Институт ядерной физики имени Г.И.Будкера

Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Габышев

Николай Иванович

Изучение конверсионных распадов в области энергий ϕ-мезона на детекторе КМД-2

Специальность 01.04.16 – физика ядра
и элементарных частиц

Диссертация на соискание
ученой степени кандидата
физико - математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико - математических
наук, С.И. Эйдельман

НОВОСИБИРСК – 2000

Содержание

Введение **4**

1 Эксперимент **9**

1.1 Ускорительный комплекс ВЭПП-2М 9

1.2 Детектор КМД-2 10

1.3 Экспериментальные данные 19

2 Процедура обработки данных **21**

2.1 Моделирование 21

2.2 Анализ конечных состояний и предварительный отбор событий 23

2.3 Кинематическая реконструкция 25

2.4 Малые углы между треками. 29

2.5 Конверсия фотонов на веществе. 33

2.6 e/π-разделение 34

3 Выделение событий нормировочного процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ **39**

3.1 Отбор событий 39

3.2 Результат анализа 42

4 Изучение процесса $\phi \to \pi^0 e^+e^-$ в канале $\pi^0 \to \gamma\gamma$ **43**

4.1 Отбор событий 43

4.2 Проверка устойчивости результата 50

4.3 Источники ошибок и результат анализа 51

5 Изучение процесса $\phi \to \eta e^+e^-$ в канале $\eta \to \gamma\gamma$ **55**

5.1 Отбор событий 55

5.2 Результат анализа 59

6 Изучение процесса $\phi \to \eta e^+e^-$ в канале $\eta \to 3\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ **61**

6.1 Отбор событий 61

6.2 Результат анализа 64

7 Изучение процесса $\eta \to e^+e^-\gamma$ при распаде $\phi \to \eta\gamma$ 67

7.1 Отбор событий 67

7.2 Результат анализа 71

8 Обсуждение результатов 73

Заключение 78

Список литературы 79

Введение

Конверсионные распады векторного мезона V на псевдоскалярный мезон P и лептонную пару l^+l^- ($V \to Pl^+l^-$, где $l = e, \mu$) тесно связаны с соответствующими радиационными распадами V на P и фотон γ ($V \to P\gamma$): в случае конверсионного распада виртуальный фотон $\gamma^\star$ переходит в l^+l^--пару. Аналогично, конверсионные распады псевдоскалярного мезона P на фотон γ и лептонную пару l^+l^- ($P \to l^+l^-\gamma$), часто также называемые Далиц распадами, связаны с его радиационным распадом на два фотона ($P \to \gamma\gamma$). На Рис. 1 приведены фейнмановские диаграммы конверсионных распадов.

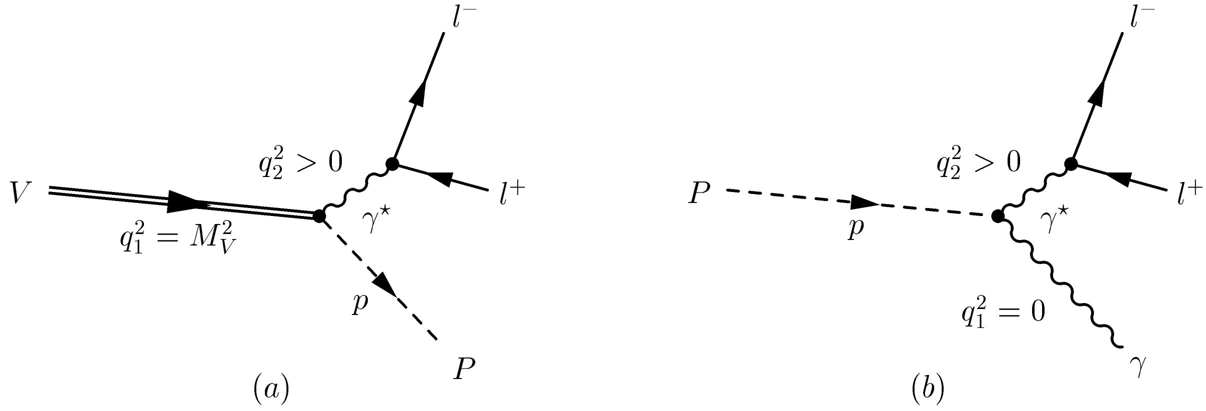


Рис. 1: Фейнмановские диаграммы конверсионных распадов (a) $V \to Pl^+l^-$, (b) $P \to l^+l^-\gamma$.

В конверсионных распадах квадрат инвариантной массы лептонной пары $M^2_{inv}(l^+l^-) = q^2$, равный квадрату массы излученного виртуального фотона, не равен нулю, как для обычных радиационных распадов. Изучение спектра $M_{inv}(l^+l^-)$ позволяет определить переходные формфакторы $f_P(q_1^2, q_2^2)$ псевдоскалярных мезонов P в зависимости от передач импульса q_i^2.

В разных постановках эксперимента производится изучение $f_P(q_1^2, q_2^2)$ в различных областях по q_i^2:

$P \to \gamma\gamma$: $q_i^2 = 0$;
$V \to P\gamma$: $q_1^2 = M_V^2$, $q_2^2 = 0$;
$P \to l^+l^-\gamma$: $q_1^2 = 0$, $4M_l^2 < q_2^2 < M_P^2$;
$V \to Pl^+l^-$: $q_1^2 = M_V^2$, $4M_l^2 < q_2^2 < (M_V - M_P)^2$;
$e^+e^- \to VP$: $q_1^2 = 4E_{beam}^2$, $q_2^2 = M_V^2$;
$e^+e^- \to e^+e^-P$: $q_i^2 < 0$, двухфотонное рождение P в e^+e^-.

Экспериментальное исследование формфакторов и сравнение полученных результатов с предсказаниями различных существующих теоретических моделей [1, 2, 3, 4] представляет большой интерес.

Матричные элементы конверсионных распадов имеют вид [1]:

$$M = (4\pi i\alpha)(f_{PV(\gamma)}(q^2) \cdot \varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} \cdot p_\alpha q_\beta \epsilon_\gamma) \cdot (\frac{1}{q^2}) \cdot (\overline{u}\gamma_\delta u), \qquad (1)$$

где $\varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}$ – абсолютно-антисимметричный тензор; p_α – 4-импульс псевдоскалярного мезона P; q_β – 4-импульс виртуального фотона; ϵ_γ – 4-вектор поляризации векторной частицы (V, для процесса $V \to Pl^+l^-$ или γ, для распада $P \to l^+l^-\gamma$); $f_{PV(\gamma)}(q^2)$ – формфактор $f_P(q^2, m_V^2)$ для перехода $P \to V$ (или $f_P(q^2, 0)$ для $P \to \gamma$).

Из этого матричного элемента можно получить нормированное на ширину соответствующего радиационного распада $V \to P\gamma$ распределение по квадрату инвариантной массы q^2 для распада $V \to Pl^+l^-$:

$$\begin{aligned}\frac{d\Gamma(V \to Pl^+l^-)}{dq^2\Gamma(V \to P\gamma)} = \frac{\alpha}{3\pi} \cdot \left(1 - \frac{4m_l^2}{q^2}\right)^{1/2} \cdot \left(1 + \frac{2m_l^2}{q^2}\right) \cdot \frac{1}{q^2} \times \\ \times \left[\left(1 + \frac{q^2}{m_V^2 - m_P^2}\right)^2 - \frac{4m_V^2 q^2}{(m_V^2 - m_P^2)^2}\right]^{3/2} \cdot |F_{PV}(q^2)|^2,\end{aligned} \qquad (2)$$

где m_V – масса векторного мезона; m_P – масса псевдоскалярного мезона; m_l – масса лептона; $F_{PV}(q^2) = f_{PV}(q^2)/f_{PV}(0)$ – нормированный переходный формфактор.

Аналогично, для распада псевдоскалярного мезона на фотон и лептонную пару $P \to l^+l^-\gamma$:

$$\begin{aligned}\frac{d\Gamma(P \to l^+l^-\gamma)}{dq^2\Gamma(P \to 2\gamma)} = \frac{2\alpha}{3\pi} \cdot \left(1 - \frac{4m_l^2}{q^2}\right)^{1/2} \cdot \left(1 + \frac{2m_l^2}{q^2}\right) \cdot \frac{1}{q^2} \times \\ \times \left(1 - \frac{q^2}{m_P^2}\right)^3 \cdot |F_P(q^2)|^2,\end{aligned} \qquad (3)$$

где $F_P(q^2) = f_P(q^2)/f_P(0)$.

В модели векторной доминантности (МВД), хорошо описывающей целый ряд явлений в физике низких и средних энергий [5, 6, 7], взаимодействие фотонов с адронами происходит через виртуальные векторные мезоны. В этой модели переходный формфактор имеет вид (в приближении малой ширины векторного мезона V'):

$$F_{P(V)}(q^2) = \frac{m_{V'}^2}{m_{V'}^2 - q^2}, \qquad (4)$$

откуда для области малых передач ($q^2 \ll m^2_{V'}$) легко получить параметризацию [1]:

$$F_{P(V)}(q^2) = 1 + b_{P(V)} \cdot q^2, \tag{5}$$

где $b_{P(V)}$ - наклон переходного формфактора.

Модель векторной доминантности позволяет предсказать значения наклона. Так, для Далиц распада η мезона предсказывается $b_\eta \sim 1.1/m^2_\rho = 1.8$ ГэВ$^{-2}$ [1], а для распада $\phi \to \eta e^+e^-$ оценка, основанная на пренебрежении переходами, подавленными по правилу Цвейга или нарушающими G-четность, дает $b_{\phi\eta} \sim 1/m^2_\phi = 1$ ГэВ$^{-2}$ [8]. Измеренное значение b_η не согласуется с предсказанием в рамках МВД [9], экспериментальной информации о формфакторе в распаде $\phi \to \eta e^+e^-$ нет вообще.

Для изучения зависимости переходных формфакторов от передачи импульса q^2 распады на пару мюонов предпочтительнее, чем распады на e^+e^--пару, так как их влияние становится заметным при достаточно больших значениях инвариантной массы лептонной пары. На Рис. 2 приведены зависимости $d\Gamma/dq$ от q для конверсионных распадов $\eta{\to}e^+e^-\gamma$ (a), $\eta{\to}\mu^+\mu^-\gamma$ (b), $\phi \to \eta e^+e^-$ (c), $\phi \to \eta\mu^+\mu^-$ (d) при значениях b_η, измеренных в разных экспериментах. Видно, что для распадов на e^+e^--пару влияние зависимости $F_P(q^2)$ от q^2 незначительно, а для распадов на $\mu^+\mu^-$-пару зависимость $F_P(q^2)$ от q^2 сказывается и на ширинах этих распадов. Для изучения распадов на e^+e^--пару существует дополнительная экспериментальная сложность, связанная с конверсией фотонов на веществе экспериментальной установки, например, конверсия фотона от распада $\eta \to \gamma\gamma$ имитирует распад $\eta{\to}e^+e^-\gamma$, а конверсия фотона от распада $\phi \to \eta\gamma$ имитирует распад $\phi \to \eta e^+e^-$. К сожалению, распады на $\mu^+\mu^-$-пару подавлены по фазовому объему, так что их относительные вероятности примерно на порядок меньше, чем у распадов на e^+e^--пару.

Интерес к изучению конверсионных распадов связан также с быстро развивающейся в последние годы новой областью физики высоких энергий - столкновениями тяжелых ионов. Уже давно было отмечено, что информация о рождении прямых дилептонов, т.е. e^+e^-- и $\mu^+\mu^-$-пар важна для изучения кварк-глюонной плазмы [11]. При исследовании спектров γ и $\gamma^\star$ ($\gamma^\star \to e^+e^-$, $\gamma^\star \to \mu^+\mu^-$) в столкновениях тяжелых ионов наблюдается превышение экспериментального числа e^+e^-- [12] и $\mu^+\mu^-$-пар [13] над ожидаемым от стандартных адронных источников ($\pi^0{\to}e^+e^-\gamma$, $\eta{\to}e^+e^-\gamma$, $\eta' \to e^+e^-\gamma$, $\omega \to \pi^0e^+e^-$, $\rho/\omega \to e^+e^-$, $\phi \to e^+e^-$ и аналогичные распады в мюонную пару), объясняемое рождением лептонных пар в кварк-глюонной плазме [14]. Систематическая ошибка в этих исследованиях определяется, в том числе, и экспериментальной неопределенностью вероятностей конверсионных распадов, в связи с чем становится актуальным уточнение величины относительных вероятностей этих распадов.

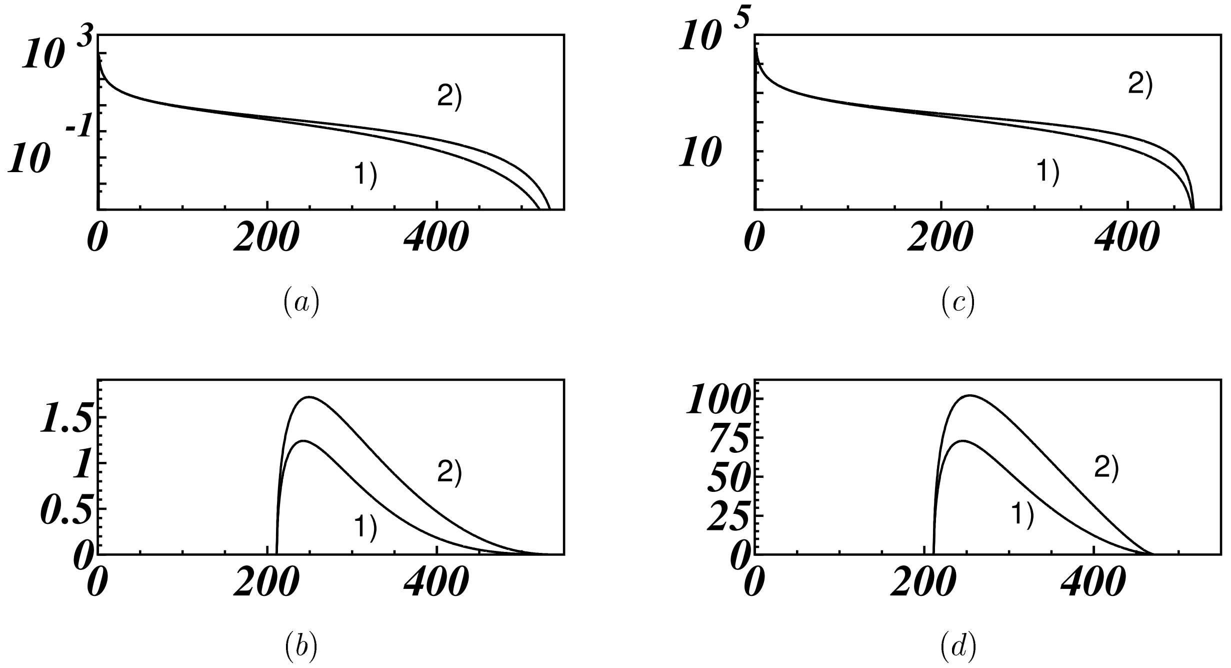


Рис. 2: Зависимость $d\Gamma/dq$ от $q = \sqrt{q^2}$ для конверсионных распадов (a) $\eta \to e^+e^-\gamma$, (b) $\eta \to \mu^+\mu^-\gamma$, (c) $\phi \to \eta e^+e^-$, (d) $\phi \to \eta\mu^+\mu^-$, кривая 1) при $b_\eta = -0.7$ ГэВ$^{-2}$ [9], кривая 2) при $b_\eta = 1.9$ ГэВ$^{-2}$ [10]

Теоретические предсказания [15, 16, 4] и результаты экспериментального измерения [17] относительных вероятностей некоторых конверсионных распадов приведены в Таблице 1. Видно, что за исключением хорошо изученного конверсионного (Далиц) распада π^0-мезона экспериментальная ситуация неудовлетворительна: для некоторых распадов имеются лишь единичные измерения с невысокой точностью или же верхние пределы, а некоторые вообще не изучались экспериментально.

В связи с этим была поставлена задача: используя большую статистику ϕ мезонов, набранную в экспериментах с детектором КМД-2 на накопителе ВЭПП-2М, измерить относительные вероятности конверсионных распадов $\eta \to e^+e^-\gamma$, $\phi \to \eta e^+e^-$ и $\phi \to \pi^0 e^+e^-$.

Для измерения относительных вероятностей конверсионных распадов на пару мюонов($\eta \to \mu^+\mu^-\gamma$, $\phi \to \eta\mu^+\mu^-$, $\phi \to \pi^0\mu^+\mu^-$) существующей статистики недостаточно.

Структура работы следующая. Первая глава посвящена эксперименту - ускорительному комплексу ВЭПП-2М, детектору КМД-2, а также условиям набора экспериментальной статистики, использованной в диссертации.

Во второй главе описан общий подход к процедуре обработки данных, который применялся для изучения различных конверсионных распадов.

Таблица 1: Теоретические предсказания и экспериментальные значения относительных вероятностей конверсионных распадов

Распад	Теория	Эксперимент
$B(\pi^0 \to e^+e^-\gamma)$	$(1.195 \pm 0.001) \cdot 10^{-2}$	$(1.198 \pm 0.032) \cdot 10^{-2}$
$B(\eta \to e^+e^-\gamma)$	$(6.5 - 6.8) \cdot 10^{-3}$	$(4.9 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$
$B(\phi \to \eta e^+e^-)$	$(1.10 \pm 0.10) \cdot 10^{-4}$	$(1.3^{+0.8}_{-0.6}) \cdot 10^{-4}$
$B(\phi \to \pi^0 e^+e^-)$	$(1.3 - 1.6) \cdot 10^{-5}$	$< 1.2 \cdot 10^{-4}$
$B(\eta \to \mu^+\mu^-\gamma)$	$(3.0 - 3.1) \cdot 10^{-4}$	$(3.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$
$B(\phi \to \eta\mu^+\mu^-)$	$(5.3 - 6.8) \cdot 10^{-6}$	–
$B(\phi \to \pi^0\mu^+\mu^-)$	$(3.1 - 4.8) \cdot 10^{-6}$	–

Третья глава содержит информацию о процессе $\phi \to \eta\gamma, \eta \to \pi^+\pi^-\gamma$, который использовался как нормировочный процесс.

В четвертой главе описано изучение распада $\phi \to \pi^0 e^+e^-$ в канале $\pi^0 \to \gamma\gamma$: процедура отбора событий, проверка устойчивости полученных результатов, подробно анализируются источники возможных систематических ошибок.

Пятая и шестая главы посвящены изучению распада $\phi \to \eta e^+e^-$ в каналах $\eta \to \gamma\gamma$ и $\eta \to 3\pi^0, \pi^0 \to \gamma\gamma$ соответственно.

В седьмой главе изучается Далиц распад $\eta \to e^+e^-\gamma$.

Восьмая глава содержит краткое обсуждение полученных результатов, их сравнение с предыдущими измерениями и имеющимися теоретическими предсказаниями.

Глава 1

Эксперимент

1.1 Ускорительный комплекс ВЭПП-2М

Эксперименты, описанные в данной работе, проводились на установке со встречными e^+e^- пучками ВЭПП-2М. Ускорительно-накопительный комплекс, схема которого приведена на рисунке 1.1, состоит из инжектора, синхротрона, бустера и самого накопителя [18]. Инжектором комплекса является импульсный ускоритель электронов с максимальной энергией частиц 3 МэВ. Синхротрон Б-3М ускоряет электроны до энергии 200 МэВ. В режиме накопления электронов пучок из Б-3М перепускается в бустерный накопитель БЭП [19].

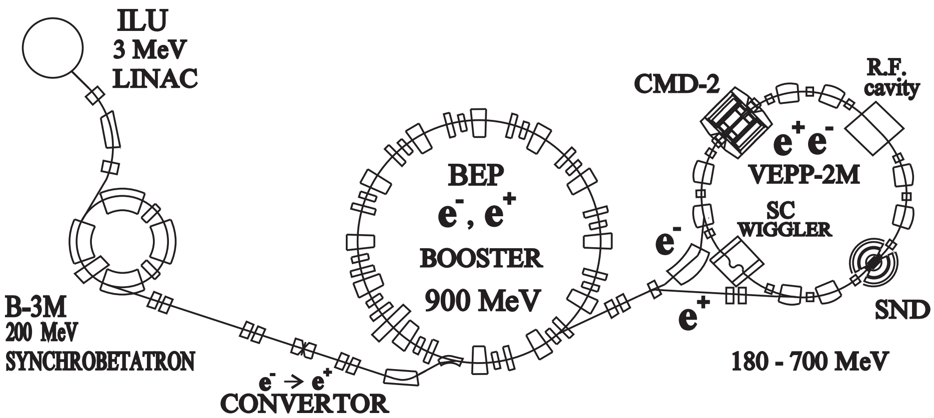


Рис. 1.1: Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М.

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

Накопитель ВЭПП-2М представляет собой жесткофокусирующее кольцо с четырьмя прямолинейными промежутками (~200 см). В одном из промежутков находится ускоряющий резонатор на 200 МГц, в противоположном — сверхпроводящий Виглер-магнит (“змейка”) [19], служащий для получения большей светимости за счет увеличения фазового объема пучка. В двух других промежутках установлены детекторы КМД-2 и СНД [20]. Основные параметры накопителя приведены в Таблице 1.1.

Таблица 1.1: Основные параметры накопителя ВЭПП-2М.

Энергия пучков, МэВ	180–700
Количество сгустков в пучке	1
Периметр орбиты, м	17.88
Размеры пучка в месте встречи	
вертикальный, мкм	10
радиальный, мкм	400
длина сгустка, см	2
Ток в пучке, мА	~50
Максимальное поле	
в поворотных магнитах, Тл	1.8
Радиус кривизны орбиты	
в поворотных магнитах, м	1.22
Светимость при 500 МэВ, см$^{-2} \cdot c^{-1}$	$3 \cdot 10^{30}$

1.2 Детектор КМД-2

Детектор КМД-2 [21] — первый из заработавших на ВЭПП-2М универсальный детектор — позволяет регистрировать и измерять с высокой точностью параметры как заряженных частиц, так и фотонов. Схема детектора представлена на Рис. 1.2. Столкновения пучков происходят в вакуумной камере (1) из бериллия толщиной 0.77 мм, что соответствует $0.0022X_0$. Координаты, углы вылета и импульсы заряженных частиц измеряются координатной системой детектора, состоящей из дрейфовой (2) и Z-камер (3), расположенных в магнитном поле, создаваемым соленоидом (4). Цилиндрический (7) и торцевой (6) электромагнитные калориметры, изготовленные из сцинтилляционных кристаллов CsI и BGO, обеспечивают измерение энергии и углов фотонов, а также позволяют разделять электроны и адроны. Пробежная система (8) служит для разделения мюонов и адронов. Магнитная система детектора состоит из основного (4) и

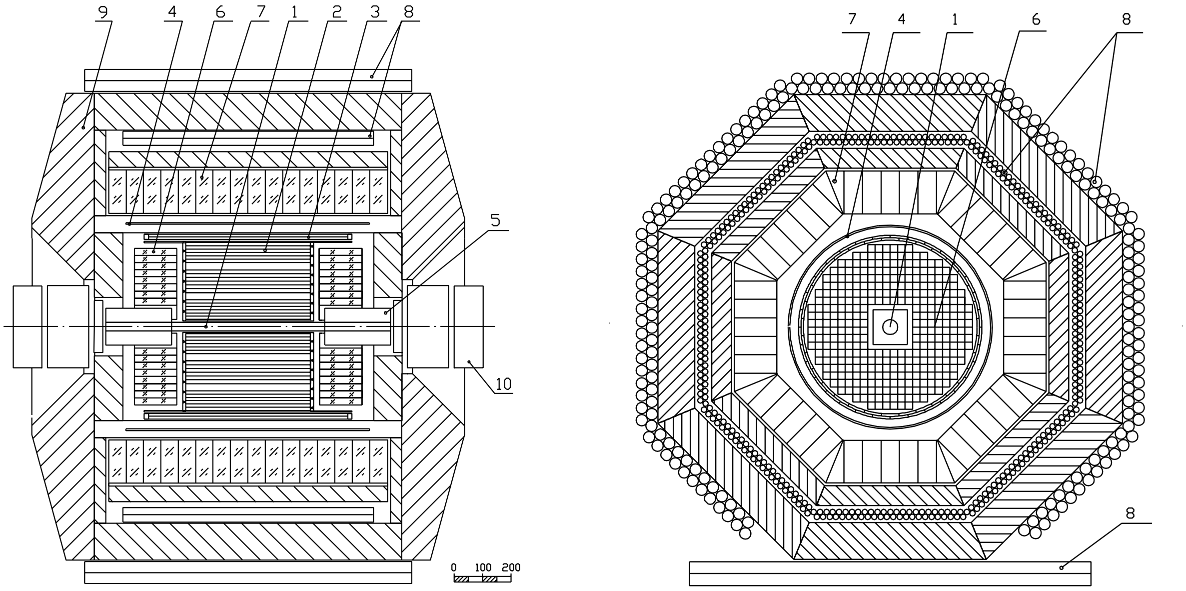


Рис. 1.2: Детектор КМД-2 в $R-\varphi$ и Z проекциях. 1 — вакуумная камера; 2 — дрейфовая камера; 3 — Z-камера; 4 — основной сверхпроводящий соленоид; 5 — компенсирующий соленоид; 6 — торцевой калориметр на основе BGO; 7 — цилиндрический калориметр на основе CsI; 8 — мюонная система; 9 — ярмо магнита;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

двух компенсирующих (5) сверхпроводящих магнитов [22]. Поскольку катушка основного магнита расположена непосредственно перед цилиндрическим калориметром, ее конструкция оптимизировалась таким образом, чтобы толщина вещества катушки была минимальной. Использование нетрадиционного подхода позволило получить поле $10 \div 12$ кГс при толщине катушки 0.38 радиационных длин.

1.2.1 Дрейфовая камера

Регистрация заряженных частиц осуществляется дрейфовой камерой [23], заполненной газовой смесью 80% аргона и 20% изобутана. Пролетающая через камеру заряженная частица ионизует вдоль своего трека газ, и образовавшиеся в результате ионизации электроны дрейфуют в электрическом поле, созданном полевыми проволочками, и регистрируются сигнальными проволочками.

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

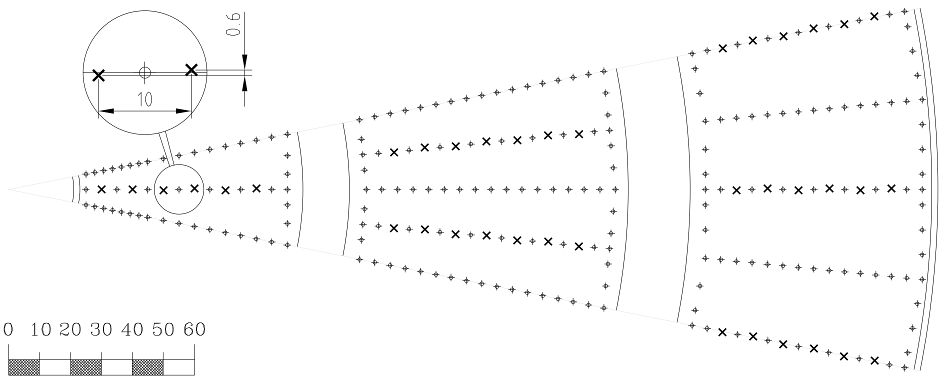


Рис. 1.3: Расположение проволочек в ячейках дрейфовой камеры. Кружками обозначены положения полевых и потенциальных проволочек, косыми крестиками — положения сигнальных проволочек.

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

Сигнал с каждой проволочки снимается с обоих ее концов и после усиления поступает на плату T2A [24], позволяющую измерять время прихода и амплитуды сигналов.

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

Координатное разрешение дрейфовой камеры в плоскости $R-\varphi$ составляет 250 мкм, а вдоль проволочки — 4 мм. Зависимость импульсного разрешения дрейфовой камеры от величины импульса показана на Рис. 1.4 [25], а разрешение по полярному и азимутальному углу трека составляет $\sigma_\theta = 0.02$ и $\sigma_\varphi = 0.007$ радиан соответственно.

1.2.2 Z-камера

За дрейфовой камерой располагается двухслойная цилиндрическая пропорциональная Z-камера [26] со съемом информации с катодов и с анодов.

Z-камера не только является координатным детектором, но также используется для формирования первичного заряженного триггера. С ее помощью осуществляется вре-

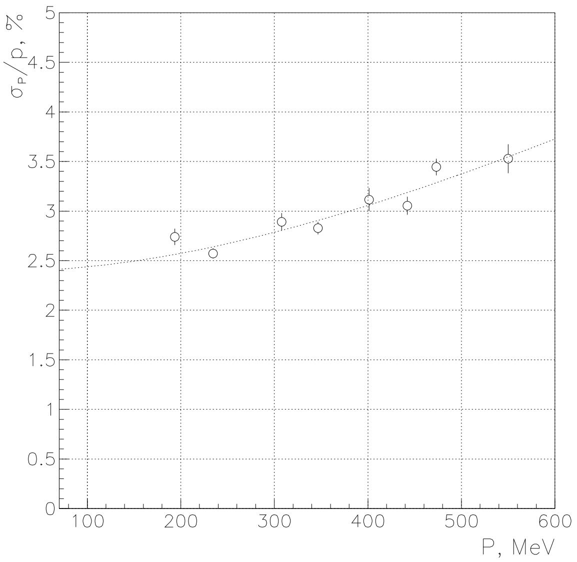


Рис. 1.4: Импульсное разрешение дрейфовой камеры.

менная привязка события к моменту столкновения пучков. Период оборота пучков в ВЭПП-2М составляет 60 нс, что определяет требования на временной разброс сигналов с Z-камеры. Для решения этой задачи в Z-камере используется быстрая газовая смесь и маленькое расстояние между чувствительными проволочками. Для увеличения эффективности регистрации камера выполнена в виде двух независимых слоев. Каждый слой имеет 256 катодных полосок с независимым съемом сигналов и 704 чувствительные анодные проволочки.

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

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

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

1.2.3 Цилиндрический калориметр на основе кристаллов CsI

Цилиндрический калориметр [27] состоит из сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) размером $6 \times 6 \times 15$ см^3. Толщина калориметра для нормально падающей частицы составляет около 8 радиационных длин.

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

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

1.2.4 Торцевой калориметр на основе кристаллов BGO

Торцевой калориметр [28] на основе кристаллов ортогерманата висмута $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO) состоит из двух идентичных торцов по обе стороны от места встречи. Каждый торец представляет собой плотно уложенную матрицу из 340 кристаллов BGO. Размер кристалла $2.5 \times 2.5 \times 15$ см^3. Таким образом, толщина калориметра для нормально падающей частицы составляет 13.4 радиационных длин. Свет регистрируется при помощи фототриодов, способных работать в сильном продольном магнитном поле. При изменении энергий фотонов от 100 до 700 МэВ энергетическое разрешение изменяется от 8 до 4%, а угловое — от 0.03 до 0.02 радиана.

1.2.5 Пробежная система

Пробежная система [29] служит для разделения пионов и мюонов. Она состоит из двух частей: внутренней и внешней. Обе части выполнены в виде восьми октантов, каждый из которых представляет собой блок стримерных трубок.

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

1.2.6 Система запуска детектора

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

Запуск детектора КМД-2 может вызываться сигналами “заряженного” и “нейтрального” триггера, включенными по “ИЛИ”. Сигнал заряженного триггера генерируется в случае совпадения сигнала о наличие трека в координатной системе детектора, выдаваемого трековым процессором [30], и сигнала превышения порога ($\sim$ 25 МэВ) хотя бы в одном модуле цилиндрического калориметра.

Сигнал срабатывания калориметра генерируется не позднее чем через $\sim$ 100 нс после прохождения частицы. Начало работы трекового процессора инициируется сигналом срабатывания Z-камеры, стробированным сигналом фазы накопителя. В случае наличия трека трековый процессор выдает сигнал через 400 нс.

В качестве исходной информации для нейтрального триггера [31] используются сигналы превышения порога линеек кристаллов. По расположению сработавших линеек определяется число кластеров в $R-\varphi$ плоскости и углы между кластерами. Запуск осуществляется в случае превышения сигналом полного энерговыделения в калориметре некоторого порога, различного для каждого класса событий. Время принятия решения нейтральным триггером составляет 960 нс с момента старта, задаваемого сигналом “ИЛИ” срабатывания всех линеек, стробированным сигналом “фаза” ускорителя.

Характерная частота запусков детектора при светимости $2\cdot10^{30}$ с$^{-1}$см$^{-2}$ была около $30\div50$ Гц. Частота полезных событий, вызванных e^+e^- взаимодействиями, составляла несколько событий в секунду, около 10 Гц было обусловлено космическими частицами, остальные запуски вызывались фоном от пучковых частиц, рассеянных на элементах накопителя.

1.2.7 Система сбора данных

Информация, зарегистрированная в системах детектора, должна быть считана в память ЭВМ и записана на магнитные ленты. Эту функцию выполняет система сбора данных детектора [32].

За время эксплуатации детектора система постоянно модернизировалась и развивалась. На Рис.1.5 показана схема системы сбора данных, использовавшейся в заходе 1998 года, анализ физической информации которого является основной в данной работе.

Сигналы с детектора регистрируются быстрой оцифровывающей электроникой, выполненной в стандарте КЛЮКВА [33]. В случае положительного решения триггера,

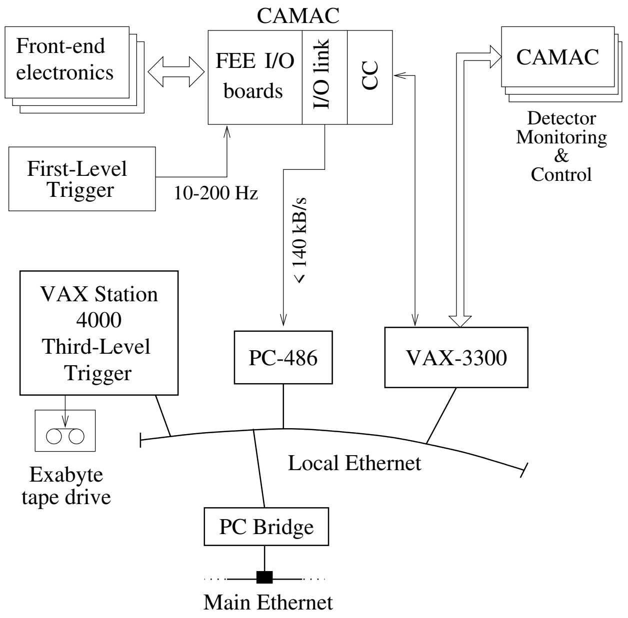


Рис. 1.5: Система сбора данных детектора КМД-2.

данные из информационных плат крейтов КЛЮКВА передаются в блоки обмена [33] крейта КАМАК. Затем, через интерфейс ППИ-К, данные передаются в плату ППИ-2, установленную на шине ISA PC-486. Управление передачей осуществляется программой, записанной в автоматический программируемый контроллер К-07 [34]. Программа CAMRD, выполняющаяся на PC-486, по мере заполнения данными буфера в памяти, считывает очередную порцию данных и передает их в VSCMD по сети Ethernet. VSCMD осуществляет управление заходами и запись данных на магнитную ленту. Загрузка команд в процессоры ввода-вывода крейтов КЛЮКВА, проведение калибровок систем детектора, а также контроль напряжений, температуры и магнитного поля выполняет на компьютере μVAX (VXCMD).

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

1.2.8 Программа реконструкции событий

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

В процессе работы события записываются на магнитную ленту в виде записей переменной длины в формате ZEBRA [35]. Каждому событию соответствует запись. Записи разбиты на сегменты, каждый из которых содержит информацию с одной системы детектора. Информация представляет собой последовательность адресов каналов электроники и данных, считанных с них.

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

Реконструкция траектории заряженных частиц в координатной системе

Опишем коротко алгоритм реконструкции треков [23].

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

Реконструкция фотонов в электромагнитном калориметре

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

- Пересчет адресов и каналов электроники в номера кристаллов и энерговыделения в них с использованием данных калибровки.
- Поиск кластеров, т.е. связанных групп кристаллов.

- Расчет энерговыделения и координат кластеров.
- Расчет наиболее вероятной величины энергии и углов вылета произведшей этот кластер частицы, в предположении что это фотон или электрон.

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

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

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

Так как в детекторе КМД-2 два калориметра различной конструкции (цилиндрический – на основе кристаллов CsI, и торцевой – на основе кристаллов BGO), в области стыка калориметров одна частица может выделить энергию в обоих калориметрах, которая будет зарегистрирована в виде кластеров. Поэтому для правильного определения числа энерговыделяющих частиц (фотонов) необходимо сшивать кластеры в области стыка калориметров, суммируя энерговыделения, поправляя координаты кластера и т.д. Процедура сшивки кластеров разработана по событиям моделирования $e^+e^- \to \omega\pi^0$ и по событиям экспериментальных данных $e^+e^- \to \rho\pi$ [36].

Глобальная реконструкция события и запись информации

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

Восстановленная информация записывается в виде банков структуры ZEBRA на вторичные магнитные ленты вместе с первичной информацией в том случае, если:

- имеется два восстановленных трека, соответствующих частицам с импульсом $P_i < 1,5E_{beam}$;
- полное энерговыделение в калориметре $E_{tot} > 300$ МэВ при любом числе треков.

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

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

1.3 Экспериментальные данные

Данная работа основана на экспериментальной статистике, набранной в области ϕ-мезона в сезонах 1993, 1996 и 1998 годов (заходы PHI93, PHI96 и PHI98).

В разных заходах условия набора экспериментальных данных отличались, изменялось качество работы детектора. Так, заход PHI93 был первым заходом с качественным набором статистики в области ϕ-мезона. Этот заход проводился без торцевого BGO-калориметра, который был изготовлен позже и установлен в начале захода PHI96. Часть данных захода PHI96 без информации с торцевого калориметра (~ 0.3 пб$^{-1}$) при анализе данных была сложена с данными PHI93. Кроме того, в заходе PHI96 сверхпроводящая "змейка" не использовалась. Основной интеграл светимости, использованный в данной работе, был набран в заходе PHI98.

Общая информация об интеграле светимости и хронологии использованных данных приведена в Таблице 1.2.

Таблица 1.2: Набор статистики детектором КМД-2 в области массы ϕ-мезона.

Заход	Даты набора статистики	Энергия пучков в с.ц.м., ГэВ	L, пб$^{-1}$
PHI93	16.02.93-16.07.93	0.994-1.040	1.5
PHI96	12.04.96-14.07.96	0.984-1.034	2.1
PHI98	10.10.97-23.03.98	0.984-1.060	11.5
Всего			15.1

Экспериментальные данные, набранные в заходе PHI98, где статистика довольно значительна, использовались для изучения зависимости сечений изучаемых процессов от энергии пучка. Набранный интеграл светимости для точек по энергии в заходе PHI98 приведен в Таблице 1.3.

Интеграл светимости определялся по событиям упругого $e^+e^- \to e^+e^-$ рассеяния с систематической погрешностью 2% [37].

Таблица 1.3: Интеграл светимости по точкам сканирования в заходе PHI98.

Номер точки	Энергия пучка, МэВ	L, пб$^{-1}$	Номер точки	Энергия пучка, МэВ	L, пб$^{-1}$
1	492.0	380.9 ± 1.1	9	510.5	923.7 ± 1.9
2	502.0	489.4 ± 1.3	10	511.0	476.7 ± 1.3
3	505.0	505.0 ± 1.3	11	511.5	547.0 ± 1.5
4	508.0	442.3 ± 1.3	12	514.0	426.4 ± 1.3
5	508.5	1039.5 ± 1.9	13	517.0	416.6 ± 1.2
6	509.0	1588.3 ± 3.2	14	520.0	491.5 ± 1.4
7	509.5	1539.4 ± 2.4	15	525.0	334.0 ± 1.1
8	510.0	1471.5 ± 3.1	16	530.0	399.0 ± 1.4

Энергия пучков в накопителе задавалась величиной тока в основных магнитах ВЭПП-2М, при этом относительная точность установки энергии была около $\delta E/E \leq 10^{-3}$. В диапазоне энергий около массы ϕ-мезона энергия пучка в накопителе определялась более точно по измерению среднего импульса заряженных каонов P_K в реакции $e^+e^- \to K^+K^-$ [38].

Глава 2

Процедура обработки данных

2.1 Моделирование

Моделирование методом Монте-Карло является неотъемлемой частью любого эксперимента в физике частиц. При изучении какого-либо физического процесса необходимо знать отклик детектора как на сам исследуемый процесс, так и на фоновые процессы. Основной задачей моделирования является вычисление эффективности регистрации событий и нахождение ожидаемых распределений по энергии, углам и другим физическим величинам. Кроме того, моделирование детектора необходимо для оптимизации триггера и проверки программ реконструкции событий.

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

Таким образом, программа функционально распадается на три части: первичное моделирование, т.е. генерация параметров начальных частиц, вторичное моделирование, представляющее собой проведение частиц через элементы детектора, и, наконец, оцифровка и запись файла с выходной информацией. Основное время, как правило, затрачивается программой на втором этапе, так как имитация процессов, происходящих при прохождении частиц через вещество детектора, приводит к рассмотрению большого количества вторичных частиц, рождаемых в таких процессах. Важными параметрами моделирования являются минимальные энергии частиц (электронов, фотонов и др.), при которых еще рассматривается их взаимодействие с детектором. Чем меньше эти пороговые энергии, тем точнее моделирование события, но тем больше количество вторичных частиц и, следовательно, время счета.

Моделирование детектора КМД-2 [39] производится на основе пакета GEANT [40], созданного в CERN. Пакет GEANT активно применяется для моделирования экспериментов по физике высоких энергий в лабораториях всего мира. На основе такого интенсивного использования и тестирования GEANT постоянно обновляется.

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

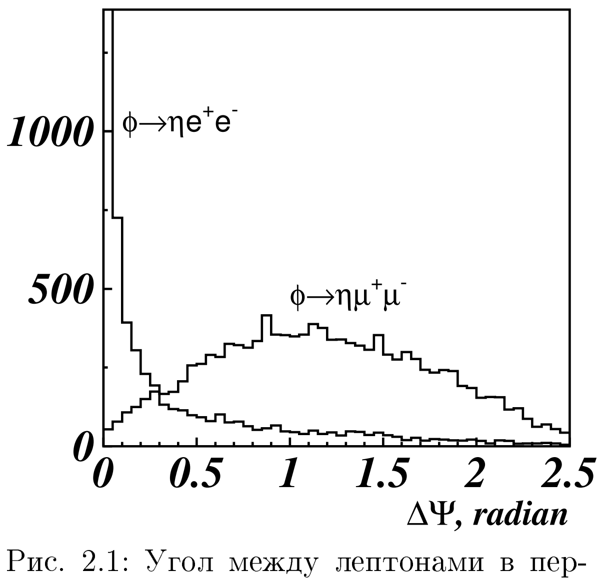


Рис. 2.1: Угол между лептонами в первичном генераторе моделирования при модах: $\phi \to \eta e^+e^-$ и $\phi \to \eta\mu^+\mu^-$.

Для первичного моделирования конверсионных распадов использовался матричный элемент, приведенный в формуле (1).

На основе этого матричного элемента был создан и отлажен первичный генератор событий процесса $e^+e^- \to V \to Pl^+l^-$, описывающий конверсионные распады векторных мезонов при рождении на e^+e^--пучках, и содержащий следующие моды: $V \to \eta e^+e^-$, $V \to \pi^0 e^+e^-$, $V \to \eta\mu^+\mu^-$, $V \to \pi^0\mu^+\mu^-$. Векторный мезон ϕ или ω в зависимости от полной энергии в системе центра масс: при $E_{tot} < 0.9$ ГэВ – ω, при $E_{tot} > 0.9$ ГэВ – ϕ. Кроме полной энергии и моды распада параметрами генератора являются минимальный угол вылета частиц и тип формфактора. Формфактор можно было задать с помощью параметризации (5) или же с более точной записью пропагатора ρ-мезона. Кроме того, было предусмотрено использование формфактора в обобщенной модели векторной доминантности, в которой он задавался суммой вкладов ρ и ρ' мезона. На Рис. 2.1 приведено распределение по углу между лептонами в генераторе при модах: $\phi \to \eta e^+e^-$ и $\phi \to \eta\mu^+\mu^-$.

Было проведено так же моделирование фоновых процессов, к которым относятся: нейтральные радиационные распады с конверсией γ-кванта в e^+e^--пару на веществе детектора, обладающий большим сечением распад $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, квантовоэлектродинамические процессы $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$, $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$ и др.

Для изучения отклика детектора моделирование изучаемых процессов проводилось с учетом различных условий эксперимента для разных сезонов: SIM93, SIM96 и SIM98 (для PHI93, PHI96 и PHI98 соответственно).

События моделирования подвергались такой же обработке, как и экспериментальные данные, и использовались для изучения критериев отбора полезных и подавления фоновых процессов, а также для определения эффективностей регистрации.

2.2 Анализ конечных состояний и предварительный отбор событий

Целью данной работы было изучение конверсионных распадов в процессах с двумя заряженными частицами в конечном состоянии.

Поиск событий распада $\eta \to e^+e^-\gamma$ проводился в процессе $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to e^+e^-\gamma$, с конечным состоянием $e^+e^-2\gamma$. Поиск событий распада $\phi \to \eta e^+e^-$ проводился в процессе $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta \to \gamma\gamma$, с конечным состоянием $e^+e^-2\gamma$, а также в процессе $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta \to 3\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$, с конечным состоянием $e^+e^-6\gamma$. Поиск событий распада $\phi \to \pi^0 e^+e^-$ проводился в процессе $\phi \to \pi^0 e^+e^-$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$, с конечным состоянием $e^+e^-2\gamma$. Для нормировки на число ϕ-мезонов использовался процесс $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$, с конечным состоянием $\pi^+\pi^-2\gamma$.

Для изучения энерговыделения электронов и позитронов в калориметре использовался квантово-электродинамический процесс $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$. Для изучения энерговыделения заряженных пионов в калориметре использовался процесс $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Этот процесс также использовался при изучении процедуры кинематической реконструкции.

Таким образом, в конечном состоянии всех интересующих нас процессов имеются две неколлинеарные заряженные частицы и один или больше фотонов.

Процесс $\phi \to K_S K_L$, $K_S \to \pi^+\pi^-$, имеющий в конечном состоянии 2 заряженные частицы и K_L-мезон, который (сам или его распады) может имитировать фотоны в ка-

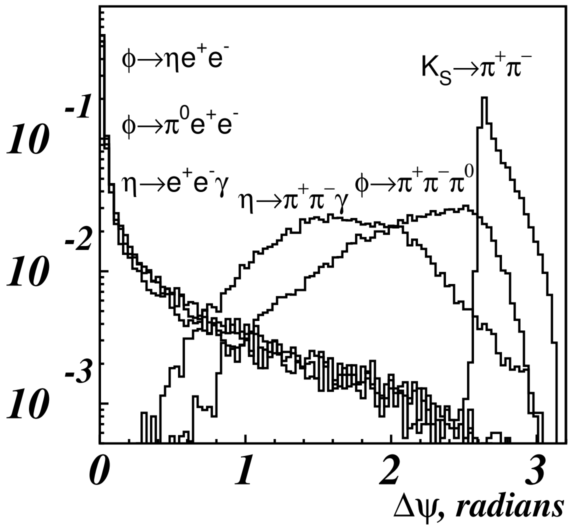


Рис. 2.2: Угол между заряженными частицами $\Delta\psi$ при моделировании различных процессов.

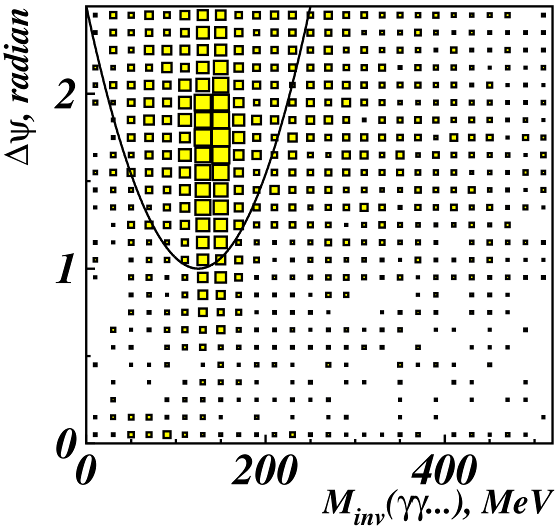


Рис. 2.3: Зависимость угла между заряженными частицами $\Delta\psi$ от инвариантной массы фотонов $M_{inv}(\gamma\gamma\ldots)$ для экспериментальных событий.

лориметре, имеет большое сечение в области ϕ-мезона. Однако, угол разлета пионов от распада $K_S \to \pi^+\pi^-$ превышает 2.5 радиана, а конверсионные распады на пару e^+e^- имеют кинематическую особенность: пикованность сечения при малом угле между e^+ и e^-. Поэтому этот фон можно надежно подавить, используя распределение по углу между заряженными частицами. На Рис. 2.2 приведены такие распределения для интересующих нас процессов. На рисунке хорошо проявляется существенное отличие изучаемых конверсионных распадов и фоновых процессов.

В области ϕ-мезона есть еще один процесс с большим сечением — $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, который является значительным источником фона.

Исходя из этих соображений, были выбраны следующие критерии предварительного отбора:

- заряженные частицы:
  - число вершин в дрейфовой камере $NV = 1$;
  - число треков из этой вершины $NT = 2$;
  - эти треки соответствуют частицам противоположного заряда;
  - пространственный угол между направлениями вылета заряженных частиц $\Delta\psi < 2.5$ радиан для подавления событий $K_S \to \pi^+\pi^-$;
  - расстояние от каждого трека до пучка в $R-\phi$ проекции $R_{min} < 1$ см;

– расстояние от вершины до точки взаимодействия вдоль направления оси пучков $|Z_{vert}| < 10$ см;

- фотоны:

  – производилось сшивка кластеров в цилиндрическом и торцевом калориметрах;

  – фотонами считались кластеры с энерговыделением $E_\gamma > 20$ МэВ;

  – число фотонов $N_\gamma \geq 1$;

  – $0.4 < \theta_i < \pi - 0.4$ радиан, $i = 1, N_\gamma$, для подавления пучкового фона, летящего вдоль вакуумной камеры;

- отбраковка событий $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ по условию, показанному на Рис. 2.3:

$$\Delta\psi < 1.5 \cdot \left(\frac{M_{inv}(\gamma\gamma\ldots)}{125.0\text{ МэВ}} - 1.0\right)^2 + 1.0 \text{ радиан},$$

область над параболой отбрасывалась для подавления событий $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, часть событий $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ оставлена для изучения энерговыделения пионов и процедуры кинематической реконструкции.

2.3 Кинематическая реконструкция

Если в событии регистрируются все конечные частицы, то измеренные в детекторе значения импульсов и углов можно уточнить с помощью метода кинематической реконструкции (конкретная реализация метода, использованная в данной работе, описана в [41]).

Параметры кинематической реконструкции:

- для заряженных частиц: $P_\perp$, θ, ϕ;

- для фотонов: E_γ, θ_γ, ϕ_γ.

В качестве параметра, задающего импульс заряженной частицы, выбиралась поперечная компонента импульса $P_\perp = P \cdot \sin\theta$, т.к. именно этот параметр, а также углы ϕ и θ измеряются в дрейфовой камере. Ковариационная матрица, задающая ошибки измерения параметров, в этих переменных выглядит более естественно.

Элементы ковариационной матрицы задавались соотношениями, описанными в Таблице 2.1, в соответствии с экспериментальным разрешением детектора. При этом Q^i

— заряд трека (+1 или −1), а для описания разрешения выбирались следующие параметры: $\delta_{P_\perp} = 0.020$; $\sigma_\theta = 0.025$ радиан; $\sigma_\varphi = 0.01$ радиан; $\delta_{E_\gamma} = 2$; $\sigma_{\theta_\gamma} = 0.011$ радиан; $\sigma_{\phi_\gamma} = 0.012$ радиан; $A_{\theta_\gamma} = 0.15$ МэВ$^{1/2}$; $B_{\phi_\gamma} = 0.14$ МэВ$^{1/2}$.

Таблица 2.1: Элементы ковариационной матрицы

Заряженные частицы, $i = 1, 2$		
$Cov(P^i_\perp, P^i_\perp)$	$=$	$(\delta_{P_\perp} P^i_\perp)^2$,
$Cov(\theta^i, \theta^i)$	$=$	σ^2_θ
$Cov(\phi^i, \phi^i)$	$=$	σ^2_ϕ
$Cov(\theta^i, \phi^j)$	$=$	$\sigma_\theta \cdot \sigma_\phi$, $i \neq j$
$Cov(P^i_\perp, \phi^i)$	$=$	$Q^i \cdot \sigma_{P_\perp} \sigma_\phi$
$Cov(\phi^i, P^i_\perp)$	$=$	$Q^i \cdot \sigma_{P_\perp} \sigma_\phi$
Фотоны, $i = 1, N_\gamma$		
$Cov(E^i_\gamma, E^i_\gamma)$	$=$	$(\delta_{E_\gamma} E^i_\gamma)^2$
$Cov(\theta^i_\gamma, \theta^i_\gamma)$	$=$	$(A_{\theta_\gamma}/\sqrt{E^i_\gamma} + \sigma_{\theta_\gamma})^2$
$Cov(\phi^i_\gamma, \phi^i_\gamma)$	$=$	$(B_{\phi_\gamma}/\sqrt{E^i_\gamma} + \sigma_{\phi_\gamma})^2$

Значение $\delta_{E_\gamma} = 2$, используемое при реконструкции, соответствует относительной ошибке измерения энергии фотона 200%. Это означает, что измеренное в калориметре энерговыделение практически не использовалось при кинематической реконструкции, и величины энергий фотонов фактически восстанавливались из условия сохранения энергии-импульса. При наличии "лишних" фотонов небольшой энергии событие может пройти кинематическую реконструкцию, но восстановленная энергия такого "лишнего" фотона будет мала.

При кинематической реконструкции минимизируется выражение:

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \frac{(\overline{x_i} - x_i)(\overline{x_j} - x_j)}{Cov(x_i, x_j)}$$

при следующих условиях:

- $\sqrt{P_1^2 + m^2} + \sqrt{P_2^2 + m^2} + \sum\limits_{i=1}^{N_\gamma} \omega_i = 2 \cdot E_{beam}$;
- $\vec{P_1} + \vec{P_2} + \sum\limits_{i=1}^{N_\gamma} \vec{\omega_i} = 0$,

где P_i – модули импульсов заряженных частиц, ω_i – энергии фотонов. Первое условие соответствует закону сохранения энергии, а второе условие, записанное в векторной форме, обозначает три закона сохранения проекций суммарного импульса.

Результатом процедуры кинематической реконструкции является набор новых значений всех оптимизируемых параметров, а также величина χ^2. Значение χ^2 представляет собой сумму квадратов отклонений вычисленных параметров от их начальных значений с учетом ковариационной матрицы, нормированную на число степеней свободы. Она характеризует достоверность гипотезы о том, что в детекторе зарегистрировано полное конечное состояние некоторого процесса с образованием двух заряженных частиц и нескольких фотонов.

В зависимости от изучаемого процесса реконструкция проводилась в различных предположениях о типе заряженных частиц: электроны или пионы.

Для отбора событий с двумя треками и двумя фотонами, процедура кинематической реконструкции проводится с числом фотонов в реконструкции ${N_\gamma}^{KREC} = 2$. Если в событии число фотонов $N_\gamma > 2$, то перебираются все комбинации из двух фотонов и выбирается комбинация с лучшим χ^2.

Для отбора событий $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$, процедура кинематической реконструкции проводится с числом фотонов ${N_\gamma}^{KREC} = 1$. Если в событии число фотонов $N_\gamma > 1$, то перебираются все фотоны и выбирается фотон с лучшим χ^2.

После процедуры кинематической реконструкции при отборе всех процессов использовались следующие критерии:

- качество кинематической реконструкции $\chi^2 < 20$;
- заряженные частицы:
  - $0.84 < \theta_1 < \pi - 0.84$ или $0.84 < \theta_2 < \pi - 0.84$ радиан, поскольку для срабатывания заряженного триггера требуется попадание хотя бы одного трека в Z-камеру;
  - $0.66 < \theta_i < \pi - 0.66$ радиан, $i = 1, 2$, поскольку для эффективного восстановления треков в ДК требуется, чтобы оба трека проходили, как минимум, через 2 слоя дрейфовой камеры;
  - расстояние от каждого трека до пучка в $R - \phi$ проекции $R_{min} < 0.25$ см;
- фотоны:
  - $0.4 < \theta_i < \pi - 0.4$ радиан, $i = 1, N_\gamma$, чтобы кластеры находились в “хорошей” области калориметра;
  - $E_\gamma^{max} < 490$ МэВ;
  - $E_\gamma^{min} > 50$ МэВ для подавление шумовых фотонов;

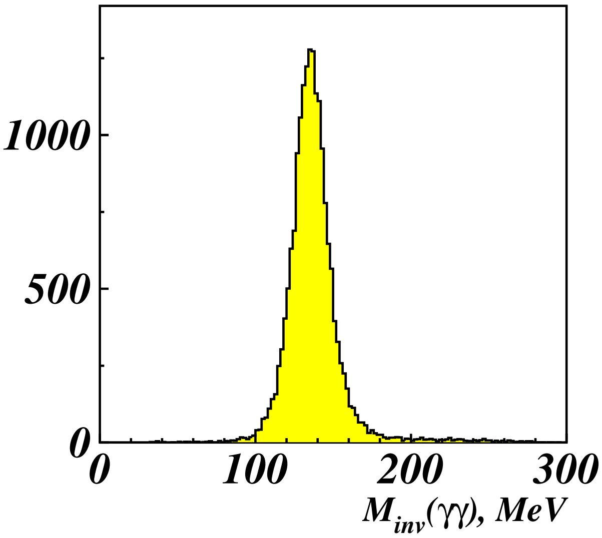


Рис. 2.4: Инвариантная масса $M_{inv}(\gamma\gamma)$ после кинематической реконструкции для событий $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, экспериментальные данные PHI98.

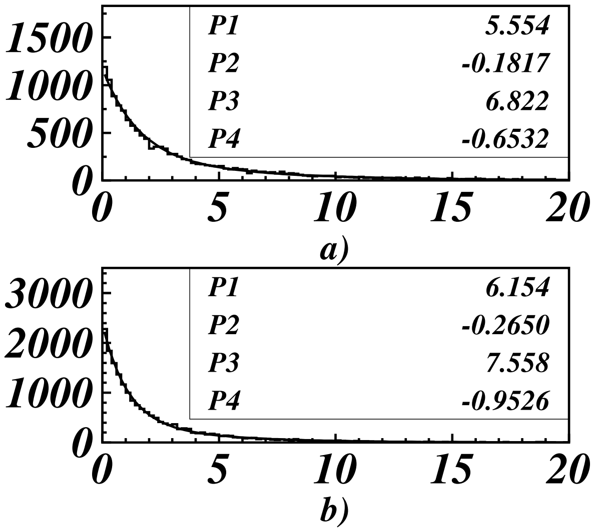


Рис. 2.5: Распределение χ^2 кинематической реконструкции для событий $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, (a) экспериментальные данные PHI98, (b) моделирование SIM98.

Разные заходы при кинематической реконструкции описываются моделированием с различной степенью достоверности. Для изучения этого эффекта были использованы события процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$. На Рис. 2.4 приведено распределение по инвариантной массе $M_{inv}(\gamma\gamma)$ после кинематической реконструкции для событий $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Видно, что фона практически нет. На Рис. 2.5 приведено распределения по χ^2 кинематической реконструкции для событий $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Распределения для экспериментальных данных и моделирования подгонялись кривыми с одинаковой формой, с различными амплитудой и шкалой χ^2:

$$\frac{dN}{d\chi^2} = \exp(P1 + P2 \cdot \chi^2) + \exp(P3 + P4 \cdot \chi^2).$$

Оба распределения подгонялись одновременно при условиях:

$$\frac{P1_{SIM}}{P3_{SIM}} = \frac{P1_{PHI}}{P3_{PHI}} \quad \text{и} \quad \frac{P2_{SIM}}{P4_{SIM}} = \frac{P2_{PHI}}{P4_{PHI}}.$$

Отношения шкал χ^2 моделирования и экспериментальных данных $\alpha^{SIM}_{KREC} = P2_{SIM}/P2_{PHI} = P4_{SIM}/P4_{PHI}$ в различных группах заходов приведены в Таблице 2.2. Это отношение было учтено при определении эффективностей регистрации по моделированию:

$$\chi^2_{corr} = \alpha^{SIM}_{KREC} \cdot \chi^2.$$

Разница в эффективностях регистраций с учетом и без учета α^{SIM}_{KREC} составляет около

2%. Эта поправка вводилась в величину эффективности регистрации, определенную из моделирования.

Таблица 2.2: Отношение шкал χ^2 кинематической реконструкции моделирования к экспериментальным данным.

Заход	α_{KREC}^{SIM}
PHI93	0.787 ± 0.035
PHI96	0.898 ± 0.061
PHI98	0.686 ± 0.026

2.4 Малые углы между треками.

Поскольку конверсионные распады содержат в конечном состоянии e^+e^--пару с малым углом между заряженными частицами, требуется изучение таких событий в детекторе. То, что такие события восстанавливаются с худшей эффективностью, чем события с треками, разлетающимися с большим углом, следует из конструкции ячейки дрейфовой камеры и ее углового размера (см. раздел 1.2.1): если два трека пройдут через одну ячейку, координата первичной ионизации должна восстановиться с худшей точностью, будет меньше сработавших проволочек на трек, и их количества может оказаться недостаточным для полного восстановления трека (см. раздел 1.2.8).

Для изучения эффективности регистрации и восстановления близких треков был выбран процесс $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$ с малым углом между электроном и позитроном. Этот процесс хорошо идентифицируется даже при потере электрона или позитрона, так как они летят практически в одном направлении.

Предварительные критерии отбора были следующие:

- количество треков одного заряда $1 \leq NT_{(\pm)} \leq 2$;
- полное количество треков $3 \leq NT \leq 4$;
- расстояние от каждого трека до пучка в $R-\phi$ проекции $R_{min} < 1.0$ см;
- количество фотонов $N_\gamma > 0$.

Пара пионов выбиралась по наиболее близкой к массе нейтрального пиона недостающей массе треков противоположного заряда в предположении, что они являются заряженными пионами, т.е. находился минимум следующей величины:

$$\min\left(\left|\frac{M^2_{miss}(\pi^+\pi^-)}{M^2_{\pi^0}}-1\right|\right).$$

Направление вылета оставшегося трека или суммы оставшихся треков принималось за направление вылета "виртуального" фотона от распада нейтрального пиона.

После этого по процедуре, описанной в разделе 2.3, проводилась кинематическая реконструкция с двумя пионами и двумя фотонами, где один фотон виртуальный, другой – реальный. Из реальных фотонов выбирался фотон, дающий минимальный χ^2 при кинематической реконструкции.

На Рис. 2.6 приведены распределения по недостающей массе пионов после кинематической реконструкции при регистрации электрона и позитрона (a), при потере позитрона (b), при потере электрона (c). В области массы нейтрального пиона наблюдается сигнал от процесса $\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0\to e^+e^-\gamma$.

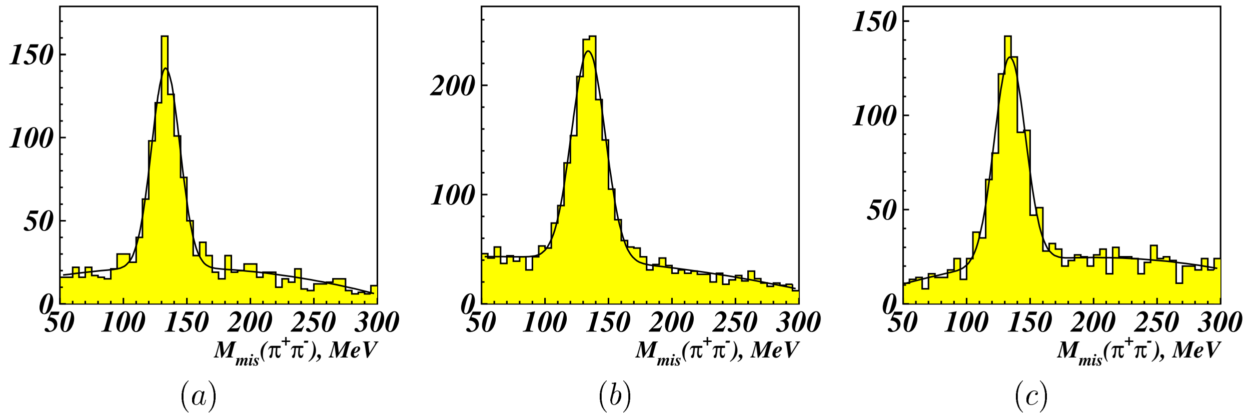


Рис. 2.6: Распределение по недостающей массе пионов для процесса $\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0\to e^+e^-\gamma$ после кинематической реконструкции в экспериментальных данных PHI98: (a) – при регистрации электрона и позитрона, (b) – при потере позитрона, (c) – при потере электрона.

Для изучения эффективности регистрации и восстановления близких треков события процесса $\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0\to e^+e^-\gamma$ отбирались в области пика в распределении по недостающей массе:

- $|M_{miss}(\pi^+\pi^-)-M_{\pi^0}|<15$ МэВ.

Эффективность регистрации и восстановления близких треков изучалась в зависимости от заряда и импульса трекообразующей частицы и получалась для позитронов следующим образом:

- При регистрации электрона и позитрона строилось распределение по поперечному импульсу позитрона $P_{tr(+)} = P_{tot(+)} \cdot \sin(\theta_{(+)}$, где $P_{tot(+)}$ – полный импульс, $\theta_{(+)}$ – полярный угол зарегистрированного позитрона.

- При потере позитрона строилось распределение по поперечному импульсу $P_{tr(+)} = (E(e^+e^-) - P_{tot(-)}) \cdot \sin(\theta_{(-)})$, где $E(e^+e^-)$ – восстановленная кинематической реконструкцией энергия e^+e^--пары, $P_{tot(-)}$ – полный импульс, $\theta_{(-)}$ – полярный угол зарегистрированного электрона.

- Для учета фона под пиком строилось аналогичные распределения при регистрации и потере позитрона вне пика для отбора $|M_{miss}(\pi^+\pi^-) - M_{\pi^0}| > 50$ МэВ и фоновые события статистически вычитались в распределениях под пиком. При этом, нормировка определялась из подгонок, приведенных на Рис. 2.6: сигнал от процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 {\to} e^+e^-\gamma$ подгонялся гауссовской функцией, фон – полиномом второй степени.

- Строилось суммарное распределение по поперечному импульсу позитронов.

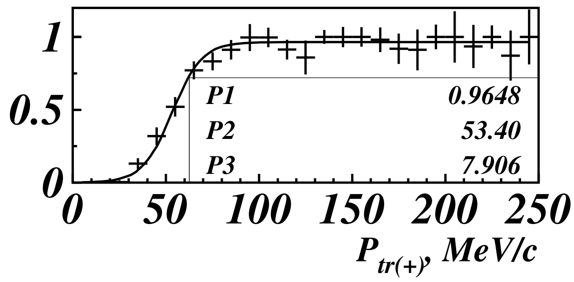
- Строилась эффективность регистрации позитронного трека в зависимости от поперечного импульса по отношению числа событий в каждом канале распределения с регистрацией позитрона к числу событий в соответствующем канале суммарного распределения.

- Распределение эффективности регистрации в зависимости от поперечного импульса подгонялось распределением Ферми вида

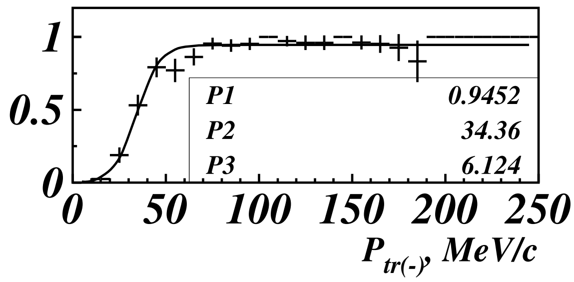
$$\varepsilon_{\Delta\Psi}(P_{tr(+)}) = \frac{P1_{(+)}}{1 + \exp(-\dfrac{P_{tr(+)} - P2_{(+)}}{P3_{(+)}})},$$

  где $P1_{(+)}$ – амплитуда эффективности, $P2_{(+)}$ – положение порога, $P3_{(+)}$ – ширина порога, $P_{tr(+)}$ – поперечный импульс позитрона.

Аналогичная процедура проводилась для электронов. На Рис. 2.7 приведены распределения эффективности регистрации в зависимости от поперечного импульса и результат подгонки для позитронов (a) и для электронов (b) для экспериментальных данных PHI98. Кривые зависимости эффективности от импульса существенно разные для электронов и позитронов. Это объясняется алгоритмом поиска треков в Дрейфовой камере. Фрагмент трека в первом слое ДК, который реально принадлежит двум близко проходящим трекам, пришивается к одному из двух фрагментов во втором слое. При этом для другого трека, особенно если у него мал импульс, может не хватить точек для



(a)



(b)

Рис. 2.7: Распределение эффективности регистрации в зависимости от поперечного импульса и результат подгонки для процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$ в экспериментальных данных PHI98: (a) – для позитронов, (b) – для электронов.

восстановления траектории трека. Выбор пришитого фрагмента происходит по азимутальной координате ϕ, фактически, при постоянном направлении магнитного поля, по заряду.

Аналогичным образом были получены эффективности регистрации в зависимости от поперечного импульса для полного моделирования процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$.

Процедура учета эффективности регистрации близкопроходящих треков проводилась следующим образом:

- Строилось распределение по поперечному импульсу в моделировании изучаемого конверсионного процесса $F_{sim(\pm)}(P_{tr(\pm)})$, где $(+)$ – обозначает позитроны, $(-)$ – электроны.

- Определялась поправка к вероятности регистрации из моделирования $\delta_{\Delta\Psi(\pm)}(P_{tr(\pm)}) = \frac{\varepsilon_{\Delta\Psi(\pm)data}(P_{tr(\pm)})}{\varepsilon_{\Delta\Psi(\pm)sim}(P_{tr(\pm)})}$, где $\varepsilon_{\Delta\Psi(\pm)data}(P_{tr(\pm)})$ – эффективность регистрации в зависимости от поперечного импульса $P_{tr(\pm}$ полученная по экспериментальным данным, $\varepsilon_{\Delta\Psi(\pm)sim}(P_{tr(\pm)})$ – полученная в полном моделировании.

- Строилось поправленное распределение по поперечному импульсу $F^{corr}_{sim(\pm)}(P_{tr(\pm)}) = F_{sim(\pm)}(P_{tr(\pm)}) \cdot \delta_{\Delta\Psi(\pm)}(P_{tr(\pm)})$.

- Определялась поправка к эффективности регистрации позитрона и электрона изучаемого конверсионного процесса

$$\varepsilon_{\Delta\Psi(\pm)} = \frac{\displaystyle\int_0^\infty F^{corr}_{sim(\pm)}(P_{tr(\pm)})dP_{tr(\pm)}}{\displaystyle\int_0^\infty F_{sim(\pm)}(P_{tr(\pm)})dP_{tr(\pm)}}.$$

- Определялась поправка к конечной эффективности регистрации изучаемого конверсионного процесса, полученной из полного моделирования

$$\varepsilon_{\Delta\Psi} = \varepsilon_{\Delta\Psi(+)} \cdot \varepsilon_{\Delta\Psi(-)},$$

$$\varepsilon_{sim}^{corr} = \varepsilon_{sim} \cdot \varepsilon_{\Delta\Psi},$$

где $\varepsilon_{\Delta\Psi(\pm)}$ – поправка к эффективности регистрации позитрона (+) или электрона (−); $\varepsilon_{\Delta\Psi}$ – поправка к конечной эффективности регистрации; ε_{sim} – эффективность регистрации изучаемого конверсионного процесса, полученная из полного моделирования; ε_{sim}^{corr} – поправленная эффективность регистрации изучаемого конверсионного процесса.

Процедура поправки к эффективности регистрации позитрона и электрона, вылетающих с малым углом разлета, проведена для каждого сезона (PHI93, PHI96 и PHI98) по отдельности.

Поправка $\varepsilon_{\Delta\Psi}$ к конечной эффективности регистрации для каждого изучаемого конверсионного процесса вычислялась по отдельности, так как она зависит от распределений поперечных импульсов, а они различаются в различных процессах, и могут меняться при изменениях в критериях отбора. Поправки будут приведены при анализе конкретных конверсионных процессов, они составляют величину порядка (0.90-0.95).

Для сокращения, эта поправка будет называться "поправка на малые углы".

2.5 Конверсия фотонов на веществе.

При изучении распадов на e^+e^--пару существует дополнительная экспериментальная сложность, связанная с конверсией фотонов на веществе экспериментальной установки. Хотя такие электроны и позитроны летят не из точки взаимодействия пучков, разрешения в дрейфовой камере для определения вершины таких событий недостаточно, чтобы разделить их от пучковых. Поэтому, эффективность конверсии на веществе берется из полного моделирования. Степень погрешности была оценена из точности знания количества вещества, на котором происходит конверсия.

Перед дрейфовой камерой, регистрирующей треки, на пути γ-кванта находятся вакуумная труба из бериллия (толщина 770 ± 20 мкм) и внутренняя стенка дрейфовой камеры из алюминизированного лавсана (толщина лавсана 130 ± 20 мкм, толщина алюминия 20 ± 10 мкм), в которых происходит конверсия.

Например, сечение $\phi \to \eta\gamma$ с конверсией γ-кванта [42]:

$$d\sigma_{conv}(\theta) = d\sigma_{\phi\to\eta\gamma}(\theta) \cdot (1 - e^{-\frac{\delta}{\sin\theta}}), \tag{2.1}$$

где $d\sigma_{\phi\to\eta\gamma}(\theta)$ - сечение $\phi \to \eta\gamma$, $\delta = \delta_{Be} + \delta_{mylar} + \delta_{Al}$, $\delta_i = \mu_i \Delta X_i$, $\mu_i = \frac{N_A}{A_i} \cdot \sigma_i^{e^+e^-}$, $\sigma_i^{e^+e^-} = \frac{7}{9} \cdot \frac{A_i}{N_A} \cdot \frac{1}{X_{0i}}$ - сечение рождения e^+e^- пар в поле ядра, ΔX_i - толщина материала, X_{0i} - радиационная длина материала (A_i - атомный вес материала и N_A - число Авогадро в конечном выражении сокращаются).

$$P_{conv} = \frac{\sigma_{conv}}{\sigma_{\phi\to\eta\gamma}} = 0.00236 \pm 0.00019. \tag{2.2}$$

Ошибка пересчитана из ошибок толщины материала. Величина этой ошибки (8.1%) и принималась за оценку систематической ошибки эффективности регистрации процессов с конверсией фотонов на веществе.

2.6 e/π-разделение

При изучении процесса $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ возникает необходимость разделения электронов и пионов для подавления фона от событий процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$, имеющего такое же конечное состояние с такими же инвариантными массами и обладающего большим сечением. Идентифицировать электроны и пионы можно по энерговыделению заряженных частиц в калориметре. Так как моделирование недостаточно полно описывает взаимодействие заряженных частиц с калориметром, процедура e/π-разделения была основана на экспериментальных данных.

Отобрав "чистые" классы событий, в которых возможна однозначная идентификация частиц, можно изучить энерговыделения $e^\pm$ и $\pi^\pm$ отдельно. Для изучения энерговыделения $e^\pm$ выбран процесс $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ с малыми углами между заряженными частицами, для изучения энерговыделения $\pi^\pm$ – $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$. Эти процессы были выбраны как наиболее близкие к процессу $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$.

Критерии отбора процесса $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$:

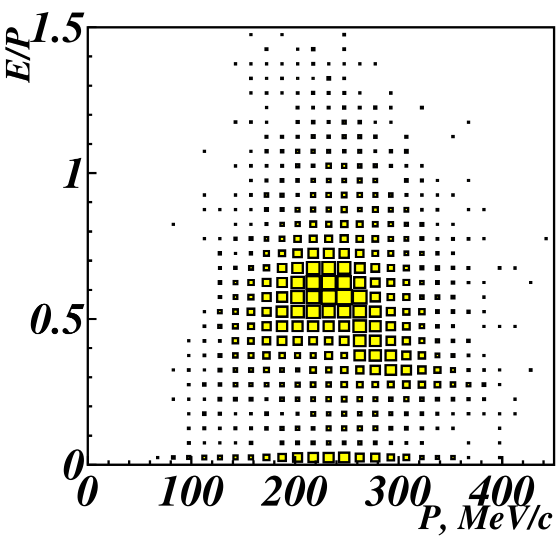
- $\chi^2 < 10$, для более тщательного отбора граница меньше, чем обычно ($\chi^2 < 20$);
- $\Delta\psi < 0.15$ радиан;
- в конечном состоянии есть один фотон $N_\gamma^{KREC} = 1$;
- 50 МэВ $< E_\gamma <$ 1000 МэВ.

Критерии отбора процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$:

- $\chi^2 < 10$;
- $0.2 < \Delta\psi < 1.0$ радиан;
- сумма импульсов $P_1 + P_2 > 450$ МэВ/c;

- в конечном состоянии 2 фотона $N_\gamma^{KREC} = 2$;
- $|M_{inv}(\gamma\gamma) - 135| < 15$ МэВ, выделение пика в π^0.

На Рис. 2.8 приведены распределения зависимости E/P (отношения энерговыделения заряженной частицы в калориметре к ее импульсу, измеренному в ДК) от импульса P для пионов от $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (a) и для электронов от $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ (b). Видно, что электроны и пионы возможно хорошо разделять по энерговыделению в калориметре.



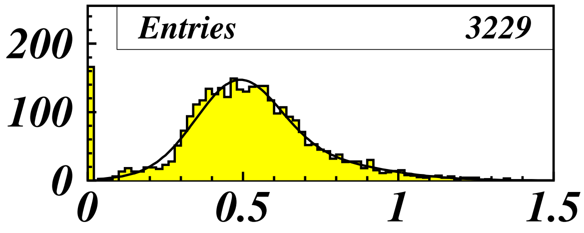
(a) π^+ от $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (b) e^+ от $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$

Рис. 2.8: Распределение зависимости E/P от P для тестовых процессов.

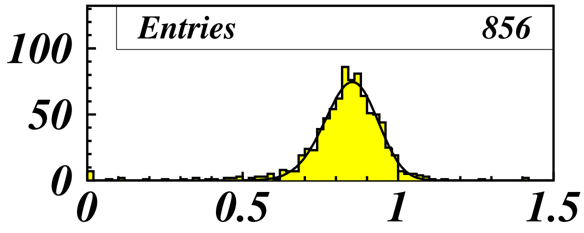
Для учета зависимости энерговыделения от импульса, диапазон импульсов от 0 до 500 МэВ/c разбивался на 10 слоев. В каждом слое строилось распределение E/P. Так как порог регистрации фотонов составляет 20 МэВ, при $E < 20$ МэВ принималось $E = 0$. Распределения подгонялись:

- для $e^\pm$ - логарифмической гауссовской функцией;
- для $\pi^\pm$ - суммой двух обычных гауссовских функций.

На Рис. 2.9 приведен пример распределения E/P для электронов и пионов при импульсе 250 МэВ/$c < P <$ 300 МэВ/c и результаты подгонок указанными выше функциями. Подгонка производилась без учета событий с $E = 0$. Отношения числа событий с $E = 0$ и с $E > 0$ к полному числу событий в гистограмме принимались за вероятность пройти через детектор, не оставив энерговыделения в калориметре, и вероятность выделить энергию в калориметре соответственно.



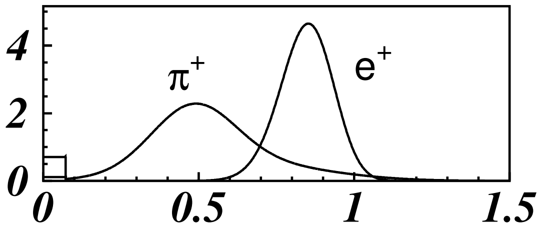
(a) π^+ от $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$



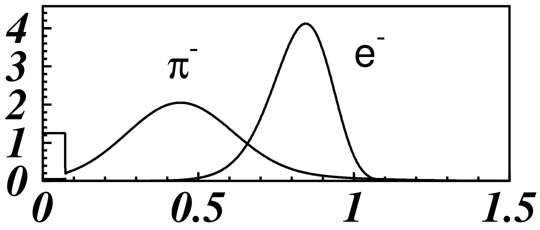
(b) e^+ от $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$

Рис. 2.9: Распределение E/P при 250 МэВ $< P <$ 300 МэВ для тестовых процессов.

Таким образом, для каждого типа частицы и каждого слоя по импульсу построены функции плотности вероятности $f_{e^\pm,\pi^\pm}$ быть этой определенной частицей. На Рис. 2.10 приведены функции плотности вероятности для электронов и пионов при импульсе 250 МэВ/$c < P <$ 300 МэВ/c.



(a)



(b)

Рис. 2.10: Функция распределения плотности вероятности в зависимости от E/P при 250 МэВ $< P <$ 300 МэВ (a) для положительных частиц, $f^{e/\pi}_{\pi^+}(E/P)$ и $f^{e/\pi}_{e^+}(E/P)$ (b) для отрицательных частиц, $f^{e/\pi}_{\pi^-}(E/P)$ и $f^{e/\pi}_{e^-}(E/P)$.

Вероятность для трека быть π^+ и π^-:

$$W^{e/\pi}_{\pi^+} = \frac{f^{e/\pi}_{\pi^+}}{f^{e/\pi}_{\pi^+} + f^{e/\pi}_{e^+}},\ W^{e/\pi}_{\pi^-} = \frac{f^{e/\pi}_{\pi^-}}{f^{e/\pi}_{\pi^-} + f^{e/\pi}_{e^-}}. \tag{2.3}$$

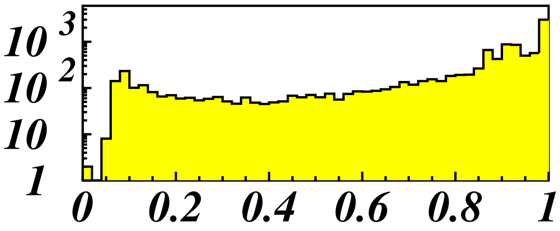
Вероятность для трека быть e^+ и e^-:

$$W^{e/\pi}_{e^+} = \frac{f^{e/\pi}_{e^+}}{f^{e/\pi}_{\pi^+} + f^{e/\pi}_{e^+}},\ W^{e/\pi}_{e^-} = \frac{f^{e/\pi}_{e^-}}{f^{e/\pi}_{\pi^-} + f^{e/\pi}_{e^-}}. \tag{2.4}$$

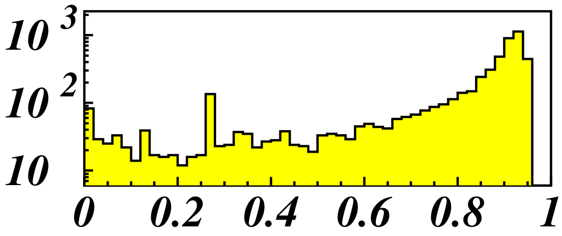
На Рис. 2.11 приведены вероятности для треков отобранных событий $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$. Нерегулярности в поведении $W^{e/\pi}_{...}$ объясняются дискретностью функций плотностей вероятности в зависимости от импульса.

Используя тот факт, что частицы в событии рождаются одинакового сорта, вероятности для обоих треков в событии быть $\pi^+\pi^-$ или e^+e^- строятся аналогично:

$$W^{e/\pi}_{\pi^+\pi^-} = \frac{W^{e/\pi}_{\pi^+} \cdot W^{e/\pi}_{\pi^-}}{W^{e/\pi}_{\pi^+} \cdot W^{e/\pi}_{\pi^-} + W^{e/\pi}_{e^+} \cdot W^{e/\pi}_{e^-}},\ W^{e/\pi}_{e^+e^-} = \frac{W^{e/\pi}_{e^+} \cdot W^{e/\pi}_{e^-}}{W^{e/\pi}_{\pi^+} \cdot W^{e/\pi}_{\pi^-} + W^{e/\pi}_{e^+} \cdot W^{e/\pi}_{e^-}} \tag{2.5}$$



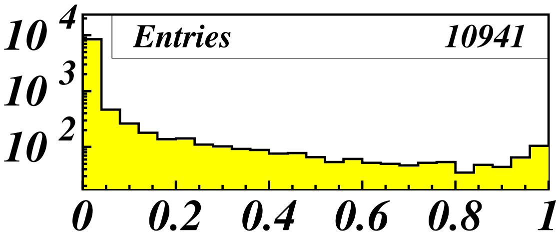
(a) $W^{e/\pi}_{\pi^+}$ для $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$



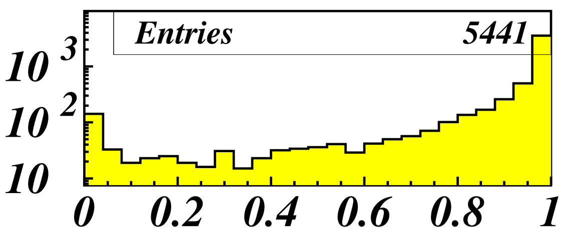
(b) $W^{e/\pi}_{e^+}$ для $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$

Рис. 2.11: Распределение по $W^{e/\pi}_{e^+/\pi^+}$ для тестовых процессов.

На Рис. 2.12 приведены вероятности быть e^+e^- для отобранных событий $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$. Видно, что $\pi^+\pi^-$ и e^+e^- процессы достаточно хорошо разделяются.



(a) $W^{e/\pi}_{e^+e^-}$ для $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$



(b) $W^{e/\pi}_{e^+e^-}$ для $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$

Рис. 2.12: Распределение по $W_{e^+e^-}$ для тестовых процессов.

Эффективности регистраций $\varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}$ и $\varepsilon^{e/\pi}_{\pi^+\pi^-}$ по критерию $W^{e/\pi}_{e^+e^-}$ оценивалась по доле тестовых событий $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, соответственно, прошедших условие $W^{e/\pi}_{e^+e^-} > W^{e/\pi}_0$ (см. Таблицу 2.3). Систематическая погрешность определялась по ошибкам параметров функций плотностей вероятности.

Данная процедура e/π-разделения для неколлинеарных частиц достаточно универсальна и может использоваться в других задачах на КМД-2, например, она применялась для подавления фона от событий $\pi^+\pi^-e^+e^-$ при изучении процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ при энергиях ниже 1 ГэВ [43].

Таблица 2.3: Эффективность регистрации e^+e^- ($\varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}$) и $\pi^+\pi^-$ ($\varepsilon^{e/\pi}_{\pi^+\pi^-}$) тестовых процессов при $W^{e/\pi}_{e^+e^-} > W^{e/\pi}_0$.

Заход:	PHI93		PHI96		PHI98	
$W^{e/\pi}_0$	$\varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}$,%	$\varepsilon^{e/\pi}_{\pi^+\pi^-}$,%	$\varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}$,%	$\varepsilon^{e/\pi}_{\pi^+\pi^-}$,%	$\varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}$,%	$\varepsilon^{e/\pi}_{\pi^+\pi^-}$,%
0.1	95.4 ± 0.4	27.41 ± 8.16	96.2 ± 5.2	23.67 ± 2.89	94.4 ± 0.2	18.30 ± 0.63
0.2	94.5 ± 0.6	18.35 ± 7.14	95.4 ± 5.2	16.67 ± 2.09	93.4 ± 0.2	13.68 ± 0.54
0.3	94.2 ± 1.3	14.03 ± 6.72	94.1 ± 5.4	12.53 ± 1.71	92.5 ± 1.2	10.86 ± 0.42
0.4	93.5 ± 1.4	11.51 ± 6.00	93.5 ± 5.4	9.63 ± 1.13	91.2 ± 1.5	8.80 ± 0.40
0.5	92.4 ± 8.3	9.14 ± 2.91	93.3 ± 5.4	7.76 ± 0.95	89.9 ± 1.3	6.99 ± 0.44
0.6	91.2 ± 9.9	7.12 ± 2.69	92.4 ± 5.4	6.36 ± 0.86	88.2 ± 1.1	4.99 ± 0.38
0.7	89.5 ± 5.7	5.18 ± 2.59	91.4 ± 5.6	4.73 ± 0.77	86.5 ± 1.0	3.82 ± 0.20
0.8	86.5 ± 5.9	3.67 ± 2.37	89.2 ± 5.6	3.42 ± 0.67	83.2 ± 1.1	2.74 ± 0.26
0.9	80.2 ± 5.0	2.16 ± 1.73	86.2 ± 5.3	1.75 ± 0.50	73.4 ± 1.6	1.86 ± 0.09

Глава 3

Выделение событий нормировочного процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$

3.1 Отбор событий

Для нормировки изучаемых процессов, т.е. фактически для определения числа ϕ-мезонов, использовались события процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$. Так как в этом процессе конечное состояние (две заряженные частицы и два фотона) такое же, что и в изучаемых распадах, подобная нормировка приведет к тому, что многие систематические ошибки, например неэффективность триггера, дрейф параметров детектора во времени и т.п., сократятся.

Наблюдаемое количество событий процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ выражается формулой:

$$N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma} = N_\phi \cdot B(\phi \to \eta\gamma) \cdot B(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma) \cdot \varepsilon_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}, \tag{3.1}$$

где N_ϕ – число ϕ-мезонов; $N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}$ – число событий $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$; $\varepsilon_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}$ – эффективность регистрации $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$; $B(\phi \to \eta\gamma)$ и $B(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma)$ – относительные вероятности промежуточных распадов.

События искомого процесса должны давать пик в распределении по инвариантной массе $M_{inv}(\pi^+\pi^-\gamma)$ в области массы η-мезона. Энергия фотона от распада $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ практически всегда меньше энергии монохроматического фотона в распаде $\phi \to \eta\gamma$, которая равна 362 МэВ. Действительно, максимальная энергия фотона от распада $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ составляет около 380 МэВ и достигается, когда фотон летит по направлению η, а оба пиона летят в противоположном направлении. Такая кинематическая конфигурация соответствует границе доступного фазового пространства и потому маловероятна. Таким образом, для восстановления массы η используется фотон с меньшей энергией.

Основным источником фона являются событиями процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ при потере фотона. Остальной фон определяется событиями распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, квантовоэлектродинамического процесса $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$, а также процесса $e^+e^- \to \omega\pi$. Эффективности регистрации и ожидаемые формы распределений определялись из моделирования перечисленных процессов. На Рис. 3.1 приведены распределения по инвариантной массе $M_{inv}(\pi^+\pi^-\gamma)$, полученные при моделировании: (a) – искомого процесса; (b) – процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$, положение и форма отклика отличается от отклика искомого процесса; (c), (d) и (e) – процессы $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$ и $e^+e^- \to \omega\pi$ соответственно, отклики от них имеют гладкие распределения, также отличные от отклика искомого процесса.

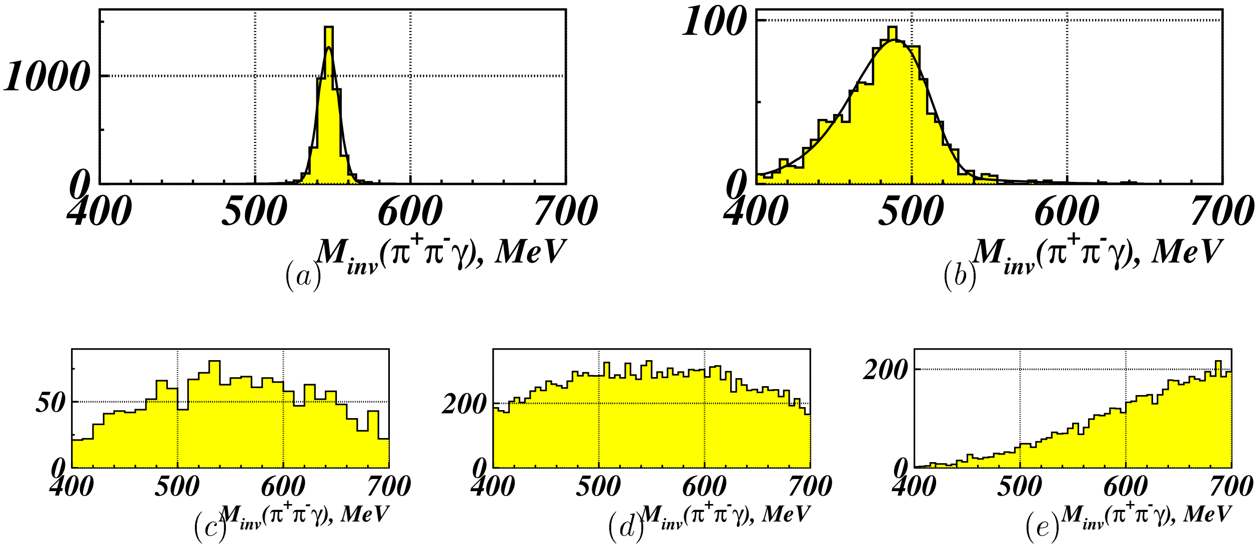


Рис. 3.1: Инвариантная масса $M_{inv}(\pi^+\pi^-\gamma)$ при отборе для $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$, моделирование SIM98 событий: (a) $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$, (b) $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$, (c) $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$, (d) $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$, (e) $e^+e^- \to \omega\pi$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$.

События кинематически реконструировались в предположении, что заряженные частицы – это пионы.

Критерии отбора процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$:

- $N_\gamma^{KREC} = 2$;
- $M_{inv}(\gamma\gamma) > 250$ МэВ для подавления фона от $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

На Рис. 3.2 приведено распределение по инвариантной массе $M_{inv}(\pi^+\pi^-\gamma)$ для экспериментальных данных PHI98. Основной сигнал в области массы η-мезона подгонялся гауссовской функцией, ширина которого была фиксирована из моделирования. Сигнал слева от основного пика определяется событиями процесса

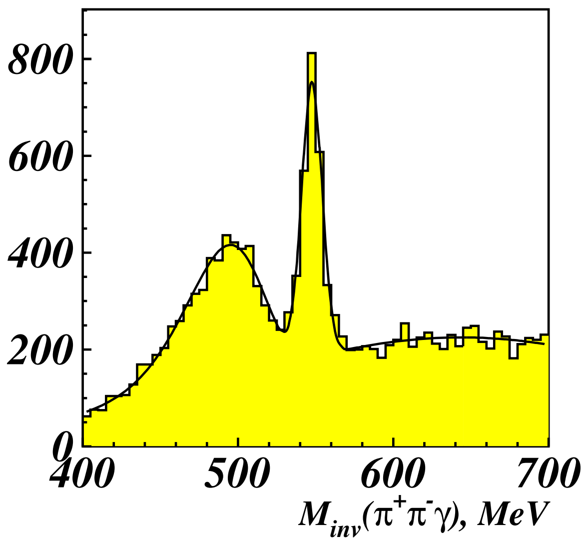


Рис. 3.2: Инвариантная масса $M_{inv}(\pi^+\pi^-\gamma)$ для $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$, экспериментальные данные PHI98.

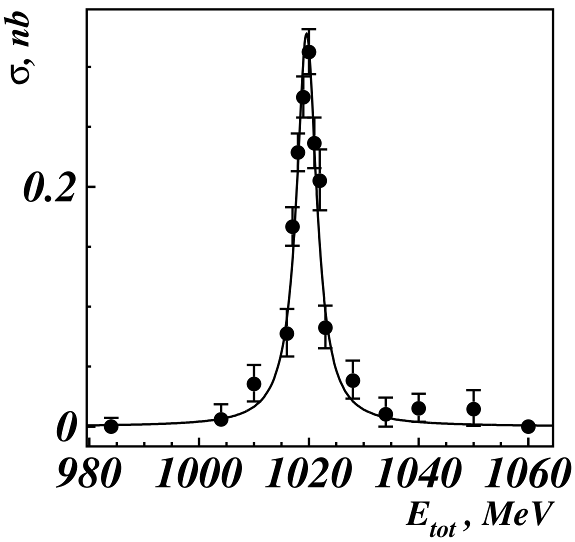


Рис. 3.3: Видимое сечение процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$, экспериментальные данные PHI98.

$\phi \to \eta\gamma, \eta \to \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0 \to \gamma\gamma$ и подгонялся логарифмической гауссовской функцией, ширина и асимметрия которой фиксировались из моделирования. Общая подложка подгонялась гауссовской функцией, все параметры которой были свободными.

На Рис. 3.3 приведено видимое сечение процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ в зависимости от энергии для экспериментальных данных PHI98 и его описание нерелятивистской функцией Брейта-Вигнера

$$BW(E_{tot}, \sigma_\phi, M_\phi, \Gamma_\phi) = \frac{\sigma_\phi \cdot \Gamma_\phi/2}{(E - M_\phi)^2 + (\Gamma_\phi/2)^2}, \tag{3.2}$$

где E_{tot} – полная энергия, σ_ϕ – сечение в пике ϕ-мезона, M_ϕ – масса ϕ-мезона, Γ_ϕ – ширина ϕ-мезона. При подгонке ширина фиксировалась из табличных данных [17].

Видимое сечение в точке с энергией $E_{tot}(i)$ определялось по формуле:

$$\sigma_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}(i) = N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}(i)/L(i), \tag{3.3}$$

где $N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}(i)$ – число событий процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ в точке i; $L(i)$ – интеграл светимости в этой точке. $N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}(i)$ определялось при подгонке распределений, аналогичных приведенному на Рис. 3.2, в каждой точке сканирования. Средние положения и формы сигналов (ширины, асимметрия) от распадов $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ и $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ при подгонках были фиксированы из распределения, приведенного на Рис. 3.2, количества событий под пиками были свободны. Все параметры функции, аппроксимирующей широкий фон, были свободными.

Резонансная зависимость сечения и отсутствие нерезонансного фона свидетельствуют о правильности отбора событий.

Аналогичным образом были обработаны экспериментальные данные заходов PHI96 и PHI93.

3.2 Результат анализа

В Таблице 3.1 приведены полученные числа событий $\phi \to \eta\gamma,\ \eta \to \pi^+\pi^-\gamma$, эффективности регистрации и полное число ϕ-мезонов в различных заходах. Меньшая эффективность регистрации в PHI93 по сравнению с PHI96 и PHI98 объясняется меньшим телесным углом регистрируемых фотонов из-за отсутствия торцевого калориметра. Приведенная ошибка эффективности регистрации чисто статистическая и определяется количеством событий в моделировании. Систематическая ошибка количества зарегистрированных событий связана с неопределенностью подгонки формы распределений по инвариантной массе. Для оценки систематической ошибки форма фона варьировалась: широкая гауссовская функция менялась на полином второй степени, в логарифмической гауссовской функции отпускались все параметры. Статистическая ошибка числа ϕ-мезонов складывалась из статистических ошибок $N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}$ и $\varepsilon_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}$. Систематическая ошибка складывалась из систематической ошибки $N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}$ и неопределенности величины относительных вероятностей промежуточных распадов [17], приведенных в формуле (3.1).

Таблица 3.1: Количество событий $\phi \to \eta\gamma,\ \eta \to \pi^+\pi^-\gamma$.

Заход	$\varepsilon_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}$, %	$N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}$	$N_\phi,\ \times 10^6$
PHI93	12.34 ± 0.25	$125.6 \pm 17.1 \pm 5.9$	$1.65 \pm 0.23 \pm 0.10$
PHI96	20.47 ± 0.32	$361.6 \pm 24.5 \pm 9.4$	$2.87 \pm 0.20 \pm 0.12$
PHI98	20.75 ± 0.32	$1858.3 \pm 57.6 \pm 37.9$	$14.54 \pm 0.51 \pm 0.58$
Сумма		$2345.5 \pm 64.9 \pm 52.6$	$19.06 \pm 0.59 \pm 0.79$

Глава 4

Изучение процесса $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$ в канале $\pi^0 \to \gamma\gamma$

4.1 Отбор событий

События распада $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$ регистрировались в канале $\pi^0 \to \gamma\gamma$, так что ожидаемое их число равно

$$N_{\phi\to\pi^0 e^+ e^-} = N_\phi \cdot B(\phi \to \pi^0 e^+ e^-) \cdot B(\pi^0 \to \gamma\gamma) \cdot \varepsilon_{\phi\to\pi^0 e^+ e^-}, \tag{4.1}$$

где N_ϕ – число ϕ-мезонов, а $\varepsilon_{\phi\to\pi^0 e^+ e^-}$ – соответствующая эффективность регистрации.

События искомого процесса должны давать пик при массе π^0-мезона в распределении по инвариантной массе $M_{inv}(\gamma\gamma)$.

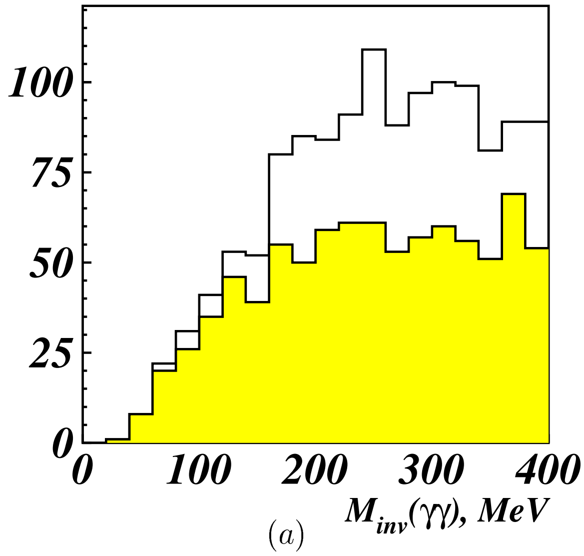
Этот процесс, аналогично другим конверсионным распадам, имеет фон от событий $\phi \to \pi^0\gamma$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ с конверсией фотона от $\phi \to \pi^0\gamma$ на веществе детектора. Количество событий с конверсией фотона на веществе определяется выражением

$$N_{\phi\to\pi^0\gamma} = N_\phi \cdot B(\phi \to \pi^0\gamma) \cdot B(\pi^0 \to \gamma\gamma) \cdot \varepsilon_{\phi\to\pi^0\gamma}, \tag{4.2}$$

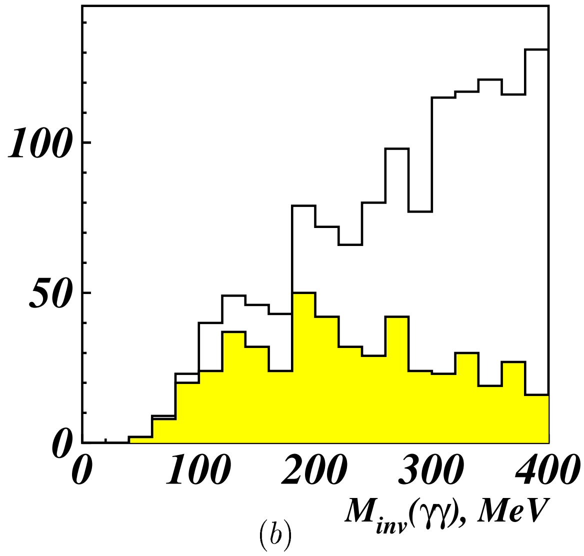
где $\varepsilon_{\phi\to\pi^0\gamma}$ – эффективность регистрации такого процесса.

Существенным источником фона является процесс $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, который также имеет две заряженные частицы и два фотона в конечном состоянии, и дает пик в распределении по инвариантной массе $M_{inv}(\gamma\gamma)$ вблизи массы π^0-мезона.

Другими источниками фона являются квантовоэлектродинамический процесс $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$, Далиц распад η-мезона $\eta\to e^+e^-\gamma$ и конверсия на веществе фотона от распада $\eta \to \gamma\gamma$ в процессе $\phi \to \eta\gamma$. Однако, все эти процессы имеют широкие и гладкие распределения по инвариантной массе $M_{inv}(\gamma\gamma)$, приведенные на Рис. 4.1, так



(a)



(b)

Рис. 4.1: Инвариантная масса $M_{inv}(\gamma\gamma)$ до и после подавления по E_γ^{max} для событий (a) $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$, (b) $\phi \to \eta\gamma,\ \eta{\to}e^+e^-\gamma$.

что их вклад можно статистически вычесть. Также вклад этих фоновых процессов можно уменьшить с незначительной потерей полезных событий.

Наблюдаемое в эксперименте число событий обусловлено процессом $\phi \to \pi^0 e^+e^-$, конверсией фотона от $\phi \to \pi^0\gamma$ и процессом $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и равно

$$N^{exp}_{\phi\to\pi^0e^+e^-} = N_{\phi\to\pi^0e^+e^-} + N_{\phi\to\pi^0\gamma} + N_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0}. \tag{4.3}$$

Число событий с конверсией определялось из (3.1) и (4.2):

$$N_{\phi\to\pi^0\gamma} = N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma} \cdot \frac{B(\pi^0 \to \gamma\gamma)}{B(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma)} \cdot \frac{\varepsilon_{\phi\to\pi^0\gamma}}{\varepsilon_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}}. \tag{4.4}$$

Относительная вероятность распада $\phi \to \pi^0 e^+e^-$ определялась из отношения выражений (4.3) и (3.1):

$$\begin{gathered} B(\phi \to \pi^0 e^+e^-) = \\ B(\phi \to \eta\gamma) \cdot \frac{B(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma)}{B(\pi^0 \to \gamma\gamma)} \cdot \frac{\varepsilon_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}}{\varepsilon_{\phi\to\pi^0e^+e^-}} \cdot \frac{N^{exp}_{\phi\to\pi^0e^+e^-} - N_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0}}{N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}} \\ -B(\phi \to \pi^0\gamma) \cdot \frac{\varepsilon_{\phi\to\pi^0\gamma}}{\varepsilon_{\phi\to\pi^0e^+e^-}}. \end{gathered} \tag{4.5}$$

Для подавления событий процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и определения их вклада использовалось e/π-разделение, описанное в разделе 2.6.

Отбор событий искомого конверсионного процесса проводился с применением кинематической реконструкции в предположении, что заряженные частицы – это электрон и позитрон.

Критерии отбора:

- $\Delta\psi < 0.30$ радиан для подавления $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$;
- $N_\gamma^{KREC} = 2$;
- $E_\gamma^{max} < 460$ МэВ для подавления событий $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$;
- $|E_\gamma^{max} - 362| > 15$ МэВ для подавления событий $\phi \to \eta\gamma,\ \eta \to e^+e^-\gamma$;
- e/π-разделение $W_{e^+e^-}^{e/\pi} > 0.5$.

Эффективности регистрации событий определялись из моделирования с учетом поправки на реконструкцию событий с малым углом между треками и учетом эффективности e/π-разделения по формулам:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\phi\to\pi^0e^+e^-} &= \varepsilon^{MC}_{\phi\to\pi^0e^+e^-} \cdot \varepsilon_{\Delta\Psi} \cdot \varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}, \\ \varepsilon_{\phi\to\pi^0\gamma} &= \varepsilon^{MC}_{\phi\to\pi^0\gamma} \cdot \varepsilon_{\Delta\Psi} \cdot \varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}, \\ \varepsilon_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0} &= \varepsilon^{MC}_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0} \cdot \varepsilon_{\Delta\Psi} \cdot \varepsilon^{e/\pi}_{\pi^+\pi^-}, \end{aligned} \tag{4.6}$$

где $\varepsilon^{MC}_{\dots}$ – эффективности регистрации событий, определенные из моделирования по распределениям по инвариантной массе $M_{inv}(\gamma\gamma)$, приведенным на Рис. 4.2, $\varepsilon_{\Delta\Psi}$ – поправка, связанная с эффективностью регистрации и восстановления близких треков, определенная по процедуре, приведенной в разделе 2.4, $\varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}$ и $\varepsilon^{e/\pi}_{\pi^+\pi^-}$ – эффективности применения e/π-разделения для e^+e^- и $\pi^+\pi^-$ событий.

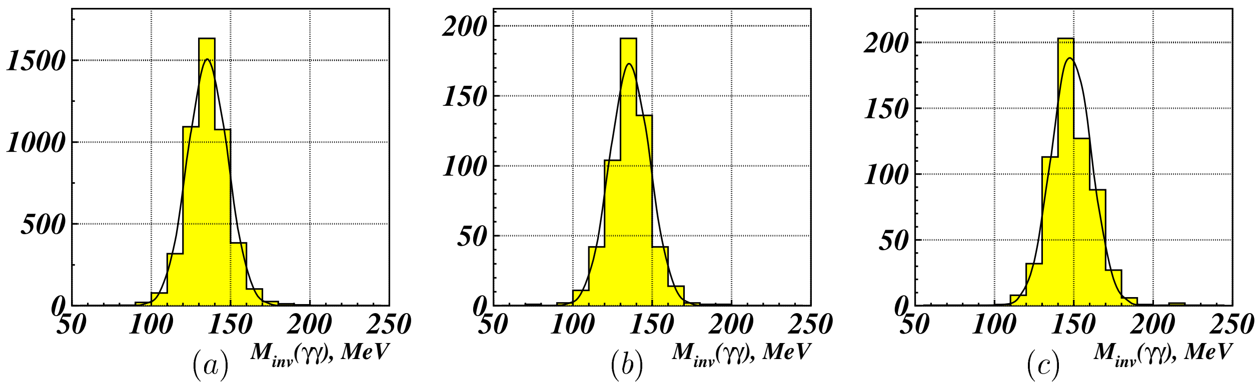


Рис. 4.2: Инвариантная масса $M_{inv}(\gamma\gamma)$ в моделировании SIM98 для событий (a) $\phi \to \pi^0 e^+e^-$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$, (b) конверсии на веществе $\phi \to \pi^0\gamma$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$, (c) $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$.

На Рис. 4.2 приведены распределения по инвариантной массе $M_{inv}(\gamma\gamma)$ для моделирования. Распределение для событий конверсии на веществе (b) полностью имитируют распределение для искомого процесса (a). Распределение по инвариантной массе $M_{inv}(\gamma\gamma)$ для событий процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$, приведенное на Рис. 4.2 (c), показывает, что кинематическая реконструкция в предположении, что заряженные частицы

– это e^+e^-, сдвигает массу π^0, но величина этого сдвига недостаточна для разделения (сдвиг $\sim$ 15 МэВ при ширине пика $\sim$ 15 МэВ).

Процедура e/π-разделения позволяет значительно подавить пионный фон. На Рис. 4.3 показана зависимость вероятности быть e^+e^--событием от инвариантной массы $M_{inv}(\gamma\gamma)$ после применения приведенных выше критериев отбора для экспериментальных данных PHI98. События с электроном и позитроном имеют вероятность $W_{e^+e^-} \approx 1$, пионные события $W_{e^+e^-} \approx 0$.

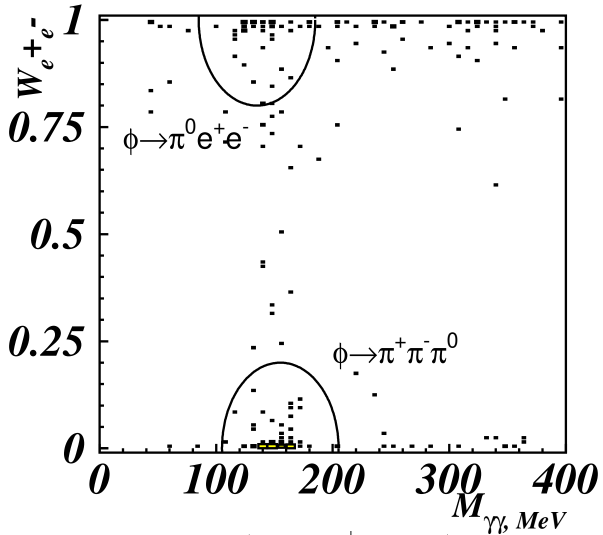


Рис. 4.3: Зависимость вероятности быть e^+e^--событием от инвариантной массы $M_{inv}(\gamma\gamma)$ для $\phi \to \pi^0 e^+e^-$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$, экспериментальные данные PHI98.

На Рис. 4.4 приведено основное распределение по $M_{inv}(\gamma\gamma)$ для экспериментальных данных PHI98. В области массы π^0-мезона виден сигнал, который подгоняется гауссовской функцией с шириной, фиксированной из моделирования. Общая подложка также подгонялась гауссовской функцией, все параметры которой были свободными.

Процедура e/π-разделения также позволяет определить $N_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0}$ – вклад событий процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$. На Рис. 4.5 приведено распределение $M_{inv}(\gamma\gamma)$ при $W^{e/\pi}_{e^+e^-} < 0.5$. Видно, что положение сигнала сдвинуто вправо по сравнению с сигналом от $\phi \to \pi^0 e^+e^-$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ и согласуется с моделированием для $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, приведенным на Рис. 4.2 (c). Это пионное распределение подгоняется аналогично основному.

Используя число событий под пиком в этом распределении, полученном при отборе $W^{e/\pi}_{e^+e^-} < 0.5$, можно определить число ожидаемых событий $N_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ в основном распределении, полученном при отборе $W^{e/\pi}_{e^+e^-} > 0.5$.

Наблюдаемое количество событий определяется вкладами тех же процессов:

$$N^{exp}_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0} = N_{\phi\to\pi^0 e^+e^-} + N_{\phi\to\pi^0\gamma} + N_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0}, \tag{4.7}$$

только эффективности регистрации соответствуют отбору $\pi^+\pi^-$-событий:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\phi\to\pi^0e^+e^-} &= \varepsilon^{MC}_{\phi\to\pi^0e^+e^-}\cdot\varepsilon_{\Delta\Psi}\cdot(1-\varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}),\\ \varepsilon_{\phi\to\pi^0\gamma} &= \varepsilon^{MC}_{\phi\to\pi^0\gamma}\cdot\varepsilon_{\Delta\Psi}\cdot(1-\varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}),\\ \varepsilon_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0} &= \varepsilon^{MC}_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0}\cdot\varepsilon_{\Delta\Psi}\cdot(1-\varepsilon^{e/\pi}_{\pi^+\pi^-}),\end{aligned} \tag{4.8}$$

После проведения необходимых выкладок получаем выражение для ожидаемого количества событий процесса $\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0$ при отборе $W^{e/\pi}_{e^+e^-} > 0.5$, исходя из $N^{exp}_{\phi\to\pi^0e^+e^-}$ – количества зарегистрированных событий при отборе $W^{e/\pi}_{e^+e^-} > 0.5$, $N^{exp}_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0}$ – количества зарегистрированных событий при отборе $W^{e/\pi}_{e^+e^-} < 0.5$, и эффективностей e/π-разделения:

$$N_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0} = ((N^{exp}_{\phi\to\pi^0e^+e^-} + N^{exp}_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0})\cdot\varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-} - N^{exp}_{\phi\to\pi^0e^+e^-})\cdot\frac{\varepsilon^{e/\pi}_{\pi^+\pi^-}}{\varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}-\varepsilon^{e/\pi}_{\pi^+\pi^-}}. \tag{4.9}$$

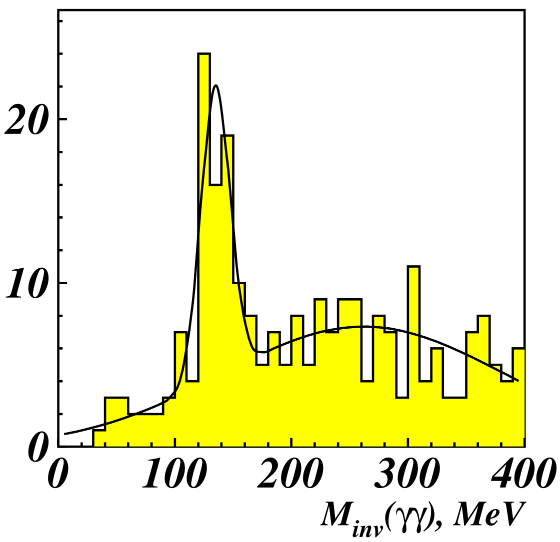


Рис. 4.4: Инвариантная масса $M_{inv}(\gamma\gamma)$ для отбора $\phi\to\pi^0e^+e^-$, $\pi^0\to\gamma\gamma$ при $W^{e/\pi}_{e^+e^-} > 0.5$, экспериментальные данные PHI98.

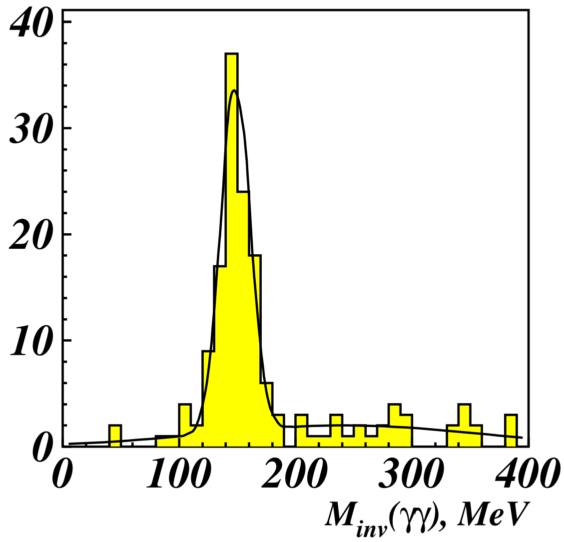


Рис. 4.5: Инвариантная масса $M_{inv}(\gamma\gamma)$ для отбора $\phi\to\pi^0e^+e^-$, $\pi^0\to\gamma\gamma$ при $W^{e/\pi}_{e^+e^-} < 0.5$, экспериментальные данные PHI98.

При подгонке основного распределения в пике находится

$$N^{exp}_{\phi\to\pi^0e^+e^-} = 56.0\pm 9.4 \text{ событий}, \tag{4.10}$$

а при подгонке пионного распределения

$$N^{exp}_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0} = 103.4\pm 10.9 \text{ событий}. \tag{4.11}$$

Для процессов $\phi\to\pi^0\gamma$ и $\phi\to\pi^0e^+e^-$ в распределении зависимости сечения от энергии должна присутствовать подложка, обусловленная “хвостом” аналогичных распадов

ω-мезона. Для правильного вычисления относительной вероятности распада ϕ-мезона этот “хвост” необходимо учесть.

На Рис. 4.6 приведено видимое сечение процесса $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ в зависимости от энергии для экспериментальных данных PHI98.

В каждой точке сканирования определялось видимое сечение по количеству событий, полученных при подгонке распределений, аналогичных приведенному на Рис. 4.4. Средние положения и ширины откликов сигнала и фона при подгонках были фиксированы из распределения, приведенного на Рис. 4.4, свободными были лишь количества событий эффекта и фона.

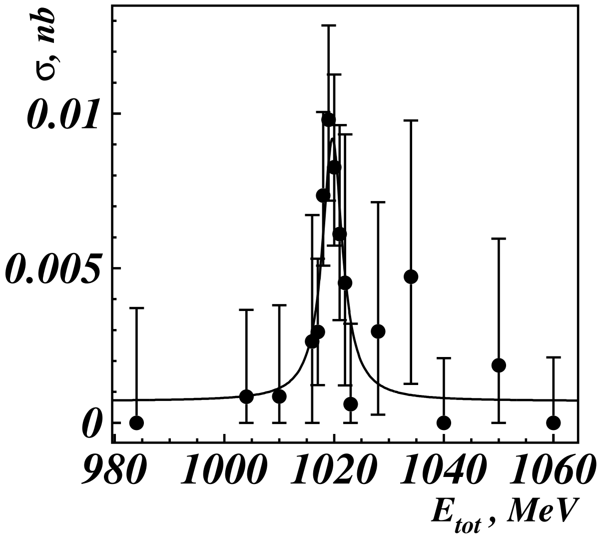


Рис. 4.6: Видимое сечение процесса $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$ при $W^{e/\pi}_{e^+e^-} > 0.5$, экспериментальные данные PHI98.

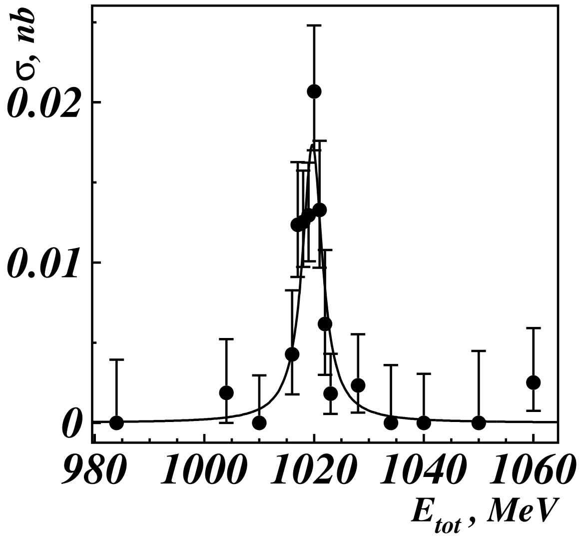


Рис. 4.7: Видимое сечение процесса $\phi \to \pi^+ \pi^- \pi^0$ ($\phi \to \pi^0 e^+ e^-$ при $W^{e/\pi}_{e^+e^-} < 0.5$), экспериментальные данные PHI98.

Видимое сечение подгонялось функцией Брейта-Вигнера с постоянной подложкой

$$\sigma(E) = BW(E, \sigma_\phi, M_\phi, \Gamma_\phi) + \sigma_\omega, \tag{4.12}$$

где σ_ϕ – максимум функции Брейта-Вигнера, M_ϕ и Γ_ϕ – масса и ширина ϕ-мезона, фиксированные из табличных данных, σ_ω – сечение подложки.

Числа событий и сечения связаны через интегралы светимости

$$N_{tot} = \sum \sigma(E_i) \cdot Li, \tag{4.13}$$

где Li – интеграл светимости в i-ой точке по энергии.

Число событий от ϕ-мезона

$$N_{BW} = \sum BW(E_i, \sigma_\phi, M_\phi, \Gamma_\phi) \cdot Li, \tag{4.14}$$

а число событий в подложке

$$N_\omega = \sum \sigma_\omega \cdot Li. \tag{4.15}$$

Максимум функции Брейта-Вигнера, являющийся максимумом сечения от ϕ-мезона, оказывается равным

$$\sigma_\phi = (0.858 \pm 0.200) \cdot 10^{-2} \text{ нб}, \tag{4.16}$$

откуда из (4.14) получаем поправленное число событий $N^{exp}_{\phi\to\pi^0 e^+e^-}$

$$N^{exp}_{\phi\to\pi^0 e^+e^-} = 47.6 \pm 11.1 \text{ событий}. \tag{4.17}$$

Отношение величины сечения подложки от ω-мезона к максимуму сечения от ϕ-мезона оказалось равным

$$\frac{\sigma_\omega}{\sigma_\phi} = 7.5^{+15.4}_{-7.5}\%, \tag{4.18}$$

что не противоречит ожидаемой в модели векторной доминантности величине σ_ω.

На Рис. 4.7 приведено видимое сечение процесса $\phi \to \pi^0 e^+e^-$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ при $W^{e/\pi}_{e^+e^-} < 0.5$. Максимум функции Брейта-Вигнера найден равным

$$\sigma_\phi = (1.841 \pm 0.245) \cdot 10^{-2} \text{ нб}, \tag{4.19}$$

что соответствует

$$N^{exp}_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0} = 102.1 \pm 11.5 \text{ событий}. \tag{4.20}$$

Эта величина совпадает с результатом (4.11), что указывает на отсутствие нерезонансного к ϕ-мезону фона среди событий $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

Из величин (4.17), (4.11) и формулы (4.9) получаем ожидаемое число событий $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$

$$N_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0} = 7.4 \pm 1.0. \tag{4.21}$$

Ожидаемое число событий с конверсией согласно (4.4) равно

$$N_{\phi\to\pi^0\gamma} = 8.5 \pm 0.6. \tag{4.22}$$

Окончательно, из (4.5) можно определить относительную вероятность конверсионного распада $\phi \to \pi^0 e^+e^-$ по экспериментальным данным PHI98

$$B(\phi \to \pi^0 e^+e^-) = (1.10 \pm 0.39) \cdot 10^{-5}. \tag{4.23}$$

Приведенная ошибка – чисто статистическая.

Аналогичным образом были обработаны экспериментальные данные заходов PHI96 и PHI93.

4.2 Проверка устойчивости результата

Для проверки устойчивости результата был проведен отбор событий без процедуры e/π-разделения, но при более сильном обрезании по углу между треками:

- $\Delta\psi < 0.15$ радиан.

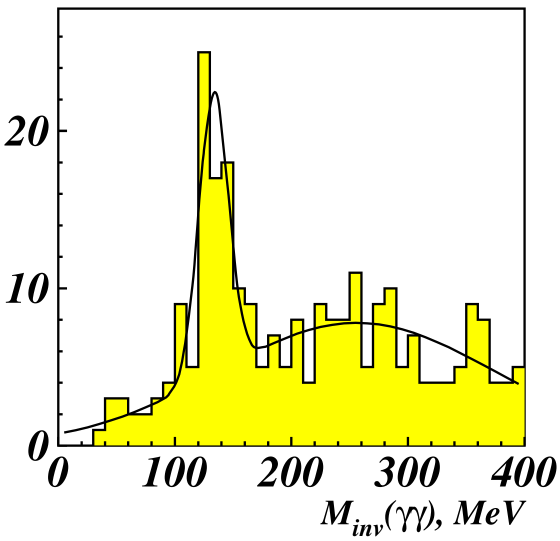


Рис. 4.8: Инвариантная масса $M_{inv}(\gamma\gamma)$ для $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ при жестком отборе по углу между треками и без применения e/π-разделения, экспериментальные данные PHI98.

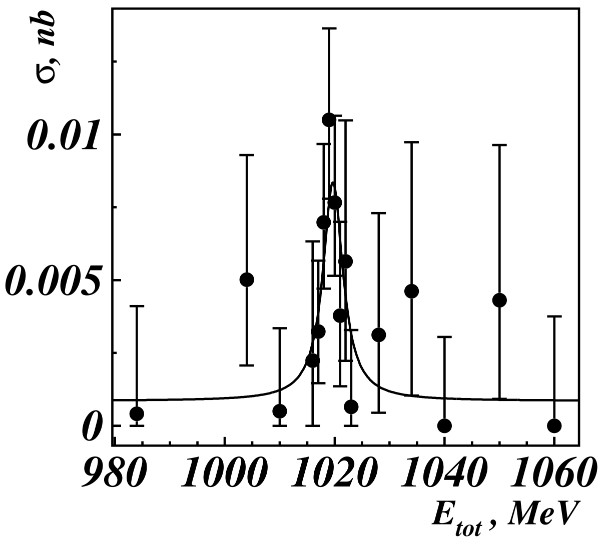


Рис. 4.9: Видимое сечение процесса $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ при жестком отборе по углу между треками и без применения e/π-разделения, экспериментальные данные PHI98.

Ожидаемое число событий процесса $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ определяется из ожидаемого числа ϕ-мезонов

$$N_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0} = N_\phi \cdot B(\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0) \cdot B(\pi^0 \to \gamma\gamma) \cdot \varepsilon_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0}, \tag{4.24}$$

и при нормировке на процесс $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ (3.1) дается выражением

$$N_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0} = N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma} \cdot \frac{B(\pi^0 \to \gamma\gamma)}{B(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma)} \cdot \frac{\varepsilon_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0}}{\varepsilon_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}}. \tag{4.25}$$

Эффективности регистрации событий определялись аналогично, но без учета эффективности e/π-разделения:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{\phi\to\pi^0 e^+e^-} &= \varepsilon^{MC}_{\phi\to\pi^0 e^+e^-} \cdot \varepsilon_{\Delta\Psi}, \\
\varepsilon_{\phi\to\pi^0\gamma} &= \varepsilon^{MC}_{\phi\to\pi^0\gamma} \cdot \varepsilon_{\Delta\Psi}, \\
\varepsilon_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0} &= \varepsilon^{MC}_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0} \cdot \varepsilon_{\Delta\Psi}.
\end{aligned} \tag{4.26}$$

На Рис. 4.8 приведено распределение по $M_{inv}(\gamma\gamma)$ для экспериментальных данных PHI98 при таком отборе. На Рис. 4.9 приведено видимое сечение. При подгонке в пике находится 56.7 ± 9.6 событий, при подгонке энергетической зависимости эта величина становится равной 47.3 ± 11.4 событий, что при вычислении относительной вероятности распада $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$ по формуле (4.5) дает

$$B(\phi \to \pi^0 e^+ e^-) = (0.83 \pm 0.39) \cdot 10^{-5}. \qquad (4.27)$$

Полученный результат в пределах ошибок совпадает с (4.23). Ожидаемое число событий с конверсией равно 9.2 ± 0.6, а число событий $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ – 13.0 ± 1.8.

4.3 Источники ошибок и результат анализа

Подробный анализ источников ошибок проведем для данных PHI98. Для этого ниже приведены основные ошибки и их вклад в относительную вероятность распада, определенную по формуле (4.5).

Статистическая ошибка величины относительной вероятности распада определяется статистическими ошибками в числах выделенных событий:

- $N^{exp}_{\phi\to\pi^0 e^+ e^-}$ – искомый процесс. Вклад в величину относительной вероятности распада составляет — 35.4%.
- $N^{exp}_{\phi\to\pi^+\pi^-\pi^0}$ – фоновые события $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Вклад — 3.9%.
- $N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}$ – нормировочный процесс. Вклад — 2.6%.

Так как нормировка происходит на распад ϕ-мезона $\phi \to \eta\gamma,\ \eta \to \pi^+\pi^-\gamma$, часть систематических ошибок сокращается.

Следующие ошибки имеют статистически независимое, некоррелированное между обработанными заходами происхождение, и в конечном результате квадратично складывались со статистической ошибкой:

- Ошибка реконструкции событий с малым углом между треками, связанная со статистическими ошибками параметров поправки, которые определялись по экспериментальным данным, с помощью процедуры, описанной в разделе 2.4. Вклад — 3.9%.
- Ошибки параметров e/π-разделения, которые также определялись по экспериментальным данным, в процедуре, описанной в разделе 2.6. Вклад — 2.5%.

- Ошибки эффективностей регистрации, связанные со статистикой моделирования изучаемых процессов. Эта ошибка некоррелирована, так как для каждого захода моделирование проводилось отдельно. Величина этого вклада — 2.7%.

В чисто систематическую ошибку вносят вклад параметры, являющиеся коррелированными между заходами:

- Систематическая неопределенность подгонки распределений по инвариантной массе. Для ее оценки варьировалась форма фона: гауссовская функция менялась на полином второй степени. Эта ошибка связана со способом получения результата и должна быть коррелирована в различных заходах. Вклад в относительную вероятность распада — 11.9%.

- Зависимость от модели переходного формфактора. Сравнивались различные предположения о виде формфактора в рамках МВД (модели векторной доминантности): 1) с ρ-мезоном [1] и 2) с ρ-мезоном и ρ'-мезоном [4]. Различие в эффективностях регистрации при моделировании для этих предположений оказалась около 9%. Вклад учитывался через эффективность регистрации искомого процесса и составил 9.5%.

- Ошибки среднемировых значений относительных вероятностей промежуточных распадов [17]. Вклад — 4.9%.

- Систематическая ошибка вероятности конверсии, коррелированная в различных заходах, оцененная в разделе 2.5. Вклад — 2.2%.

В Таблице 4.1 приведен вклад различных источников ошибок в относительную вероятность распада $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$, полученную в разных заходах.

Найденное число событий $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ и полученные значения относительной вероятности распада $\pi^0 \to e^+ e^- \gamma$ в различных группах заходов приведены в Таблице 4.2. Количество зарегистрированных событий имеет статистическую ошибку и систематическую, связанную с неопределенностью подгонки распределений по инвариантной массе. Эффективность регистрации искомого процесса имеет статистическую ошибку, связанную со статистикой моделирования, и систематическую ошибку, связанную с моделью переходного формфактора. Эффективность регистрации конверсии на веществе имеет статистическую и систематическую ошибки.

При усреднении величины относительной вероятности из различных заходов некоррелированные систематические ошибки квадратично добавлены к статистической

Таблица 4.1: Вклад различных источников ошибок в относительную вероятность распада $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$, %.

Источник ошибки	PHI93	PHI96	PHI98
Статистика	76.0	44.6	35.7
Некоррелированные ошибки			
Поправка на малые углы	27.8	15.2	3.9
Статистика моделирования	3.2	2.5	2.7
Параметры e/π-разделения	17.7	8.0	2.5
Сумма	33.1	17.3	5.4
Коррелированные ошибки			
Подгонка распределений	6.0	5.7	11.9
Модель переходного формфактора	9.5	9.4	9.5
Промежуточные распады	4.7	4.5	4.9
Конверсия на веществе	2.0	1.8	2.2
Сумма	12.3	12.0	16.1

ошибке. Систематическая ошибка среднего вычислена по относительной систематической ошибке относительной вероятности распада по данным PHI98, как наиболее статистически значимой.

Полное зарегистрированное число кандидатов в события распада $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$ равно 67.9 ± 13.4, при ожидаемом фоне от событий конверсии на веществе 11.7 ± 1.7 события и распада $\phi \to \pi^+ \pi^- \pi^0$ 10.6 ± 1.3 события. Ошибки в числах событий составлены из квадратично сложенных статистических и систематических ошибок. Усредненная по заходам относительная вероятность распада:

$$B(\phi \to \pi^0 e^+ e^-) = (1.22 \pm 0.34 \pm 0.21) \cdot 10^{-5}. \qquad (4.28)$$

Таблица 4.2: Относительная вероятность распада $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$.

Заход	PHI93	PHI96	PHI98	Сумма
$N^{exp}_{\phi\to\pi^0 e^+e^-}$	6.3 ± 2.8	14.1 ± 4.4	47.6 ± 11.1	67.9 ± 12.3
	± 0.1	± 0.5	± 3.6	± 5.2
$\varepsilon^{MC}_{\pi^0 e^+e^-}$, %	19.11 ± 0.31	26.74 ± 0.37	23.10 ± 0.34	
	± 2.18	± 2.51	± 1.82	
$\varepsilon^{MC}_{\pi^0\gamma}$, 10^{-4}	4.98 ± 0.22	7.30 ± 0.27	5.44 ± 0.23	
	± 0.40	± 0.59	± 0.44	
$\varepsilon_{\Delta\Psi}$, %	99.5 ± 20.1	91.0 ± 10.4	96.4 ± 2.8	
$\varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}$, %	92.4 ± 8.3	93.3 ± 5.4	89.9 ± 1.3	
$\varepsilon^{e/\pi}_{\pi^+\pi^-}$, %	9.1 ± 2.9	7.8 ± 1.0	7.0 ± 0.4	
Ожидаемый	0.9 ± 0.3	2.2 ± 0.3	8.5 ± 0.6	11.7 ± 0.7
фон $N_{\phi\to\pi^0\gamma}$	± 0.1	± 0.3	± 1.1	± 1.5
Ожидаемый	1.4 ± 0.6	1.7 ± 0.5	7.4 ± 1.0	10.6 ± 1.3
фон $N_{\pi^+\pi^-\pi^0}$	± 0.1	± 0.1	± 0.1	± 0.1
Полный фон	2.3 ± 0.7	4.0 ± 0.6	16.0 ± 1.1	22.3 ± 1.4
Ожидаемое число $N_{\phi\to\pi^0 e^+e^-}$	3.9 ± 2.9	10.1 ± 4.4	31.6 ± 11.2	45.7 ± 12.3
$B(\phi \to \pi^0 e^+ e^-)$,	1.36 ± 1.13	1.57 ± 0.75	1.10 ± 0.40	1.22 ± 0.34
10^{-5}	± 0.17	± 0.19	± 0.18	± 0.21

Глава 5

Изучение процесса $\phi \to \eta e^+e^-$ в канале $\eta \to \gamma\gamma$

5.1 Отбор событий

События распада $\phi \to \eta e^+e^-$ регистрировались с помощью распада $\eta \to \gamma\gamma$:

$$N_{\phi\to\eta e^+e^-} = N_\phi \cdot B(\phi \to \eta e^+e^-) \cdot B(\eta \to \gamma\gamma) \cdot \varepsilon_{\phi\to\eta e^+e^-}, \qquad (5.1)$$

где $\varepsilon_{\phi\to\eta e^+e^-}$ – эффективность регистрации.

События изучаемого распада $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta \to \gamma\gamma$ должны давать пик в инвариантной массе $M_{inv}(\gamma\gamma)$ в области массы η-мезона.

Этот процесс также имеет фон от событий реакции $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \gamma\gamma$ при конверсии γ-кванта от распада $\phi \to \eta\gamma$ на веществе детектора, полностью имитирующий искомый процесс:

$$N_{\phi\to\eta\gamma} = N_\phi \cdot B(\phi \to \eta\gamma) \cdot B(\eta \to \gamma\gamma) \cdot \varepsilon_{\phi\to\eta\gamma}, \qquad (5.2)$$

где $\varepsilon_{\phi\to\eta\gamma}$ – эффективность регистрации таких событий.

Фон, не дающий пика в $M_{inv}(\gamma\gamma)$ при массе η-мезона, обусловлен в основном событиями процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to e^+e^-\gamma$ и квантовоэлектродинамического процесса $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$. Некоторый, вклад в фон могут также давать события процесса $\phi \to K_SK_L$, $K_S \to \pi^0\pi^0, \pi^0 \to e^+e^-\gamma$, но они кинематически попадают в область $M_{inv}(\gamma\gamma) > 700$ МэВ, а в интересующую нас область попадает лишь "хвост". Среди других источников фона процессы $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ и $\phi \to \eta\gamma, \eta \to \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0 \to \gamma\gamma$, события которых, однако, не имеют пикованного в нуле распределения по углу между треками.

Распределения по $M_{inv}(\gamma\gamma)$ для изучаемого и фоновых процессов при моделировании приведены на Рис. 5.1: (a) – отклик искомого процесса; (b) – отклик событий конверсии на веществе, пик соответствует конверсии фотона от распада $\phi \to \eta\gamma$, подложка – конверсии фотона от распада $\eta \to \gamma\gamma$; (c) – отклик Далиц распада $\eta{\to}e^+e^-\gamma$, (d) – отклик процесса $\phi \to K_S K_L,\ K_S \to \pi^0\pi^0, \pi^0 \to e^+e^-\gamma$, попадающий в другую область; (e), (f) и (g) – процессы $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$, $\phi \to \eta\gamma,\ \eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ и $\phi \to \eta\gamma, \eta \to \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0 \to \gamma\gamma$, имеющие широкие и гладкие распределения по $M_{inv}(\gamma\gamma)$.

Таким образом, в эксперименте, после статистического вычитания широких фонов, наблюдается сумма событий процессов (5.1) и (5.2):

$$N^{exp}_{\phi\to\eta e^+e^-} = N_{\phi\to\eta e^+e^-} + N_{\phi\to\eta\gamma}. \tag{5.3}$$

Вероятность регистрации событий с конверсией на веществе $\varepsilon^{\phi\to\eta\gamma}_{\phi\to\eta e^+e^-}$ определялась из моделирования, а их число из выражений (3.1) и (5.2):

$$N_{\phi\to\eta\gamma} = N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma} \cdot \left(\frac{B(\eta\to\gamma\gamma)}{B(\eta\to\pi^+\pi^-\gamma)}\right) \cdot \left(\frac{\varepsilon_{\phi\to\eta\gamma}}{\varepsilon_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}}\right). \tag{5.4}$$

Относительная вероятность распада $\phi \to \eta e^+e^-$ определялась с помощью нормировочного процесса $\phi \to \eta\gamma,\ \eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ из выражений (3.1) и (5.3):

$$\begin{gathered} B(\phi\to\eta e^+e^-) = B(\phi\to\eta\gamma)\times \\ \times\left[\left(\frac{B(\eta\to\pi^+\pi^-\gamma)}{B(\eta\to\gamma\gamma)}\right)\cdot\left(\frac{\varepsilon_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}}{\varepsilon_{\phi\to\eta e^+e^-}}\right)\cdot\left(\frac{N^{exp}_{\phi\to\eta e^+e^-}}{N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}}\right) - \left(\frac{\varepsilon_{\phi\to\eta\gamma}}{\varepsilon_{\phi\to\eta e^+e^-}}\right)\right]. \end{gathered} \tag{5.5}$$

Отбор проводился с применением кинематической реконструкции со следующими критериями:

- $\Delta\psi < 0.5$ радиан;
- $N^{KREC}_\gamma = 2$.

Так как необходимости разделять электроны и пионы нет, процедура e/π-разделения не применялась, чтобы не вносить дополнительную систематическую ошибку.

Эффективности регистрации событий определялась по моделированию с учетом поправки на реконструкцию событий с малым углом между треками:

$$\varepsilon_{\phi\to\eta e^+e^-} = \varepsilon^{MC}_{\phi\to\eta e^+e^-} \cdot \varepsilon_{\Delta\Psi}, \quad \varepsilon_{\phi\to\eta\gamma} = \varepsilon^{MC}_{\phi\to\eta\gamma} \cdot \varepsilon_{\Delta\Psi}, \tag{5.6}$$

где $\varepsilon^{MC}_{\dots}$ – эффективности регистрации событий, определенные из моделирования по распределениям по инвариантной массе $M_{inv}(\gamma\gamma)$, приведенным на Рис. 5.1, $\varepsilon_{\Delta\Psi}$ – поправка, связанная с эффективностью регистрации и восстановления близких треков.

На Рис. 5.2 приведено распределение и результат подгонки инвариантной массы $M_{inv}(\gamma\gamma)$ для событий экспериментальных данных PHI98. В области массы η-мезона

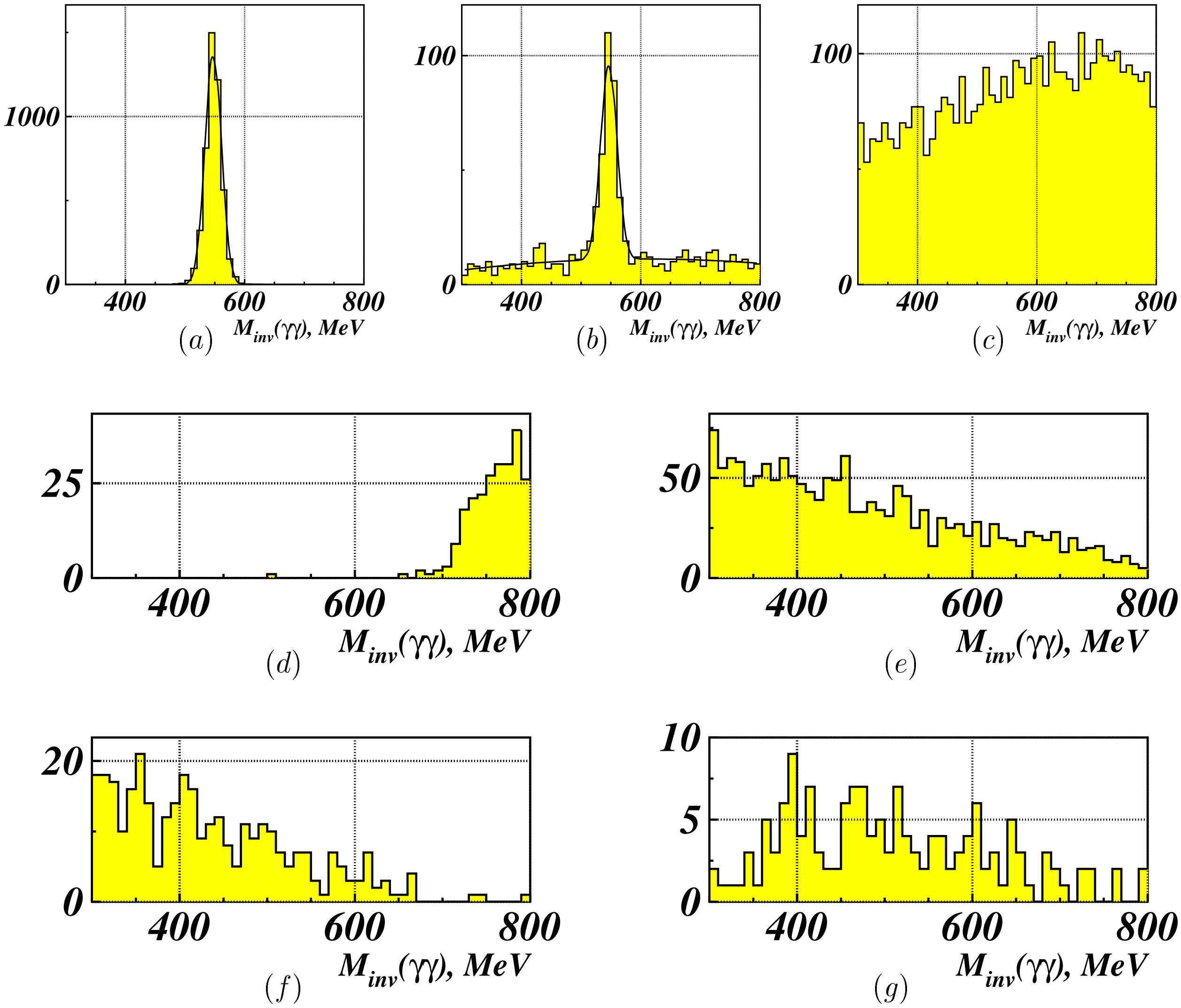


Рис. 5.1: Инвариантная масса $M_{inv}(\gamma\gamma)$ в моделировании SIM98 для событий (a) $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta \to \gamma\gamma$, (b) конверсии на веществе $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \gamma\gamma$, (c) $\phi \to \eta\gamma$, $\eta{\to}e^+e^-\gamma$, (d) $\phi \to K_SK_L$, $K_S \to \pi^0\pi^0, \pi^0 \to e^+e^-\gamma$, (e) $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$, (f) $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$, (g) $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

виден сигнал, подогнанный гауссовской функцией, ширина которой фиксирована из моделирования. Общая подложка подгонялась полиномом второй степени, все параметры которой были свободными.

При подгонке в пике было найдено 166.6 ± 18.1 событий, что при вычислении относительной вероятности распада $\phi \to \eta e^+e^-$ по формуле (5.5) дает:

$$B(\phi \to \eta e^+e^-) = (1.10 \pm 0.14) \cdot 10^{-4}. \tag{5.7}$$

Ожидаемое число событий с конверсией равно:

$$N_{\phi\to\eta\gamma} = 23.0 \pm 0.7. \tag{5.8}$$

Приведенные ошибки статистические, в случае $N_{\phi\to\eta\gamma}$ соответствуют количеству зарегистрированных событий нормировочного процесса.

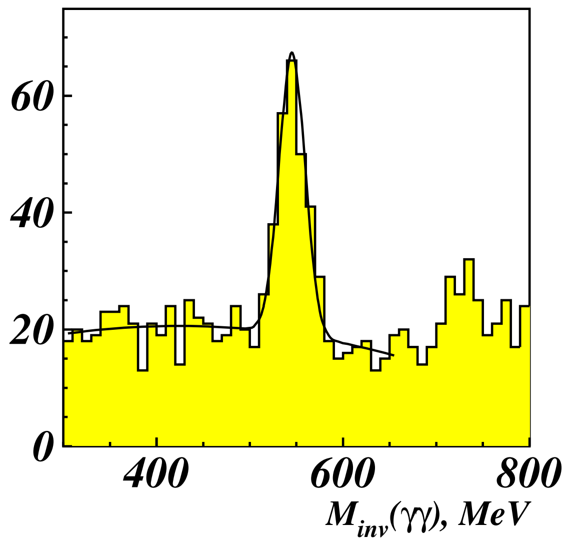


Рис. 5.2: Инвариантная масса $M_{inv}(\gamma\gamma)$ для $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta \to \gamma\gamma$, экспериментальные данные PHI98.

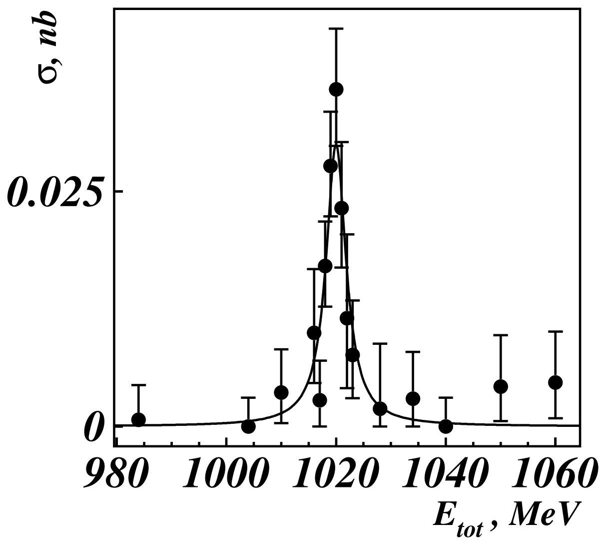


Рис. 5.3: Видимое сечение процесса $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta \to \gamma\gamma$, экспериментальные данные PHI98.

На Рис. 5.3 приведено видимое сечение процесса $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta \to \gamma\gamma$ в зависимости от энергии для экспериментальных данных PHI98.

Видимое сечение определялось по количеству событий, полученных при подгонке распределений, аналогичных приведенному на Рис. 5.2, в каждой точке сканирования. Формы откликов сигнала и фона при подгонках были фиксированы из распределения, приведенного на Рис. 5.2, так что подгонялось только число событий сигнала и фона.

Резонансная картина сечения и отсутствие нерезонансного фона свидетельствуют о правильности отбора событий.

Аналогичным образом были обработаны экспериментальные данные заходов PHI96 и PHI93.

5.2 Результат анализа

Основные источники ошибок такие же, как и для распада $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$, и их анализ был проведен аналогично. Влияние зависимости от модели переходного формфактора меньше, чем для $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$, из-за меньших доступных значений q^2: максимальное значение для конверсионного распада векторного мезона $q_{max} = M_V - M_P$, и для $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$ — 473 МэВ, а для $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$ — 885 МэВ. Различие в эффективностях регистрации при моделировании в рамках разных моделей оказалась около 4.5%.

В Таблице 5.1 приведен вклад различных источников ошибок в относительную вероятность распада $\phi \to \eta e^+ e^-$, полученную в разных заходах.

Таблица 5.1: Вклад различных источников ошибок в относительную вероятность распада $\phi \to \eta e^+ e^-$ в канале $\eta \to \gamma\gamma$, %.

Источник ошибки	PHI93	PHI96	PHI98
Статистика	52.8	26.2	13.1
Некоррелированные ошибки			
Поправка на малые углы	22.1	13.8	3.4
Статистика моделирования	3.8	2.9	2.6
Сумма	22.4	14.1	4.3
Коррелированные ошибки			
Подгонка распределений	6.5	3.1	2.4
Модель переходного формфактора	4.5	4.5	4.5
Промежуточные распады	4.0	3.8	3.8
Конверсия на веществе	2.3	1.4	1.3
Сумма	9.2	6.8	6.5

Найденные количества событий $\phi \to \eta e^+ e^-$, $\eta \to \gamma\gamma$, эффективности регистрации и относительная вероятность распада $\phi \to \eta e^+ e^-$, полученная в различных заходах, приведены в Таблице 5.2. Полное зарегистрированное число кандидатов в события распада $\phi \to \eta e^+ e^-$ при распаде $\eta \to \gamma\gamma$ равно 213.5 ± 20.2, при ожидаемом фоне конверсии на веществе 31.0 ± 3.8 события. При усреднении величины относительной вероятности некоррелированные систематические ошибки добавлены к статистической ошибке. Систематическая ошибка среднего вычислена по относительной систематической ошибке результата для данных PHI98. Усредненная по заходам относительная вероятность распада $\phi \to \eta e^+e^-$ в канале $\eta \to \gamma\gamma$:

$$B(\phi \to \eta e^+e^-) = (1.13 \pm 0.14 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}. \quad (5.9)$$

Таблица 5.2: Относительная вероятность распада $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta \to \gamma\gamma$.

Заход	PHI93	PHI96	PHI98	Сумма
$N^{exp}_{\phi\to\eta e^+e^-}$	11.0 ± 4.6 ± 0.2	35.9 ± 7.6 ± 0.1	166.6 ± 18.1 ± 0.5	213.5 ± 20.2 ± 0.6
$\varepsilon_{\phi\to\eta e^+e^-}$, %	13.19 ± 0.26 ± 0.59	20.29 ± 0.32 ± 0.91	23.72 ± 0.34 ± 1.07	
$\varepsilon_{\phi\to\eta\gamma}$, 10^{-4}	3.03 ± 0.20 ± 0.25	4.02 ± 0.36 ± 0.33	3.22 ± 0.22 ± 0.26	
$\varepsilon_{\Delta\Psi}$	1.004 ± 0.173	0.912 ± 0.107	0.964 ± 0.028	
Ожидаемый фон $N_{\phi\to\eta\gamma}$	2.6 ± 0.6 ± 0.3	5.4 ± 0.9 ± 0.6	23.0 ± 1.9 ± 2.3	31.0 ± 2.1 ± 3.2
Ожидаемое число $N_{\phi\to\eta e^+e^-}$	9.1 ± 4.5	30.5 ± 7.6	143.6 ± 18.1	183.2 ± 20.1
$B(\phi \to \eta e^+e^-)$, 10^{-4}	0.98 ± 0.61 ± 0.09	1.46 ± 0.44 ± 0.10	1.10 ± 0.15 ± 0.07	1.13 ± 0.14 ± 0.07

Глава 6

Изучение процесса $\phi \to \eta e^+e^-$ в канале $\eta{\to}3\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$

6.1 Отбор событий

События распада $\phi \to \eta e^+e^-$ также регистрировались в канале $\eta{\to}3\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$. Количество событий выражается формулой

$$N_{\phi\to\eta e^+e^-} = N_\phi \cdot B(\phi \to \eta e^+e^-) \cdot B(\eta{\to}3\pi^0) \cdot (B(\pi^0 \to \gamma\gamma))^3 \cdot \varepsilon_{\phi\to\eta e^+e^-}, \qquad (6.1)$$

где $\varepsilon_{\phi\to\eta e^+e^-}$ – эффективность регистрации.

События $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta{\to}3\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ должны давать пик в недостающей массе $M_{mis}(e^+e^-)$ в области массы η-мезона.

Этот процесс, аналогично предыдущему, имеет фон от событий с конверсией фотона от $\phi \to \eta\gamma$ на веществе детектора:

$$N_{\phi\to\eta\gamma} = N_\phi \cdot B(\phi \to \eta\gamma) \cdot B(\eta{\to}3\pi^0) \cdot (B(\pi^0 \to \gamma\gamma))^3 \cdot \varepsilon_{\phi\to\eta\gamma}, \qquad (6.2)$$

где $\varepsilon_{\phi\to\eta\gamma}$ – эффективность регистрации таких событий.

Фон обусловлен в основном многофотонными событиями от распада $\phi \to K_SK_L$. События процесса $\phi \to K_SK_L$, $K_S \to \pi^0\pi^0, \pi^0 \to e^+e^-\gamma$ кинематически попадают в область $M_{mis}(e^+e^-) > 700$ МэВ, так что в интересующую нас область попадает лишь “хвост”, имеющий широкое распределение. События процесса $\phi \to K_SK_L$, $K_S \to \pi^+\pi^-(\gamma)$ с излучением фотона не имеют пикованного в нуле распределения по углу между треками. Для них также характерно широкое распределение по недостающей массе $M_{mis}(e^+e^-)$. Кроме того, они подавляются при применении e/π-разделения. Широкие фоновые процессы вычитались статистически.

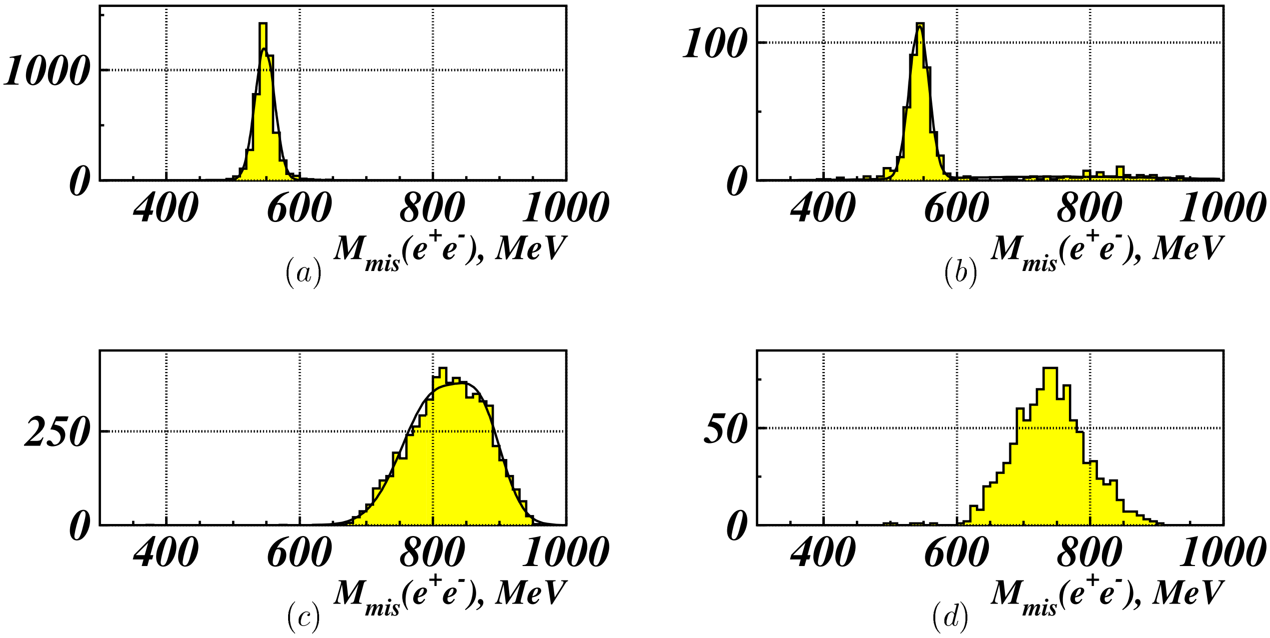


Рис. 6.1: Недостающая масса $M_{mis}(e^+e^-)$ в моделировании SIM98 для событий (a) $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta{\to}3\pi^0$, (b) конверсии на веществе $\phi \to \eta\gamma$, $\eta{\to}3\pi^0$, (c) $\phi \to K_SK_L,\ K_S \to \pi^0\pi^0, \pi^0 \to e^+e^-\gamma$, (d) $\phi \to K_SK_L,\ K_S \to \pi^+\pi^-\gamma$.

На Рис. 6.1 приведены распределения по $M_{mis}(e^+e^-)$ для изучаемого и фоновых процессов в моделировании: (a) – искомый процесс; (b) – события конверсии на веществе; (c) – процесс $\phi \to K_SK_L,\ K_S \to \pi^0\pi^0, \pi^0 \to e^+e^-\gamma$, попадающий в другую область; (d) – процесс $\phi \to K_SK_L,\ K_S \to \pi^+\pi^-(\gamma)$, также попадающий в другую область и подавляемый e/π-разделением.

В эксперименте наблюдается сумма вкладов от (6.1) и (6.2):

$$N^{exp}_{\phi\to\eta e^+e^-} = N_{\phi\to\eta e^+e^-} + N_{\phi\to\eta\gamma}. \tag{6.3}$$

Вероятность регистрации для событий с конверсией $\varepsilon^{\phi\to\eta\gamma}_{\phi\to\eta e^+e^-}$ определялась из моделирования, число событий конверсии определялось из (3.1) и (6.2):

$$N_{\phi\to\eta\gamma} = N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma} \cdot \left(\frac{\cdot\, B(\eta{\to}3\pi^0)\cdot(B(\pi^0\to\gamma\gamma))^3}{B(\eta\to\pi^+\pi^-\gamma)}\right)\cdot\left(\frac{\varepsilon_{\phi\to\eta\gamma}}{\varepsilon_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}}\right). \tag{6.4}$$

Относительная вероятность распада $\phi \to \eta e^+e^-$ определялась с помощью нормировочного процесса $\phi \to \eta\gamma,\ \eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ из отношения выражений (3.1) и (6.3):

$$\begin{gathered} B(\phi\to\eta e^+e^-) = B(\phi\to\eta\gamma)\times \\ \times\left[\left(\frac{B(\eta\to\pi^+\pi^-\gamma)}{B(\eta{\to}3\pi^0)\cdot(B(\pi^0\to\gamma\gamma))^3}\right)\cdot\left(\frac{\varepsilon_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}}{\varepsilon_{\phi\to\eta e^+e^-}}\right)\cdot\left(\frac{N^{exp}_{\phi\to\eta e^+e^-}}{N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}}\right) - \right. \\ \left. -\left(\frac{\varepsilon_{\phi\to\eta\gamma}}{\varepsilon_{\phi\to\eta e^+e^-}}\right)\right]. \end{gathered} \tag{6.5}$$

Отбор событий изучаемого процесса проводился без применения кинематической реконструкции. Критерии отбора:

- $\Delta\psi < 0.5$ радиан;
- $N_\gamma \geq 4$;
- $E_\gamma^{max} < 490$ МэВ;
- e/π-разделение $P_{e^+e^-} > 0.5$.

Эффективности регистрации событий определялись из моделирования с учетом поправки на реконструкцию событий с малым углом между треками и эффективности e/π-разделения по формулам:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\phi\to\eta e^+e^-} &= \varepsilon^{MC}_{\phi\to\eta e^+e^-}\cdot\varepsilon_{\Delta\Psi}\cdot\varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}, \\ \varepsilon_{\phi\to\eta\gamma} &= \varepsilon^{MC}_{\phi\to\eta\gamma}\cdot\varepsilon_{\Delta\Psi}\cdot\varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}, \end{aligned} \tag{6.6}$$

где $\varepsilon^{MC}_{...}$ – эффективности регистрации событий, определенные из моделирования по распределениям по инвариантной массе $M_{inv}(\gamma\gamma)$, приведенным на Рис. 4.2, $\varepsilon_{\Delta\Psi}$ – поправка, связанная с эффективностью регистрации и восстановления близких треков, определенная по процедуре, описанной в разделе 2.4, $\varepsilon^{e/\pi}_{e^+e^-}$ – эффективность применения e/π-разделения для e^+e^- событий.

Процедура e/π-разделения позволяет значительно подавить пионный фон. На Рис. 6.2 приведена зависимость от недостающей массы $M_{mis}(e^+e^-)$ вероятности быть e^+e^--событием. События с электроном и позитроном имеют вероятность $W_{e^+e^-} \approx 1$, пионные события $W_{e^+e^-} \approx 0$. События процесса $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta\to 3\pi^0$ (1) отделяются от событий $\phi \to K_S K_L$, $K_S \to \pi^+\pi^-(\gamma)$ (2), так что остаются события $\phi \to K_S K_L$, $K_S \to \pi^0\pi^0$, $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$ (3).

На Рис. 6.3 приведено распределение по недостающей массе $M_{mis}(e^+e^-)$ для событий экспериментальных данных PHI98. В области массы η-мезона виден сигнал, подогнанный гауссовской функцией, ширина которой фиксирована из моделирования. Фоновый сигнал от событий $\phi \to K_S K_L$, $K_S \to \pi^0\pi^0$, $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ при 800 МэВ подгонялся двумя гауссовскими функциями, ширины, относительный сдвиг средних и соотношение между амплитудами которых фиксировались из моделирования. Общая подложка также подгонялась гауссовской функцией, в которой все параметры были свободными.

При подгонке в пике было найдено 130.6 ± 12.1 событий, что при вычислении относительной вероятности распада $\phi \to \eta e^+e^-$ по формуле (6.5) дает:

$$B(\phi \to \eta e^+e^-) = (1.23 \pm 0.15)\cdot 10^{-4}. \tag{6.7}$$

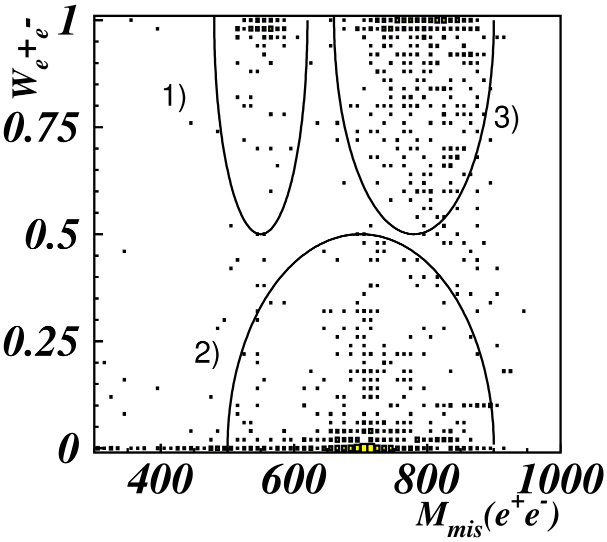


Рис. 6.2: Зависимость параметра e/π-разделения от недостающей массы $M_{mis}\,(e^+e^-)$ для $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta{\to}3\pi^0$, экспериментальные данные PHI98.

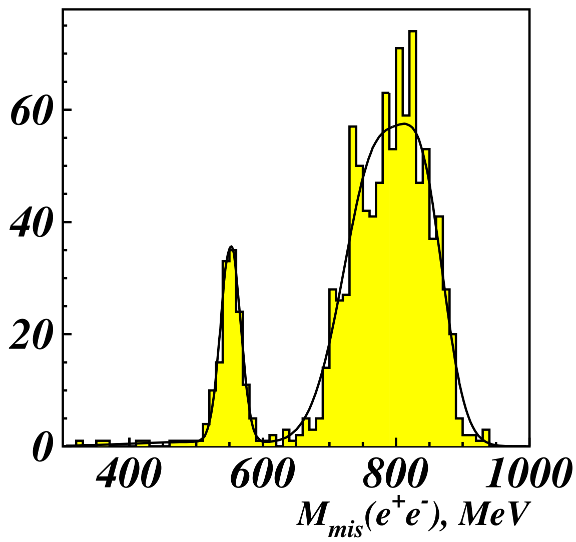


Рис. 6.3: Недостающая масса $M_{mis}\,(e^+e^-)$ для $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta{\to}3\pi^0$, экспериментальные данные PHI98.

Ожидаемое число событий с конверсией равно:

$$N_{\phi\to\eta\gamma} = 22.9 \pm 0.7. \tag{6.8}$$

Приведенные ошибки статистические, в случае $N_{\phi\to\eta\gamma}$ ошибки соответствуют количеству зарегистрированных событий нормировочного процесса.

На Рис. 6.4 приведено видимое сечение процесса $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta{\to}3\pi^0$ в зависимости от энергии для экспериментальных данных PHI98. Видимое сечение определялось по количеству событий, полученных при подгонке распределений, аналогичных приведенному на Рис. 6.3, в каждой точке сканирования. Формы откликов сигнала и фона при подгонках были фиксированы из распределения, приведенного на Рис. 6.3, и подгонялось только число событий сигнала и фона. Резонансная картина сечения и отсутствие нерезонансного фона свидетельствуют о правильности отбора событий.

Аналогичным образом были обработаны экспериментальные данные заходов PHI96 и PHI93.

6.2 Результат анализа

В Таблице 6.1 приведен вклад различных источников ошибок в относительную вероятность распада $\phi \to \eta e^+e^-$, полученную в разных заходах.

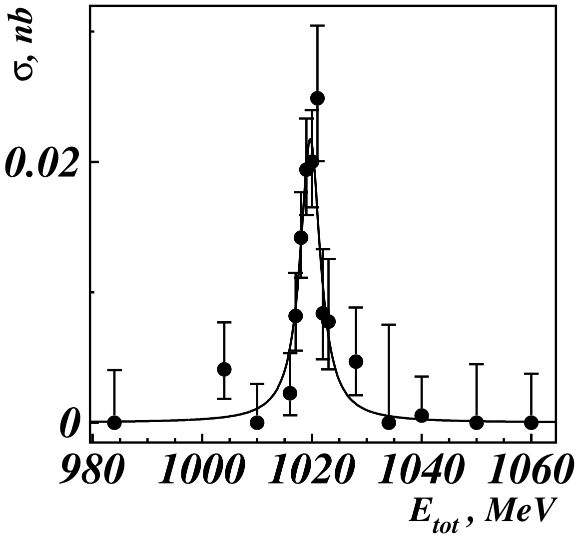


Рис. 6.4: Видимое сечение процесса $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta{\to}3\pi^0$, экспериментальные данные PHI98.

Измеренные количества событий $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta{\to}3\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$, эффективности регистрации и относительная вероятность распада $\phi \to \eta e^+e^-$ полученные в различных заходах, собраны в Таблице 6.2. Полное зарегистрированное число кандидатов в события распада $\phi \to \eta e^+e^-$ при распаде $\eta{\to}3\pi^0$ равно 158.4 ± 14.1, при ожидаемом фоне конверсии на веществе 28.0 ± 3.3 события. Усредненная по заходам относительная вероятность распада $\phi \to \eta e^+e^-$ в канале $\eta{\to}3\pi^0$:

$$B(\phi \to \eta e^+e^-) = (1.21 \pm 0.14 \pm 0.09) \cdot 10^{-4}. \qquad (6.9)$$

Таблица 6.1: Вклад различных источников ошибок в относительную вероятность распада $\phi \to \eta e^+e^-$ в канале $\eta{\to}3\pi^0$, %.

Источник ошибки	PHI93	PHI96	PHI98
Статистика	43.8	29.7	11.9
Некоррелированные ошибки			
Поправка на малые углы	19.7	15.0	3.6
Статистика моделирования	3.4	3.4	2.6
Параметры e/π-разделения	10.2	7.3	1.8
Сумма	22.4	17.0	4.8
Коррелированные ошибки			
Модель переходного формфактора	4.5	4.4	4.5
Подгонка распределений	5.3	8.0	4.3
Промежуточные распады	3.8	4.1	3.9
Конверсия на веществе	1.6	2.1	1.1
Сумма	8.1	10.3	7.5

Таблица 6.2: Относительная вероятность распада $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta{\to}3\pi^0$

Заход	PHI93	PHI96	PHI98	Сумма
$N^{exp}_{\phi\to\eta e^+e^-}$	7.7 ± 2.8 ± 0.1	20.0 ± 4.5 ± 1.2	130.5 ± 12.1 ± 3.8	158.4 ± 13.2 ± 5.0
$\varepsilon_{\phi\to\eta e^+e^-}$, %	13.34 ± 0.26 ± 0.60	17.86 ± 0.30 ± 0.80	22.33 ± 0.34 ± 1.00	
$\varepsilon_{\phi\to\eta\gamma}$, 10^{-4}	1.48 ± 0.18 ± 0.12	4.33 ± 0.34 ± 0.35	4.50 ± 0.23 ± 0.36	
$\varepsilon_{\Delta\Psi}$	1.006 ± 0.174	0.912 ± 0.108	0.963 ± 0.028	
Ожидаемый фон $N_{\phi\to\eta\gamma}$	0.9 ± 0.3 ± 0.1	4.3 ± 0.7 ± 0.5	22.9 ± 1.6 ± 2.2	28.0 ± 1.8 ± 2.8
Ожидаемое число $N_{\phi\to\eta e^+e^-}$	6.8 ± 2.8	15.7 ± 4.5	127.6 ± 12.1	130.0 ± 13.2
$B(\phi \to \eta e^+e^-)$, 10^{-4}	1.07 ± 0.53 ± 0.09	1.16 ± 0.40 ± 0.12	1.23 ± 0.16 ± 0.09	1.21 ± 0.14 ± 0.09

Глава 7

Изучение процесса $\eta \to e^+e^-\gamma$ при распаде $\phi \to \eta\gamma$

7.1 Отбор событий

События распада $\eta \to e^+e^-\gamma$ регистрировались при рождении η в распаде $\phi \to \eta\gamma$:

$$N_{\eta \to e^+e^-\gamma} = N_\phi \cdot B(\phi \to \eta\gamma) \cdot B(\eta \to e^+e^-\gamma) \cdot \varepsilon_{\eta \to e^+e^-\gamma}, \tag{7.1}$$

где $\varepsilon_{\eta \to e^+e^-\gamma}$ – эффективность регистрации.

Изучаемый процесс, как и все обсуждавшиеся ранее, имеет фон от событий конверсии фотона от распада $\eta \to \gamma\gamma$ на веществе детектора, находящемся на пути фотона до дрейфовой камеры:

$$N_{\eta \to \gamma\gamma} = N_\phi \cdot B(\phi \to \eta\gamma) \cdot B(\eta \to \gamma\gamma) \cdot \varepsilon_{\eta \to \gamma\gamma}, \tag{7.2}$$

где $\varepsilon_{\eta \to \gamma\gamma}$ – эффективность регистрации таких событий.

Сигнал от событий $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to e^+e^-\gamma$, равно как и от событий конверсии $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \gamma\gamma$, должен давать пик в инвариантной массе $M_{inv}(e^+e^-\gamma)$ в области массы η-мезона.

Фон обусловлен в основном событиями процесса $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta \to \gamma\gamma$, процесса $\phi \to K_S K_L$, $K_S \to \pi^0\pi^0, \pi^0 \to e^+e^-\gamma$ и квантовоэлектродинамического процесса $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$. В отличие от изучаемого распада эти события имеют широкие распределения в $M_{inv}(e^+e^-\gamma)$. Вклад в фон также могут давать вклад события процессов $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ и $\phi \to \eta\gamma, \eta \to \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0 \to \gamma\gamma$, которые не имеют пикованного в нуле распределения по углу между треками. Процессы $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta \to \gamma\gamma$, $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ и $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0(\gamma)$ также эффективно подавляются по инвариантной массе $M_{inv}(\gamma\gamma)$.

Процесс $\phi \to K_S K_L,\ K_S \to \pi^0\pi^0, \pi^0 \to e^+e^-\gamma$ должен подавляться критерием на прицельный параметр треков.

Распределения по $M_{inv}(e^+e^-\gamma)$ при моделировании изучаемого и фоновых процессов приведены на Рис. 7.1: (a) и (b) – отклики от искомого процесса и процесса с конверсией фотона на веществе; (c) – отклик процесса $\phi \to \eta e^+e^-,\ \eta \to \gamma\gamma$ без подавления, форма сильно неравномерна; (d) – отклик процесса $\phi \to K_S K_L,\ K_S \to \pi^0\pi^0, \pi^0 \to e^+e^-\gamma$, имеющий достаточно гладкую описываемую форму; (e) и (f) – широкие распределения от процессов $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$ и $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$; (g) и (h) – распределения от процессов $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ и $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

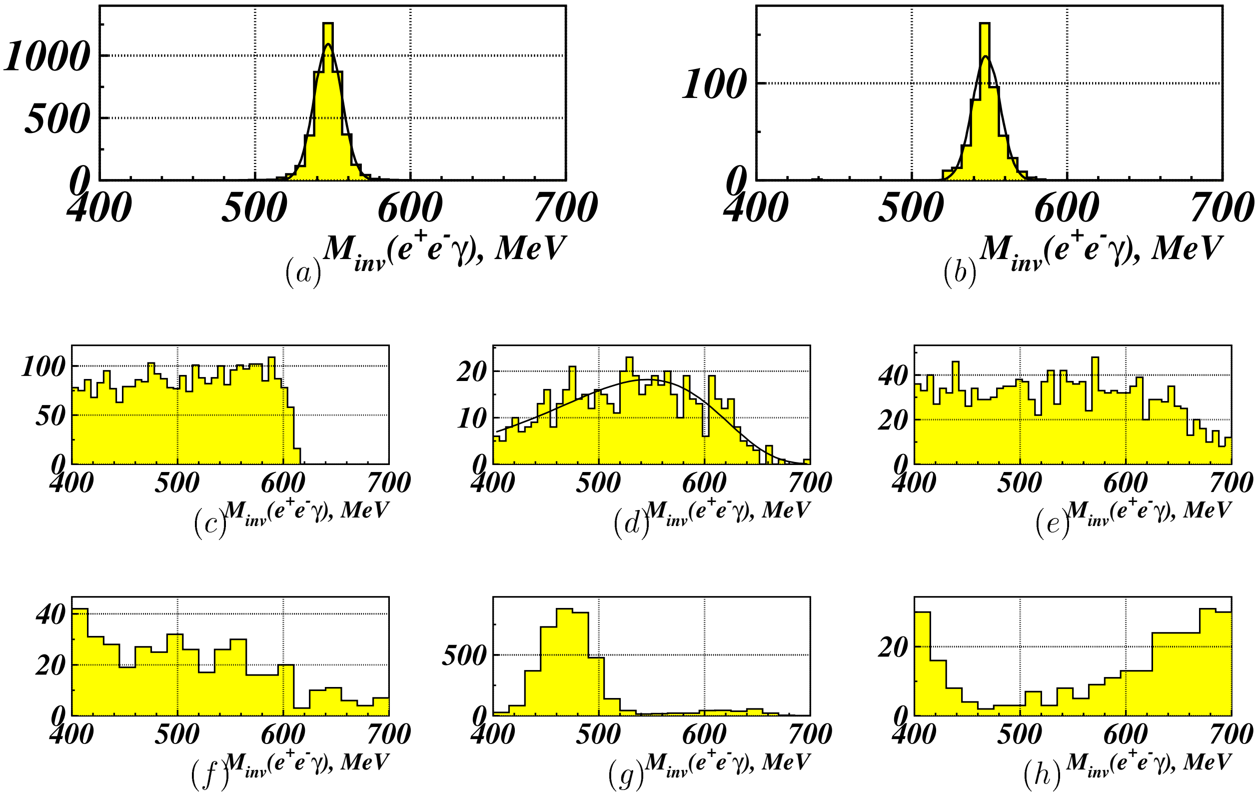


Рис. 7.1: Инвариантная масса $M_{inv}(e^+e^-\gamma)$ в моделировании SIM98 для событий (a) $\phi \to \eta\gamma,\ \eta{\to}e^+e^-\gamma$, ($b$) конверсии на веществе $\phi \to \eta\gamma,\ \eta \to \gamma\gamma$, ($c$) $\phi \to \eta e^+e^-,\ \eta \to \gamma\gamma$, ($d$) $\phi \to K_S K_L,\ K_S \to \pi^0\pi^0, \pi^0 \to e^+e^-\gamma$, ($e$) $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$, ($f$) $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$, (g) $\phi \to \eta\gamma,\ \eta \to \pi^+\pi^-\gamma$, ($h$) $\phi \to \eta\gamma,\ \eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

В эксперименте наблюдаются события как от процесса (7.1), так и процесса (7.2):

$$N^{exp}_{\eta\to e^+e^-\gamma} = N_{\eta\to e^+e^-\gamma} + N_{\eta\to\gamma\gamma}. \tag{7.3}$$

Вероятность регистрации событий с конверсией $\varepsilon_{\eta\to\gamma\gamma}$ определялась из моделирования, а их число определялось из формул (3.1) и (7.2):

$$N^{\eta\to\gamma\gamma}_{\eta\to e^+e^-\gamma} = N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma} \cdot \left(\frac{B(\eta\to\gamma\gamma)}{B(\eta\to\pi^+\pi^-\gamma)}\right) \cdot \left(\frac{\varepsilon_{\eta\to\gamma\gamma}}{\varepsilon_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}}\right). \tag{7.4}$$

Относительная вероятность распада $\eta \to e^+e^-\gamma$ определялась с помощью нормировочного процесса $\phi \to \eta\gamma,\ \eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ из отношения выражений (3.1) и (7.3):

$$\begin{aligned} B(\eta \to e^+e^-\gamma) \; &= \; B(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma) \cdot \left(\frac{\varepsilon_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}}{\varepsilon_{\eta\to e^+e^-\gamma}}\right) \cdot \left(\frac{N^{exp}_{\eta\to e^+e^-\gamma}}{N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}}\right) - \\ &- \; B(\eta \to \gamma\gamma) \cdot \left(\frac{\varepsilon_{\eta\to\gamma\gamma}}{\varepsilon_{\eta\to e^+e^-\gamma}}\right). \end{aligned} \tag{7.5}$$

Отбор проводился с применением кинематической реконструкции в предположении, что заряженные частицы – это электрон и позитрон.

Использовались следующие критерии отбора:

- угол между направлениями вылета $\Delta\psi < 0.5$ радиан;
- $N_\gamma^{KREC} = 2$;
- $M_{inv}(\gamma\gamma) > 250$ МэВ, применение этого критерия вместе с ограничением по углу между e^+ и e^- позволяет практически полностью подавить фон от распада $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$;
- $|M_{inv}(\gamma\gamma) - 547.5| < 30$ МэВ, применение этого критерия незначительно уменьшает эффективность для изучаемого процесса, но существенно подавляет неприятный фон от событий $\phi \to \eta e^+e^-,\ \eta \to \gamma\gamma$, который неравномерно распределен по параметру $M_{inv}(e^+e^-\gamma)$.

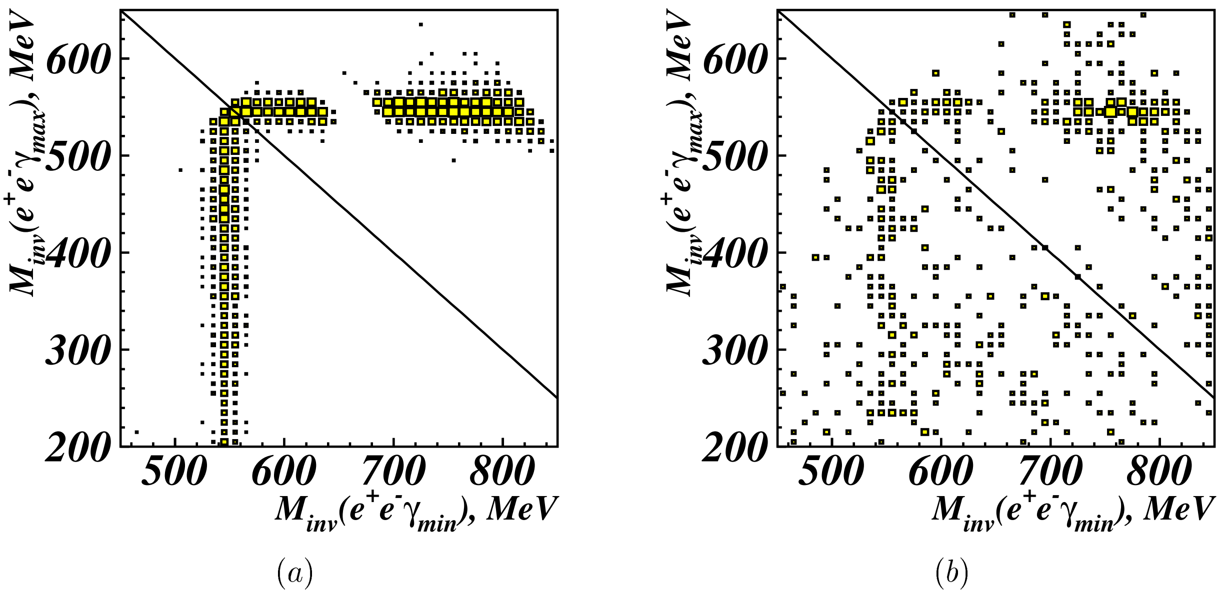


Рис. 7.2: Инвариантная масса $M_{inv}(e^+e^-\gamma_{min})$ в зависимости от $M_{inv}(e^+e^-\gamma_{max})$ для $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to e^+e^-\gamma$ (a) моделирование SIM98, (b) экспериментальные данные PHI98.

Для событий $\phi \to \eta\gamma,\ \eta{\to}e^+e^-\gamma$ не удается однозначно выбрать фотон для вычисления инвариантной массы η, как в случае $\phi \to \eta\gamma,\ \eta \to \pi^+\pi^-\gamma$. Максимальная энергия фотона от распада $\eta{\to}e^+e^-\gamma$ около 420 МэВ и достигается, когда фотон летит по направлению движения η-мезона, а e^+e^--пара летит в противоположном направлении, что кинематически выделено. Энергия фотона от распада $\phi \to \eta\gamma$ равна 362 МэВ. Однако однозначный выбор становится возможным после изучения двухмерной гистограммы, приведенной на Рис. 7.2 (a), на которой изображена полученная в моделировании зависимость инвариантной массы $M_{inv}(e^+e^-\gamma)$, вычисленной с использованием одного фотона, от инвариантной массы, вычисленной с использованием другого фотона. Соответствующие условия приведены ниже:

- если $M_{inv}(e^+e^-\gamma_{max}) + M_{inv}(e^+e^-\gamma_{min}) < 2 \cdot M_\eta$, то выбирается γ_{max},
- если $M_{inv}(e^+e^-\gamma_{max}) + M_{inv}(e^+e^-\gamma_{min}) > 2 \cdot M_\eta$, то выбирается γ_{min}.

На Рис. 7.2 (b) приведено такое же распределение для экспериментальных данных.

Эффективности регистрации событий определялась по моделированию с учетом поправки на реконструкцию событий с малым углом между треками:

$$\varepsilon_{\eta\to e^+e^-\gamma} = \varepsilon^{MC}_{\eta\to e^+e^-\gamma} \cdot \varepsilon_{\Delta\Psi}, \quad \varepsilon_{\eta\to\gamma\gamma} = \varepsilon^{MC}_{\eta\to\gamma\gamma} \cdot \varepsilon_{\Delta\Psi}, \tag{7.6}$$

где $\varepsilon^{MC}_{\dots}$ – эффективности регистрации событий, определенные из моделирования по распределениям по инвариантной массе $M_{inv}(\gamma\gamma)$, приведенным на Рис. 7.1, $\varepsilon_{\Delta\Psi}$ – поправка, связанная с эффективностью регистрации и восстановления близких треков.

На Рис. 7.3 приведены распределение и результат подгонки инвариантной массы $M_{inv}(e^+e^-\gamma)$ для событий экспериментальных данных PHI98. Форма сигнала фиксирована из моделирования, а фон подгонялся суммой откликов от $\phi \to \eta e^+e^-,\ \eta \to \gamma\gamma$, от $e^+e^- \to e^+e^-\gamma\gamma$, от $\phi \to K_SK_L,\ K_S \to \pi^0\pi^0, \pi^0 \to e^+e^-\gamma$ и равномерного распределения. Число событий в пике $303{\pm}21$ дает относительную вероятность распада $\eta{\to}e^+e^-\gamma$, вычисленную по формуле (7.5):

$$B(\eta{\to}e^+e^-\gamma) = (7.14 \pm 0.63) \cdot 10^{-3}. \tag{7.7}$$

На Рис. 7.4 приведено видимое сечение процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta{\to}e^+e^-\gamma$ в зависимости от энергии для экспериментальных данных PHI98. При подгонке функцией Брейта-Вигнера ширина фиксировалась из табличных данных [17], положение максимума фиксировалось из нормировочного процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$.

Аналогичным образом были обработаны экспериментальные данные заходов PHI96 и PHI93.

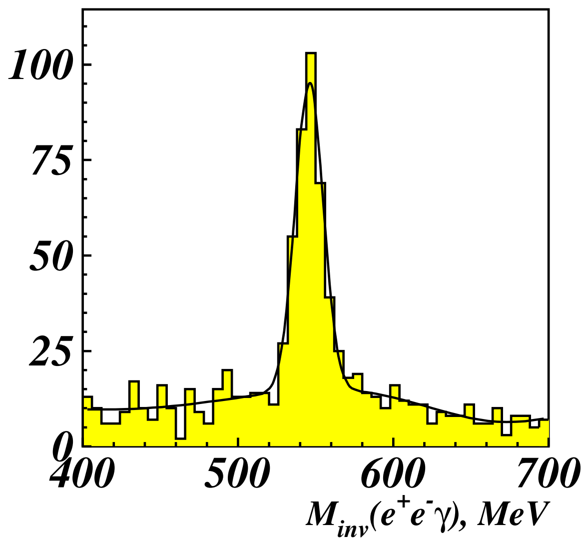


Рис. 7.3: Инвариантная масса $M_{inv}(e^+e^-\gamma)$ для $\phi \to \eta\gamma$, $\eta{\to}e^+e^-\gamma$, экспериментальные данные PHI98.

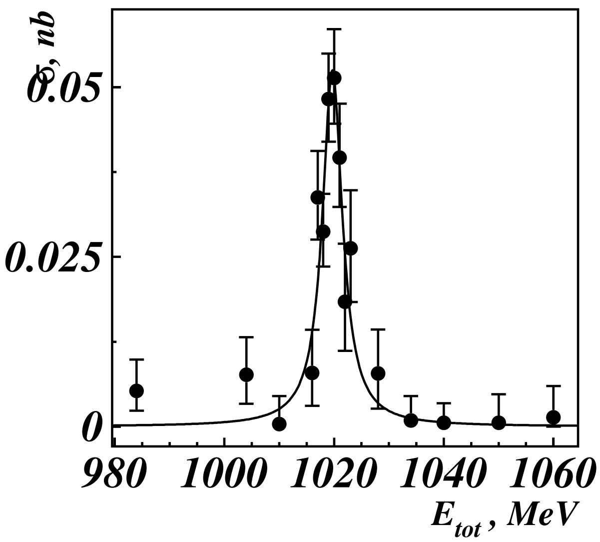


Рис. 7.4: Видимое сечение процесса $\phi \to \eta\gamma$, $\eta{\to}e^+e^-\gamma$, экспериментальные данные PHI98.

7.2 Результат анализа

Основные источники ошибок такие же, как и для всех ранее изученных процессов. В Таблице 7.1 приведен вклад различных источников ошибок в относительную вероятность распада $\eta{\to}e^+e^-\gamma$, полученную в разных заходах.

Найденные количества событий $\phi \to \eta\gamma$, $\eta{\to}e^+e^-\gamma$, эффективности регистрации и полученная в различных заходах относительная вероятность распада $\eta{\to}e^+e^-\gamma$ приведены в Таблице 7.2. Статистическая погрешность состоит из статистических ошибок зарегистрированных чисел событий $N_{\eta\to e^+e^-\gamma}$ и $N_{\eta\to\pi^+\pi^-\gamma}$. Полное зарегистрированное число кандидатов в события распада $\eta{\to}e^+e^-\gamma$ 374.2 ± 24.7, при ожидаемом фоне от конверсии на веществе 51.2 ± 4.9 события. Усреднение результатов различных заходов дает

$$B(\eta{\to}e^+e^-\gamma) = (7.10 \pm 0.64 \pm 0.46) \cdot 10^{-3}. \qquad (7.8)$$

Таблица 7.1: Вклад различных источников ошибок в относительную вероятность распада $\eta \to e^+e^-\gamma$, %.

Источник ошибки	PHI93	PHI96	PHI98
Статистика	41.9	22.0	8.8
Некоррелированные ошибки			
Поправка на малые углы	22.4	14.9	3.5
Статистика моделирования	3.6	2.9	2.5
Сумма	22.7	15.2	4.3
Коррелированные ошибки			
Модель переходного формфактора	4.5	4.5	4.5
Подгонка распределений	18.3	10.8	3.7
Промежуточные распады	3.0	2.8	2.6
Конверсия на веществе	2.3	1.8	1.2
Сумма	19.2	12.2	6.5

Таблица 7.2: Относительная вероятность распада $\eta \to e^+e^-\gamma$.

Заход	PHI93	PHI96	PHI98	Сумма
$N^{exp}_{\eta \to e^+e^-\gamma}$	18.0 ± 5.3 ± 0.7	53.6 ± 9.0 ± 3.1	302.7 ± 21.4 ± 2.9	374.2 ± 23.8 ± 6.7
$\varepsilon_{\eta \to e^+e^-\gamma}$, %	10.84 ± 0.23 ± 0.49	17.74 ± 0.30 ± 0.80	20.44 ± 0.32 ± 0.92	
$\varepsilon_{\eta \to \gamma\gamma}$, 10^{-4}	4.70 ± 0.22 ± 0.38	7.20 ± 0.43 ± 0.58	5.27 ± 0.24 ± 0.43	
$\varepsilon_{\Delta\Psi}$	1.010 ± 0.176	0.909 ± 0.111	0.963 ± 0.029	
Ожидаемый фон $N_{\eta \to \gamma\gamma}$	4.0 ± 0.9 ± 0.7	9.6 ± 1.5 ± 1.3	37.7 ± 2.5 ± 2.1	51.2 ± 3.0 ± 3.9
Ожидаемое число $N_{\eta \to e^+e^-\gamma}$	14.0 ± 5.3	46.0 ± 9.0	265.0 ± 21.4	323.0 ± 23.8
$B(\eta \to e^+e^-\gamma)$, 10^{-3}	5.97 ± 2.84 ± 1.15	7.34 ± 1.96 ± 0.90	7.14 ± 0.70 ± 0.46	7.10 ± 0.64 ± 0.46

Глава 8

Обсуждение результатов

Впервые измеренная в данной работе относительная вероятность распада $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$ составила

$$B(\phi \to \pi^0 e^+ e^-) = (1.22 \pm 0.34 \pm 0.21) \cdot 10^{-5}. \tag{8.1}$$

История предыдущих экспериментов по поиску этого распада невелика. Так, на нейтральном детекторе НД по статистике 2.8 пб$^{-1}$ был установлен верхний предел [44]

$$B(\phi \to \pi^0 e^+ e^-) < 1.2 \cdot 10^{-4} \text{ (90\% у.д.)}. \tag{8.2}$$

На детекторе КМД-2 при анализе части обработанной в данной работе статистики (PHI93) впервые наблюдались 9 событий данного распада при ожидаемом фоне (4.9 ± 0.9) событий [45], что соответствовало относительной вероятности

$$B(\phi \to \pi^0 e^+ e^-) = (0.85 \pm 0.61 \pm 0.12) \cdot 10^{-5}. \tag{8.3}$$

Использование полной статистики, основанной на интегральной светимости 15.1 пб$^{-1}$, в сочетании с разработанной процедурой e/π-разделения, а также детальным анализом необходимых поправок и систематических неопределенностей позволило осуществить первое наблюдение этого распада.

Полученный нами результат находится в согласии с теоретическими предсказаниями, составляющими $(1.3 - 1.6) \cdot 10^{-5}$ и основанными на модели векторной доминантности [15, 4] либо на схеме скрытой локальной симметрии [16]. Разброс предсказываемых теоретическими моделями значений относительной вероятности распада вызван различием используемых переходных формфакторов и констант связи. Заметим, что разброс предсказаний того же порядка, что и точность нашего измерения.

Теоретические предсказания для относительной вероятности конверсионного распада $\phi \to \eta e^+e^-$ в указанных выше работах [15, 16, 4] дают:

$$B(\phi \to \eta e^+e^-) = (1.10 \pm 0.10) \cdot 10^{-4}. \tag{8.4}$$

На нейтральном детекторе НД по статистике 2.8 нб$^{-1}$ была измерена относительная вероятность этого распада по 5 событиям [46]:

$$B(\phi \to \eta e^+e^-) = 1.3^{+0.8}_{-0.6} \cdot 10^{-4}. \tag{8.5}$$

На детекторе КМД-2 по части обработанной в данной работе статистики (PHI93) по 12 событиям при ожидаемом фоне 4 события был выдан результат [45]:

$$B(\phi \to \eta e^+e^-) = (0.87 \pm 0.38 \pm 0.13) \cdot 10^{-4}. \tag{8.6}$$

Недавно относительная вероятность конверсионного распада $\phi \to \eta e^+e^-$ была измерена детектором СНД [47]:

$$B(\phi \to \eta e^+e^-) = (1.19 \pm 0.19 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}. \tag{8.7}$$

В канале распада $\eta \to \gamma\gamma$ зарегистрировано 435 события при ожидаемом фоне от конверсии на веществе 222 события.

В эксперименте КМД-2, помимо обсуждавшихся в данной работе измерений $B(\phi \to \eta e^+e^-)$ по каналам $\eta \to \gamma\gamma$ и $\eta \to 3\pi^0$, было также получено значение относительной вероятности изучаемого распада по третьему каналу распада η-мезона: $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ [48, 49]. Полученные в эксперименте КМД-2 по трем различным каналам распада η значения относительной вероятности распада $\phi \to \eta e^+e^-$

$$B(\phi \to \eta e^+e^-, \eta \to \gamma\gamma) = (1.13 \pm 0.14 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}, \tag{8.8}$$

$$B(\phi \to \eta e^+e^-, \eta \to 3\pi^0) = (1.21 \pm 0.14 \pm 0.09) \cdot 10^{-4} \tag{8.9}$$

и

$$B(\phi \to \eta e^+e^-, \eta \to \pi^+\pi^-\pi^0) = (1.04 \pm 0.20 \pm 0.08) \cdot 10^{-4} \tag{8.10}$$

хорошо согласуются между собой, с теоретическим предсказанием (8.4) и с предыдущими экспериментальными измерениями (8.5) и (8.7). Наблюдение распада $\phi \to \eta e^+e^-$ в канале $\eta \to 3\pi^0$ произведено впервые в данной работе.

Усредненное по всем трем зарегистрированным каналам значение относительной вероятности

$$B(\phi \to \eta e^+e^-) = (1.14 \pm 0.10 \pm 0.06) \cdot 10^{-4} \tag{8.11}$$

является наиболее точным измерением этой величины.

Теоретические предсказания для относительной вероятности конверсионного (Далиц) распада $\eta \to e^+e^-\gamma$ [15, 16, 4] составляют:

$$B(\eta \to e^+e^-\gamma) = (6.5 - 6.8) \cdot 10^{-3}. \tag{8.12}$$

Как и для распада $\phi \to \pi^0 e^+e^-$, разброс теоретических предсказаний обусловлен различными значениями констант связи и предположениями о величине переходных формфакторов, используемых авторами.

Единственное цитируемое в [17] измерение величины относительной вероятности этого распада было выполнено в эксперименте по рождению η-мезона в реакции $\pi^- p \to \eta n$ [9]. По 122 зарегистрированным событиям при ожидаемом фоне от конверсии 50 событий была измерена относительная вероятность распада:

$$B(\eta \to e^+e^-\gamma) = (4.9 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}. \tag{8.13}$$

В недавнем измерении относительной вероятности этого распада, выполненном на детекторе СНД [47], получен следующий результат:

$$B(\eta \to e^+e^-\gamma) = (5.15 \pm 0.62 \pm 0.39) \cdot 10^{-3}. \tag{8.14}$$

Зарегистрировано 749 событий при ожидаемом фоне от конверсии на веществе 466 событий.

Полученный нами на детекторе КМД-2 результат дал следующее значение для относительной вероятности распада $\eta \to e^+e^-\gamma$, которое имеет наилучшую точность среди имеющихся измерений:

$$B(\eta \to e^+e^-\gamma) = (7.10 \pm 0.64 \pm 0.46) \cdot 10^{-3}. \tag{8.15}$$

Эта величина в пределах ошибок совпадает с теоретическими предсказаниями (8.12) и не противоречит экспериментальным измерениям (8.13) и (8.14).

Основные полученные результаты приведены в Таблице 8.1. Измеренные в данной работе относительные вероятности распадов согласуются с теоретическими предсказаниями, имеют существенно лучшую точность, чем прежние измерения, и несколько лучшую точность по сравнению с недавними экспериментами на детекторе СНД [47]. Универсальность детектора КМД-2 и большая набранная интегральная светимость позволили впервые наблюдать распад $\phi \to \pi^0 e^+e^-$. Распад $\phi \to \eta e^+e^-$ измерен в нескольких конечных состояниях, что повышает уверенность в полученных результатах, поскольку многие источники систематических ошибок существенно разные.

Изучение поведения переходного формфактора затруднено из-за резкого падения количества событий конверсионных распадов и увеличения фона при больших передачах

Таблица 8.1: Сравнение результатов данной работы (КМД-2) с предсказаниями теории (Теория), со среднемировыми (PDG) и с другими наиболее точными экспериментами (СНД)

Распад	$B(\phi \to \pi^0 e^+e^-)$, 10^{-5}	$B(\phi \to \eta e^+e^-)$, 10^{-4}	$B(\eta \to e^+e^-\gamma)$, 10^{-3}
Теория	$1.3 - 1.6$	1.1 ± 0.1	$6.5 - 6.8$
PDG	< 12 (90% у.д.)	$1.3^{+0.8}_{-0.6}$	4.9 ± 1.1
СНД	–	$1.19 \pm 0.19 \pm 0.07$	$5.15 \pm 0.62 \pm 0.39$
КМД-2	$1.22 \pm 0.34 \pm 0.21$	$1.14 \pm 0.10 \pm 0.06$	$7.10 \pm 0.64 \pm 0.46$

импульса. Была сделана попытка измерения наклона переходных формфакторов b_η и $b_{\eta\phi}$ в процессах $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to e^+e^-\gamma$ и $\phi \to \eta e^+e^-$ при распадах $\eta \to \gamma\gamma$ и $\eta \to 3\pi^0$. Для измерения наклона переходного формфактора $b_{\pi^0\phi}$ в процессе $\phi \to \pi^0 e^+e^-$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$ недостаточно статистики. Критерии отбора изучаемых процессов были модифицированы:

- $\Delta\psi < 2.5$ радиан, для достижения больших передач импульса;
- e/π-разделение $P_{e^+e^-} > 0.5$, для уменьшения фона.

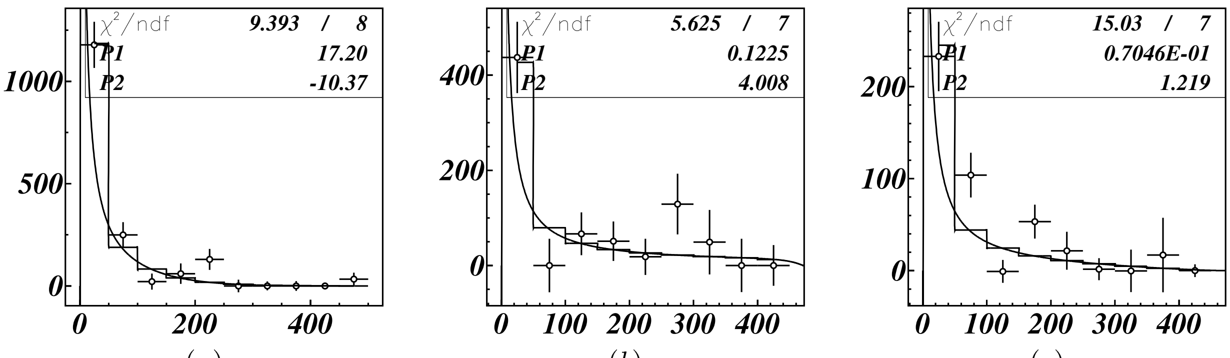


Рис. 8.1: Зависимость dN/dq конверсионных распадов от q в экспериментальных данных PHI98: a) для $\phi \to \eta\gamma$, $\eta \to e^+e^-\gamma$; b) для $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta \to \gamma\gamma$; c) для $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta \to 3\pi^0$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$.

Зависимость эффективности регистрации e/π-разделения $\varepsilon_{e/\pi}(q)$ от q определялась по событиям $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$. Для отобранных событий строились распределения по инвариантной массе в диапазонах по q с шагом 50 МэВ. При подгонке положение пика от ожидаемого конверсионного распада фиксировалось. С учетом числа событий конверсии на веществе по эффективности, определенной из моделирования, находилось количество рожденных событий конверсионных распадов dN/dq в зависимости от q. На Рис. 8.1 приведены поведения dN/dq от q в экспериментальных данных PHI98 и результаты подгонок функциями (3) для $\phi \to \eta\gamma,\ \eta{\to}e^+e^-\gamma$ (a) и (2) для $\phi \to \eta e^+e^-,\ \eta \to \gamma\gamma$ (b) и $\phi \to \eta e^+e^-,\ \eta{\to}3\pi^0,\ \pi^0 \to \gamma\gamma$ (c) при параметризации (5).

В результате подгонки наклоны формфакторов оказалось равными

$$b_\eta = -10^{+10}_{-24}\ \text{ГэВ}^{-2},\ b_{\eta\phi} = 4.0^{+0.8}_{-5.8}\ \text{ГэВ}^{-2},\ b_{\eta\phi} = 1.2^{+2.6}_{-11.7}\ \text{ГэВ}^{-2} \qquad (8.16)$$

для Далиц распада $\eta{\to}e^+e^-\gamma$ и для распада $\phi \to \eta e^+e^-$ в каналах $\eta \to \gamma\gamma$ и $\eta{\to}3\pi^0$ соответственно. Приведенные ошибки являются статистическими, систематические ошибки малы по сравнению со статистическими. Полученные значения наклонов формфакторов имеют большие ошибки и вряд ли могут использоваться для проверки теоретических моделей. Такая задача потребует заметно большей статистики, которая, возможно, будет доступна на ϕ-фабриках, например, на установке DAΦNE во Фраскати [50].

Заключение

В представленной работе были получены следующие основные результаты:

1. Разработана процедура e/π-разделения для неколлинеарных заряженных частиц по энерговыделению в калориметре.

2. Впервые наблюдены события конверсионного распада $\phi \to \pi^0 e^+ e^-$. В канале $\pi^0 \to \gamma\gamma$ зарегистрировано 68 событий при ожидаемом фоне 22 события. Измеренная относительная вероятность этого распада составила

$$B(\phi \to \pi^0 e^+ e^-) = (1.22 \pm 0.34 \pm 0.21) \cdot 10^{-5}.$$

3. Измерена вероятность конверсионного распада $\phi \to \eta e^+ e^-$ в канале $\eta \to \gamma\gamma$. Зарегистрировано 214 событий при ожидаемом фоне 31 событие. Измеренная относительная вероятность распада составила:

$$B(\phi \to \eta e^+ e^-) = (1.13 \pm 0.14 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}.$$

4. Впервые вероятность конверсионного распада $\phi \to \eta e^+ e^-$ измерена в канале $\eta \to 3\pi^0$. Зарегистрировано 158 событий при ожидаемом фоне 28 событий. Измеренная относительная вероятность распада составила

$$B(\phi \to \eta e^+ e^-) = (1.21 \pm 0.14 \pm 0.09) \cdot 10^{-4}.$$

5. Усредненное по обоим каналам данной работы значение

$$B(\phi \to \eta e^+ e^-) = (1.17 \pm 0.10 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$$

является наиболее точным из существующих измерений.

6. Измерена вероятность Далиц распада $\eta \to e^+ e^- \gamma$ при рождении ϕ-мезона на e^+e^--пучках: $e^+e^- \to \phi \to \eta\gamma, \eta \to e^+ e^- \gamma$. Наблюдено 374 событий при ожидаемом фоне 51 событие. Измеренная относительная вероятность распада составила

$$B(\eta \to e^+ e^- \gamma) = (7.10 \pm 0.64 \pm 0.46) \cdot 10^{-3}.$$

В заключение я хочу выразить искреннюю благодарность научному руководителю С.И. Эйдельману и заведующему лабораторией А.Е. Бондарю за постоянное внимание, терпеливое руководство, ценные замечания, и, по существу, полноценное участие в этой работе. Я очень признателен Н.И. Рооту, А.С. Кузьмину, Б.А. Шварцу, Л.М. Курдадзе, Е.П. Солодову, Б.И. Хазину, Д.Н. Григорьеву, Г.В. Федотовичу, А.И. Суханову и П.П. Кроковному за многочисленные полезные советы и обсуждения, помощь и поддержку. В течении многих лет мне доставляла удовольствие совместная работа с В.С. Охапкиным, Т.А. Пурлац, И.Б. Логашенко, Д.В. Бондаревым, Д.В. Черняком. Я благодарен всем участникам коллаборации КМД-2 и ВЭПП-2М, принимавшим участие в эксперименте, а также дирекции института за обеспечение проведения и поддержку этого эксперимента.

Библиография

[1] Л.Г. Ландсберг, Электромагнитные лептонные распады и структура легких мезонов. Успехи Физических Наук **146** (1985) 185.

[2] A. Bramon, M. Greco, Electromagnetic Form Factors. The Second DAΦNE Physics Handbook. Edited by L. Maiani, G. Pancheri, N. Paver. INFN-Laboratori Nazionali Di Frascati. 1995. Vol.2, p.451.

[3] M. Crisafulli, V. Lubicz, Electromagnetic decays of vector mesons in lattice QCD. The Second DAΦNE Physics Handbook. Edited by L. Maiani, G. Pancheri, N. Paver. INFN-Laboratori Nazionali Di Frascati. 1995. Vol.2, p.515.

[4] A. Faessler, C. Fuchs and M.I. Krivoruchenko, Dilepton Spectra from Decays of Light Unflavoured Mesons. Phys. Rev. **C61** (2000) 035206.

[5] T.H. Bauer et al., The hadronic properties of the photon in high-energy interactions. Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261.

[6] P.J. O'Donnel, Radiative decays of mesons. Rev. Mod. Phys. **53** (1981) 673.

[7] Р. Фейнман, Взаимодействие фотонов с адронами. М.: Мир, 1975.

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

[9] M.R. Jane, P. Grannis, B.D. Jones et al., A measurement of the electromagnetic form factor of the eta meson and the branching ratio for the eta Dalitz decay. Phys. Lett. **59B** (1975) 103.
M.R. Jane, P. Grannis, B.D. Jones et al., Errata. Phys. Lett. **73B** (1978) 503.

[10] В.А. Викторов, С.В. Головкин, Р.И. Джелядин и др., Исследование электромагнитной структуры η-мезона в распаде $\eta \to \mu^+\mu^-\gamma$. Ядерная физика **32** (1980) 998.

[11] E.V. Shuryak, Quark-gluon plasma and hadronic production of leptons, photons and psions. Phys. Lett. **B78** (1978) 150.

[12] G. Agakichiev, R. Baur, A. Breskin et al., Enhanced Production of Low-Mass Electron Pairs in 200 GeV/Nucleon S-Au Collisions at the CERN Super Proton Synchrotron. Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1272.

[13] M. Masera, Dimuon Production below Mass 3.1 GeV/c^2 in p-W ad S-W Interactions at 200 GeV/c/A. Nucl. Phys. **A590** (1995) 93c.

[14] B. Lenkeit for the CERES Collaboration, G. Agakichiev, H. Appelshauser, R. Baur et al., Recent results from Pb-Au collisions at 158 GeV/c per nucleon obtained with the CERES spectrometer. Nucl.Phys. **A661** (1999) 23.

[15] S. Eidelman, Conversion decays of vector mesons. Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE. Edited by G. Pancheri. Frascati, 1991, p.451.

[16] M. Hashimoto, Hidden local symmetry for anomalous processes with isospin- and SU(3)-breaking effects. Phys. Rev. **D54** (1996) 5611.

[17] D.E. Groom et al., Particle Data Group: Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. **C15** (2000) 1.

[18] В.В. Анашин, И.Б. Вассерман, В.Г. Вещеревич и др., Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП. Препринт ИЯФ 84-114, Новосибирск, 1984.

[19] Рабочие материалы. Накопительное кольцо БЭП. Препринт ИЯФ 83-98, Новосибирск, 1998.

[20] В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, С.Е. Бару и др., Сферический нейтральный детектор (СНД) для электрон-позитронного накопителя ВЭПП-2М. Препринт ИЯФ 99-16, Новосибирск, 1999.

[21] E.V. Anashkin, V.M. Aulchenko, S.E. Baru et al., General Purpose Cryogenic Magnetic Detector CMD-2 for Experiments at The VEPP-2M Collider. ICFA Instrumentation Bulletin **5** (1988) 18.

[22] L.M. Barkov V.S. Okhapkin, S.G. Pivovarov et al., The magnetic system of the CMD-2 detector. Proc. 5th International Conf. on Instrumentation for colliding beam physics., INP, Novosibirsk, 1990, p.480.

[23] Ф.В. Игнатов, П.А. Лукин, А.С. Попов и др., Дрейфовая камера КМД-2. Препринт ИЯФ 99-64, Новосибирск, 1999.

[24] В.М. Аульченко, Б.О. Байбусинов, В.М. Титов, Информационные платы Т, ТП, Т2А системы сбора данных КЛЮКВА. Препринт ИЯФ 88-22, Новосибирск, 1988.

[25] D.V. Chernyak, D.A. Gorbachev, F.V. Ignatov et al., The Performance of the Drift Chamber for the CMD-2 detector., Proceedings of The instrumentation conference in Vienna, Austria, 1998.

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

[27] В.М. Аульченко, Б.О. Байбусинов, А.Е. Бондарь и др., Цилиндрический калориметр детектора КМД-2. Препринт ИЯФ 93-1, Новосибирск, 1993.

[28] Р.Р. Ахметшин, А.В. Брагин, Д.Н. Григорьев и др., Торцевой калориметр детектора КМД-2. Препринт ИЯФ 2000-25, Новосибирск, 2000.

[29] Г.А. Аксенов, В.М. Аульченко, Л.М. Барков и др., Проект детектора КМД-2. Препринт ИЯФ 85-118, Новосибирск, 1985.

[30] В.М. Аульченко, Г.С. Пискунов, Е.П. Солодов, В.М. Титов, Трековый процессор для КМД-2. Препринт ИЯФ 88-43, Новосибирск, 1988.

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

[32] И.Б. Логашенко, Прецизионное измерение сечения $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ в области энергий $0.61-0.96$ ГэВ с детектором КМД-2. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико - математических наук. Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, 1999.

[33] V.M. Aulchenko, S.E. Baru, G.A. Savinov et al., Electronics of new detectors of the INP for colliding beam experiments. Proceedings of the International Symposium on Position Detectors in High Energy Physics, Dubna, 1988, p. 371.

[34] Блоки выполненные в стандарте КАМАК. Информационный материал. Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1985.

[35] R. Brun and J. Zoll, ZEBRA User Guide. CERN program library entry Q100, CERN, Switzerland.

[36] Н.И. Роот, Меморандум о сшивке фотонов BGO и CsI. Меморандум КМД-2. Новосибирск, 1998.

[37] R.R. Akhmetshin, E.V. Anashkin, M. Arpagaus et al., Measurement of $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ cross section with CMD-2 around ρ-meson. Budker INP 99-10, Novosibirsk, 1999.

[38] К.Ю. Михайлов, Калибровка энергии магнитного спектрометра детектора КМД-2. дипломная работа, Новосибирск, НГУ, 1998.

[39] Э.В. Анашкин, А.Е. Бондарь, Н.И. Габышев и др., Моделирование детектора КМД-2. Препринт ИЯФ 99-1, Новосибирск, 1999.

[40] GEANT – Detector Description and Simulation Tool. CERN, Geneva, 1994.

[41] В.Н. Иванченко, Нейтральные радиационные распады легких векторных мезонов, Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, 1997.

[42] Б. Росси, Частицы больших энергий. М.: Гостехиздат, 1955.

[43] R.R. Akhmetshin, E.V. Anashkin, M. Arpagaus et al., Cross section of the reaction $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ below 1 GeV at CMD-2. Phys. Lett. **B475** (2000) 190.

[44] С.И. Долинский, В.П. Дружинин, М.С. Дубровин и др., Наблюдение распада $\omega \to \pi^0e^+e^-$. Ядерная Физика **48** (1988) 442.

[45] M. Lechner, Development of a Radiation hard Pixel Analog Block for the CMS Vertex Detector and Search for the rare Decays $\phi \to \eta e^+e^-$ and $\phi \to \pi^0e^+e^-$ at CMD-2. Dissertation Swiss Federal Institute of Technology (ETH) for Doctor of Natural Science degree, Diss. ETH No. 12866 and ETHZ-IPP Internal Report 98-5.

[46] В.Б. Голубев, В.П. Дружинин, В.Н. Иванченко и др., Наблюдение распада $\phi \to \eta e^+e^-$. Ядерная Физика **41** (1985) 1183.

[47] В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, К.И. Белобородов и др., Изучение конверсионных распадов $\phi \to \eta e^+e^-$ и $\eta \to e^+e^-\gamma$ в эксперименте с детектором СНД на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2М. Препринт ИЯФ 2000-60, Новосибирск, 2000.

[48] R.R. Akhmetshin, G.A. Aksenov, E.V. Anashkin et al., Recent results from CMD-2 detector at VEPP-2M. Budker INP 99-11, Novosibirsk, 1999.

[49] R.R. Akhmetshin, E.V. Anashkin, M. Arpagaus et al., Study of the conversion decays $\phi \to \eta e^+e^-$, $\eta \to e^+e^-\gamma$ and $\eta \to \pi^+\pi^-e^+e^-$ at CMD-2. Budker INP 2000-85, Novosibirsk, 2000.

[50] G. Vignola, The Frascati Φ-factory, Proceedings of PAC 93, Washington.
M.E. Biagini, Status Report of the DAΦNE Φ-Factory in Frascati. Proceedings of the International Workshop on e^+e^- Collisions from ϕ to J/Ψ. Novosibirsk, March 1-5, 1999.