phi(1680)$, и двух орбитальных возбуждениях: $\rho'' \equiv \rho(1700)$, $\omega'' \equiv \omega(1650)$. Полная амплитуда процесса является суммой амплитуд всех перечисленных резонансов и содержит большое количество неизвестных параметров, которые невозможно одновременно определить по имеющимся экспериментальным данным. Как было сказано выше, в этом нет принципиальной необходимости при определении экспериментального борновского сечения и его модельной ошибки. Поэтому был использован следующий подход. В описание поочередно включались отдельные резонансы, параметры массы и полной ширины которых фиксировались на табличных значениях. Относительная фаза выбиралась равной 0^0 . Такой выбор фазы объясняется тем, что экспериментальные данные в области больших энергий исследуемого диапазона проходят выше борновского сечения, построенного исключительно на амплитудах резонансов ρ , ω и ϕ . Для того, что бы «поднять» сечение, необходимо обеспечить конструктив-

ную интерференцию амплитуды добавочного резонанса с амплитудой ϕ , то есть разность фаз между этими амплитудами должна быть выбрана равной 180° .

Были рассмотрены следующие модели для борновского сечения процесса:

1. в описание процесса включены четыре векторных мезона ρ , ω , ϕ и $\rho(1450)$, $\theta_{\rho(1450)} = 0^\circ$;
2. в описание процесса включены четыре векторных мезона ρ , ω , ϕ и $\phi(1680)$, $\theta_{\phi(1680)} = 0^\circ$;
3. в описание процесса включены четыре векторных мезона ρ , ω , ϕ и $\rho(1700)$, $\theta_{\rho(1700)} = 0^\circ$.

Результаты аппроксимации представлены на Рисунке 3.19. Все три перечисленные модели хорошо описывают экспериментальные данные: $\chi_1^2/ndf = 19.1/21$, $\chi_2^2/ndf = 18.9/21$ и $\chi_3^2/ndf = 18.7/21$. Для вычисления функции $R(s)$ и получения результата по измерению сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ была выбрана вторая модель. Две другие модели использовались для оценки модельной ошибки. Значения сечения в различных энергетических точках (интервалах) приведены в Таблице 3.5 вместе со значениями эффективности регистрации и радиационной поправки, вычисленными по формулам:

$$1 + \delta(s) = \frac{\int_0^1 dz \cdot \sigma_0(\sqrt{s}(1-z)) \cdot F(z, s)}{\sigma_0(s)}, \quad (3.16)$$

$$\varepsilon(s) = \frac{\sigma_{vis}(s)}{\sigma_0(s) \cdot (1 + \delta(s))}. \quad (3.17)$$

Введенная выше функция $R(s) = \varepsilon(s)(1 + \delta(s))$.

Аппроксимация была выполнена с использованием пакета программ аппроксимации сечений FIT [38].

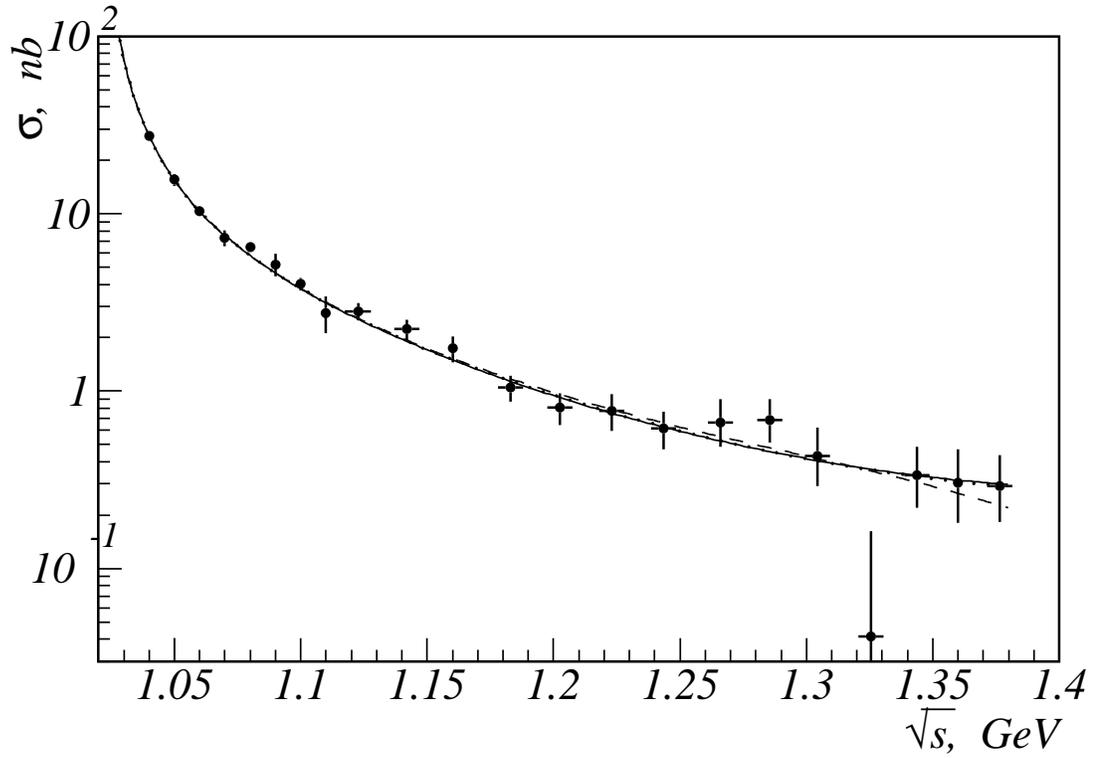


Рис. 3.19. Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Точками с ошибками представлены экспериментальные данные. Линиями показаны модели аппроксимации: вариант 1 — пунктирная линия, вариант 2 — сплошная линия, вариант 3 — линия из точек.

Таблица 3.5. Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ (σ_0), измеренное на детекторе СНД. ε — эффективность регистрации, $1 + \delta$ — радиационная поправка. Ошибки для σ_0 — статистические и систематические соответственно.

\sqrt{s} , ГэВ	ε	$1 + \delta$	σ_0 , нб
1.04	0.079	1.61	$27.3 \pm 1.8 \pm 0.8$
1.05	0.078	1.81	$15.5 \pm 1.2 \pm 0.5$
1.06	0.077	1.92	$10.3 \pm 0.5 \pm 0.3$
1.07	0.076	1.78	$7.2 \pm 0.8 \pm 0.2$
1.08	0.075	1.49	$6.4 \pm 0.3 \pm 0.2$
1.09	0.074	1.30	$5.2 \pm 0.8 \pm 0.2$
1.10	0.073	1.20	$4.0 \pm 0.3 \pm 0.1$
1.11	0.072	1.13	$2.75 \pm 0.65 \pm 0.08$
1.12 – 1.13	0.071	1.09	$2.81 \pm 0.30 \pm 0.09$
1.14 – 1.15	0.069	1.05	$2.22 \pm 0.30 \pm 0.07$
1.16	0.067	1.02	$1.74 \pm 0.29 \pm 0.05$
1.18 – 1.19	0.065	1.00	$1.04 \pm 0.18 \pm 0.03$
1.20 – 1.21	0.063	0.99	$0.80 \pm 0.16 \pm 0.03$
1.22 – 1.23	0.060	0.99	$0.77 \pm 0.18 \pm 0.02$
1.24 – 1.25	0.058	0.98	$0.62 \pm 0.15 \pm 0.02$
1.26 – 1.27	0.056	0.98	$0.66^{+0.24}_{-0.18} \pm 0.02$
1.28 – 1.29	0.054	0.97	$0.68^{+0.22}_{-0.17} \pm 0.02$
1.30 – 1.31	0.052	0.97	$0.43^{+0.19}_{-0.14} \pm 0.01$
1.32 – 1.33	0.050	0.97	$0.04^{+0.12}_{-0.07} \pm 0.01$
1.34 – 1.35	0.048	0.97	$0.33^{+0.15}_{-0.11} \pm 0.01$
1.36	0.047	0.96	$0.29^{+0.16}_{-0.12} \pm 0.01$
1.37 – 1.38	0.045	0.96	$0.28^{+0.14}_{-0.11} \pm 0.01$

3.8. Систематические ошибки

Полная систематическая погрешность определения борновского сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ включает несколько компонент: погрешность определения интегральной светимости, ошибку эффективности регистрации, погрешности вычитания фона и модельную ошибку, т.е. точность расчета радиационной поправки.

Погрешность определения интегральной светимости. Светимость на детекторе СНД определяется по двум процессам $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, сечения которых известны с точностью лучше 1%. В качестве оценки систематической неопределенности величины светимости использовалась разница в величинах светимости, полученных по этим процессам, которая практически не зависит от энергии пучков и составляет около 2%.

Ошибка определения эффективности регистрации. Анализ систематической неопределенности эффективности регистрации проводился с использованием событий из области ϕ -мезонного резонанса. Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ проводилось в классе событий с четырьмя и более зарегистрированными нейтральными частицами. События этого класса содержат четыре фотона от распада $K_S \rightarrow 2\pi^0$ и дополнительные кластеры, образованные в результате ядерного взаимодействия K_L -мезона с детектором и частицами пучкового фона. Как было описано выше, отбор событий процесса (3.1) построен только на выделении в событии K_S -мезона и никакие ограничения на параметры дополнительных фотонов не применялись. Такой подход позволяет уменьшить вклад систематической неопределенности моделирования взаимодействия K_L -мезона с детектором. Но поскольку изначально невозможно отличить фотоны от распада K_S -мезона и кластеры, порожденные K_L -мезоном, то наличие дополнительных кластеров приводит

к комбинаторному фону, при котором часть истинных фотонов в K_S -мезоне подменяется кластерами от K_L -мезона. Чем больше дополнительных кластеров, тем больше доля неправильно определенных K_S -мезонов. Таким образом, наличие комбинаторного фона приводит к некоторому влиянию неточности моделирования взаимодействия K_L -мезона с детектором на эффективность регистрации отбора событий. Следует отметить, что под систематической погрешностью моделирования взаимодействия K_L -мезона с детектором понимается не только неточность сечения ядерного взаимодействия в моделировании, но и неточность в числе кластеров от K_L -мезона в калориметре и распределения энерговыделения в этих кластерах.

Полную систематическую ошибку в определении эффективности регистрации можно представить как сумму систематических неопределенностей определения эффективности регистрации «чистого» K_S -мезона и комбинаторной неопределенности при реконструкции K_S -мезона, усиленной погрешностью моделирования ядерного взаимодействия K_L -мезона в детекторе.

Точность моделирования «чистого» K_S -мезона изучалась по событиям, в которых K_L -мезон регистрируется как одиночный фотон. Условия отбора этих событий были описаны в секции 3.6. Была найдена поправка к эффективности регистрации, равная 0.956 ± 0.015 , которая определяется неточностью моделирования распределений по χ^2 кинематической реконструкции (3%) и параметру качества фотонов (2%).

Систематическая погрешность, связанная с комбинаторным фоном и неточностью моделирования ядерного взаимодействия, оценивалась как разница между эффективностями регистрации, полученными двумя способами. В первом стандартном способе эффективность (ε_{MC}) вычисляется как отношение числа событий, прошедших условия отбора для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, к полному числу смоделированных событий. Во втором способе сначала вы-

числялись эффективности регистрации по подклассам моделированных событий с различным числом реконструированных фотонов. Затем эти эффективности усреднялись с весами, соответствующими экспериментальному распределению отобранных событий по числу фотонов и вычислялась эффективность ε_{MC}^* . Отношение двух эффективностей составляет $\varepsilon_{MC}^*/\varepsilon_{MC} = 0.991 \pm 0.007$. Соответствующая систематическая погрешность равна 1%.

Кроме вышеперечисленных источников систематических ошибок, вклад в систематическую ошибку определения эффективности регистрации вносит также неточность моделирования разрешения по энергии и углам зарегистрированных фотонов в калориметре. Неточность в разрешении каждого из параметров фотонов, вошедших в реконструированный K_S мезон, определяет неточность моделирования разрешения по массе отдачи K_S мезона M_{rec} (см. Рисунке 3.12). После применения всех условий отбора разрешение по массе отдачи M_{rec} проявляется в ширине склона в зависимости эффективности регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ от энергии фотона E_γ , показанной на Рисунках 3.15-3.18. Для определения величины вклада в систематическую ошибку, связанного с разрешением калориметра, варьировалась ширина склона зависимости эффективности регистрации от E_γ в пределах, соответствующих наблюдаемой разнице разрешений по массе отдачи K_S на ϕ -мезоне, составляющей около 2%.

Общая систематическая ошибка в определении эффективности регистрации меняется от 2.1% до 2.5% при изменении энергии в диапазоне от 1.04 до 1.4 ГэВ.

Вычитание вклада фоновых процессов. Процедура определения вкладов фоновых процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$ и пучкового фона описана в разделе 3.4. Систематическая ошибка в сечении из-за вычитания фона меняется от 0.1% до 2.9% при изменении энергии от 1.04 до

1.4 ГэВ. Статистическая ошибка в определении фона квадратично включена в общую статистическую ошибку измеренного сечения.

Точность учета радиационной поправки. Эта систематическая ошибка включает в себя теоретическую неопределенность в вычислении радиационной поправки, которая не превышает 0.1% [34], и модельную ошибку, связанную с выбором модели для описания энергетической зависимости сечения. В качестве оценки последней использовалась разница между вариантами аппроксимации, приведенными в секции V. Ошибка учета радиационной поправки меняется от 0.5% до 3.0% при изменении энергии в диапазоне от 1.04 до 1.4 ГэВ.

Суммарная систематическая погрешность вычислялась как сумма независимых погрешностей. Все вышеперечисленные систематические ошибки и суммарная систематическая ошибка приведены в Таблице 3.6.

Таблица 3.6. Систематические ошибки измерения борновского сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$.

Источник	1.02 — 1.40 ГэВ
Светимость	2%
Эффективность регистрации	2.1—2.5%
Определение фона	0.1—2.9%
Модельная зависимость	0.5 — 3.0%
Сумма	2.9 — 5.3%

3.9. Заключение

На Рисунке 3.20 показаны сечение, измеренное в данной работе, и результаты предыдущих измерений на детекторах ОЛЯ [4], КМД-2 [5] и DM1 [3]. Данные СНД хорошо согласуются с данными ОЛЯ и КМД-2.

Измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ существенно превышает предсказание модели векторной доминантности, учитывающей $\rho(770)$, $\omega(783)$ и $\phi(1020)$ резонансы, рассматриваемые в рамках модели SU(3). Сечение, вычисленное в этой модели, показано на Рисунке 3.20 пунктирной линией. Из рисунка видно, что значимое превышение сечения над расчетом начинается при энергии 1.2 ГэВ. Оно может быть объяснено вкладами возбужденных состояний ρ , ω и ϕ мезонов. Для подтверждения этого утверждения на Рисунке 3.20 приведен результат совместной аппроксимации данных СНД и данных с детектора DM1 моделью, в которой к резонансам ρ , ω и ϕ добавлен ϕ' , как это описано в разделе 3.7, но со свободными параметрами. Для параметров резонанса ϕ' были получены следующие значения:

$$\begin{aligned} m_{\phi'} &= 1635 \pm 15 \text{ МэВ}, \\ \Gamma_{\phi'} &= 144 \pm 34 \text{ МэВ}, \\ \sigma_{\phi'}(m_{\phi'}) &= 0.80 \pm 0.18 \text{ нб} \end{aligned} \tag{3.18}$$

при $\chi^2/ndf = 17.2/29$. Полученные параметры приведены в качестве демонстрации модели с добавочным резонансом. Для полного описания сечения требуется модель с включением резонансов трех семейств, ρ , ω и ϕ . Для получения параметров резонансов необходимо привлекать данные по другим модам распада.

Недавно появилось измерение сечения $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в более широкой области энергий, от порога до 2.2 ГэВ, выполненное методом радиационного возврата в эксперименте BABAR [8]. В области энергий ниже 1.4 ГэВ данные

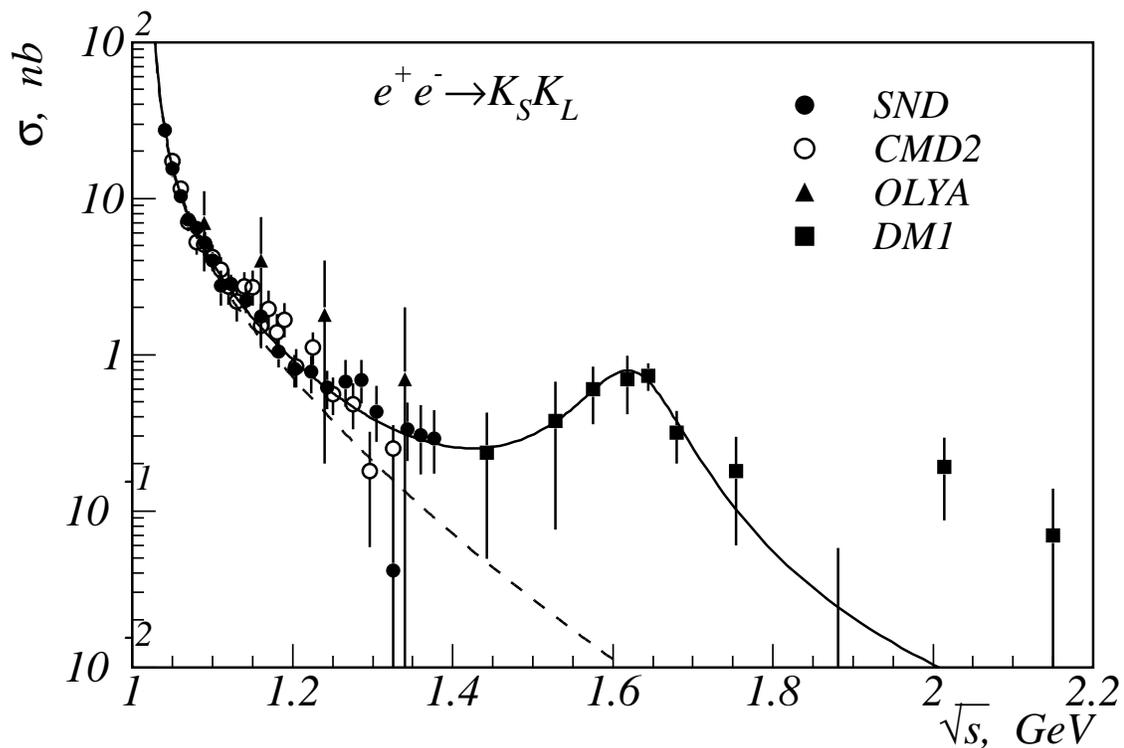


Рис. 3.20. Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Точками представлены экспериментальные данные, полученные на детекторах СНД(эта работа [7]), КМД-2 [5], ОЛЯ [4] и DM1 [3]. Сплошной линией показано результат аппроксимации данных СНД и DM1 в модели векторной доминантности с резонансами $\rho(770)$, $\omega(782)$, $\phi(1020)$, $\phi(1680)$. Пунктирная линия показывает вклад $\rho(770)$, $\omega(782)$ и $\phi(1020)$.

BABAR имеют точность сравнимую с точностью данных SND и согласуются с ними. Выше 1.4 ГэВ результаты измерения BABAR согласуются с данными DM1 [3], но существенно точнее.

В 2010-2012 годах проводился набор данных с детектором SND на коллайдере ВЭПП-2000 в интервале энергий 1.05-2.00 ГэВ. Статистика, набранная на ВЭПП-2000 ниже 1.4 ГэВ, превосходит статистику, набранную на ВЭПП-2М. Сейчас ведется анализ этих данных с применением методики, развитой для измерения сечения $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в эксперименте на ВЭПП-2М и описанной в этой главе.

Глава 4

Измерение длины неупругого ядерного взаимодействия K_L -мезона в NaI(Tl)

Современный анализ экспериментальных данных требует как можно более точного моделирования отклика детектора при регистрации частиц. Для электромагнитных процессов моделирование основано на относительно точных расчетах и проверено во множестве экспериментов. Моделирование взаимодействия адронов с веществом базируется, как правило, на фенологических моделях, которые используют для параметризации экспериментальные данные. К сожалению, весьма часто экспериментальные данные неполны. В частности, отсутствует информация о взаимодействии нейтральных каонов со многими типами ядер при кинетической энергии меньше 1 ГэВ. В такой ситуации применяются модельные расчеты, которые могут давать результат, далекий от реальности. Для моделирования детектора СНД в экспериментах на ВЭПП-2М применялся пакет программ UNIMOD2 [39]. Моделирование взаимодействия нейтральных каонов с веществом детектора выполнялось следующим образом. Первоначально с помощью программы SCATTER [40] рассчитывались и табулировались сечения взаимодействия частиц с ядрами, перечисленными в описании вещества детектора. При проведении частиц через детектор табулированные данные использовались для вычисления вероятности взаимодействия с тем или иным ядром. Дальнейшее моделирование (учет Ферми-движения нуклонов в ядре при столкновении с одним нуклоном ядра, внутриядерный каскадный процесс, ядерное испарение, ядерное возбуждение и так далее) производилось программой NUCRIN [41]. Так же этой программой определялись продукты неупругого

взаимодействия, их энергетический и угловой спектры. Таким образом, моделирование исследованного в предыдущей главе процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ и все расчеты взаимодействия K_L -мезона опирались на модели, заложенные в программы SCATTER и NUCRIN. Несмотря на то, что анализ процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ по возможности исключал использование информации о K_L -мезоне, полностью избавиться от модельной неопределенности не удалось. Данная глава посвящена измерению сечения ядерного неупругого взаимодействия K_L -мезона с веществом калориметра СНД (или длине ядерного неупругого взаимодействия) и проверке расчета этого сечения программой SCATTER.

4.1. Метод

4.1.1. Описание метода

Отбор событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, описанный в предыдущей главе, основан на реконструкции в событии K_S -мезона по его распаду $K_S \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$. При этом никаких ограничений на число дополнительных кластеров в калориметре не накладывается. Такой подход позволяет выделять как события, в которых K_L -мезон провзаимодействовал или распался в веществе детектора и дал дополнительные кластеры, так и события, в которых K_L -мезон дополнительных кластеров не дал. Соотношение событий, попавших в эти два класса, определяется в основном ядерным неупругим взаимодействием K_L -мезона с веществом детектора и может быть использовано для определения параметра λ_{in} , длины неупругого ядерного взаимодействия K_L -мезона с активным веществом калориметра $NaI(Tl)$.

Извлечение величины λ_{in} требует точного знания о расположении и плотностях как активного вещества калориметра, так и «мертвого» вещества де-

тектора. Сферическая форма калориметра обеспечивает независимость вероятности взаимодействия K_L -мезона с веществом детектора от направления его вылета. Эта вероятность может быть описана как функция единственного параметра – расстояния от точки рождения K_L -мезона, которая с точностью до разброса места встречи пучков располагается в центре детектора. На Рисунке 4.1 показано полученное по моделированию распределение по ра-

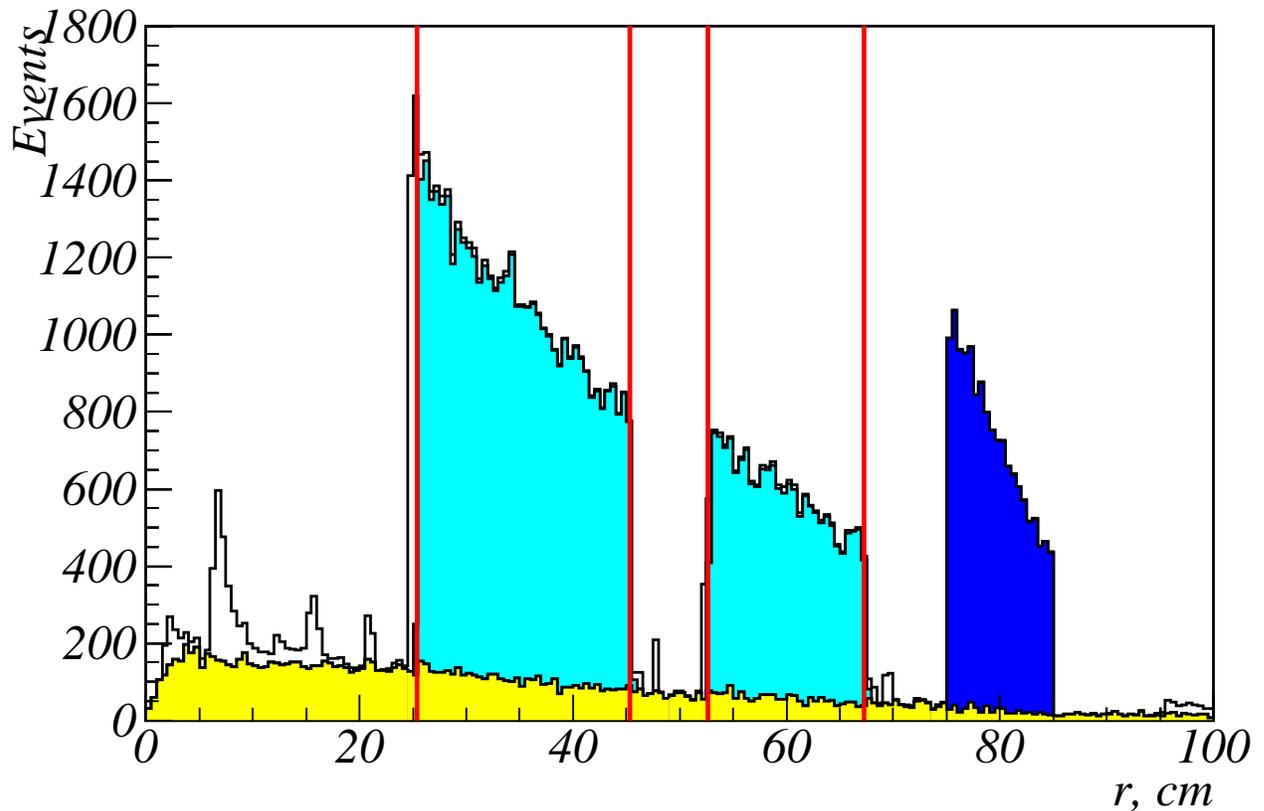


Рис. 4.1. Распределение по радиусу точки исчезновения K_L -мезона с энергией 510 МэВ, полученное по моделированию. Желтым цветом (светло-серый) показан вклад распадов K_L -мезона. Голубым цветом (серый) показан вклад ядерного неупругого взаимодействия в калориметре. Синим цветом (темно-серый) показан вклад ядерного неупругого взаимодействия в железном поглотителе. Неокрашенная часть гистограммы показывает вклады ядерного неупругого взаимодействия в веществе детектора до калориметра, между слоями калориметра и после калориметра.

диусу точек исчезновения (из-за ядерного неупругого взаимодействия или распада) K_L -мезонов с энергией 510 МэВ, полученное по моделированию. Часть гистограммы, помеченная желтым цветом (светло-серый), относится к событиям с распадом K_L -мезона. Все остальное — это события с ядерным неупругим взаимодействием. Области, окрашенные голубым цветом (серый) соответствуют ядерному взаимодействию в калориметре, синим (темно-серый) — в железном поглотителе, окружающем калориметр. Неокрашенная область гистограммы соответствует поглощению K_L -мезона в других системах и элементах детектора (вакуумная камера коллайдера, трековая система, дюралюминиевые сферы, поддерживающие калориметр, мюонная система и т.д.). Каждая из окрашенных частей гистограммы имеет характерную зависимость — уменьшение интенсивности исчезновения K_L -мезон от расстояния. Для желтой области уменьшение определяется распадной длиной K_L -мезона, которая выражается через параметры частицы следующим образом

$$\lambda_d = c\tau\gamma\beta, \quad (4.1)$$

где c — скорость света, τ — время жизни K_L -мезона ($c\tau = 15.34$ м), β — скорость K_L -мезона в единицах c , $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. Отличие распределения для распадов K_L -мезона на Рисунке 4.1 от экспоненциальной вблизи нуля возникает из-за конечного размера области взаимодействия пучков вдоль оси Z . В случае голубой и синей гистограмм, уменьшение интенсивности определяется длиной ядерного неупругого взаимодействия K_L -мезона в $NaI(Tl)$ и железе поглотителя соответственно. Остальные области гистограммы не имеют такого характерного поведения из-за более сложного распределения вещества.

Для определения длины ядерного неупругого взаимодействия K_L -мезона в $NaI(Tl)$ разделим расстояние по радиусу на пять слоев, границы которых показаны на Рисунке 4.1 вертикальными линиями.

Число событий с поглощением K_L -мезона в соответствующем слое можно выразить следующим образом:

$$\begin{aligned} n_i &= w_i N_{i-1}, \\ N_i &= N_{i-1} - n_i \end{aligned} \tag{4.2}$$

где N_0 — число рожденных K_L -мезонов, N_i — число K_L -мезонов, дошедших до $i+1$ -го слоя, n_i — число K_L -мезонов, распавшихся или провзаимодействовавших с веществом в i -ом слое, w_i — вероятность распада или неупругого взаимодействия в i -ом слое. Вероятности w_i для второго и четвертого слоя можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} w_i &= 1 - e^{-\frac{L_i}{\lambda}}, \\ \lambda &= \frac{\lambda_d \lambda_{in}}{\lambda_d + \lambda_{in}} \end{aligned} \tag{4.3}$$

где L_i — толщина соответствующего слоя, λ — длина поглощения K_L -мезона в слое. Вероятности поглощения в первом и третьем слое, w_1 и w_3 были вычислены с помощью моделирования. Вероятность w_5 для последнего слоя равна 1.

После применения условий отбора для событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, описанных в разделах 3.1 и 3.3, каждый из слоев дает свой вклад в классы событий с 4 фотонами и с 5 и более фотонами, реконструированными в детекторе:

$$\begin{aligned} n_{4\gamma} &= \sum_{i=1}^5 \varepsilon_{i,4\gamma} n_i, \\ n_{>4\gamma} &= \sum_{i=1}^5 \varepsilon_{i,>4\gamma} n_i \end{aligned} \tag{4.4}$$

где $n_{4\gamma}$ и $n_{>4\gamma}$ — числа отобранных событий в соответствующих классах, $\varepsilon_{i,4\gamma}$ и $\varepsilon_{i,>4\gamma}$ — эффективности регистрации событий соответствующих классов для соответствующих слоев. Приравняв вычисленное отношение

$$P_0(\lambda_{in}) = \frac{n_{4\gamma}}{n_{4\gamma} + n_{>4\gamma}}, \quad (4.5)$$

к экспериментально измеренному можно получить значение длины ядерного неупругого взаимодействия λ_{in} .

4.1.2. Учет влияния упругого ядерного взаимодействия

Кроме распадов и ядерного неупругого взаимодействия K_L -мезон также испытывает ядерное упругое взаимодействие, которое не приводит к исчезновению частицы, но меняет ее направление. В результате истинная длина пролета K_L -мезона в веществе оказывается больше, чем длина, соответствующая прямолинейной траектории полета частицы.

Для исследования влияния этого эффекта было выполнено моделирование с включенным и выключенным процессом упругого рассеяния. На Рисунке 4.2 приведено распределение по радиусу точки исчезновения K_L -мезона с энергией 510 МэВ, полученное по моделированию. Красная гистограмма соответствует моделированию с включенным процессом упругого рассеяния, синяя - с выключенным. Вероятность поглотиться частице в слое толщины Δr , который соответствует i -му бину гистограммы на Рисунке 4.2 равна:

$$p_i = \frac{n_i}{N_i} = 1 - e^{-\frac{\Delta r}{\lambda_i}}, \quad (4.6)$$

где n_i — число частиц, поглотившихся в слое, N_i — число частиц на входе слоя, λ_i — длина поглощения в данном слое. Используя выражение (4.6) легко выразить величину λ_i :

$$\lambda_i = -\frac{\Delta r}{\log(1 - \frac{n_i}{N_i})}, \quad (4.7)$$

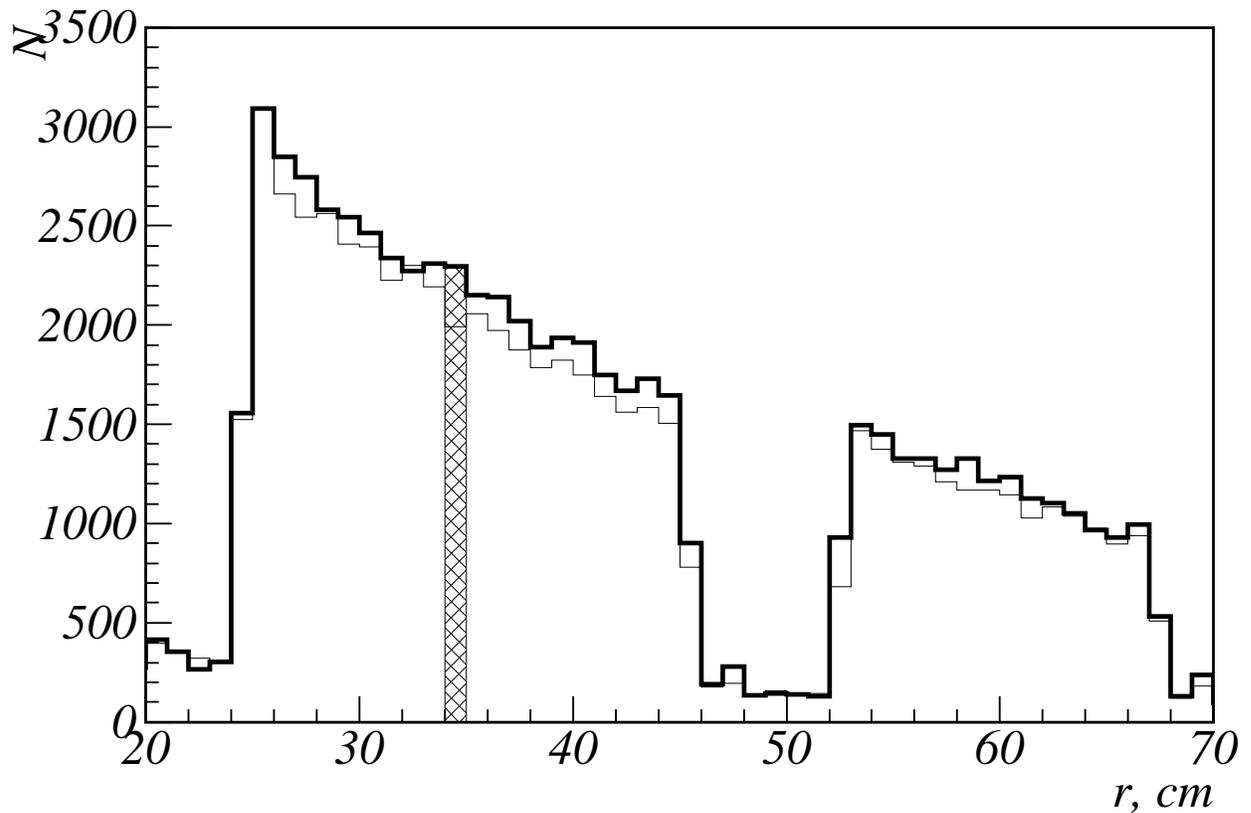


Рис. 4.2. Распределение по радиусу точки исчезновения K_L -мезона с энергией 510 МэВ, полученное по моделированию. Гистограмма, показанная толстой линией, соответствует моделированию с включенным процессом упругого рассеяния, тонкой - с выключенным.

На Рисунке 4.3 приведена длина поглощения K_L -мезона, вычисленная по формуле (4.7), использующая гистограммы на Рисунке 4.2. Черные точки соответствуют моделированию с включенным процессом упругого рассеяния, полые - с выключенным. Для выключенного упругого рассеяния величина λ_i не зависит от пройденного в веществе расстояния и равняется значению λ_0 , вычисленному по формуле (4.3). Учет упругого рассеяния K_L -мезонов приводит к уменьшению вычисленной длины поглощения λ_i и к появлению ее зависимости от радиуса. Эта зависимость аппроксимируется линейной функцией $\lambda(r) = kr + b$. Влияние упругого взаимодействия при определении λ_{in} можно учесть, заменив значения толщин calorиметра L_2 и L_4 в

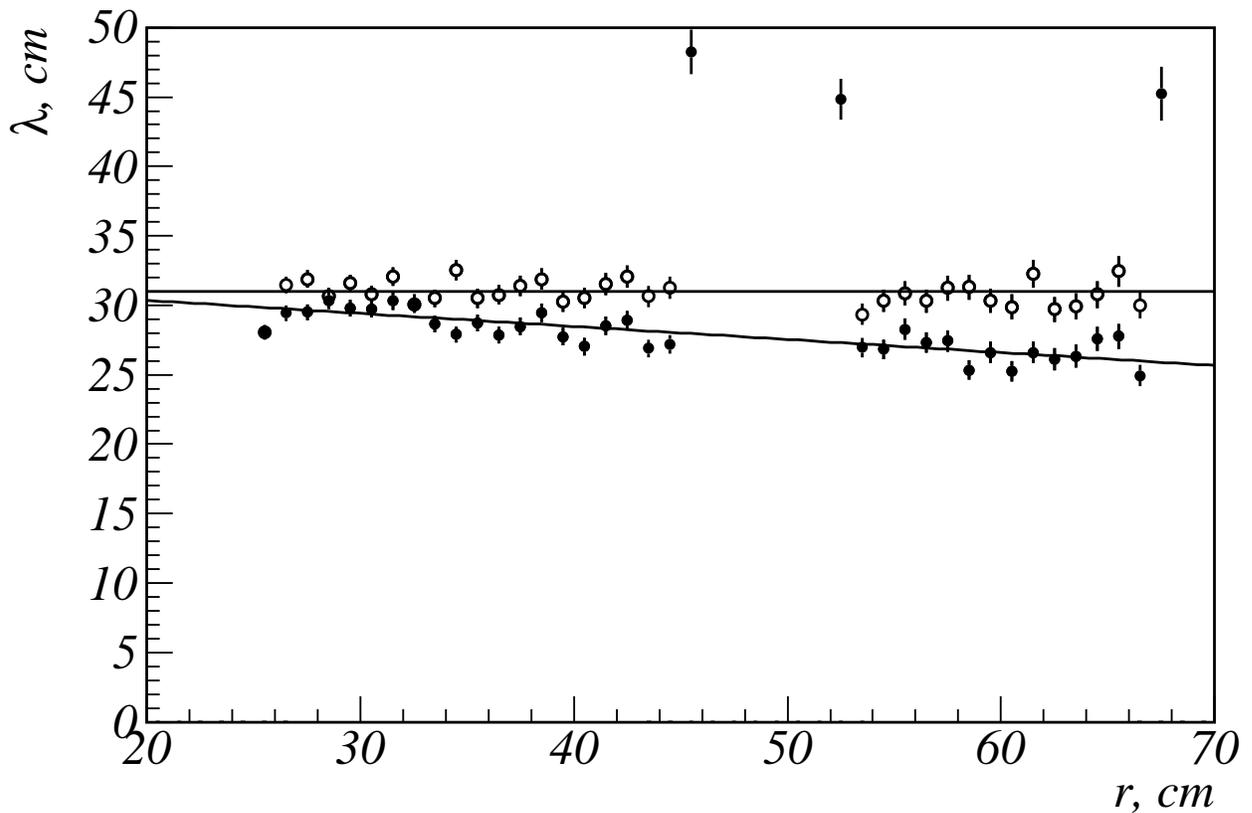


Рис. 4.3. Длина поглощения K_L -мезона, вычисленная по формуле (4.7), использующая гистограммы на Рисунке 4.2. Черные точки соответствуют моделированию с включенным процессом упругого рассеяния, полые - с выключенным.

формуле (4.3) на эффективные значения, которые вычисляются следующим образом:

$$L^* = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\lambda_0}{\lambda(r)} dr, \quad (4.8)$$

где интегрирование производится в границах соответствующего слоя калориметра.

Эффективные значения толщин слоев калориметра, вычисленные по формуле (4.8) при энергии K_L -мезона 510 МэВ приведены в Таблице 4.1. Для сравнения там же приведены толщины слоев калориметра и относительное увеличение длины в процентах. Видно, что ядерное упругое взаимодействие

Таблица 4.1. Эффективная толщина слоев калориметра (L^*) при энергии K_L -мезона 510 МэВ в сравнении с истинной длиной L .

Слой	L , см	L^* , см	$(L^* - L)/L^*$, %
I+II	20.00	20.71	3.5
III	14.70	16.45	11.2

вносит существенный вклад в увеличение длины, проходимой частицей в веществе.

Попробуем произвести пробное вычисление длины λ_{in} по моделированным событиям процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ с энергией $\sqrt{s} = 2E_0 = 1020$ МэВ, используя описанную выше методику. Вычисление выполним для трех случаев: с поправленной и непоправленной толщиной калориметра L по моделированию с включенным ядерным упругим рассеянием, и с поправленной толщиной, но по моделированию с выключенным ядерным упругим рассеянием. Полученные значения величины λ_{in} приведены в Таблице 4.2 в сравнении с

Таблица 4.2. Длина ядерного неупругого взаимодействия K_L -мезона в $NaI(Tl)$

	λ_{in} , см	$(\lambda_{in,c} - \lambda_{in})/\lambda_{in,c}$, %
SCATTER($\lambda_{in,c}$)	32.96	—
без поправки (L), мод. с упр. расс.	30.50	-7.5
с поправкой (L^*), мод. с упр. расс.	32.86	-0.3
с поправкой (L^*), мод. без упр. расс.	34.23	3.8

истинной длиной неупругого ядерного взаимодействия $\lambda_{in,c}$, вычисленной программой SCATTER и используемой в моделировании. По относительно-му изменению длины взаимодействия, также приведенному в таблице, вид-

но, что без поправки длины значение восстановленной длины существенно расходится с истинным.

4.1.3. Учет энергетического спектра K_L -мезонов

События процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$, отобранные в определенной точке по энергии в системе центра масс $2E_0$, содержат целый спектр по энергии K_L -мезона. Таким образом, с помощью описанной выше процедуры измеряется некая усредненная по этому спектру длина ядерного неупругого взаимодействия, которая, в принципе, может существенно отличаться от $\lambda_{in}(E_0)$. Немонохроматичность K_L -мезонов объясняется излучением фотонов начальными частицами. Значительную часть событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ составляют события радиационного возврата на ϕ -мезонный резонанс $e^+e^- \rightarrow \phi(1020)\gamma \rightarrow K_S K_L \gamma$. Условия отбора событий $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$, приведенные в разделе 3.3, подавляют процесс возврата на ϕ -мезонный только при энергии $2E_0 > 1140$ МэВ, когда энергия фотона достаточно большая.

На Рисунке 4.4 приведены полученные по моделированию спектры энергий фотона, излученного из начального состояния, для отобранных событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ при различных энергиях пучков. В максимуме ϕ -мезонного резонанса (не показан на Рисунке 4.4) — это спектр с пиком в 0. С ростом энергии пучка появляется второй пик, соответствующий сбросу на ϕ -мезонный резонанс. При энергии больше 1.14 ГэВ второй пик исчезает из-за подавления условиями отбора.

Измеренная в данной точке по энергии величина длины ядерного неупругого взаимодействия является средним по энергетическому спектру $w_K(E)$

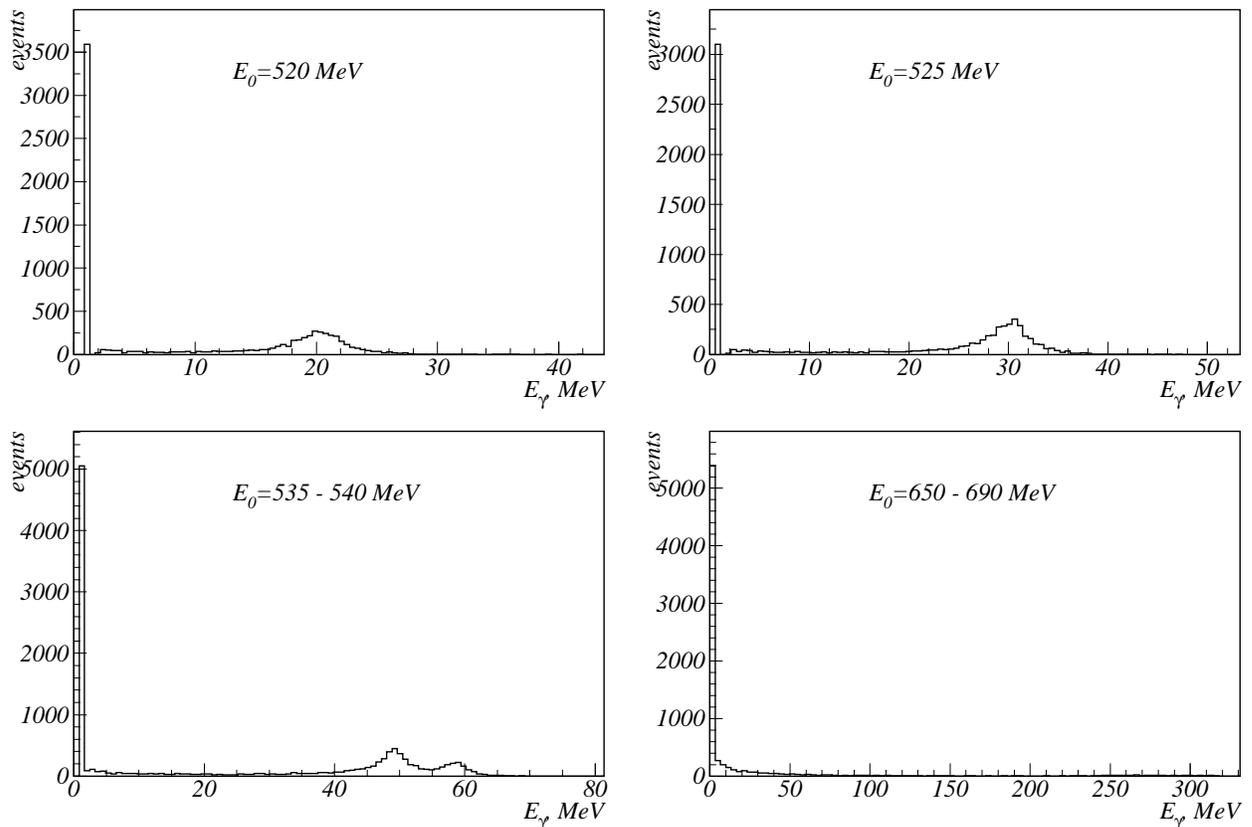


Рис. 4.4. Полученные по моделированию спектры энергий фотона, излученного из начального состояния, для отобранных событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ при различных энергиях пучков.

прошедших отбор K_L -мезонов и может быть выражена следующим образом:

$$\langle \lambda_{in} \rangle = \int_{E_{min}}^{E_0} \lambda_{in}(E) w_K(E) dE, \quad (4.9)$$

Для получения $\lambda_{in}(E_0)$ в общем случае необходимо знать энергетический спектр $w_K(E)$ и зависимость $\lambda_{in}(E)$ при всех энергиях ниже E_0 . Из-за небольшой статистики экспериментальных данных формула (4.9) заменяется на приближенную:

$$\langle \lambda_{in} \rangle_i = \sum_{j=1}^i P_{ij} \lambda_{in,j}, \quad (4.10)$$

где P_{ij} — вероятности для K_L -мезона, рожденного при энергии пучка в интервале i иметь энергию в интервале j . Границы интервалов, приведенные в Таблице 4.3, были расширены, чтобы перекрыть весь интервал изменения энергий K_L -мезона. Например, величина λ_{in} из строки с $E_0 = 530$ МэВ использовалась в формуле (4.10) для интервала $527.5 - 532.5$ МэВ. Коэффициенты P_{ij} определялись из энергетических спектров K_L -мезона, полученных по моделированию при различных энергиях. В моделировании использовалось борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, измеренное в главе 3. Величины диагональных коэффициентов P_{ii} — около 0.5 при $E_0 = 530 - 570$ МэВ и затем возрастают до 0.9 при $E_0 > 600$ МэВ. После определения P_{ii} и $\langle \lambda_{in} \rangle_i$ система линейных уравнений 4.10 позволяет определить все $\lambda_{in,j}$.

4.1.4. Проверка метода измерения λ_{in}

В разделе 4.1.2 была сделана проверка метода определения ядерной неупругой длины по моделированным событиям с энергией 1020 МэВ, соответствующим максимуму ϕ -мезонного резонанса. Проверка показала хорошее согласие между измеренной величиной и длиной, использованной в моделировании. В максимуме резонанса проблема некогерентности K_L -мезонов отсутствует, то есть $\langle \lambda_{in} \rangle$ совпадает с хорошей точностью с $\lambda_{in}(M_\phi/2)$.

Полной проверкой применимости описанного выше метода будет применение его к моделированным событиям в разных точках исследуемого интервала энергии и нахождение $\langle \lambda_{in} \rangle (0)$ с помощью системы уравнений (4.10). На Рисунке 4.5 приведен результат такой проверки. Точками с ошибками показаны измеренные величины λ_{in} , кривой — энергетическая зависимость использованной в моделирование ядерной неупругой длины. На Рисунке 4.6 приведены результаты такой же проверки, но с увеличенной и уменьшенной

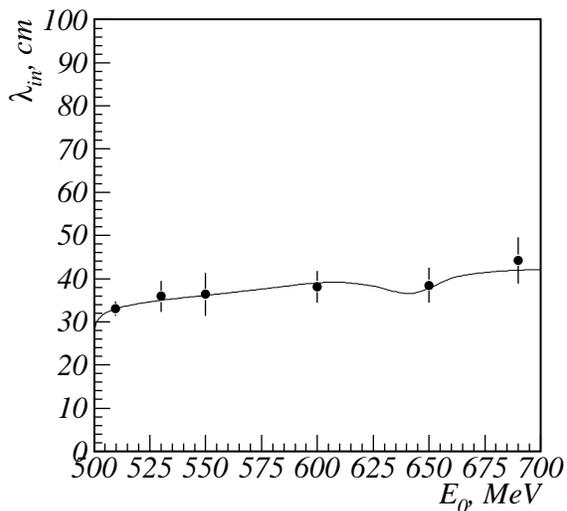


Рис. 4.5. Измеренная по моделированным событиям ядерная неупругая длина как функция от энергии K_L -мезона (точки с ошибками). Кривая показывает энергетическую зависимость «истинной» (использованной при моделировании) неупругой длины.

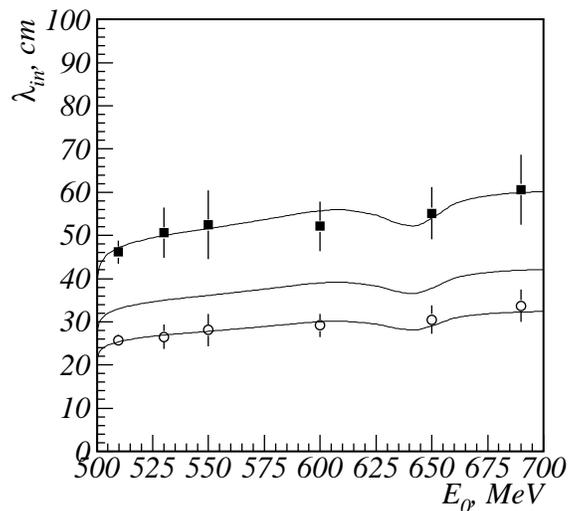


Рис. 4.6. Измеренные по моделированным событиям зависимости ядерной неупругой длины от энергии K_L -мезона (точки с ошибками) в сравнении с зависимостями, использованными при моделировании. При моделировании использовалась увеличенная и уменьшенная на 30% по сравнению с номинальной неупругая длина.

на 30% неупругой длиной в моделировании. Во всех трех случаях предложенный метод с хорошей точностью восстанавливает значения «истинной» (используемой при моделировании) неупругой ядерной длины.

4.2. Извлечение λ_{in} из экспериментальных данных

Разработанный метод определения длины ядерного неупругого взаимодействия по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ был применен к полученным экспериментальным данным, накопленным детектором СНД на кол-

Таблица 4.3. Энергия пучка (E_0), измеренное усредненное по энергетическому спектру K_L -мезонов в событиях процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ значение неупругой ядерной длины ($\langle \lambda_{in} \rangle$), измеренное значение неупругой ядерной длины K_L -мезона с энергией E_0 в NaI ($\lambda_{in}(E_0)$).

E_0 , МэВ	$\langle \lambda_{in} \rangle$, см	$\lambda_{in}(E_0)$, см
509.36	$31.4 \pm 0.4 \pm 1.6$	$31.4 \pm 0.4 \pm 1.6$
520	$37.2 \pm 4.9 \pm 1.2$	$42.1 \pm 8.8 \pm 2.1$
525	$34.2 \pm 3 \pm 0.9$	$37.4 \pm 6.1 \pm 1.9$
530	$34.1 \pm 2.8 \pm 0.9$	$37.5 \pm 5.9 \pm 1.9$
535-540	$38.7 \pm 3.9 \pm 1.4$	$45.6 \pm 7.3 \pm 2.6$
545-550	$35.4 \pm 5.4 \pm 1.4$	$37.1 \pm 7.6 \pm 1.9$
555-565	$41.3 \pm 8.6 \pm 1.8$	$43.3 \pm 10.3 \pm 2.2$
570-580	$35.3 \pm 7.2 \pm 1.6$	$35.7 \pm 7.9 \pm 1.8$
590-605	$46.9 \pm 12.6 \pm 2.2$	$48.3 \pm 13.7 \pm 2.4$
610-645	$53.5 \pm 14.8 \pm 2.6$	$54.8 \pm 15.7 \pm 2.8$
650-690	$45.1 \pm 20.6 \pm 2.3$	$45.7 \pm 21.6 \pm 2.4$

лайдере ВЭПП-2М. Отбор экспериментальных событий описан в главе 3. Полученные значения $\langle \lambda_{in} \rangle$ и $\lambda_{in}(E_0)$ приведены в Таблице 4.3. Первая ошибка статистическая, вторая — систематическая. Эти же данные показаны на Рисунке 4.7. Следует отметить, что из-за слабой энергетической зависимости неупругой ядерной длины существенной разницы между величинами $\langle \lambda_{in} \rangle$ и $\lambda_{in}(E_0)$ нет. Имеется однако существенная разница в статистических ошибках, особенно в области энергий от 530 до 565 МэВ, связанная с большим вкладом ($\sim 50\%$) событий радиационного возврата на ϕ -мезонный резонанс. Приведена на Рисунке 4.7 энергетическая зависимость ядерной

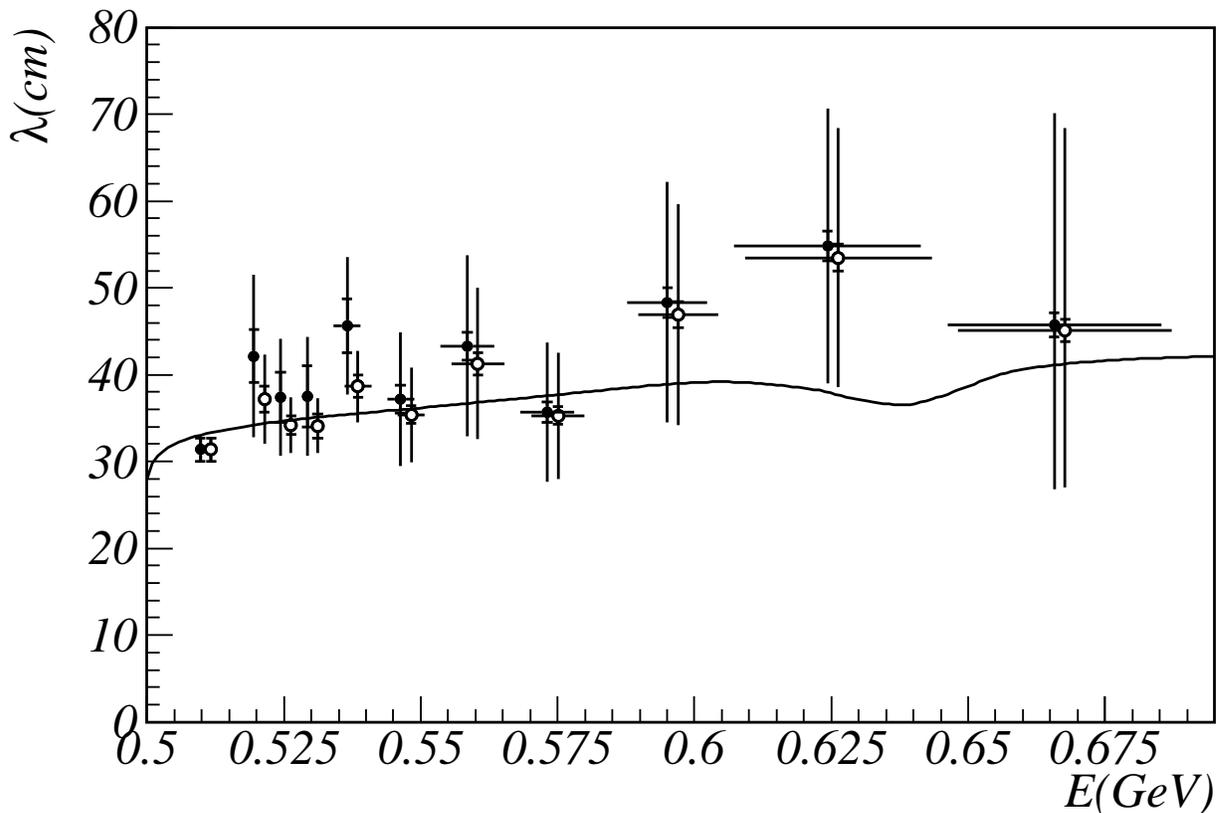


Рис. 4.7. Измеренные зависимости неупругой ядерной длины K_L -мезона в NaI от энергии пучка E_0 . Пустые кружки показывают значения ядерной длины, усредненной по энергетическому спектру K_L -мезонов в событиях процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$. Черные кружки – значения ядерной длины при энергии K_L -мезона равной E_0 . Сплошная кривая представляет энергетическую зависимость ядерной длины, используемую в моделировании с помощью программы UNIMOD2 [39].

длины, используемая в моделировании, находится в неплохом согласии с результатами измерений.

4.3. Систематические погрешности

Существует несколько основных источников систематических погрешностей в измерении неупругой ядерной длины.

Наложения. Определение длины ядерного неупругого взаимодействия напрямую зависит от соотношения числа событий, попавших в классы с 4-мя и с 5-ю и более фотонами. В экспериментальных данных это соотношение искажается из-за наложения на изучаемые события ложных фотонов от пучкового фона. При этом приблизительно 10% четырехфотонных событий переходит в класс пятифотонных. Для того, чтобы учесть этот эффект в моделировании, использовались специальные события, записанные во время эксперимента с запуском от генератора, которые накладывались на события моделирования. Проверка правильности моделирования распределения по числу фотонов была сделана по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma \rightarrow 5\gamma$, имеющего большое сечение в изучаемой области энергии. Установлено, что моделирование с наложениями воспроизводит распределение по числу фотонов, наблюдаемое в эксперименте. Систематическая неопределенность в измерении ядерной длины из-за ложных фоновых фотонов не превышает 1%.

Неупругое ядерное взаимодействие вне калориметра. Метод определения длины ядерного неупругого взаимодействия, приведенный выше, существенно опирается на моделирование детектора. Особенно это касается точности описания вещества в детекторе до, внутри и вне калориметра и моделирования ядерного взаимодействия в нем. В частности, при взаимодействии K_L -мезона в железном поглотителе часть продуктов взаимодействия может вернуться в калориметр и дать сигнал, который реконструируется как дополнительный фотон. Для оценки влияния неточности моделирования ядерного взаимодействия K_L -мезона было проведено моделирование с увеличенным на 30% сечением ядерного взаимодействия K_L -мезона в веществе вне калориметра. Это привело к изменению измеренной ядерной длины

в среднем на 3.4%. Эта величина была использована как оценка систематической погрешности.

Упругое взаимодействие K_L -мезона в NaI(Tl). Систематическая ошибка, связанная с возможной неточностью сечения упругого ядерного взаимодействия, используемого в моделировании, определялась варьированием величины этого сечения на 30%. Изменение измеренной ядерной длины при таком варьировании слабо зависело от энергии и не превышало 2%. Эта величина была использована как оценка систематической погрешности.

Вычитание фона. В главе 3 были подробно проанализированы фоновые процессы и были определены их вклады в каждой энергетической точке. При определении неупругой ядерной длины фон определялся отдельно для классов событий с числом фотонов равным четырем и более четырех и вычитался из отобранных событий. Для оценки систематической ошибки из-за неточности вычитания фона было сделано измерение λ_{in} без вычитания фона. Относительная разница результатов, полученных с вычитанием и без вычитания фона, составила не более 1.5% во всем диапазоне энергии.

Эффективность. Систематические неопределенности в эффективностях регистрации для четырехфотонных и для пяти- и более фотонных событий, связанные с реконструкцией K_S -мезона, сокращаются при определении ядерной длины. Оставшаяся систематика связана с неточностью моделирования отклика детектора для K_L -мезона. На Рисунке 4.8 приведено распределение по энергии наиболее энергичного фотона, не вошедшего в K_S , в отобранных событиях процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \gamma$ при $E_0 = 510$ МэВ. Видно, что моделирование неплохо воспроизводит экспериментальное распределение. Нижняя граница спектра (20 МэВ) соответствует порогу на энергию фотона в реконструкции событий. Поскольку порог на энергию фотона мал, дополнительная систематическая погрешность в измерение ядерной длины из-за

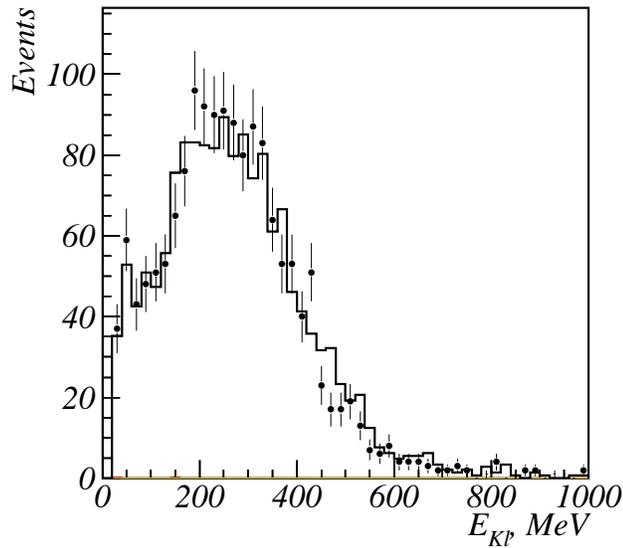


Рис. 4.8. Распределение по энергии наиболее энергичного фотона, не вошедшего в K_S , в отобранных событиях процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \gamma$ при $E_0 = 510$ МэВ. Точки с ошибками — экспериментальные данные, гистограмма — моделирование.

неточности моделирования отклика детектора для K_L -мезона не вносится. Погрешность, связанная со статистикой моделирования, максимальна при $E_0 = 690$ МэВ и не превышает 2.6%.

Немонохроматичность K_L -мезона. Проблема немонхроматичности K_L -мезонов в отобранных событиях и метод ее разрешения описаны в разделе 4.1.3. Систематическая неопределенность в λ_{in} возникает из-за неточности вычисления радиационной поправки (спектра K_L -мезонов) в моделировании и замены точной формулы (4.9) на приближенную (4.10). Она оценивается равной 1% при $E_0 = 509.36$ МэВ, затем возрастает до 3% при $E_0 = 540$ МэВ и уменьшается до 1% при $E_0 = 690$ МэВ.

Вклады в систематическую ошибку для трех значений энергии пучка приведены в Таблице 4.4. Суммарные ошибки измерения для всех энергетических интервалов даны в Таблице 4.3.

Таблица 4.4. Вклады в систематическую ошибку для трех значений энергии пучка.

Источник	$E_0 = 520$ МэВ	$E_0 = 640$ МэВ	$E_0 = 690$ МэВ
Вычитание фона	1.5	1.5	1.5
Эффективность	2.2	2.3	2.6
Немонохроматичность K_L -мезона	1.0	3.0	1.0
Неупругое яд. взаимодействие вне NaI(Tl)	3.4	3.4	3.4
Упругое яд. взаимодействие в NaI(Tl)	2.0	2.0	2.0
Наложения	1.0	1.0	1.0
Сумма	5.0	5.8	5.2

4.4. Обсуждение результатов

Результаты измерения длины неупругого ядерного взаимодействия K_L -мезона с NaI(Tl) приведены на Рисунке 4.9. Измерения СНД сравниваются с расчетом, сделанным на основе данных по полному ядерному сечению K_L -мезона на бериллии $\sigma_{tot}(K_L + Be)$ [17, 18] с помощью модели [42]. Результат этого расчета хорошо согласуется с нашими данными. Сплошная кривая на рис. 4.9 показывает расчет, выполненный программой SCATTER в пакете программ моделирования UNIMOD2 [39]. Этот пакет использовался при анализе процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ на детекторе СНД по данным, накопленным на коллайдере ВЭПП-2М. Видно, что измеренная экспериментальная длина λ_{in} статистически согласуется с расчетом.

При анализе данных, накопленных с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000, используется моделирование основанное на пакете программа GEANT4. Пунктирная кривая на Рисунке 4.9 показывает энергетическую зависимость ядерной длины, используемой в GEANT4 (версия 9.5). Видно,

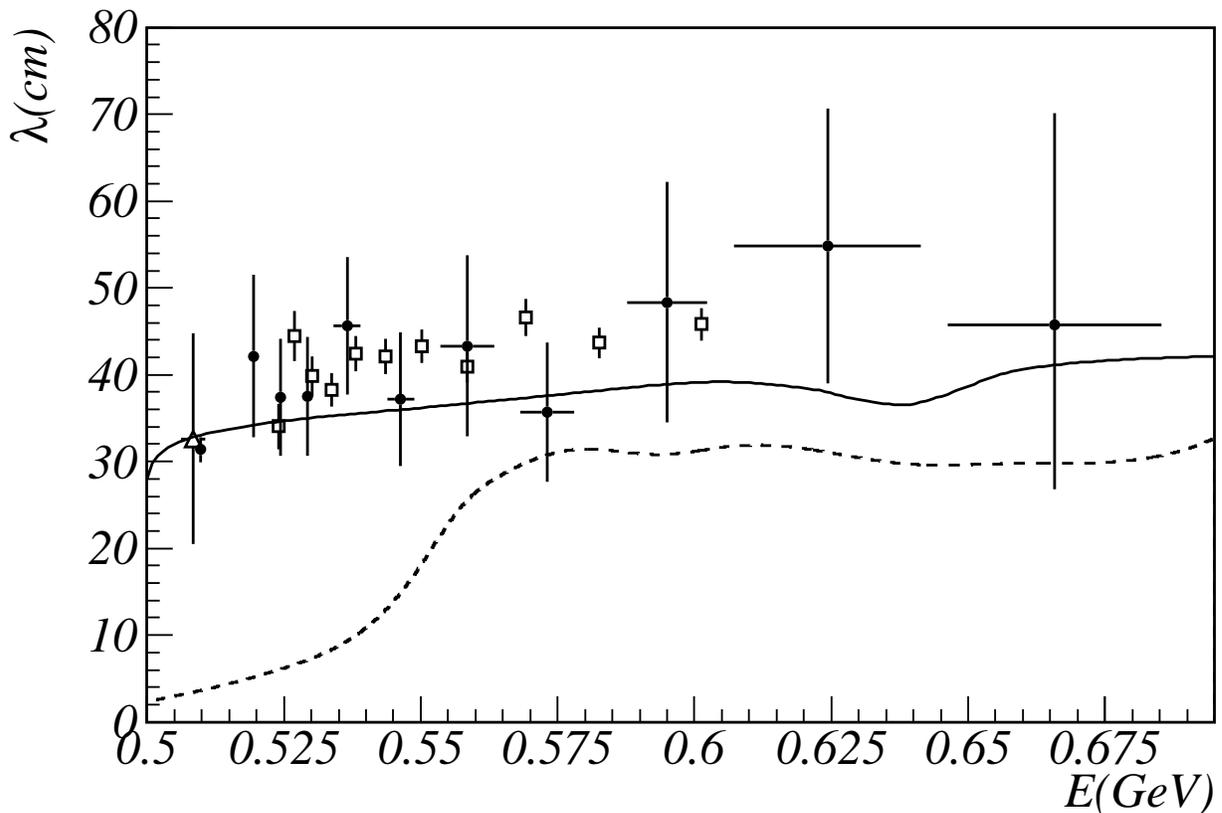


Рис. 4.9. Измеренная зависимость неупругой ядерной длины K_L -мезона в NaI от его энергии (черные кружки). Расчет на основе данных по $\sigma_{tot}(K_L + Be)$, выполненных на Принстон-Пеннсильванском ускорителе [17], показан квадратами, а КМД-2 [18] — треугольником. Сплошная кривая представляет энергетическую зависимость ядерной длины, используемую в моделировании с помощью программы UNIMOD2 [39]. Пунктирная кривая — та же зависимость из программы GEANT4 (версия 9.5) [29].

что при энергиях K_L -мезона меньше 0.55 ГэВ экспериментальные данные находятся в противоречии с моделью, используемой в моделировании. Это сильно затрудняет анализ процессов с нейтральными каонами в эксперименте с детектором СНД на ВЭПП-2000.

Глава 5

Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$

Процесс

$$e^+e^- \rightarrow K^+K^- \quad (5.1)$$

изучался по данным, записанным в эксперименте с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000 в 2011 и 2012 годах при сканировании интервала энергии в системе центра масс \sqrt{s} от 1.05 до 2.00 ГэВ. Этот процесс измерялся детектором СНД ранее при энергии ниже 1.4 ГэВ [12] в эксперименте на коллайдере ВЭПП-2М. К экспериментам на ВЭПП-2000 в детекторе была установлена система идентификации частиц на основе черенковских аэрогелевых счетчиков [30], которая позволяет отделять заряженные каоны от электронов, мюонов и пионов во всем диапазоне энергий ВЭПП-2000. Использование этой системы позволило существенно упростить выделение событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, которое в предыдущем измерении СНД [12] базировалось в основном на информации с калориметра, и тем самым существенно уменьшить систематические погрешности измерения сечения.

Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ имеет и методическое значение. Настоящий анализ является первой работой, использующей систему аэрогелевых пороговых черенковских счетчиков и демонстрирующей ее возможности для исследования процессов, содержащих заряженные каоны.

5.1. Условия отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$

События процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ регистрируются в детекторе в основном как двухчастичные заряженные коллинеарные события. В ряде случа-

ев число реконструированных заряженных частиц увеличивается из-за возникновения δ -электронов в трековой системе или наложения на изучаемые события пучкового фона. События могут также содержать некоторое число реконструированных фотонов, возникающих, главным образом, в результате ядерного взаимодействия каонов в калориметре или наложений пучкового фона. В качестве кандидатов в $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ отбирались события, содержащие, по крайней мере, две заряженных частицы. Две заряженные частицы с максимальным энерговыделением в калориметре должны удовлетворять следующим условиям:

- расстояние от трека до оси пучков $|d_i| < 0.25$ см;
- разность между координатами z места встречи и точки на треке, ближайшей к оси пучков, $|z_i| < 7$ см;
- $|z_1 - z_2| < 1$ см;
- $|\Delta\phi| < 10^\circ$ для $\sqrt{s} < 1,1$ ГэВ,
 $|\Delta\phi| < 5^\circ$ для $\sqrt{s} \leq 1,2$ ГэВ,
 $|\Delta\phi| < 3^\circ$ для $\sqrt{s} > 1,2$ ГэВ,
 где $\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2| - 180^\circ$, а ϕ_i — азимутальные углы треков;
- $|\Delta\theta| < 10^\circ$ для $\sqrt{s} \leq 1,2$ ГэВ,
 $|\Delta\theta| < 7^\circ$ для $\sqrt{s} > 1,2$ ГэВ,
 где $\Delta\theta = \theta_1 + \theta_2 - 180^\circ$, а θ_i — полярные углы треков;
- одна из частиц должна попасть в рабочую область АСС, описанную в секции 2.4, и не дать срабатывания в ней.

Для дополнительного подавления событий коллинеарных фоновых процессов в области энергии $\sqrt{s} \leq 1.2$ ГэВ применялось условие на ионизационные

потери (dE/dx), измеренные в дрейфовой камере, обеих заряженных частиц: $(dE/dx)_1 + (dE/dx)_2 > k(dE/dx)_e$, где $(dE/dx)_e$ — средние ионизационные потери для электронов, коэффициент k равнялся 3 для $\sqrt{s} \leq 1.1$ и 2.5 для $1.1 < \sqrt{s} \leq 1.2$.

При $\sqrt{s} \geq 1.9$ ГэВ дополнительно требовалось, чтобы ионизационные потери (dE/dx) одной из заряженных частиц не превышали $1.5(dE/dx)_e$. Это условие применяется для подавления фона от событий процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$.

5.2. Вычитание фона

События фоновых процессов можно разделить на две основные группы: коллинеарные и неколлинеарные. К первой группе относятся двухчастичные процессы $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ и $p\bar{p}$, а также события с космическими мюонами, прошедшими вблизи места встречи пучков. Вторую группу составляют в основном многочастичные процессы с двумя заряженными частицами: $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, $K^+K^-\pi^0$ и т.п. Отдельно можно выделить процесс $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\gamma$, в котором фотон испускается из начального состояния. Этот процесс дает существенный вклад только вблизи ϕ -мезонного резонанса. При энергиях выше $\sqrt{s} > 1.06$ ГэВ он практически полностью подавлен условием на коллинеарность.

Определение вклада событий фоновых процессов производилось в два этапа. На первом этапе было определено число фоновых событий неколлинеарных процессов. На втором — коллинеарных.

5.2.1. Неколлинеарный фон

Для оценки фона от неколлинеарных процессов использовалось двумерное распределение по параметрам $\Delta\phi$ и $\Delta\theta$. На Рисунке 5.1 приведен пример такого распределения для экспериментальных событий из диапазона энергии $\sqrt{s} = 1.4 - 1.6$ ГэВ. Пунктирными линиями показаны условия отбора событий искомого процесса. Прямоугольник в центре является «сигнальной» областью для событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$. В «сигнальную» область также дают вклад коллинеарные фоновые процессы, прошедшие условия отбора. В центре «сигнальной» области хорошо виден пик от событий коллинеарных процессов. Неколлинеарные процессы не имеют пика в этой области. Поэтому для оценки вклада n_{bkg} от этих фоновых процессов в «сигнальную» область использовались четыре области, расположенные по углам двумерного распределения, показанного на рисунке. Эти четыре области составляют «фоновую» область. Тогда число n_{bkg} можно оценить как $n_{bkg} = \alpha_{bkg} n'_{bkg}$ где n'_{bkg} — число событий в «фоновой» области. Для оценки величины параметра α_{bkg} , были исследованы основные неколлинеарные фоновые процессы $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$, $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$. Это исследование показало, что в изучаемом диапазоне энергий α_{bkg} можно положить равным единице с систематической ошибкой 15%. На Рисунке 5.2 показано распределение событий из «сигнальной» области по параметру E_{tot}/\sqrt{s} — полному энерговыделению в калориметре, нормированному на энергию события. Заштрихованной гистограммой показан вклад событий неколлинеарного фона, вычисленный описанным выше способом. Для дальнейшего анализа эти фоновые события вычитались из событий «сигнальной» области. Их доля плавно меняется от 3% при 1.1 ГэВ до 5% при 1.65 ГэВ и затем увеличивается до 40% при $\sqrt{s} > 1.8$ ГэВ.

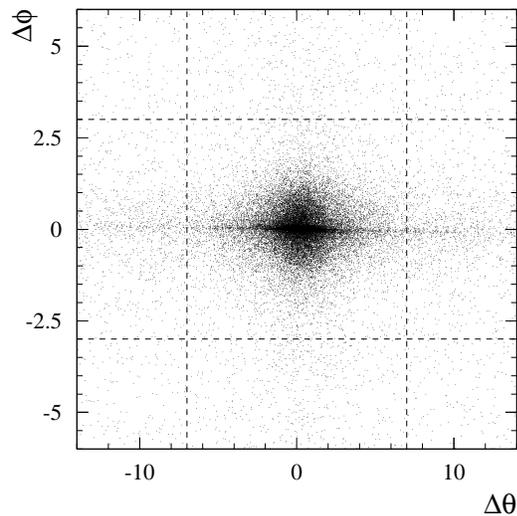


Рис. 5.1. Двумерное распределение по параметрам $\Delta\phi$ и $\Delta\theta$. Линиями указаны условия отбора. Центральный прямоугольник — «сигнальная» область.

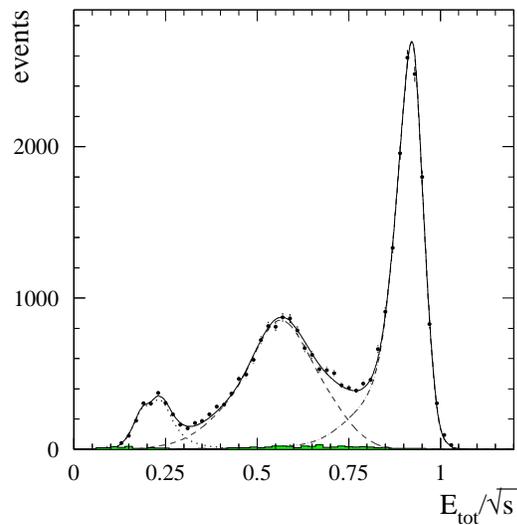


Рис. 5.2. Распределение событий по нормированному энерговыведению в калориметре. Гистограмма с ошибками — события из «сигнальной» области. Заштрихованная гистограмма — вклад фоновых неколлинеарных событий. Линиями показаны составляющие спектра: космический фон + $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ — точечная линия, события $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ — пунктирная линия, события $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ — штрих-пунктирная линия. Сплошной линией показана сумма всех составляющих.

5.2.2. Коллинеарный фон

На Рисунке 5.2 показано распределение по полному нормированному энерговыделению в калориметре для отобранных экспериментальных событий из диапазона $\sqrt{s} = 1.4 - 1.6$ ГэВ. В распределении хорошо видны вклады исследуемого (средний пик) и коллинеарных фоновых процессов: космический фон плюс $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (левый пик) и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (правый пик). Следует отметить, что требование отсутствия срабатывания АСС для одной из заряженных частиц подавляет фон от процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ приблизительно в 300 раз. Фон от процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ полностью подавляется условиями отбора, в частности, требованием на dE/dx одной из заряженных частиц. События от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ попадают в каонный пик. Их доля, рассчитанная по моделированию, меняется от 5% при 1.2 ГэВ до 0.1% при $\sqrt{s} = 1.6$ ГэВ. Выше 1.8 ГэВ она составляет около 8%. Систематическая точность расчета пионного фона проверялась при энергии ниже 1.2 ГэВ по специальной выборке событий, обогащенной пионами. В стандартных условиях отбора, описанных в разделе 5.1, инвертировалось условие на (dE/dx) в дрейфовой камере. Это подавляло каонные события. Дополнительное условие $E_{tot}/\sqrt{s} < 0.7$ существенно подавляло события процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. События с мюонами как космическими, так и от процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ подавлялись условиями на (dE/dx) в калориметре для частицы, попавшей в верхнюю полусферу детектора. Распределение (dE/dx) по слоям калориметра должно было отличаться от распределения для минимально ионизирующей частицы. Число отобранных таким образом событий с точностью 10% совпало с расчетом по моделированию. Эта разница была использована в качестве оценки систематической неопределенности расчета пионного фона.

Для определения числа событий искомого процесса распределение по параметру E_{tot}/\sqrt{s} аппроксимировалось суммой мюонного, каонного и электронного распределений. Распределения для фоновых процессов были получены по экспериментальным данным. Для отбора практически чистых событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ требовалось, чтобы одна из частиц попала в рабочую область АСС и вызвала ее срабатывание. Мюонное распределение было получено по событиям, отобранным с дополнительным требованием срабатывания мюонной системы. Распределение по параметру E_{tot}/\sqrt{s} для таких событий приведено на Рисунке 5.3. Видно, что мюонный пик сохранил-

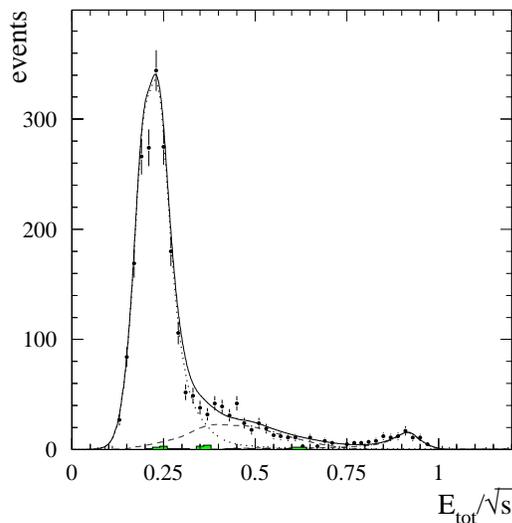


Рис. 5.3. Распределение по полному нормированному энергосодержанию в калориметре для экспериментальных событий, отобранных с дополнительным требованием срабатывания мюонной системы.

ся в спектре, тогда как события процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ оказались сильно подавлены. Следует отметить, что мюонное распределение состоит из двух компонент. Одна из компонент с бóльшим энергосодержанием содержит события процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и события с энергичными космическими мюонами. Другая содержит космические мюоны с импульсом

ниже порогового. Эта вторая компонента видна на Рисунке 5.4, где приведен спектр событий, у которых условие на несрабатывание АСС применено к обеим частицам.

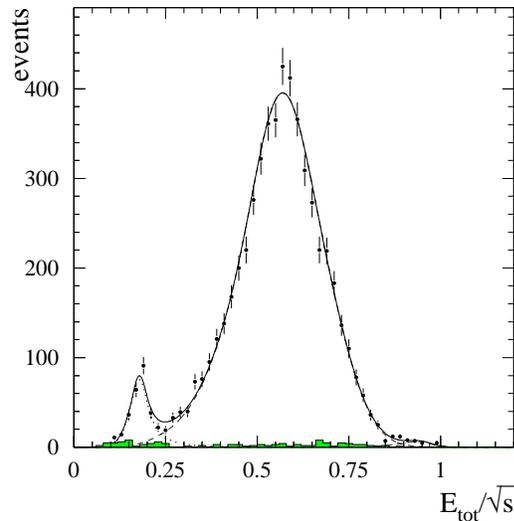


Рис. 5.4. Распределение по полному нормированному энерговыделению в калориметре для экспериментальных событий, у которых условие на несрабатывание АСС применено к обеим частицам.

Каонное распределение было получено по моделированию. Чтобы учесть неточность в моделировании отклика детектора, распределение подвергалось свертке с нормальным распределением: $P_K(x) = P_K^{\text{MC}}(x^{\text{MC}}) \oplus G(x^{\text{MC}}; \delta, \sigma)$, где $x \equiv E_{\text{tot}}/\sqrt{s}$. Величины δ и σ были свободными параметрами при аппроксимации экспериментального спектра. Параметр δ определяет сдвиг среднего в распределении, а σ — дополнительный шумовой вклад. На Рисунке 5.4 видно, что полученная из моделирования функция хорошо описывает экспериментальное распределение. Для данного спектра коэффициенты δ и σ равны -0.019 ± 0.002 и 0.034 ± 0.006 соответственно. Из полученного при аппроксимации числа событий $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ вычитался расчетный фон

от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Для расчета использовалось сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, измеренное в работе [43].

Полученные при аппроксимации числа сигнальных событий приведены в Таблицах 5.1 и 5.2 для сканирований 2011 и 2012 годов соответственно.

5.3. Эффективность регистрации

Эффективность регистрации исследуемого процесса определялась по моделированию методом Монте-Карло. В моделировании учитывалось излучение фотонов начальными частицами [34, 35], что позволило учесть зависимость эффективности (ε) как от \sqrt{s} , так и от энергии излученного начальными частицами фотона (E_γ). На Рисунке 5.5 показана зависимость эффективности регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ от энергии в системе центра масс при $E_\gamma = 0$. Падение эффективности регистрации при приближении к порогу реакции связано с увеличением доли событий, в которых каон успевает распасться до черенковского счетчика. Небольшая немонотонность в энергетическом поведении эффективности связана с изменением условий при наборе данных, в частности, изменением количества неработающих каналов детектора и уровнем пучкового фона. На Рисунке 5.6 показана характерная зависимость эффективности регистрации от энергии фотона.

В эффективность, определенную по моделированию, вносятся поправки, учитывающие неточность моделирования отклика детектора и отсутствие в моделировании излучения из конечного состояния. Поправку, связанную с откликом детектора, можно разделить на несколько составляющих: поправку на кинематические условия отбора, например, на $\Delta\theta$ и $\Delta\phi$ (c_{kin}), геометрическая поправка на попадание частицы в рабочую область черенковского

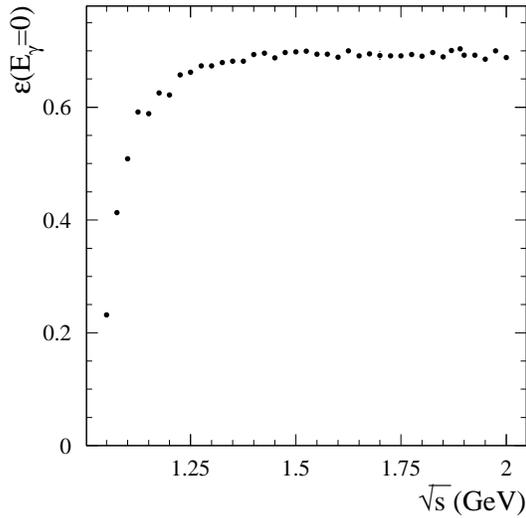


Рис. 5.5. Зависимость эффективности регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ от энергии для событий без излучения фотона начальными частицами.

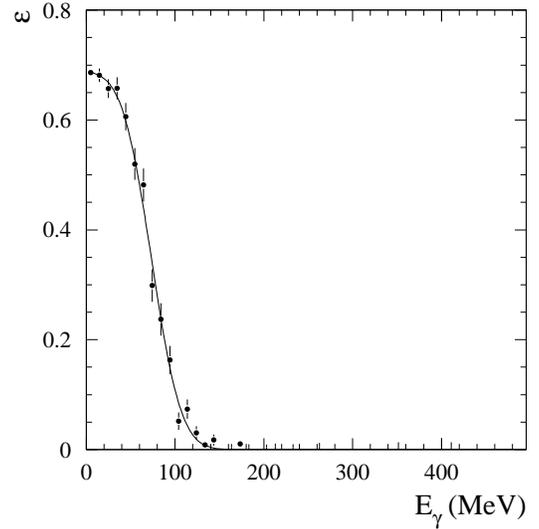


Рис. 5.6. Зависимость эффективности регистрации от энергии фотона, излученного из начального состояния при $\sqrt{s} = 1.6$ ГэВ.

счетчика (c_{geo}) и поправку на эффективность идентификации заряженных каонов (c_{id}). Для измерения поправок первой группы поочередно ослаблялись условия на каждый из параметров, при этом условия на другие кинематические параметры могли ужесточаться. Поправочный коэффициент вычислялся следующим образом:

$$c_i = \frac{n/n'}{m/m'}, \quad (5.2)$$

где n и m — числа событий в эксперименте и моделировании, полученные со стандартным ограничением на параметр, а n' и m' — числа событий, полученные с ослабленным условием. Были получены следующие значения коэффициентов: $c_{|d|} = 1.0005 \pm 0.0003$, $c_{|\Delta\phi|} = 0.9966 \pm 0.0008$ и $c_{|\Delta\theta|} = 1.0106 \pm 0.0020$. Общий поправочный коэффициент на кинематиче-

ские условия является произведением коэффициентов для отдельных условий и равен $c_{\text{kin}} = 1.008 \pm 0.002$.

Идентификационная поправка определялась следующим образом. Было проведено измерение сечения $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ для двух условий отбора. В первом измерении требовалось, чтобы обе частицы попали в рабочую область АСС, но только одна из них идентифицируется как каон (нет срабатывания АСС). Во втором измерении требовалось, чтобы обе частицы попали в рабочую область и обе были идентифицируются как каоны. Поскольку в обоих отборах геометрические условия идентичны, то отношение сечений дает значение идентификационной поправки: $c_{\text{id}} = 1.003 \pm 0.007$ для 2011 года и $c_{\text{id}} = 1.004 \pm 0.012$ для 2012 года. Полученные данные показывают хорошую точность моделирования отклика черенковского счетчика для заряженных каонов.

Геометрическая поправка была оценена по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. В экспериментальных данных и моделировании была определена доля событий, в которых одна из частиц попадает в активную область черенковских счетчиков. Из их отношения была получена геометрическая поправка $c_{\text{geo}} = 1.0017 \pm 0.0004$ для сканирования 2011 года, и $c_{\text{geo}} = 0.9974 \pm 0.0007$ для 2012 года.

Как было упомянуто выше, наше моделирование не включает в себя излучение дополнительных фотонов каонами и поэтому может неправильно воспроизводить распределения по параметрам $\Delta\theta$ и $\Delta\phi$. Эффект неправильного моделирования этих распределений частично компенсируется поправкой c_{kin} . Часть событий с излучением конечных частиц попадает в фоновые области в двумерном распределении по $\Delta\theta$ и $\Delta\phi$ (Рисунок 5.1), которые используются для оценки вклада неколлинеарного фона. Влияние на эффективность регистрации излучения из конечного состояния было изучено с по-

мощью генератора событий, основанного на работе [44], который включает радиационные поправки в следующем за следующим приближении и генерирует, в частности, излучение фотона из конечного состояния. С помощью геометрического моделирования мы вычисляли отношение эффективностей регистрации в двух режимах: с включенным и выключенным излучением из конечного состояния. Включение излучения уменьшает эффективность регистрации на 0.1% при 1.1 ГэВ, 0.7% при 1.5 ГэВ и 1.3% при 2.0 ГэВ.

Полученные поправки были использованы для коррекции эффективности регистрации. Значения поправленной эффективности регистрации $\varepsilon(E_\gamma = 0)$ приведены в Таблицах 5.1 и 5.2 для сканирований 2011 и 2012 годов соответственно. Ошибка в определении суммарной поправки к эффективности составляет 0.7% для 2011 года и 1.2% для 2012 года. Эти величины были использованы в качестве оценок систематической погрешности в определении эффективности регистрации.

5.4. Определение борновского сечения

Сечение изучаемого процесса, наблюдаемое в эксперименте σ_{vis} , связано с борновским сечением σ_0 соотношением:

$$\sigma_{\text{vis}}(\sqrt{s}) = \int_0^{z_{\text{max}}} dz \sigma_0(\sqrt{s(1-z)}) F(z, s) \varepsilon(\sqrt{s}, z), \quad (5.3)$$

$F(z, s)$ — плотность вероятности потери энергии $z\sqrt{s}/2$ на излучение фотонов начальными частицами [34], $\varepsilon(\sqrt{s}, z)$ — эффективность регистрации, $z_{\text{max}} = 1 - 4m_K^2/s$. Для определения экспериментальных значений борновского сечения используется следующая процедура. Измеренное видимое сечение $\sigma_{\text{vis},i} = N_{\text{exp},i}/L_i$, где $N_{\text{exp},i}$ — число отобранных событий с вычтенным фоном для i -той энергетической точки, L_i — интегральная светимость в этой точке,

Таблица 5.1. Экспериментальные данные для сканирование 2011 года. Энергия в системе центра масс (\sqrt{s}), интегральная светимость (L), число отобранных событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ (N_{exp}), эффективность регистрации (ε), радиационная поправка ($1 + \delta$), борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ (σ_0). Для числа событий приведена только статистическая ошибка. Для сечения первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

\sqrt{s} , ГэВ	L , нб $^{-1}$	N_{exp}	ε	$1 + \delta$	σ_0 , нб
1.047	426	3975 ± 63	0.229	1.126	$36.243 \pm 0.592 \pm 0.471$
1.075	566	3744 ± 61	0.400	0.895	$18.483 \pm 0.305 \pm 0.240$
1.097	568	3436 ± 59	0.487	0.876	$14.184 \pm 0.244 \pm 0.184$
1.124	550	3292 ± 58	0.594	0.890	$11.307 \pm 0.199 \pm 0.147$
1.151	499	2460 ± 50	0.584	0.896	$9.415 \pm 0.192 \pm 0.122$
1.174	557	2917 ± 54	0.638	0.898	$9.148 \pm 0.171 \pm 0.119$
1.196	566	2441 ± 48	0.618	0.903	$7.737 \pm 0.153 \pm 0.101$
1.223	575	2350 ± 56	0.639	0.880	$7.269 \pm 0.175 \pm 0.104$
1.245	480	1747 ± 49	0.624	0.879	$6.624 \pm 0.187 \pm 0.092$
1.273	513	1928 ± 50	0.654	0.881	$6.518 \pm 0.170 \pm 0.089$
1.295	497	1680 ± 52	0.643	0.881	$5.964 \pm 0.184 \pm 0.081$
1.323	565	1900 ± 51	0.666	0.883	$5.718 \pm 0.154 \pm 0.077$
1.344	598	1801 ± 52	0.660	0.885	$5.160 \pm 0.148 \pm 0.069$
1.374	626	1971 ± 49	0.668	0.888	$5.308 \pm 0.132 \pm 0.072$
1.394	624	1834 ± 48	0.661	0.889	$5.001 \pm 0.131 \pm 0.067$
1.423	588	1646 ± 43	0.683	0.891	$4.579 \pm 0.121 \pm 0.063$
1.443	473	1200 ± 39	0.668	0.893	$4.254 \pm 0.137 \pm 0.057$
1.471	620	1551 ± 42	0.686	0.891	$4.093 \pm 0.111 \pm 0.056$
1.494	754	1648 ± 50	0.672	0.892	$3.646 \pm 0.110 \pm 0.049$
1.522	508	1138 ± 38	0.684	0.889	$3.679 \pm 0.124 \pm 0.050$
1.543	578	1159 ± 42	0.668	0.889	$3.382 \pm 0.122 \pm 0.045$
1.572	533	1140 ± 39	0.684	0.889	$3.518 \pm 0.121 \pm 0.048$
1.594	462	959 ± 41	0.667	0.888	$3.507 \pm 0.152 \pm 0.047$
1.623	545	1010 ± 34	0.684	0.898	$3.022 \pm 0.102 \pm 0.043$
1.643	499	846 ± 32	0.662	0.911	$2.815 \pm 0.106 \pm 0.039$
1.669	483	663 ± 28	0.679	0.937	$2.155 \pm 0.091 \pm 0.031$
1.693	490	494 ± 25	0.668	0.956	$1.570 \pm 0.081 \pm 0.023$
1.723	539	349 ± 25	0.682	0.976	$0.968 \pm 0.069 \pm 0.020$
1.742	529	224 ± 18	0.662	1.014	$0.633 \pm 0.051 \pm 0.013$
1.774	485	111 ± 13	0.683	1.100	$0.310 \pm 0.036 \pm 0.009$
1.793	412	50 ± 10	0.667	1.084	$0.170 \pm 0.035 \pm 0.008$
1.826	529	74 ± 12	0.685	0.957	$0.215 \pm 0.034 \pm 0.012$
1.849	438	44 ± 10	0.654	0.895	$0.171 \pm 0.038 \pm 0.020$
1.871	669	116 ± 15	0.683	0.871	$0.291 \pm 0.036 \pm 0.017$
1.893	624	125 ± 15	0.668	0.867	$0.345 \pm 0.040 \pm 0.016$
1.901	494	96 ± 14	0.650	0.867	$0.343 \pm 0.049 \pm 0.013$
1.927	626	111 ± 15	0.644	0.872	$0.316 \pm 0.042 \pm 0.014$
1.953	330	66 ± 11	0.637	0.878	$0.357 \pm 0.061 \pm 0.015$
1.978	449	85 ± 14	0.642	0.886	$0.332 \pm 0.055 \pm 0.017$
2.005	582	122 ± 16	0.641	0.893	$0.367 \pm 0.048 \pm 0.016$

Таблица 5.2. Экспериментальные данные для сканирование 2012 года. Энергия в системе центра масс (\sqrt{s}), интегральная светимость (L), число отобранных событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ (N_{exp}), эффективность регистрации (ϵ), радиационная поправка ($1 + \delta$), борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ (σ_0). Для числа событий приведена только статистическая ошибка. Для сечения первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

\sqrt{s} , ГэВ	L , нб $^{-1}$	N_{exp}	ϵ	$1 + \delta$	σ_0 , нб
1.277	763	2795 ± 62	0.653	0.882	$6.358 \pm 0.142 \pm 0.105$
1.357	845	2676 ± 61	0.670	0.886	$5.339 \pm 0.122 \pm 0.089$
1.435	1032	2556 ± 61	0.675	0.892	$4.114 \pm 0.099 \pm 0.069$
1.515	940	2031 ± 54	0.678	0.891	$3.574 \pm 0.094 \pm 0.060$
1.595	822	1604 ± 44	0.666	0.888	$3.302 \pm 0.090 \pm 0.055$
1.674	914	1044 ± 36	0.682	0.944	$1.770 \pm 0.062 \pm 0.031$
1.716	512	373 ± 25	0.673	0.967	$1.115 \pm 0.075 \pm 0.025$
1.758	804	282 ± 21	0.658	1.068	$0.503 \pm 0.038 \pm 0.014$
1.798	1012	136 ± 18	0.683	1.069	$0.187 \pm 0.025 \pm 0.016$
1.840	568	103 ± 15	0.676	0.915	$0.293 \pm 0.041 \pm 0.014$
1.874	936	152 ± 18	0.675	0.870	$0.276 \pm 0.033 \pm 0.016$
1.903	962	162 ± 18	0.677	0.867	$0.287 \pm 0.033 \pm 0.017$
1.926	680	148 ± 18	0.679	0.872	$0.367 \pm 0.044 \pm 0.016$
1.945	929	145 ± 19	0.676	0.876	$0.263 \pm 0.034 \pm 0.015$
1.967	755	147 ± 18	0.666	0.885	$0.331 \pm 0.041 \pm 0.015$
1.989	641	131 ± 17	0.666	0.889	$0.346 \pm 0.046 \pm 0.015$

аппроксимируется функцией, вычисленной по формуле (5.3) с использованием теоретической модели борновского сечения. В результате аппроксимации определяются параметры теоретической модели и вычисляется радиационная поправка к начальному состоянию $1 + \delta(s) = \sigma_{\text{vis}}(s)/(\varepsilon(s, z = 0)\sigma_0(s))$. Экспериментальные значения борновского сечения определяются затем по формуле:

$$\sigma_{0,i} = \frac{\sigma_{\text{vis},i}}{\varepsilon(s_i, z = 0)(1 + \delta(s_i))}. \quad (5.4)$$

Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ описывалось в рамках модели векторной доминантности [36]:

$$\sigma_0(s) = \frac{\pi\alpha^2\beta^3}{3s} |F_K(s)|^2 (1 + C_{\text{FS}}), \quad (5.5)$$

$$F_K(s) = \sum_{V=\rho,\omega,\phi,\dots} a_V \frac{m_V^2}{m_V^2 - s - im_V\Gamma_V(s)}, \quad (5.6)$$

где α — постоянная тонкой структуры, $\beta = \sqrt{1 - 4m_K^2/s}$, C_{FS} — радиационная поправка к конечному состоянию [45], которая в исследуемом интервале энергий меняется приблизительно от 3% при $\sqrt{s} = 1.05$ ГэВ до 0.9% при $\sqrt{s} = 2.0$ ГэВ. Электромагнитный формфактор заряженного каона представляется суммой вкладов ρ , ω и ϕ резонансов и их возбужденных состояний. Массы, ширины, амплитуды и относительные фазы резонансов ρ , ω и ϕ были зафиксированы с использованием табличных данных [46] и соотношений SU(3). Для масс и ширин возбужденных состояний были взяты табличные значения. Их амплитуды и фазы были свободными параметрами аппроксимации. Модель хорошо описывает данные ($\chi^2/ndf = 65/46$). Результат аппроксимации показан на Рисунке 5.7. Вычисленные по формуле (5.4) значения сечения приведены в Таблицах 5.1 и 5.2. В таблицах также приведены значения эффективности регистрации и радиационной поправки.

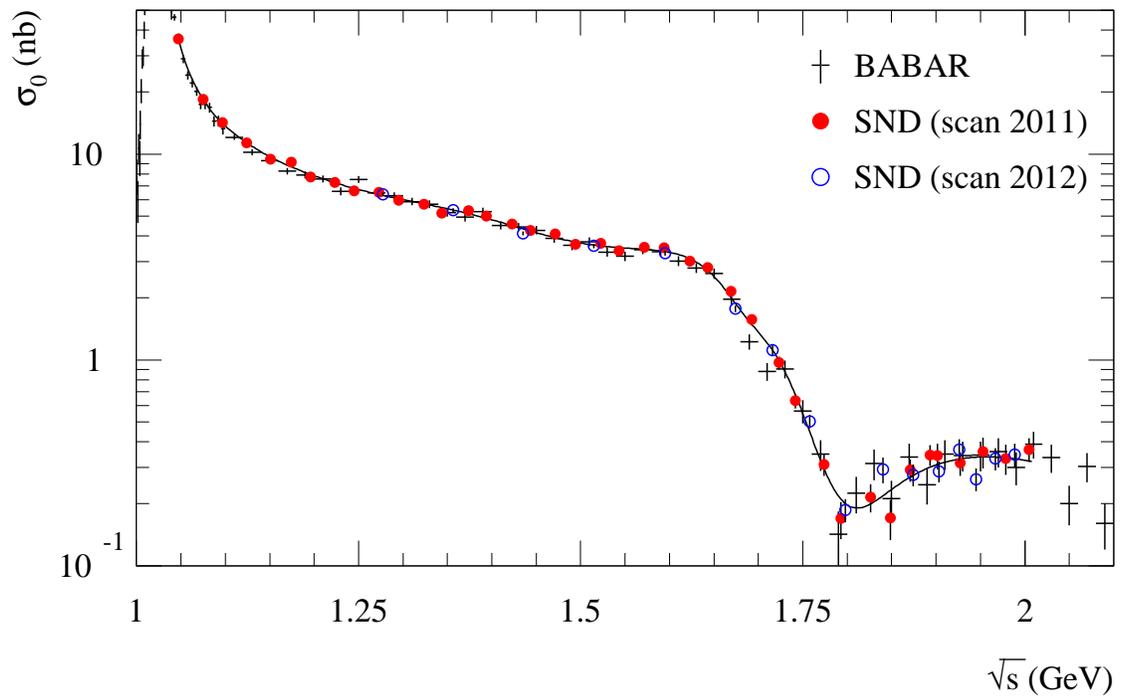


Рис. 5.7. Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, измеренное в этой работе и в эксперименте BABAR [13]. Точки с ошибками — экспериментальные данные. Кривая — результат аппроксимации, описанный в тексте.

5.5. Систематические ошибки

Полная систематическая погрешность определения борновского сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ включает несколько составляющих: погрешность определения интегральной светимости, ошибку эффективности регистрации, погрешности вычитания фона, точность расчета радиационной поправки и точность ядерного взаимодействия в веществе до трековой системы.

Светимость на детекторе СНД определяется по двум КЭД-процессам $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, сечения которых известны с точностью лучше 1%. В качестве оценки систематической неопределенности величины свети-

мости использовалась разница в величинах светимости, полученных по этим процессам, которая практически не зависит от энергии пучков и составляет около 1%.

Ошибка определения эффективности обсуждалась в разделе 5.3. Систематическую точность определения вкладов неколлинеарных фоновых процессов и фона от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ обсуждалась в разделе 5.2. Точность вычитания мюонного и электронного фонов при аппроксимации распределения по параметру E_{tot}/\sqrt{s} проверялась сравнением сечений, измеренных при отборах с одним и двумя идентифицированными каонами. Отношение этих сечений характеризуется коэффициентом c_{id} . Поскольку электронные и мюонные вклады в распределение по E_{tot}/\sqrt{s} для этих двух отборов сильно отличаются (см. Рисунок 5.2 и 5.4) и величина c_{id} согласуется с единицей, дополнительная систематика связанная с аппроксимацией распределения по параметру E_{tot}/\sqrt{s} не вносится. Систематическую ошибку сечения из-за вычитания фона от неколлинеарных процессов и процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ при низких энергиях составляет 0.7%, а при энергии выше 1.8 ГэВ – 4.1%.

Часть каонных событий теряется из-за ядерного взаимодействия каона в веществе детектора до дрейфовой камеры. Толщина этого вещества — около 0.5% от ядерной длины. Учитывая, что сечения ядерного взаимодействия заряженных каонов хорошо известны, мы оцениваем, что систематическая погрешность, связанная с потерей каона из-за ядерного взаимодействия в веществе до дрейфовой камеры не превышает 0.1%. Теоретическая неопределенность в вычислении радиационной поправки не превышает 0.1% [34].

Суммарная систематическая погрешность вычислялась как сумма независимых погрешностей. Все вышеперечисленные систематические ошибки и суммарная систематическая ошибка приведены в Таблице 5.3.

Таблица 5.3. Систематические ошибки (%) измерения борновского сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$.

Источник	2011 год		2012 год	
	$\sqrt{s} < 1.8$ ГэВ	$\sqrt{s} > 1.8$ ГэВ	$\sqrt{s} < 1.8$ ГэВ	$\sqrt{s} > 1.8$ ГэВ
Светимость	1.0	1.0	1.0	1.0
Эффективность регистрации	0.7	0.7	1.2	1.2
Определение фона	0.7	4.1	0.7	4.1
Рад.поправка	0.1	0.1	0.1	0.1
Ядерное взаимодействие	0.1	0.1	0.1	0.1
Сумма	1.4	4.3	1.7	4.4

5.6. Обсуждение результатов

Измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ приведено на Рисунке 5.7. Сложное поведение сечения от энергии объясняется тем, что конечное исследуемое состояние K^+K^- может обладать изоспином как 0, так и 1. Поэтому вклад в амплитуду процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ дают все резонансы семейств ρ , ω и ϕ .

Сравнение представленного измерения с наиболее точным предыдущим измерением, выполненным в эксперименте BABAR [13], представлено на Рисунках 5.7 и 5.8. Измерения СНД на ВЭПП-2000 находятся в согласии с данными BABAR и имеют сравнимые или лучшие точности. Подтверждено значительное расхождение новых данных с измерениями СНД на ВЭПП-2М [12] и DM2 [11], обнаруженное BABAR. В предыдущем измерении [12] СНД не имел специальной системы идентификации частиц. Отделение каонов от пионов, мюонов и электронов основывалось главным образом на информации об энергосвечениях частиц в слоях калориметра. Сложная процедура была использована для вычисления эффективности идентификации на основе экспериментальных данных. Можно предположить, что систематическая ошибка в определении эффективности в измерении СНД на ВЭПП-2М [12] была недооценена, например, из-за невозможности в СНД определения зарядов частиц. В новом измерении систематические ошибки в эффективности регистрации хорошо контролируются.

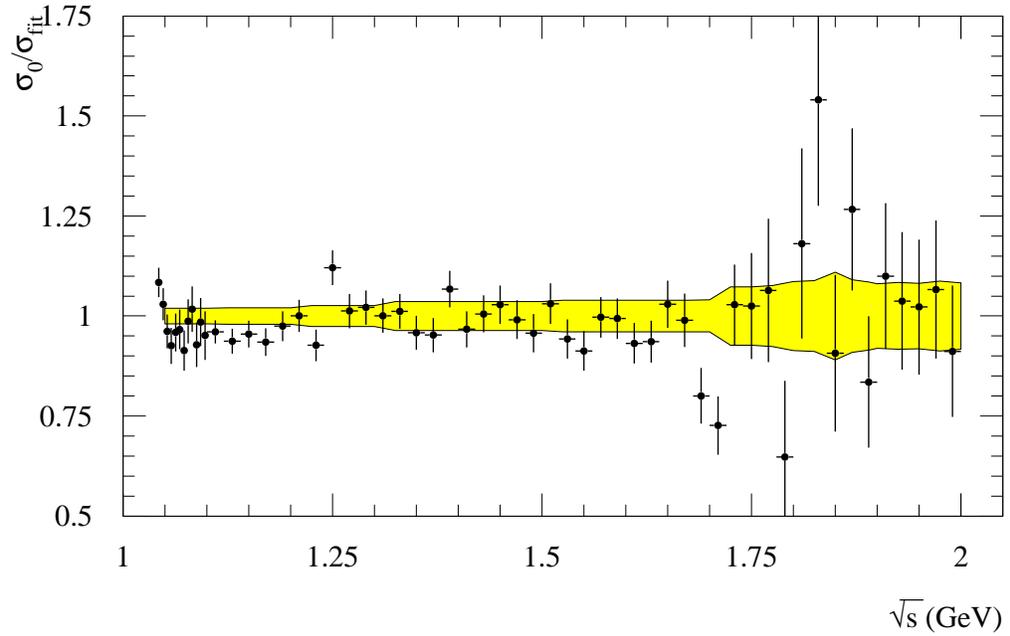


Рис. 5.8. Относительная разница между сечением процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, измеренным в эксперименте BABAR [13] и аппроксимаций данных СНД, показанной на Рисунке 5.7. Для данных BABAR показана статистическая ошибка (диагональные элементы ковариантной матрицы). Желтая полоса (серая) представляет систематические ошибки СНД и BABAR, сложенные квадратично. Систематическая ошибка BABAR равна 1.5% при $\sqrt{s} = 1.05 - 1.10$ ГэВ, 1.6% при $\sqrt{s} = 1.1 - 1.2$ ГэВ, 2.2% при $\sqrt{s} = 1.2 - 1.3$ ГэВ, 3.4% при $\sqrt{s} = 1.3 - 1.5$ ГэВ, 3.7% при $\sqrt{s} = 1.5 - 1.7$ ГэВ, и 7% выше 1.7 ГэВ.

Заключение

В работе получены следующие основные результаты:

1. В эксперименте с детектором СНД на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2М измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в области энергий в системе центра масс от 1.04 ГэВ до 1.38 ГэВ. Несмотря на то, что измерение сделано 10 лет назад, оно не уступает по точности более поздним измерениям.
2. В эксперименте с детектором СНД на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2000 измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$ в области энергий в системе центра масс от 1.05 ГэВ до 2.0 ГэВ. На сегодняшний день это самое точное измерение сечения $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$ в указанной области энергий.
3. В эксперименте с детектором СНД на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2М измерена длина неупругого ядерного взаимодействия K_L мезона в NaI(Tl) в диапазоне энергий K_L мезона от 510 МэВ до 690 МэВ. Это первое измерение энергетической зависимости неупругой ядерной длины K_L мезона при низких энергиях.

При анализе процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ была разработана оригинальная методика выделения событий, основанная на реконструкции K_S мезона по распаду $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$. События процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ выделялись условием, что масса отдачи реконструированного K_S мезона с точностью до разрешения детектора совпадает с массой K_L мезона. При этом никаких требований на регистрацию K_L мезона не накладывалась. Такая методика позволила, во-первых, минимизировать систематическую ошибку в измерении сечения из-за возможной неточности моделирования взаимодействия K_L ме-

зона с веществом детектора и, во-вторых, измерить длину неупругого ядерного взаимодействия K_L мезона в веществе калориметра детектора. Эта же методика будет применяться при измерении сечения $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ в эксперименте с детектором СНД на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2000.

Измерение сечения $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ в значительной степени основано на информации с системы черенковских аэрогелевых счетчиков. Это первый физический анализ СНД, использующий аэрогелевую систему. Он показал, что система хорошо работала во время эксперимента, что ее характеристики близки к расчетным, и что моделирование адекватно воспроизводит эти характеристики.

Измеренные сечения процессов $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ и $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ имеют энергетические зависимости, не описываемые моделью векторной доминантности с тремя низколежащими векторными резонансами $\rho(770)$, $\omega(782)$ и $\phi(1020)$. Требуется учет вкладов от возбужденных состояний всех трех семейств легких векторных мезонов. Попытка совместной аппроксимации данных по сечениям процессов $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ и $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ была предпринята автором в работе [20]. В данной работе аппроксимация сечений делалась с чисто утилитарной целью измерения радиационных поправок. Новая попытка исследования модели, описывающей каонные формфакторы, будет предпринята после появления новых данных по спектральной адронной функции в распаде $\tau^- \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$. Ожидается, что такое измерение будет сделано в ближайшее время в эксперименте BABAR и возможно Belle.

Результаты по измерению ядерной неупругой длины взаимодействия K_L с NaI(Tl) неплохо согласуются с моделью для сечений в программе UNIMOD, применявшейся при анализе данных на детекторе СНД в эксперименте на ВЭПП-2М. Было установлено, что версия 9.5 программы GEANT4, используемая для моделирования детектора СНД в экспериментах на ВЭПП-2000,

имеет завышенное сечение взаимодействия K_L мезона. Это сильно усложняет анализ процессов с нейтральными каонами в конечном состоянии. В настоящее время ведется установка новой версии GEANT4, в которой модели ядерного взаимодействия были улучшены.

В заключение я хочу выразить глубокую благодарность моим научным руководителям В.Б. Голубеву и В.П. Дружинину. Анализ процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ выполнен под руководством В.Б. Голубева. Написание диссертации и анализ процесса $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$ выполнены под руководством В.П. Дружинина. Особая благодарность С.И. Середнякову за многолетнее плодотворное руководство лабораторией, в которой мне была предоставлена возможность проводить свои исследования. Благодарю всех коллег принимавших совместное участие в проведение экспериментов на детекторе СНД. Выражаю отдельную благодарность коллективу ВЭПП-2М и ВЭПП-2000 и лично Ю.М. Шатунову и И.А. Коопу и руководству Института ядерной физики за обеспечение условий для проведения экспериментов мирового уровня.

Литература

- [1] K. Hagiwara, R. Liao, A. D. Martin, D. Nomura and T. Teubner. $(g - 2)_\mu$ and $\alpha(M_Z^2)$ re-evaluated using new precise data. J. Phys. G **38**, 085003 (2011).
- [2] M. Davier, A. Hoecker, B. Malaescu and Z. Zhang. Reevaluation of the Hadronic Contributions to the Muon $g-2$ and to $\alpha(M_Z)$. Eur. Phys. J. C **71**, 1515 (2011), Erratum: [Eur. Phys. J. C **72**, 1874 (2012)].
- [3] F. Mane *et al.* (DM1 Collaboration). Study of the Reaction $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ in the Total Energy Range 1.4-GeV to 2.18-GeV and Interpretation of the K^+ and K^0 Form-factors. Phys. Lett. **99B**, 261 (1981).
- [4] P. M. Ivanov *et al.* (OLYA Collaboration). Measurements Of The Form-factor Of The Neutral Kaon From 1.06-gev To 1.40-gev. JETP Lett. **36**, 112 (1982).
- [5] R. R. Akhmetshin *et al.* (CMD-2 Collaboration). Study of the process $e^+e^- \rightarrow K_0(L) K_0(S)$ in the CM energy range 1.05-GeV to 1.38-GeV with CMD-2. Phys. Lett. B **551**, 27 (2003).
- [6] M. N. Achasov *et al.*. Proc. of the Int. Workshop “ e^+e^- Collisions from ϕ to J/ψ ”. Novosibirsk, 1999, p. 196.
- [7] M. N. Achasov *et al.* (SND Collaboration). Experimental study of the reaction $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ in the energy range $s^{**}(1/2) = 1.04$ -GeV divided by 1.38-GeV. J. Exp. Theor. Phys. **103**, 720 (2006).

- [8] J. P. Lees *et al.* (BaBar Collaboration). Cross sections for the reactions $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$, $K_S^0 K_L^0 \pi^+ \pi^-$, $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$, and $K_S^0 K_S^0 K^+ K^-$ from events with initial-state radiation. *Phys. Rev. D* **89**, 092002 (2014).
- [9] P. M. Ivanov *et al.* (OLYA Collaboration). Measurement of the Charged Kaon Form-factor in the Energy Range 1.0-GeV to 1.4-GeV. *Phys. Lett. B* **107**, 297 (1981).
- [10] B. Delcourt *et al.* (DM1 Collaboration). Study of the Reaction $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$ in the Total Energy Range 1400-MeV to 2060-MeV. *Phys. Lett. B* **99**, 257 (1981).
- [11] D. Bisello *et al.* (DM2 Collaboration). Study of the Reaction $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$ in the Energy Range $1350 \leq \sqrt{s} \leq 2400$ -MeV. *Z. Phys. C* **39**, 13 (1988).
- [12] M. N. Achasov *et al.* (SND Collaboration). Measurement of the $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$ process cross-section in the energy range $s^{*(1/2)} = 1.04 - 1.38$ GeV with the SND detector in the experiment at VEPP-2M e^+e^- collider. *Phys. Rev. D* **76**, 072012 (2007).
- [13] J. P. Lees *et al.* (BaBar Collaboration). Precision measurement of the $e^+e^- \rightarrow K^+ K^- (\text{gamma})$ cross section with the initial-state radiation method at BABAR. *Phys. Rev. D* **88**, 032013 (2013).
- [14] J. P. Lees *et al.* (BaBar Collaboration). Study of the $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$ reaction in the energy range from 2.6 to 8.0 GeV. *Phys. Rev. D* **92**, 072008 (2015).

- [15] M. N. Achasov *et al.* (SND Collaboration). Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \mathbf{K}^+\mathbf{K}^-$ cross section in the energy range $\sqrt{s} = \mathbf{1.05} - \mathbf{2.0}$ GeV. Phys. Rev. D **94**, 112006 (2016).
- [16] M. N. Achasov *et al.* (SND Collaboration). Measurement of the K_L nuclear interaction length in the NaI(Tl) calorimeter. JINST **10**, P09006 (2015).
- [17] G. A. Sayer, E. F. Beall, T. J. Devlin, P. Shepard, and J. Solomon. Measurements of Total Cross Sections for K20 Mesons on Protons and Selected Nuclei from 168 to 343 MeVc and Measurement of the K20 Mean Life // Phys. Rev. **169** (1968) 1045
- [18] R.R.Akhmetshin, G.A.Aksenov, E.V.Anashkin *et al.* (CMD-2 Collaboration). Study of KS KL Coupled Decays and KL-Be Interactions with the CMD-2 Detector at VEPP-2M Collider // Phys. Lett. B **398** (1997) 423-431
- [19] K.I.Beloborodov. Experimental study of the $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ process cross section with the SND detector at the VEPP-2000 e^+e^- collider. Journal of University of Science and Technology of China, **46**, 279 (2016).
- [20] K. I. Beloborodov *et al.*, CVC test in $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$ and $\tau^- \rightarrow K^-K^0\nu_\tau$ processes // Nucl. Phys. Proc. Suppl. **181-182**, 306 (2008).
- [21] VEPP-2M status and prospects and ϕ -factory project at Novosibirsk. A. N. Skrinsky. // Proc. of Workshop on physics and detectors for DAΦNE 95, Frascati, April 4-7, 1995. — INFN — Laboratori Nazionali di Frascati, 1995. — Frascati physics series. — Vol.IV. — P.3 — 18.

- [22] The 75 kG superconducting wiggler for the electron-positron storage ring VEPP-2M. / V. V. Anashin et al. // Preprint INP 84-123, Novosibirsk, 1984.
- [23] Беркаев Д.Е. и др. Электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-2000. Первые эксперименты // ЖЭТФ — 2011 — Том 140 — Вып. 2 — с. 247-255.
- [24] E. V. Abakumova *et al.*, A system of beam energy measurement based on the Compton backscattered laser photons for the VEPP-2000 electron-positron collider // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **744**, 35 (2014).
- [25] D. N. Shemyakin *et al.* (CMD-3 Collaboration), Measurement of the $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ cross section with the CMD-3 detector at the VEPP-2000 collider // Phys. Lett. B **756**, 153 (2016).
- [26] В.М. Аульченко и др. Сферический нейтральный детектор (СНД) для электрон-позитронного накопителя ВЭПП-2М. Препринт ИЯФ 99-16, Новосибирск, 1999.
- [27] D. A. Bukin, V. P. Druzhinin, V. B. Golubev, S. I. Serednyakov. Scintillation counter with WLS readout. Nucl. Instr. and Meth. A384 360 (1996).
- [28] Energy calibration of the NaI(Tl) calorimeter of the SND detector using $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ events. / M. N. Achasov, D. A. Bukin, T. V. Dimova et al. Nucl. Instr. and Meth. A411 337 (1998).
- [29] S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **506**, 250 (2003); J. Allison et al., IEEE Trans. on Nucl. Science **53**, 270 (2006).

- [30] A. Y. Barnyakov *et al.*. Particle identification system based on dense aerogel for SND detector at VEPP-2000 collider // JINST **9**, C09023 (2014)
- [31] A. V. Bozhenok, V. N. Ivanchenko and Z. K. Silagadze. Transverse energy profile of electromagnetic shower. Nucl. Instr. and Meth. **A 379**, 507 (1996).
- [32] M. N. Achasov *et al.* (SND Collaboration). The process $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ up to 1.4 GeV. Phys. Lett. B **486**, 29 (2000).
- [33] M. N. Achasov *et al.* (SND Collaboration). Study of the $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ process with SND detector at the VEPP-2M e^+e^- collider. Phys. Rev. D **74**, 014016 (2006).
- [34] E. A. Kuraev, V. S. Fadin, Sov. J. Nucl. Phys., **41** (1985) 466,
- [35] G. Bonneau, F. Martin, Nucl. Phys. B **27** (1971) 381,
- [36] C. Bruch, A. Khodjamirian and J. H. Kuhn. Modeling the pion and kaon form factors in the timelike region. Eur. Phys. J. C **39**, 41 (2005).
- [37] S. Eidelman *et al.* (Particle Data Group), Phys. Lett. B **582**, 1 (2004).
- [38] A. V. Bozhenok *et al.*. Data Approximation Procedure for SND Experiment. Preprint IYaF 1999-103, Novosibirsk, 1999.
- [39] А.Д. Букин, В.П. Дружинин, В.Н. Иванченко и др. Моделирование взаимодействия адронов с ядрами. Сравнение расчетов по программе NUCRIN с экспериментальными данными. Препринт ИЯФ 1986-18, Новосибирск, 1986.
- [40] А.М. Махов. SCATTER-программа вычисления сечений взаимодействия адронов и лептонов с ядрами. Препринт ИЯФ 1992-66, Новосибирск, 1992.

- [41] K. Haenssger *et al.*, Preprint KMU-HEP, 80-07, Leipzig, 1980.
- [42] R. Baldini, A. Michetti. K_L interactions and K_S regeneration in KLOE // Preprint LNF-96/008, 1996.
- [43] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration) Precise measurement of the $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- (\gamma)$ cross section with the Initial State Radiation method at BABAR // Phys. Rev. Lett. **103**, 231801 (2009).
- [44] A. B. Arbuzov *et al.*. Radiative corrections for pion and kaon production at $e^+ e^-$ colliders of energies below 2-GeV // JHEP **9710**, 006 (1997)
- [45] A. Hofer, J. Gluza and F. Jegerlehner. Pion pair production with higher order radiative corrections in low energy $e^+ e^-$ collisions // Eur. Phys. J. C **24**, 51 (2002).
- [46] K. A. Olive *et al.* Particle Data Group // Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).