

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И.Будкера СО РАН

В.М. Аульченко, Р.Р. Ахметшин, В.Ш. Банзаров, А. Баратт,
Л.М. Барков, Н.С. Баштовой, Д.В. Бондарев, А.Е. Бондарь,
А.В. Брагин, А.А. Валишев, Н.И. Габышев, Д.А. Горбачёв,
А.А. Гребенюк, Д.Н. Григорьев, Д.А. Епифанов, А.С. Зайцев,
С.Г. Зверев, Ф.В. Игнатов, В.Ф. Казанин, С.В. Карпов,
И.А. Кооп, П.П. Кроковный, А.С. Кузьмин, Ю.Е. Лищенко,
И.Б. Логашенко, П.А. Лукин, А.И. Мильштейн, К.Ю. Михайлов,
И.Н. Нестеренко, А.В. Отбоев, В.С. Охалкин, А.С. Попов,
С.И. Редин, Б.Л. Робертс, Н.И. Роот, А.А. Рубан,
Н.М. Рыскулов, А.Л. Сибидапов, В.А. Сидоров, А.Н. Скринский,
И.Г. Снопков, Е.П. Солодов, Д.А. Томпсон, Г.В. Федотович,
Б.И. Хазин, А.Г. Шамов, Ю.М. Шатунов, Б.А. Шварц,
С.И. Эйдельман, Ю.В. Юдин

ИЗУЧЕНИЕ РАСПАДОВ ρ - И ω -МЕЗОНОВ
В ПСЕВДОСКАЛЯРНЫЙ МЕЗОН
И e^+e^- ПАРУ С ДЕТЕКТОРОМ КМД-2

ИЯФ 2004-72

НОВОСИБИРСК
2004

**Изучение распадов ρ - и ω -мезонов
в псевдоскалярный мезон
и e^+e^- пару с детектором КМД-2**

*В.М. Аульченко, Р.Р. Ахметшин, В.Ш. Банзаров, А. Баратт,
Л.М. Барков, Н.С. Баштовой, Д.В. Бондарев, А.Е. Бондарь,
А.В. Брагин, А.А. Валишев, Н.И. Габышев, Д.А. Горбачёв,
А.А. Гребенюк, Д.Н. Григорьев, Д.А. Епифанов, А.С. Зайцев,
С.Г. Зверев, Ф.В. Игнатов, В.Ф. Казанин, С.В. Карпов,
И.А. Кооп, П.П. Кроковный, А.С. Кузьмин, Ю.Е. Лиценко,
И.Б. Логащенко, П.А. Лукин, А.И. Мильштейн, К.Ю. Михайлов,
И.Н. Нестеренко, А.В. Отбоев, В.С. Охупкин, А.С. Попов,
С.И. Редин, Б.Л. Робертс, Н.И. Роот, А.А. Рубан,
Н.М. Рыскулов, А.Л. Сибидапов, В.А. Сидоров, А.Н. Скринский,
И.Г. Снопков, Е.П. Солодов, Д.А. Томпсон, Г.В. Федотович,
Б.И. Хазин, А.Г. Шамов, Ю.М. Шатунов, Б.А. Шварц,
С.И. Эйдельман, Ю.В. Юдин*

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
630090 Новосибирск, СО РАН

Аннотация

В эксперименте с детектором КМД-2 изучались распады ρ - и ω -мезонов в состояния $\pi^0 e^+ e^-$ и $\eta e^+ e^-$ в области энергий 720 – 840 МэВ. Измерена относительная вероятность распада

$$\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (8.19 \pm 0.71 \pm 0.62) \cdot 10^{-4},$$

а также впервые установлены верхние пределы на относительные вероятности распадов

$$\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) < 1.6 \cdot 10^{-5} \text{ (90\% У.Д.)},$$

$$\mathcal{B}(\rho \rightarrow \eta e^+ e^-) < 0.7 \cdot 10^{-5} \text{ (90\% У.Д.)},$$

$$\mathcal{B}(\omega \rightarrow \eta e^+ e^-) < 1.1 \cdot 10^{-5} \text{ (90\% У.Д.)}.$$

**The study of ρ and ω meson decays
into pseudoscalar and e^+e^- pair with the CMD-2 detector**

*R.R. Akhmetshin, V.M. Aulchenko, V.Sh. Banzarov, A. Baratt,
L.M. Barkov, N.S. Bashtovoy, A.E. Bondar, D.V. Bondarev,
A.V. Bragin, S.I. Eidelman, D.A. Epifanov, G.V. Fedotovitch,
N.I. Gabyshev, D.A. Gorbachev, A.A. Grebeniuk, D.N. Grigoriev,
F.V. Igantov, S.V. Karpov, V.F. Kazanin, B.I. Khazin,
I.A. Koop, P.P. Krokovny, A.S. Kuzmin, Yu.E. Lischenko,
I.B. Logashenko, P.A. Lukin, K.Yu. Mikhailov, A.I. Milstein,
I.N. Nesterenko, V.S. Okhapkin, A.V. Otboev, A.S. Popov,
S.I. Redin, B.L. Roberts, N.I. Root, A.A. Ruban,
N.M. Ryskulov, A.G. Shamov, Yu.M. Shatunov, B.A. Shwartz,
A.L. Sibidanov, V.A. Sidorov, A.N. Skrinsky, I.G. Snopkov,
E.P. Solodov, J.A. Thompson, A.A. Valishev, Yu.V. Yudin,
A.S. Zaitsev, S.G. Zverev*

Budker Institute of Nuclear Physics
630090 Novosibirsk, RF

Abstract

The ρ and ω decays into $\pi^0 e^+ e^-$ and $\eta e^+ e^-$ states have been studied in the c.m. energy range 720 – 840 MeV with the CMD-2 detector. The branching fraction has been determined:

$$\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (8.19 \pm 0.71 \pm 0.62) \cdot 10^{-4},$$

and the upper limits on the branching fraction of following decays have been set for the first time:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) &< 1.6 \cdot 10^{-5} \text{ (90\% C.L.)}, \\ \mathcal{B}(\rho \rightarrow \eta e^+ e^-) &< 0.7 \cdot 10^{-5} \text{ (90\% C.L.)}, \\ \mathcal{B}(\omega \rightarrow \eta e^+ e^-) &< 1.1 \cdot 10^{-5} \text{ (90\% C.L.)}. \end{aligned}$$

Содержание

1	Введение	5
2	Отбор данных	10
2.1	Свойства распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и основные фоновые процессы	10
2.2	Предварительный отбор	12
2.3	Критерии отбора событий $\pi^0 e^+ e^-$	14
3	Обработка данных	17
3.1	Моделирование конверсионных распадов	17
3.2	Эффективность восстановления близких треков	18
3.3	Эффективность триггера детектора	25
3.4	Конверсия фотонов на веществе детектора	31
3.5	Радиационные поправки к изучаемому процессу	36
3.6	Энергетический разброс частиц в пучке	37
4	Анализ событий распада $\pi^0 e^+ e^-$	40
4.1	Определение количества событий с распадом π^0 -мезона	40
4.2	Учет вклада событий распада $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	42
4.3	Определение относительной вероятности распада	46
4.4	Анализ систематических ошибок	52
4.5	Измерение наклона переходного формфактора	54
4.6	Поиск конверсионных распадов ρ - и ω -мезонов в $\eta e^+ e^-$	58
5	Заключение	63
	Приложения	64
A	Генератор конверсионных распадов	64
B	Метод кинематической реконструкции событий	66
C	Процедура e/π разделения	69
	Литература	73

1 Введение

Ускорительный комплекс на встречных электрон-позитронных пучках ВЭПП-2М [1] — уникальный инструмент для изучения физических процессов, происходящих при аннигиляции лептонов, в области низких энергий. Комплекс состоит из инжектора, синхротрона, бустера и накопителя [2]. Накопитель работал в диапазоне энергий от 360 до 1400 МэВ в системе центра масс частиц. За годы проведения экспериментов (с 1974 по 2000 год) на детекторах, работавших на комплексе ВЭПП-2М, набрана статистика, которая соответствует интегральной светимости около 90 пб^{-1} , что в несколько десятков раз превышает статистику, набранную во всех предыдущих экспериментах в этой области энергии. Новые данные позволили проводить исследование физических процессов в этом энергетическом диапазоне на более высоком уровне, увеличив точность измерения параметров векторных мезонов в несколько раз.

Большая статистика, набранная в экспериментах на ВЭПП-2М, позволяет проводить исследование редких мод распада векторных мезонов, таких как радиационные и конверсионные распады.

Радиационные распады, в которых векторный мезон V распадается на псевдоскалярный мезон P и фотон, изучаются давно. Наряду с радиационными, интерес представляют и конверсионные распады, в которых вместо фотона рождается лептон-антилептонная пара $V \rightarrow Pl^+l^-$, где $l = e, \mu$. Конверсионный распад можно рассматривать как радиацион-

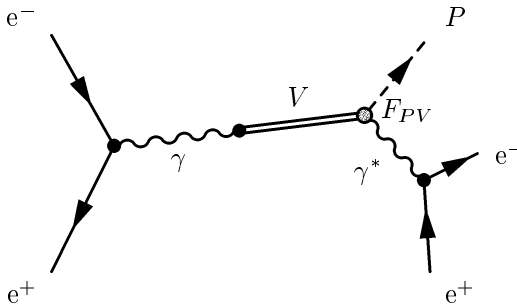


Рис. 1: Фейнмановская диаграмма конверсионного распада векторного мезона V в псевдоскаляр P и электрон-позитронную пару.

ный, в котором фотон рождается не на массовой поверхности. Этот виртуальный фотон распадается в лептон-антилептонную пару: $\gamma^* \rightarrow l^+l^-$. Фейнмановская диаграмма конверсионного распада приведена на Рис. 1.

Теоретическое изучение конверсионных распадов проводилось в работах [3],[4]. Матричные элементы конверсионных распадов имеют вид:

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

где $\varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}$ – абсолютно-антисимметричный тензор; p_α – 4-импульс псевдоскалярного мезона; q_β – 4-импульс виртуального фотона; ϵ_γ – 4-вектор поляризации векторной частицы; $f_{VP}(q^2)$ – формфактор для перехода $V \rightarrow P$. В работе [3] приводится зависимость от q^2 , массы виртуального фотона γ^* , переходящего в лептонную пару, отношения абсолютной ширины конверсионного распада к ширине соответствующего радиационного распада:

$$\frac{d\Gamma(V \rightarrow Pl^+l^-)}{dq^2\Gamma(V \rightarrow P\gamma)} = \frac{\alpha}{3\pi} \cdot \left(1 - \frac{4m_l^2}{q^2}\right)^{1/2} \cdot \left(1 + \frac{2m_l^2}{q^2}\right) \cdot \frac{1}{q^2} \times \\ \times \left[\left(1 + \frac{q^2}{m_V^2 - m_P^2}\right)^2 - \frac{4m_V^2 q^2}{(m_V^2 - m_P^2)^2} \right]^{3/2} \cdot |F_{VP}(q^2)|^2. \quad (2)$$

Одним из важных параметров в выражении (2) является нормированный формфактор перехода $V \rightarrow P$: $F_{VP}(q^2) = f_{VP}(q^2)/f_{VP}(0)$, где $f_{VP}(q^2)$ – формфактор $f_V(q^2, m_P^2)$ перехода $V \rightarrow P$. Переходный формфактор несет информацию об электромагнитной структуре P и V мезонов. Для случая точечных частиц P и V формфактор строго равен единице. Наличие составной структуры нейтральных мезонов изменяет поведение формфактора в зависимости от q^2 . В модели векторной доминантности (МВД) [5], которая хорошо описывает взаимодействие фотонов с адронами при низких энергиях, нормированный формфактор в приближении малой ширины промежуточного векторного мезона V' , переходящего в γ^* , имеет следующий вид:

$$F_{VP}(q^2) = \frac{m_{V'}^2}{m_{V'}^2 - q^2}. \quad (3)$$

При малых значениях масс виртуального фотона $q^2 \ll m_{V'}^2$, формулу (3) обычно приводят в следующей параметризации:

$$F_{VP}(q^2) = 1 + b_{VP} \cdot q^2, \quad (4)$$

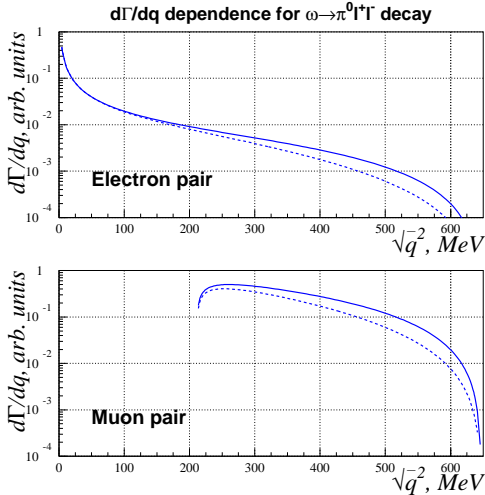


Рис. 2: Зависимость ширины конверсионного распада $d\Gamma/dq$ от $q = \sqrt{q^2}$ для конверсионных распадов $\omega \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$. Сплошной линией показана зависимость при $b = 1.7 \text{ ГэВ}^{-2}$, пунктирной – при $b = 0 \text{ ГэВ}^{-2}$.

где параметр b_{VP} — наклон переходного формфактора. Численным значением параметра наклона переходного формфактора в приближении МВД является величина $b_{VP} \sim 1/m_V^2$, как это следует из разложения выражения (3) при малых q^2 .

Изучение переходного формфактора в конверсионных распадах предоставляет информацию об электромагнитной структуре мезонов. Некоторые работы, например, [6] и [7], указывают на возможное расхождение теоретических предсказаний МВД и экспериментальных данных. В таком случае исследование переходного формфактора может быть хорошей проверкой границ применимости МВД.

В конверсионных распадах векторных мезонов квадрат массы виртуального фотона q^2 , равный инвариантной массе $l^+ l^-$, может изменяться в диапазоне от $4m_l^2$ до $(m_V - m_P)^2$. Важно отметить, что при распаде в электрон-позитронную пару зависимость ширины конверсионного распада от q^2 имеет острый пик при малых q^2 , вблизи нижней границы кинематической области $4m_e^2$, а при распаде в мюон-антимюонную пару зависимость более гладкая (Рис. 2). Этот факт обуславливает топологию событий конверсионных распадов в случае, если конечной лептонной па-

Таблица 1: Экспериментальные результаты для относительных вероятностей конверсионных распадов ρ - и ω -мезонов на псевдоскаляр и e^+e^- пару и их теоретические предсказания, основанные на МВД.

Распад	Эксперимент	Результат	Теоретическое ожидание
$\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	НД (1988) [15]	$(5.9 \pm 1.9) \cdot 10^{-4}$	$(7.2 - 8.0) \cdot 10^{-4}$
$\omega \rightarrow \eta e^+ e^-$	—	—	$(2.0 - 4.8) \cdot 10^{-6}$
$\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	—	—	$(4.1 - 6.5) \cdot 10^{-6}$
$\rho \rightarrow \eta e^+ e^-$	—	—	$(2.2 - 3.2) \cdot 10^{-6}$

рой являются электрон и позитрон: в существенной части событий пространственные углы между лептонами будут малы. Это свойство является важным фактором при выделении событий конверсионных распадов $\omega(\rho) \rightarrow \pi^0(\eta)e^+e^-$, изучаемых в данной работе.

Интерес к изучению конверсионных распадов также вызван проведением экспериментов по изучению свойств кварк-глюонной плазмы, образующейся при столкновениях тяжёлых ионов. Первые эксперименты [8] начали проводиться на коллайдере SPS в ЦЕРНе (Швейцария). С 2000 года начал свою работу коллайдер тяжёлых ионов RHIC [9] в БНЛ (США). Важным источником информации о физических процессах, происходящих в кварк-глюонной плазме, является процесс рождения дилептонов [10]. В настоящее время, измеренное в эксперименте количество лептон-антилептонных пар превышает их расчётное значение [11]. Вычисление ожидаемого количества такого рода пар частиц использует экспериментальные данные о вероятностях распадов мезонов в конечные состояния с лептонными парами. Если относительные вероятности распадов векторных мезонов в лептонные пары известны с высокой точностью, то для конверсионных распадов эти величины известны недостаточно точно. Последние работы по ϕ -мезону на детекторах КМД-2 [12, 13] и СНД [14] значительно (до 10%) улучшили точность величин относительных вероятностей конверсионных распадов ϕ -мезонов. В Таблице 1 приведены экспериментальные результаты для относительных вероятностей конверсионных распадов ρ и ω -мезонов с e^+e^- парой в конечном состоянии и их теоретических предсказаний, основанных на МВД [4]. Как видно из Таблицы 1, на настоящий момент существуют экспериментальные данные лишь по конверсионному распаду $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Результат получен в единственном эксперименте [15], точность которого составляет около 30%. По трём остальным изучаемым в данной работе распадам данных нет.

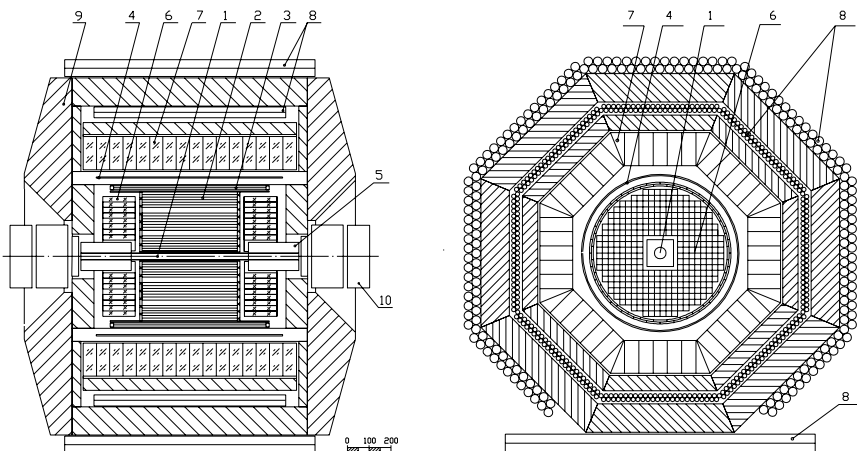


Рис. 3: Детектор КМД-2. Показаны: слева – $R - \phi$ проекция, справа – Z проекция детектора. 1 – вакуумная камера; 2 – дрейфовая камера; 3 – Z -камера; 4 – основной сверхпроводящий соленоид; 5 – компенсирующий соленоид; 6 – торцевой калориметр на основе ВГО; 7 – цилиндрический калориметр на основе CsI; 8 – пробегная система; 9 – ярмо магнита; 10 – квадрупольные линзы.

Целью настоящего исследования является изучение конверсионных распадов ρ - и ω -мезонов с использованием данных, набранных с детектором КМД-2 [16]. Общий вид детектора представлен на Рис. 3. Это универсальный магнитный детектор, состоящий из трековой системы, калориметров и пробегной системы. Трековая система состоит из дрейфовой камеры [17] и пропорциональной Z -камеры [18], которые находятся в продольном магнитном поле 1 Тл, создаваемом сверхпроводящим соленоидом [19]. Система позволяет измерять импульсы, заряды и углы вылета треков. В детекторе используются два калориметра: цилиндрический на основе кристаллов CsI [20] и торцевой на основе кристаллов ВГО [21]. Пробегная система [22] состоит из газовых камер, работающих в стримерном режиме, разделённых магнитным ярмом железа.

В работе используется статистика, набранная в 2000 году: 19 энергетических точек в диапазоне энергий пучков в с.ц.м. 720 – 840 МэВ. Интеграл светимости составляет 3.4 пб^{-1} , что соответствует рождению $1.8 \cdot 10^6$ ω -мезонов и $3.3 \cdot 10^6$ ρ -мезонов. В Таблице 2 приведено ожидае-

мое количество событий изучаемых распадов, оценка геометрической эффективности регистрации и среднее количество регистрируемых детектором событий, соответствующее данной статистике. При исследовании распадов с η -мезоном в конечном состоянии приведена $\varepsilon_{\text{geom}}$ для распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$. Единственное экспериментальное значение относительной вероятности распада получено в эксперименте, проведённом на НД [15], в котором было зарегистрировано 43 события. Как видно из Таблицы 2, ожидается улучшение точности результата для распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Малое ожидаемое количество событий других распадов не позволит измерить величину относительных вероятностей этих распадов, однако, могут быть установлены верхние пределы на эти величины.

Таблица 2: Ожидаемое количество распадов N , геометрическая эффективность регистрации событий $\varepsilon_{\text{geom}}$ и среднее ожидаемое число регистрируемых детектором событий N_{reg} исследуемых распадов для используемой статистики.

Распад	N	$\varepsilon_{\text{geom}}, \%$	N_{reg}
$\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	1000	15	150
$\omega \rightarrow \eta e^+ e^-$	6	8	0.5
$\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	10	15	1.5
$\rho \rightarrow \eta e^+ e^-$	5	8	0.4

Большая часть работы посвящена изучению распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Но, поскольку, конверсионные распады имеют много общего, результаты анализа этого распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ используются при изучении других распадов.

2 Отбор данных

2.1 Свойства распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и основные фоновые процессы

События распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ изучаются в основном канале распада π^0 мезона: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, поэтому они характеризуются двумя треками и двумя фотонами в конечном состоянии. Отклик детектора на такое событие показан на Рис. 4. Пара фотонов, являясь продуктом распада π^0 , обладает инвариантной массой, равной массе π^0 -мезона. Малость пространственного угла между треками $\Delta\psi$ также относится к одной из характерных

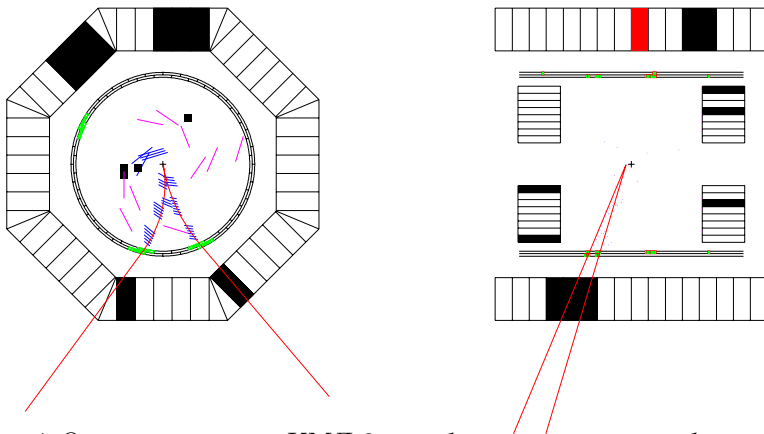


Рис. 4: Отклик детектора КМД-2 на событие-кандидат в события распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Показаны $R - \phi$ проекция (слева) и Z -проекция (справа) детектора.

особенностей изучаемого распада. На Рис. 5 приведены распределения пространственного угла между треками для исследуемого и некоторых фоновых процессов. Видно, что этот параметр может быть эффективно использован при отборе событий.

Фоновые события можно разделить на две группы: резонансные и нерезонансные. К первой группе относятся события распада ω -мезона в канале $\pi^+ \pi^- \pi^0$, имеющие такое же конечное состояние, а также события распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, в которых моноэнергетический фотон конвертирует на веществе детектора в электрон-позитронную пару. Ко второй – события прохождения через детектор космических частиц, события квантовой электродинамики (КЭД) и фон от выбывших из пучка частиц. Фоновые события КЭД состоят из событий процесса $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$, событий $e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma \gamma$, в которых один из фотонов конвертирует на веществе детектора, а также событий двухфотонной аннигиляции электрон-позитронной пары с наличием фонового фотона в калориметрах. Конверсия одного из фотонов в последнем типе событий приводит к неотличимой от изучаемых событий топологии, другой фотон вместе с фоновым может имитировать распад π^0 .

2.2 Предварительный отбор

Для удобства работы с данными, отборы событий проводились поэтапно, оставляя на каждом последующем этапе все более узкий класс событий. На первом этапе записанные на ленту события отбираются и сортируются по классам. Изучаемые события содержатся в классе неколлинеарных двухтрековых событий с наличием кластеров в калориметрах. Ниже приведены критерии отбора этого класса событий:

- 2 трека в дрейфовой камере;
- один из треков удовлетворяет условиям:
 - 7 и более сработавших проволочек на треке;
 - параметры трека, измеренные в ДК, обеспечивают его попадание в z-камеру;
 - минимальное расстояние между треком и осью пучков меньше 2 см;
- расколлинеарность треков в R- ϕ проекции $|\pi - |\phi_1 - \phi_2|| > 0.15$, где ϕ – азимутальные углы треков;
- два и более кластера, граница которых не прилегает к ближнему к пучку краю калориметра и энергия которых $20 \text{ МэВ} < E_\gamma < 2 \cdot E_{\text{beam}}$.

Отобранные таким образом события занимают уже достаточно мало места, чтобы быть размещёнными на жёстких дисках вычислительных машин. Но, тем не менее, их количество слишком велико для удобного проведения анализа.

Обработка событий начинается с предварительного отбора. На этом этапе структурируется информация о сигналах в каждой детекторной системе и данные с калориметров связываются с сигналами из дрейфовой камеры (ДК). Для описания сигнала с калориметров соседние сработавшие кристаллы объединялись в кластеры. Информация о сигнале в калориметрах состоит из количества кластеров и их параметров. Как уже говорилось, в детекторе два калориметра, которые разделены зазором. Если фотон попадает в этот зазор, то, как правило, энергия от электромагнитного ливня выделяется в обоих калориметрах и фотон регистрируется как несколько кластеров в обоих калориметрах вблизи границ, прилежащих к зазору. Для корректного восстановления событий с такого рода фотонами применялась процедура объединения кластеров

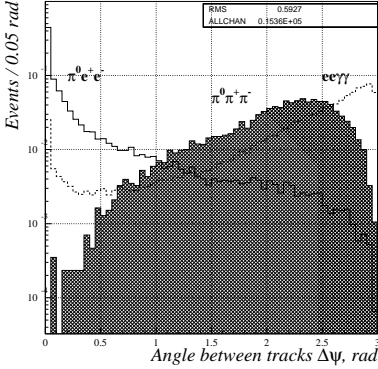


Рис. 5: Распределение по пространственному углу между треками для событий изучаемого процесса и некоторых фоновых процессов.

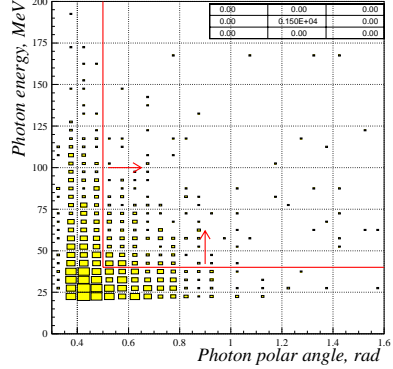


Рис. 6: Зависимость энергии фоновых фотонов от их полярного угла.

на границе калориметров. Далее, если расположение кластера близко к расчётной точке входа трека в калориметр, то кластер относят к треку, считая, что его происхождение связано с прохождением заряженной частицы. Кластеры, расположенные вдали от треков, считаются фотонами. При определении энергии и углов фотонов использовались поправочные коэффициенты, учитывающие утечки электромагнитного ливня из калориметра. Для подавления ложных фотонов, возникающих в результате расщепления кластеров, применялась процедура наложения вето. Процедура заключалась в следующем: если пространственные углы между двумя произвольными фотонами менее 0.4 радиан, то фотон из этой пары с меньшей энергией исключался из списка фотонов. Кроме того, развитие адронного ливня, вызываемого попаданием заряженных пионов в калориметр, характеризуется тем, что кластер от такого ливня может возникнуть на некотором расстоянии от точки вхождения трека в калориметр. Это также приводит к появлению фоновых фотонов и для их подавления применялась подобная процедура наложения вето треком на фотон.

Кроме того, для дополнительного подавления пучкового фона применялся отбор фотонов по их энергии и полярному углу. С целью определения критериев отбора изучались фоновые события с выбывшими

из пучка частицами. Для этого отбирались события распада $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ с дальнейшим распадом π^0 в два фотона, в которых присутствуют 4 и более фотонов в калориметрах. Фотоны упорядочивались по энергии так, что $E_{\gamma, 1} > E_{\gamma, 2} > \dots > E_{\gamma, n}$. Все фотоны с индексом больше трёх считались фоновыми. Важной задачей при отборе событий $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ с выбывшими из пучка частицами было не допустить изменения энергетического спектра фоновых фотонов. Поэтому, например, при выделении событий не применялся отбор на энергию третьего фотона. На Рис. 6 показана двумерная гистограмма, показывающая зависимость энергии фоновых фотонов от их полярного угла. Для выбранных граничных значений полярного угла $|\pi/2 - \theta_\gamma| > \pi/2 - 0.5$ и энергии фотонов $E_\gamma > 40$ МэВ (на Рис. 6 границы показаны линиями) применение отбора приводит к уменьшению количества фоновых фотонов в 5 раз, тогда как количество фотонов, происходящих от распада $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, уменьшается всего на 15%. При анализе событий фотоны, не прошедшие отбор по энергии или полярному углу, в учёт не принимались.

Для исключения неверно восстановленных треков, а также треков, летящих под полярными углами, при которых точность восстановления параметров треков низкая, использовались следующие критерии отбора:

- суммарный заряд трекообразующих частиц равен нулю;
- z-координата вершины $|Z_{\text{vr}}| < 20$ см, расстояние вершины до оси пучков $\rho_{\text{vr}} < 5$ см;
- 7 и более сработавших проволочек на треках в R - ϕ плоскости;
- поперечный импульс заряженных частиц $P_{1,2}^{\text{tr}} > 45$ МэВ/с, полный $P_{1,2} < 1.2 \cdot E_{\text{beam}}$;
- полярные углы треков $0.85 < \theta_{1,2} < \pi - 0.85$.

Информация о прошедших предварительный отбор событиях хранилась в многомерных таблицах, NTUPLE, которые используются в пакете математического обеспечения PAW [23].

2.3 Критерии отбора событий $\pi^0 e^+ e^-$

Для окончательного выделения событий изучаемого распада использовались следующие критерии отбора:

- количество фотонов в событии больше одного – подавление электродинамического фона;

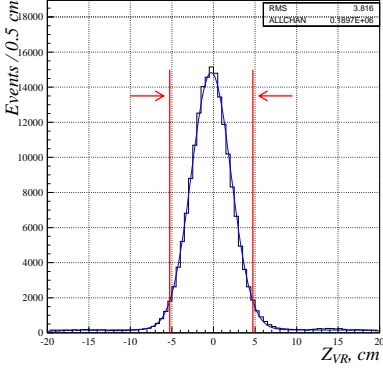


Рис. 7: Z – координата вершины.

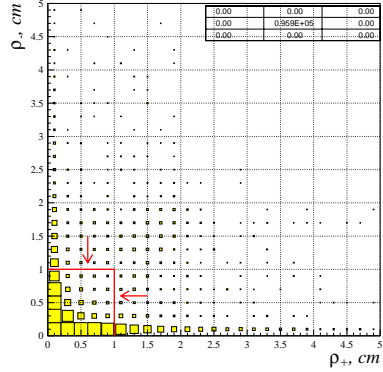


Рис. 8: Минимальное расстояние от 1-го трека до пучка в зависимости от того же параметра для 2-го.

- z -координата восстановленной вершины по модулю меньше 5 см (Рис. 7) – подавление фона космических событий и событий фона от выбывших из пучка частиц;
- минимальное расстояние от каждого трека до пучка меньше 1 см (Рис. 8) – подавление фона космических событий;
- разность измеренного суммарного импульса пары заряженных частиц $|\vec{P}_1 + \vec{P}_2|$ и величины $P_0 = E_{beam} - \frac{m_\pi^2}{4E_{beam}}$ (импульс частиц в распаде $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$) $|P_0 - |\vec{P}_1 + \vec{P}_2|| < 35$ МэВ/с (Рис. 9) – подавление событий распада в $\pi^+ \pi^- \pi^0$;
- минимальный пространственный угол между направлением среднего импульса треков и фотонами больше 1.7 рад (Рис. 10) – подавление событий распада в $\pi^0 \gamma$, в которых π^0 распадается в $\gamma e^+ e^-$, и событий КЭД;
- пространственный угол между треками $\Delta\psi < 0.5$ (Рис. 11) – подавление событий распада в $\pi^+ \pi^- \pi^0$ и событий КЭД;
- инвариантная масса $e^+ e^-$ -пары и фотона с максимальной энергией $M_{ee\gamma} < 1.9 \cdot E_{beam}$ (Рис. 12) – подавление событий двухфотонной аннигиляции, в которых один из фотонов конвертирует в электрон-позитронную пару на веществе детектора.

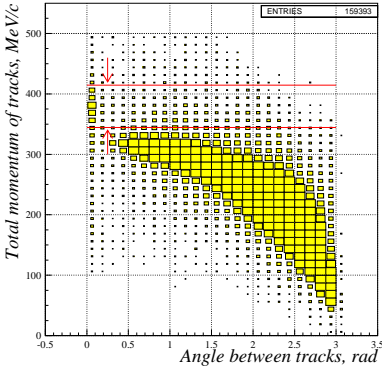


Рис. 9: Распределение суммарного импульса заряженных частиц в зависимости от пространственного угла между ними.

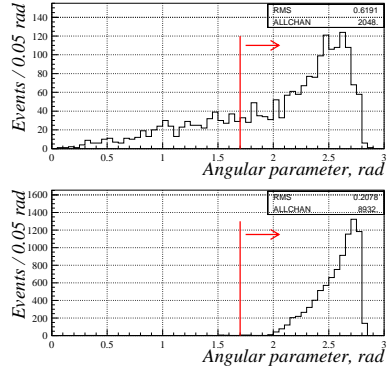


Рис. 10: Спектр минимального пространственного угла между направлением среднего импульса e^+e^- -пары и фотонами. Вверху – данные, внизу – моделирование.

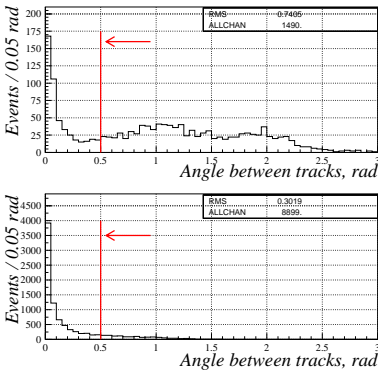


Рис. 11: Пространственные углы между треками. Вверху – эксперимент, внизу – моделирование.

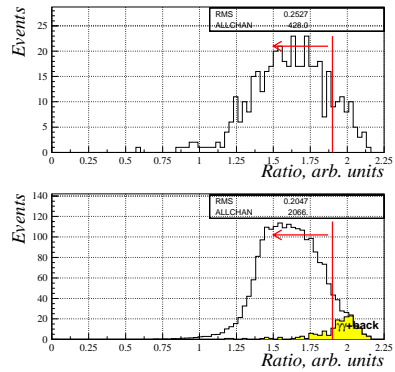


Рис. 12: Инвариантная масса e^+e^- -пары и фотона с большей энергией. Вверху – эксперимент, внизу – моделирование. В моделировании добавлен вклад от событий КЭД.

Геометрическая эффективность регистрации событий с учётом используемых критериев отбора составляет около 15%. На рисунках представлен результат последовательного применения критериев отбора в той последовательности, как они изложены в тексте.

После применения всех критериев отбора остается 390 событий.

3 Обработка данных

3.1 Моделирование конверсионных распадов

Функционально, программа моделирования состоит из нескольких частей. Первая часть включает в себя описание геометрии детектора. В следующей части программа моделирования задаёт параметры частиц изучаемого процесса (первичное моделирование). Далее, программа описывает процессы взаимодействия рождённых частиц с веществом детектора (вторичное моделирование). В последней части программа описывает отклик чувствительных элементов детектора на событие. Результатом работы является файл с данными, записанный в, так называемом, сыром формате, совпадающим с экспериментальными данными.

Моделирование физических процессов в детекторе КМД-2 производилось программой `cmd2sim` [25], которая использует программный пакет `GEANT3`[26]. Для моделирования изучаемого распада применялся генератор конверсионных распадов. Более подробно описание генератора приведено в приложении А. С помощью моделирования была получена величина геометрической эффективности регистрации детектора $\varepsilon_{\text{geom}}$ — вероятность регистрации событий детектором после прохождения всех отборов.

Важным параметром, характеризующим конверсионные распады, является нормированный переходный формфактор $F(q^2)$. Параметризация его зависимости от q^2 в области малых масс виртуального фотона приведена в выражении (4). Присутствующий в выражении наклон формфактора b являлся одним из параметров генератора конверсионных распадов. Изменяя соответствующим образом в моделировании параметр наклона b , можно было находить зависимость геометрической эффективности детектора от используемой модели формфактора при описании распада.

В модели векторной доминантности, в первом приближении, наклон формфактора $b = 1/m_\rho^2$. Для оценки влияния высших резонансов был учтён вклад от наиболее близкого по массе промежуточного резонанса ρ' . Оценка сверху величины наклона формфактора b определяется пря-

мой суммой $1/m_\rho^2 + 1/m_{\rho'}^2$. Для определения величины модельной ошибки сравнивалось количество событий, которые проходят отборы при разных значениях наклона формфактора. В Таблице 3 приведены значения $\varepsilon_{\text{geom}}$. Разница в геометрической эффективности при учете ρ' -мезона менее 1% по сравнению со вкладом только ρ -мезона. Эта величина считалась модельной ошибкой, связанной с неточным знанием наклона $\omega\pi$ переходного формфактора.

Таблица 3: Геометрическая эффективность регистрации детектора в зависимости от величины наклона переходного формфактора.

$b, \text{ГэВ}^{-2}$	$\varepsilon_{\text{geom}}, \%$
1.00	15.12 ± 0.05
1.60	14.82 ± 0.05
2.17	14.72 ± 0.05

3.2 Эффективность восстановления близких треков

Для восстановления треков в дрейфовой камере используется информация, включающая в себя номера сработавших проволочек и времена дрейфа. Проволочки в ДК группируются в ячейки. Алгоритм реконструкции устроен таким образом, что сначала восстанавливаются фрагменты треков, содержащихся внутри отдельных ячеек камеры, а затем фрагменты объединяются в треки. Внутренний слой дрейфовой камеры состоит из 16 одинаковых ячеек, охватывающих весь азимутальный угол. Как уже говорилось, изучаемые события характеризуются малым углом между заряженными частицами, поэтому в большинстве случаев лептоны будут проходить через одну и ту же ячейку ДК. И точность определения параметров фрагмента трека для соответствующей ячейки будет невысокой. Это обстоятельство приводит к увеличению неэффективности восстановления треков от e^+e^- -пары в изучаемых событиях. Эффект, при котором трек от заряженной частицы не восстанавливается, будем называть потерей трека. В экспериментальных событиях, где присутствуют фоновые срабатывания проволочек, вероятность потери треков выше по сравнению с моделированием. Таким образом, необходимо ввести поправочный коэффициент на эффективность восстановления близких треков $\varepsilon_{\Delta\psi}$, учитывающий различие в вероятностях потери при восстановлении одного из близких треков для событий моделирования

и экспериментальных событий при исследовании изучаемых конверсионных распадов.

Для определения этого коэффициента использовались события распада ω мезона в $\pi^+\pi^-\pi^0$, в которых π^0 распадается в $e^+e^-\gamma$. Спектр углов разлета электрон-позитронной пары в таких событиях близок к спектру углов в изучаемых событиях. Критерии отбора тестовых событий выбирались таким образом, чтобы потеря одного из лептонных треков не приводила к отбрасыванию событий.

Использовалось около 90% всей обрабатываемой статистики. Данные при энергии пучков, отстоящей от массы ω -мезона более чем на 15 МэВ, не использовались.

При отборе событий использовались следующие условия:

- 1 и больше фотонов;
- 3 или 4 трека;
- суммарный заряд $|\Sigma Q|=1$ для трехтрековых событий и 0 для четырехтрековых.

Кроме того, все треки в событии должны удовлетворять следующим условиям:

- минимальное расстояние от трека до оси пучков $\rho < 1$ см;
- z-координата вершины трека $|Z_{vr}| < 5$ см;
- импульс трека $P < E_{beam}$;
- полярный угол трека лежит в диапазоне $0.7 < \theta < \pi-0.7$.

Для обеспечения надёжного запуска заряженного триггера требовалось, чтобы полярный угол одного из треков удовлетворял условию $0.85 < \theta < \pi-0.85$. Отборы прошло около 20 000 событий.

Для определения пионной пары, в отобранных событиях использовался параметр недостающей массы заряженных частиц. Так, две заряженные частицы с суммарным нейтральным зарядом и квадратом недостающей массы, наиболее близким к квадрату массы π^0 $\min(|M_{miss}^2 - m_{\pi^0}^2|)$ считались пионами. Квадрат недостающей массы определяется выражением

$$M_{miss}^2 = (P - P_1 - P_2)^2, \quad (5)$$

где P – суммарный четырёхимпульс электрона и позитрона в пучке, а P_i – четырёхимпульс соответствующего i -му треку пиона.

Для нахождения параметров потерянного трека использовалась процедура кинематической реконструкции (см. приложение В). Реконструировались два пиона, которые были определены описанной выше процедурой, фотон и виртуальный фотон. Виртуальный фотон описывал пару лептонных треков, один из которых, как предполагалось, мог быть потерян. Для случая, если в событии четыре трека, направление задаётся направлением суммарного импульса лептонных треков, если же треков в событии три, то направление виртуального фотона задавалось направлением лептонного трека. Параметрами реконструкции являлись:

- для треков: P_{\perp} , $\text{ctg } \theta$, ϕ ;
- для виртуальных фотонов: $E \cdot \sin \theta$, θ , ϕ ;
- для фотонов: E , θ , ϕ .

Считалось, что все параметры реконструкции подчиняются гауссовому распределению. При кинематической реконструкции информация об энергии фотонов не использовалась, а восстанавливалась с использованием законов сохранения. При такой реконструкции событий энергии фоновых фотонов могут обращаться в ноль, что является дополнительным фактором подавления фона, к тому же измеряемая в детекторе энергия фотонов имеет наименьшую точность.

Стандартные отклонения параметров, используемые в реконструкции, приведены ниже, причём энергия фотонов выражена в мегаэлектронвольтах.

- треки: вычислялись отдельно для каждого трека, учитывалась корреляция поперечного импульса и азимутального угла трека;
- виртуальные фотоны: полярный угол – 0.1, азимутальный угол – $0.1 \sin \theta$;
- фотоны в CsI: полярный угол – $0.15/\sqrt{E} + 0.03$, азимутальный угол – $0.15/\sqrt{E} + 0.03$;
- фотоны в BGO: полярный угол – $0.063/\sqrt[4]{E} + 0.007$, азимутальный угол – $0.075 \cdot \cos \theta/\sqrt[4]{E}$;
- фотоны, состоящие из кластеров в BGO и CsI: полярный угол – $0.036/\sqrt{E} + 0.079$, азимутальный угол – $0.013/\sqrt{E} + 0.094$.

Качество кинематической реконструкции χ^2 – сумма квадратичных отклонений реконструированных параметров от начальных, отнесенных к квадрату точности измерения параметра – вычислялась для каждого события. Поскольку в реконструкции используется один фотон, то про-

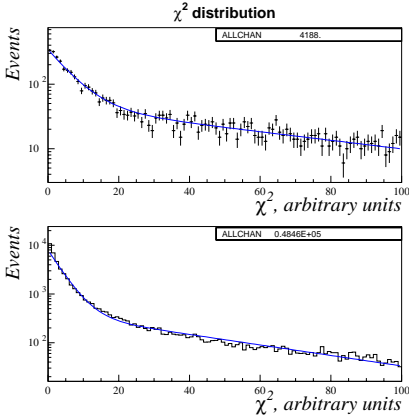


Рис. 13: Распределение реконструированных событий по качеству реконструкции χ^2 . Вверху – эксперимент, внизу – моделирование.

цедура проводилась несколько раз, при этом все зарегистрированные в событии фотоны поочерёдно использовались в реконструкции. Фотон от распада $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$, считался такой фотон, для которого реконструкция давала минимальное значение параметра качества реконструкции χ^2 . Этот параметр также был использован для отбора тестовых событий:

$$\chi^2 < 50,$$

тем самым отбрасывались события, в которых энергия и импульсы частиц сильно отличаются от тех, которые следуют из законов сохранения, а также события, не соответствующие предполагаемой гипотезе.

Следует отметить, что шкалы распределений χ^2 в моделировании и эксперименте могут отличаться в связи с тем, что фоновые срабатывания и другие факторы, свойственные эксперименту, не всегда точно описываются моделированием. Это приводит к разной величине разрешения измеряемых параметров для моделирования и эксперимента. Распределение реконструированных событий моделирования и эксперимента по качеству реконструкции приведено на Рис. 13. Соответствие шкал находилось из совместной аппроксимации распределений χ^2 событий моделирования и эксперимента функциями вида

$$\frac{dN}{d\chi^2} = \exp(P1 + P2 \cdot \chi^2) + \exp(P3 + P4 \cdot \chi^2), \quad (6)$$

при этом параметры моделирования и эксперимента связывались между собой следующими соотношениями:

$$\frac{P1_{\text{sim}}}{P3_{\text{sim}}} = \frac{P1_{\text{exp}}}{P3_{\text{exp}}} \quad \text{и} \quad \frac{P2_{\text{sim}}}{P4_{\text{sim}}} = \frac{P2_{\text{exp}}}{P4_{\text{exp}}}.$$

Из результатов аппроксимации получен коэффициент пересчета между шкалами

$$\alpha = \frac{P2_{\text{exp}}}{P2_{\text{sim}}} = 0.94. \quad (7)$$

Этот коэффициент был учтён в отборе по параметру качества реконструкции χ^2 в событиях моделирования. Шкалы распределений по качеству реконструкции в эксперименте и в моделировании хорошо между собой согласуются. Это говорит о хорошем описании условий эксперимента моделированием. Распределение по недостающей массе пионов аппрок-

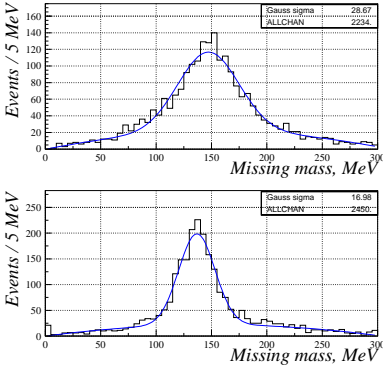


Рис. 14: Распределение прошедших отборы экспериментальных событий по недостающей массе пионной пары до кинематической реконструкции (вверху) и после (внизу).

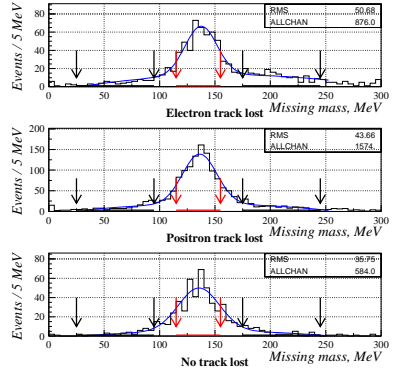


Рис. 15: Спектр недостающей массы для всех типов экспериментальных событий: вверху – с потерей электронного трека, в центре – с потерей позитронного трека, внизу – без потерь треков. Стрелками показаны отборы событий вблизи пионного пика (в центре) и фоновых (по краям).

симировалось суммой двух функций: функцией нормального распределения, описывающей спектр тестовых событий, и полиномом второй степени, описывающим спектр фоновых событий (космические частицы и др.). В результате использования кинематической реконструкции разрешение в спектре недостающей массы событий распада $\pi^+\pi^-\pi^0$ составило

17 МэВ, что в 1.7 раз лучше разрешения без использования реконструкции (Рис. 14). Отличие недостающей массы заряженных частиц в событии от массы π^0 являлось критерием отбора событий (Рис. 15):

$$|M_{\text{miss}} - m_{\pi^0}| < 20 \text{ МэВ}/c^2. \quad (8)$$

Поправочный коэффициент $\varepsilon_{\Delta\psi}$ находился следующим образом. Определялась зависимость эффективности восстановления электронного и позитронного треков от поперечного импульса частицы для экспериментальных событий и событий моделирования. Произведение отношения эффективностей восстановления позитронного и электронного треков в эксперименте к той же величине в моделировании сворачивалось с импульсным спектром лептонов в изучаемом распаде, что определяло итоговую величину поправочного коэффициента:

$$\varepsilon_{\Delta\psi} = \int \frac{\varepsilon_{\Delta\psi, \text{exp}}^-(P_{\perp}^-)}{\varepsilon_{\Delta\psi, \text{sim}}^-(P_{\perp}^-)} \cdot \frac{\varepsilon_{\Delta\psi, \text{exp}}^+(P_{\perp}^+)}{\varepsilon_{\Delta\psi, \text{sim}}^+(P_{\perp}^+)} f(P_{\perp}^-) f(P_{\perp}^+) dP_{\perp}^- dP_{\perp}^+, \quad (9)$$

где $\varepsilon_{\Delta\psi}^{\pm}$ — эффективность восстановления трека, $f(P_{\perp}^{\pm})$ — функция распределения лептонов по поперечному импульсу.

Определение зависимости эффективности восстановления треков от поперечного импульса производилось следующей процедурой (показано на примере определения вероятности восстановления трека от электрона):

- при регистрации e^- строилось распределение по поперечному импульсу: $P_{\perp} \cdot \sin \theta_{-}$;
- при потере e^- строилось распределение по восстановленному поперечному импульсу: $(E(\gamma^*) - P_{+}) \cdot \sin \theta_{+}$;
- отношение зарегистрированного числа e^- к полному определяло вероятность потерять e^- в данном интервале поперечных импульсов, ширина интервала – 10 МэВ/с.

Для треков от положительно заряженных частиц использовалась та же процедура.

Большая ширина распределения по недостающей массе для отобранных событий (Рис. 14) обусловлена наличием фоновых событий. Для учёта их вклада в эффективность восстановления близких треков применялась следующая процедура. Недостающая масса заряженных частиц (Рис. 15) была использована при отборе фоновых событий:

$$110 \text{ МэВ}/c^2 > |M_{\text{miss}} - m_{\pi^0}| > 40 \text{ МэВ}/c^2. \quad (10)$$

Для отобранных таким образом фоновых событий при помощи вышеизложенного метода определялось количество восстановленных и потерянных треков в каждом импульсном диапазоне. Это количество вычиталось из соответствующего количества событий пионного пика (отбираемых согласно выражению (8)). Вычитание производилось с весом, равным отношению числа фоновых событий пионного пика к числу отобранных фоновых событий. Количество фоновых событий рассчитывалось согласно функции, описывающей фон, параметры которой были получены из аппроксимации. Определённое таким образом количество восстановленных и потерянных треков во всех импульсных диапазонах использовалось для определения вероятности восстановления трека $\varepsilon_{\Delta\psi}^{\pm}(P_{\perp}^{\pm})$ в зависимости от поперечного импульса частицы. Эта зависимость аппроксимировалась кривой вида:

$$\varepsilon_{\Delta\psi}^{-} = \frac{A}{1 + (P/P_{\perp}^{-})^{\alpha}}. \quad (11)$$

На Рис. 16 представлены эффективности восстановления трека в зависимости от поперечного импульса заряженной частицы. Параметры функ-

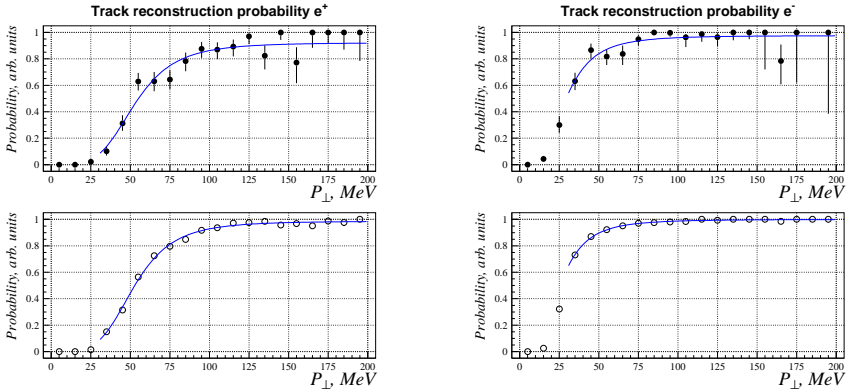


Рис. 16: Зависимость эффективности восстановления трека от его поперечного импульса. Слева – позитроны, справа – электроны; сверху – эксперимент, внизу – моделирование.

ций (выражение (11)), описывающих эффективность восстановления треков, приведены в Таблице 4. Эти параметры, полученные из экспериментальных событий и событий моделирования, согласуются друг с другом.

Таблица 4: Значения параметров функций, аппроксимирующих зависимости эффективности восстановления близких треков от их поперечного импульса.

Частицы	A	P	α
e^- , эксперимент	0.973 ± 0.020	30.0 ± 2.8	3.7 ± 1.0
e^- , моделирование	1.0000 ± 0.0001	25.49 ± 0.62	3.21 ± 0.12
e^+ , эксперимент	0.928 ± 0.039	52.9 ± 2.5	4.1 ± 0.7
e^+ , моделирование	0.9868 ± 0.0039	52.48 ± 0.32	4.29 ± 0.09

Значение поправочного коэффициента $\varepsilon_{\Delta\psi}$ вычислялось усреднением подинтегрального выражения в формуле (9) по большому числу событий моделирования (10^6) распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Полученное значение поправочного коэффициента на восстановление близких треков:

$$\varepsilon_{\Delta\psi} = 0.906 \pm 0.038. \quad (12)$$

Эта величина приведена для энергии, равной массе ω -мезона, и её изменение в исследуемом диапазоне энергии составило менее 0.2%. При расчёте итоговой ошибки поправочного коэффициента использовались ошибки параметров функций, аппроксимирующих зависимость эффективности восстановления лептонных треков от их поперечных импульсов. Ошибки параметров, в свою очередь, определяются статистикой тестовых событий.

3.3 Эффективность триггера детектора

Задачей триггеров является быстрый анализ сигналов с детектирующих систем с целью отбрасывания фоновых событий.

В детекторе КМД-2 использовались заряженный и нейтральный триггеры, а также триггер торцевого калориметра. События распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ вызывали запуск заряженного триггера, в основе которого лежит трековый процессор или трекфайндер (**TF**), и нейтрального триггера (**NT**). Сигналом к началу работы трекфайндера [27] является одновременное срабатывание внешнего и внутреннего слоя Z-камеры. Если трекфайндер находит трек, то через 400 нс он вырабатывает сигнал положительного решения (такое решение будем обозначать 1 или TRUE, отрицательное решение, или отсутствие сигнала, обозначаем 0 или FALSE).

При высокой частоте срабатывания заряженного триггера, для дополнительного подавления фоновых событий использовалось совпадение сигналов трекового процессора и сигнала о наличии энерговыделения в линейке цилиндрического калориметра, превышающее пороговое значение. Основной задачей нейтрального триггера является запуск детектора нейтральными событиями. Нейтральный триггер проводит анализ сигналов, идущих с линеек цилиндрического калориметра. Энерговыделение в линейке, превышающее порог дискриминатора, означает срабатывание. Аргументами для принятия решения **NT** [28] являются 56 сигналов (что соответствует полному количеству линеек), пропорциональных энерговыделению в линейках. Сумма сигналов с линеек, в которых энерговыделение превышает порог, даёт старт работе **NT**. Перечисленные триггеры принимают решение независимо и включены по схеме “ИЛИ”.

Триггер может отбрасывать часть событий изучаемого процесса, поэтому важно определить эффективность его работы $\varepsilon_{\text{trig}}$ и оценить систематическую погрешность этой величины.

Сеанс набора статистики в 2000 году проводился в двух режимах работы триггера детектора. В первом режиме работы данные набиралась с требованием срабатывания **TF·CsI+NT**, т.е. требовалось совместное срабатывание трекового процессора и одной из линеек **CsI** либо срабатывание нейтрального триггера. В этом режиме было записано около 65% всей статистики, набранной в 2000 году и используемой в обработке. Остальная часть статистики набиралась в режиме **TF+NT**, т.е. требовалось срабатывание либо трекового процессора, либо нейтрального триггера (второй режим).

Для определения величины $\varepsilon_{\text{trig}}$ применялся комбинаторный метод, в котором используется предположение об абсолютной независимости триггеров (**TF** независим от **NT** и от срабатывания линеек **CsI**). Тогда определение эффективности можно провести по прошедшим отборы событиям путем анализа триггеров, которые запускали запись данного события. При определении находилась средняя величина эффективности триггера $\varepsilon_{\text{trig}}$ по всему набору используемой в обработке статистики.

Прошедшие отборы события разделялись на две группы по режиму работы триггера. Информация о срабатывании триггерных систем в отобранных событиях показана на диаграммах 17, 18.

Для определения эффективности триггера используются события, в которых сработал (дал положительное решение) другой триггер, например, для определения эффективности срабатывания **TF** использовались события, в которых сработал **NT**. Подсчитывалось полное количество событий (N) и события, в которых триггер сработал (r). Предполагалось,

TF*CsI=1	22	242
TF*CsI=0		7
	NT=0	NT=1

Рис. 17: Диаграмма срабатывания триггеров для событий режима работы $\mathbf{TF} \cdot \mathbf{CsI} + \mathbf{NT}$.

TF=1	1	116
TF=0		2
	CsI=0	CsI=1

TF=1	12	105
TF=0		2
	NT=0	NT=1

TF=1	11	105
CsI=0	1	
	NT=0	NT=1

Рис. 18: Диаграммы срабатывания триггеров для событий режима работы $\mathbf{II} + \mathbf{NT}$.

что статистика срабатываний триггеров подчиняется биномиальному распределению [29]. В Таблице 5 представлены полученные результаты эффективности триггеров.

Таблица 5: Сводные результаты по определению эффективности триггеров. Указан режим работы триггера детектора, при котором была набрана статистика, используемая при получении результата, условие, налагаемое на другую триггерную систему, полное количество событий, количество событий, в которых исследуемый триггер сработал, а также конечный результат.

Триггер	Режим	Условие	N	r	ε
TF	I+II	NT = TRUE	347	338	0.977 ± 0.008
NT/CsI	I+II	TF = TRUE	347	314	0.913 ± 0.014
NT	II	TF = TRUE	117	105	0.897 ± 0.028
CsI	II	TF = TRUE	117	116	0.991 ± 0.008

Окончательную эффективность триггера детектора для разных режимов работы можно получить, используя независимость триггеров и схему их включения при наборе статистики.

$$\begin{aligned} \varepsilon_I &= \varepsilon_{TF} \cdot \varepsilon_{CsI} + \varepsilon_{NT/CsI} \cdot \varepsilon_{CsI} - \varepsilon_{TF} \cdot \varepsilon_{NT/CsI} \cdot \varepsilon_{CsI} \\ \varepsilon_{II} &= \varepsilon_{TF} + \varepsilon_{NT} - \varepsilon_{TF} \cdot \varepsilon_{NT}. \end{aligned} \quad (13)$$

В каждой формуле используются независимые эффективности, это позволяет находить ошибку по обычной формуле переноса ошибок. Подстановка полученных эффективностей в формулы (13) приводит к итоговому результату:

$$\begin{aligned}\varepsilon_I &= 0.989 \pm 0.008, \\ \varepsilon_{II} &= 0.998 \pm 0.001.\end{aligned}\tag{14}$$

Тем не менее, некоторые обстоятельства не учитываются в вышеприведённом анализе. Во-первых, триггеры всё-таки не являются полностью независимыми: треки с полярными углами, близкими к $\pi/2$, хорошо восстанавливаются в ДК и кластеры от таких треков надёжно регистрируются калориметром. Для треков с полярными углами, соответствующими краю калориметра CsI, вероятности срабатывания триггерных систем слегка уменьшаются. Во-вторых, если в событии не сработал **ТФ**, то восстановление треков в событии будет произведено менее точно, поскольку значения времени дрейфа, используемые при реконструкции треков, определяется с низкой точностью. Последнее обстоятельство требует более детального изучения заряженного триггера, который наиболее важен при реконструкции изучаемых событий.

Для оценки величины эффектов, связанных с неточностью восстановления параметров треков при отсутствии срабатывания **ТФ**, накладывалось дополнительное требование на срабатывание заряженного триггера при отборе событий: **ТФ**=1. Значения эффективностей триггера детектора для всех режимов работы с учётом дополнительного требования на **ТФ** были пересчитаны, используя приведённые в Таблице 5 значения эффективностей всех триггеров. Разность в результатах полученных с применением дополнительного условия на **ТФ** и без него составила 2% и была отнесена к систематической ошибке значения эффективности триггера детектора.

В качестве одного из способов определения величины эффективности заряженного триггера для событий искомого распада был использован анализ срабатывания **ТФ** в отобранных событиях. Идея определения эффективности такова: поскольку срабатывание **ТФ** необходимо для записи события, один из треков обязательно должен вызвать такое срабатывание. Наличие срабатывания **ТФ** от второго трека не обязательно. Поэтому частота срабатывания от второго трека будет определять эффективность срабатывания трекфайндера. Считая триггерную эффективность на каждый из треков независимой, можно получить связь вероятности срабатывания **ТФ** в событии (т.е. хотя бы для одного трека) $\varepsilon_{\text{ТФ}}$ с ве-

роятностью срабатывания **ТФ** на втором треке, при условии, что есть срабатывание на одном из двух треков, P_{rec} :

$$\varepsilon_{\text{TF}} = \frac{4P_{\text{rec}}}{(1 + P_{\text{rec}})^2}. \quad (15)$$

Информация о срабатывании **ТФ** в экспериментальных событиях анализируется *Блоком Обработки Сигналов Трекфайндера* (БОСТ) и записывается на ленту при наборе статистики. Для принятия решения о событии **ТФ** использует информацию об опорных точках, определяемых как объединение по “И” двух соседних анодных секторов в разных слоях Z-камеры, и масках, являющихся определённым образом закодированной информацией о срабатывании групп проволочек в ДК. Опорная точка считается сработавшей если есть срабатывание двух соответствующих анодных секторов. Информация о сработавших опорных точках и масках, соответствующих этим опорным точкам, доступна и может быть использована при обработке событий. Соответствие треков и сработавших опорных точек **ТФ** производится по их геометрическому расположению. Для каждого трека, используя его параметры, предсказывается точка входа в Z-камеру; эта информация пересчитывается в виде номера сектора. С другой стороны, каждая опорная точка соответствует определённой паре сработавших соседних секторов. Для проведения соответствия треков и опорных точек **ТФ** используется параметр дистанции — расстояние от предсказываемого входа трека в Z-камеру до ближайшей сработавшей опорной точки **ТФ**, выраженное в единицах полусекторов. Если дистанция от трека до сработавшей опорной точки меньше определенной величины, считается, что трек даёт запуск **ТФ**.

Используя отобранные события, было построено распределение по параметру дистанции второго трека при условии, что первый вызывает срабатывание **ТФ** (Рис. 19). При этом, используемое граничное значение параметра дистанции — 3 полусектора, иначе, если дистанция от лептонного трека до опорной точки составляла 3 полусектора и меньше, считалось, что трек даёт срабатывание **ТФ**. Широкий пик в районе шести полусекторов происходит от опорной точки, относящейся к дающему запуск треку. При подсчете количества отобранных событий с параметром дистанции меньше либо равным 3 полусекторам и полного числа отобранных событий получаем, что вероятность срабатывания $P_{\text{rec}} = 156/194$. Пересчёт по формуле (15) приводит к значению эффективности трекового процессора $\varepsilon_{\text{TF}} = 0.988 \pm 0.004$, (ошибка статистическая).

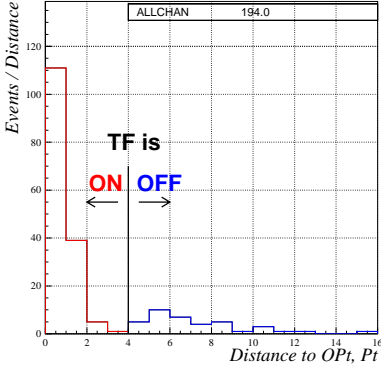


Рис. 19: Распределение параметра дистанции для трека, при условии, что другой трек вызвал срабатывание **ТФ**. Граничный параметр дистанции – 3 полусектора.

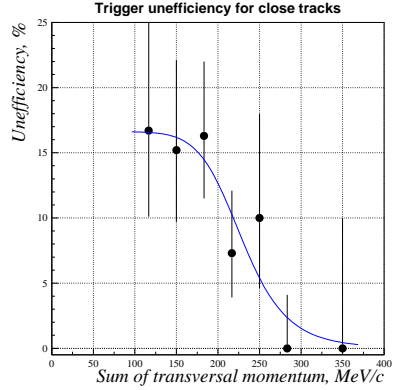


Рис. 20: Частота пропадаания **ТФ** на обоих лептонных треках в зависимости от суммарного поперечного импульса треков.

В качестве альтернативного способа определения эффективности заряженного триггера для искомых событий был использован анализ срабатывания **ТФ** в событиях распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с конверсионным распадом $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$. Такие события содержат близкую электрон-позитронную пару от конверсионного распада π^0 мезона, схожую с e^+e^- парой изучаемого процесса. Главное отличие этих заряженных частиц – несколько другой импульсный диапазон лептонных треков.

Определение эффективности проводилось следующим образом. Отбирались четырёхтрековые события распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (отбор описан в процедуре определения поправки на восстановление близких треков), требовалось наличие срабатывания **ТФ** хотя бы для одного пионного трека. Такие события изучались на предмет запуска **ТФ** лептонными треками, критический параметр дистанции устанавливался равным 5 полусекторам (отличие граничного параметра дистанции по сравнению с предыдущим способом объясняется различным импульсным спектром треков, что приводит к различной точности определения точки входа трека в Z-камеру). Отношение количества событий, в которых ни один из лептонных треков не давал запуска **ТФ** к полному числу событий в зависимости от суммарного поперечного импульса лептонных треков, показано на Рис. 20.

Как видно из рисунка, основное количество событий располагается в импульсной области от 100 до 300 МэВ/с, тогда как для событий изучаемого распада характерное значение суммы поперечного импульса электрона и позитрона находится в пределах от 300 до 360 МэВ/с. Поэтому для количественного описания эффективности срабатывания трекового процессора использовалась аппроксимация зависимости пропадания трека от суммы поперечного импульса e^+e^- -пары. Использовались несколько функций, на рисунке представлена подгонка функцией вида:

$$\varepsilon(p) = \frac{P_1}{1 + (p/P_2)^{P_3}}. \quad (16)$$

При подгонке получены следующие результаты: $P_1 = 0.17 \pm 0.07$, $P_2 = 229 \pm 45$ МэВ, $P_3 = 8 \pm 3$. Функция модифицировалась также добавлением постоянного слагаемого, однако его величина согласуется с нулём при статистической ошибке параметра 0.02. Эффективность заряженного триггера для событий распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ получалась свёрткой функции величины эффективности заряженного триггера от суммарного поперечного импульса треков с распределением по этому же параметру изучаемых событий. Полученный результат: $\varepsilon_{\text{TF}} = 0.994 \pm 0.005$.

Таким образом, подводя итог анализу работы триггера, в дальнейшем используется значение эффективности триггера детектора, полученное в комбинаторном методе, однако результату приписывается консервативная систематическая ошибка 2%. Указанное значение систематической ошибки соответствует максимальному изменению итогового результата (при добавлении отбора на трековый процессор). Разброс величин эффективности **TF** в других оценках был меньше установленной систематической ошибки.

3.4 Конверсия фотонов на веществе детектора

Как уже говорилось, значительный фон к изучаемому распаду создают события распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, в которых фотон конвертирует в электрон-позитронную пару на веществе детектора. При конверсии фотонов на веществе детектора угловые и импульсные распределения электрон-позитронной пары мало отличаются от аналогичных распределений для лептонов изучаемого процесса. Пространственное разрешение дрейфовой камеры не позволяет надёжно отделить изучаемые события от событий $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, поскольку основная часть конверсий фотонов происходит на вакуумной трубе, на расстоянии 1.75 см от центра пучка. Поэтому события распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ не отделялись, а их количество было учтено

статистическим вычитанием из полного числа отобранных событий. При такой процедуре важно знать вероятность конверсии фотона на веществе детектора P_{conv} .

Основным материалом на пути частиц перед дрейфовой камерой является вакуумный промежуток в форме трубы из бериллия. Кроме того, на пути частиц находится внутренняя стенка ДК, выполненная из лавсана. Попадая в ДК, фотоны могут конвертировать в электрон-позитронную пару на веществе газовой смеси и веществе проволочек. При этом, если конверсия произошла внутри ДК на достаточно далёком расстоянии от оси пучков, реконструированные треки будут отброшены при отборе событий, что значительно уменьшает вклад в фоновые события от конверсии фотонов внутри ДК. Количество вещества на пути фотона перед ДК сравнительно невелико (менее $3 \cdot 10^{-3} X_0$), однако из-за относительно малой вероятности изучаемого распада в сравнении с распадом $\pi^0\gamma$, число фоновых событий от распада в $\pi^0\gamma$ с конверсией фотона на веществе играет существенную роль.

Для определения величины вероятности конверсии фотона на веществе детектора использовалось моделирование, а в качестве проверки она определялась численным расчётом. С этой целью в стандартной программе моделирования детектора КМД-2 [25] моделировались события распада $\pi^0\gamma$ при энергии, равной массе ω -мезона. На полярный угол моноэнергетического фотона накладывалось условие: $0.85 < \theta_\gamma < \pi - 0.85$. Количество конвертировавших на веществе детектора перед ДК моноэнергетичных фотонов, отнесённое к количеству прошедших отбор событий, даёт вероятность конверсии

$$P_{\text{conv}} = (1.90 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}, \quad (17)$$

указана статистическая ошибка.

Для определения систематической ошибки, которая следует из неточного знания толщины и состава вещества, находящегося перед ДК, производился численный расчёт вероятности конверсии фотона. Расчёт производился отдельно для каждого из элементов детектора, находящихся перед ДК, после чего вклады суммировались. Для проведения численного расчёта вероятности конверсии необходимо учесть, что конверсия фотона на веществе может происходить как в поле ядра, так и в поле электронов в атоме. Кроме того, энергия конвертирующего фотона намного ниже той, для которой можно считать сечение конверсии равным асимптотическому пределу при высоких энергиях.

Вакуумный промежуток. Толщина вакуумной трубы была измерена микрометрической головкой с ценой деления 10 мкм. Измерения

производились в центре и на расстояниях ± 65 мм от центра вакуумного промежутка при разных азимутальных углах. Результаты приведены в Таблице 6. Зависимость толщины трубы от азимутального угла хорошо описывается синусоидальной функцией (см. Рис. 21), что свидетельствует

Таблица 6: Измеренные значения толщины бериллиевой трубы в миллиметрах при различных азимутальных углах и продольной координате. Точность измерений составляет 0.01 мм.

ϕ , град	$Z = -65$ мм	$Z = 0$ мм	$Z = 65$ мм
0	0.75	0.74	0.73
60	0.75	0.74	0.73
120	0.76	0.78	0.76
180	0.78	0.80	0.79
240	0.80	0.80	0.79
300	0.80	0.76	0.75

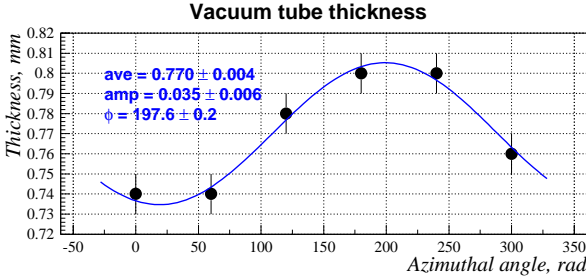


Рис. 21: Измеренные значения толщины вакуумной трубы в зависимости от азимутального угла в центре вакуумного промежутка и их аппроксимация синусоидальной функцией.

ет о несоосности внутренней и внешней поверхностей трубы. Определяющим параметром является средняя толщина трубы. В разных измерениях по Z -координате трубы средняя толщина равна: $\delta = 0.773 \pm 0.004$ мм при $Z = -65$ мм, $\delta = 0.770 \pm 0.004$ мм при $Z = 0$ мм и $\delta = 0.758 \pm 0.004$ мм при $Z = 65$ мм. Усредняя эти измерения, получено средневзвешенное значение толщины вакуумного промежутка $\delta_{VT} = 0.767 \pm 0.011$ мм. Сечение конверсии фотона энергии $E_\gamma = 379$ МэВ (что соответствует энергии фотона в распаде $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ для $\sqrt{s} = M_\omega$) на бериллии составляет $\sigma_{\text{pair}} = (0.989 \pm 0.010) \cdot 10^{-2}$ см²/г. При определении сечения

конверсии на бериллии была использована база данных фотонных сечений ХСОМ [30], точность которых лучше 1%. Плотность бериллия: $\rho_{\text{Be}} = 1.845 \pm 0.005 \text{ г/см}^3$ взята из паспортных данных на трубу. Использование сечения и толщины трубы приводит к вероятности конверсии на вакуумной трубе $P_{\text{conv}} = (1.40 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$ при входе фотона перпендикулярно поверхности трубы.

Таблица 7: Максимальная массовая доля примеси в веществе трубы, сечение конверсии фотона в лептонную пару на данной примеси и неточность в определении вероятности конверсии, связанной с наличием примеси в веществе трубы. Для неопределенных примесей считалось, что сечение конверсии не больше $5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$.

Вещество	Доля η , %	Сечение конверсии $\sigma_{\text{pair}} \times 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$	Ошибка $\Delta P/P$, %
Be	97.8	0.99	–
O ₂	1.6	1.94	1.54
Fe	0.25	4.98	1.01
C	0.12	1.53	0.07
Cr	0.08	4.60	0.29
Ti	0.05	4.24	0.16
Другое	0.10	< 5.00	< 0.40
Всего примесей	2.2	–	3.47

В приведенном выше выражении для вероятности конверсии предполагается, что труба полностью состоит из бериллия. В действительности, материал трубы содержит примеси других элементов. Состав примесей и ограничение сверху на их процентное содержание в материале трубы приведено в сертификате завода-изготовителя. Для нахождения консервативной оценки ошибки, обусловленной наличием примесей, считалось, что в трубе содержится максимально возможная доля примеси, которая указана в сертификате. Значение максимальной массовой доли примесей η , сечение рождения пары в этой примеси, а также неточность в вероятности конверсии фотона на трубе, обусловленная возможным наличием данной примеси, приведены в Таблице 7. Значение сечения конверсии фотона в электрон-позитронную пару приведено на энергии $E_\gamma = 379 \text{ МэВ}$ – энергии фотона в распаде $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ на массе ω -мезона. Итоговая вероятность конверсии фотона на трубе при входе его по нормали: $P_{\text{conv}} = (1.40 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$.

Внутренняя трубка дрейфовой камеры. Трубка ДК изготовлена из лавсана. Усреднённая толщина трубки, определённая взвешиванием и измерением ее продольного размера, оказалась равной $\delta_{\text{DC}} \cdot \rho_{\text{mylar}} = (2.152 \pm 0.026) \cdot 10^{-2}$ г/см². Использование табличного значения сечения конверсии на лавсане $\sigma_{\text{pair}} = 1.64 \cdot 10^{-2}$ см²/г [30] приводит к результату: $P_{\text{conv}} = (0.35 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$. Снаружи трубка покрыта слоем алюминия толщиной менее 1 мкм, вероятность конверсии фотонов на этом слое не превышает $9 \cdot 10^{-6}$.

Подсчитанные и приведённые ранее значения вероятностей конверсии фотонов применимы для входа частицы по нормали к поверхности вакуумного промежутка, т.е. для углов $\theta = \pi/2$. При изменении угла входа фотона пересекаемое им количество вещества, становится больше, что приводит к увеличению вероятности конверсии. Средняя вероятность конверсии определяется свёрткой:

$$\langle P_{\text{conv}} \rangle = \int_{\theta_{\text{min}}}^{\theta_{\text{max}}} \sigma(\theta) \left[1 - \exp\left(-\frac{P_{\text{conv}}}{\sin(\theta)}\right) \right] d \cos(\theta), \quad (18)$$

где $\sigma(\theta)$ - угловое распределение фотонов. В случае распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ угловое распределение фотона имеет вид $\sigma(\theta) = 1 + \cos^2 \theta$.

В Таблице 8 приведены все полученные в этом параграфе результаты. Итоговое значение вероятности конверсии фотона на веществе детектора от распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ составляет

$$P_{\text{conv}} = (1.91 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}. \quad (19)$$

Как видно, вычисленное значение вероятности практически не отличается от величины, полученной в моделировании, приведённой в выражении (17). Поэтому приведённое в выражении (19) значение P_{conv} и его ошибка используются в дальнейшем при определении относительной вероятности распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$.

Таблица 8: Сводные результаты по вероятностям конверсии фотона на веществе детектора, расположенного до ДК.

Вещество	Толщина $\delta \cdot \rho$, см ² /г	$\sigma_{\text{conv}} \times 10^2$, г/см ²	P_{conv} , 10^{-3}	$\langle P_{\text{conv}} \rangle$, 10^{-3}
Вак. промежуток	$(1.415 \pm 0.021) \cdot 10^{-1}$	0.989 ± 0.010	1.40 ± 0.05	1.52 ± 0.06
Трубка ДК	$(0.215 \pm 0.03) \cdot 10^{-1}$	1.64 ± 0.02	0.35 ± 0.01	0.39 ± 0.01
Слой Al	$< 3 \cdot 10^{-4}$	2.88 ± 0.03	< 0.009	< 0.010
Итого	–	–	1.75 ± 0.05	1.91 ± 0.06

3.5 Радиационные поправки к изучаемому процессу

Излучение радиационных фотонов в первом приближении можно разделить на две основные составляющие: излучение начальными частицами и излучение конечными частицами. Влияние этих составляющих на интенсивность распада и регистрацию событий производится отдельно.

Излучение начальных частиц приводит к уменьшению энергии в системе центра масс, что соответствует эффективному энергетическому смещению в область меньших значений s . Изменение s может влиять на геометрическую эффективность регистрации распада детектором. Учёт влияния излучения начальных лептонов производился введением зависящей от энергии радиационной поправки $\delta(s)$, так что видимое и борновское сечения связаны соотношением $\sigma_{vis} = \sigma_{born}(1 + \delta)$. Величина этой поправки зависит от критериев отбора, накладываемых при выделении процессов, поскольку излучённый фотон меняет кинематику события, и его регистрация будет зависеть от используемых критериев отбора.

Радиационная поправка δ , связанная с излучением начальными частицами, вычислялась методом Монте-Карло, основываясь на работе [31], в которой с точностью лучше 0.5% определены угловые и энергетические распределения фотонов излучения. Значения радиационной поправки к изучаемому процессу при используемых критериях отбора приведены в Таблице 12.

Учёт излучения конечными частицами проводился моделированием путем введения в генераторе конверсионных распадов возможности излучения фотона одним из конечных лептонов. Граничная энергия фотона, т.е. энергия, начиная с которой программа моделирования производит учёт рождения излучённого фотона, устанавливалась в 10 МэВ. При таком значении пороговой энергии учёт менее энергетичных фотонов, излученных лептонами, не изменяет эффективности отбора, и в то же время излучение сразу двух фотонов с энергией более 10 МэВ маловероятно (менее 0.2%). Для описания спектров излучённых фотонов использовался метод квазиреальных электронов [32]. Энергетический спектр в этом приближении описывается зависимостью:

$$\frac{dN_\gamma}{d\omega} \sim \frac{1}{x^{1-\beta/2}}, \quad x = \omega/E, \quad \beta = \frac{2\alpha}{\pi} \ln\left(\frac{4E^2}{m^2}\right),$$

где ω – энергия излученного фотона, m – масса излучающей частицы, E – энергия излучающей частицы, α – постоянная тонкой структуры. Угловой спектр определяется зависимостью:

$$\frac{dN_\gamma}{d\Omega} \sim \frac{1}{1 - v/c \cdot \cos \theta},$$

где v – скорость частицы. Энергия и угол вылета фотона считаются некоррелированными. Излучение фотона приводит к изменению направления и величины импульса лептонов. При вычислении параметров электрона и позитрона после излучения фотона использовались законы сохранения энергии и импульса, а также считалось, что излучение фотона изменяет и величину и направление излучающего лептона, тогда как неизлучающий лептон изменяет только величину своего импульса.

Учёт излучения конечными лептонами радиационных фотонов уменьшил геометрическую эффективность на 7%. Точность, с которой описывается энергетический и угловой спектр γ -квантов в используемой модели квазиреальных электронов, оценивается в 10%, что приводит к итоговой систематической погрешности 0.7%.

3.6 Энергетический разброс частиц в пучке

Разброс энергии в пучке приводит к разбросу полной энергии взаимодействующей электрон-позитронной пары. Таким образом, сечение процесса распада измеряется не при определённой энергии, как это используется в дальнейшем в этой работе, а для некоторого спектра энергий. Величина неопределённости в относительной вероятности исследуемого распада, связанная с этим эффектом исследуется в этом разделе.

Из классической работы по теории циклических ускорителей [33] можно установить связь между разбросом энергии в пучке $\sigma_{\Delta E/E}$ и шириной продольного распределения событий σ_l . Подстановка параметров ускорителя ВЭПП-2М приводит к формуле:

$$\sigma_{\Delta E/E} = \sqrt{\frac{eU}{E}} \cdot \frac{\sigma_l(\text{см})}{84(\text{см})},$$

в которой E – энергия пучка, U – напряжение на резонаторе. Ширина продольного распределения событий σ_l определялась по распределению z -координаты вершины в событиях, прошедших предотбор. Для уменьшения количества событий фона от выбывших из пучка частиц было использовано дополнительное условие $N_\gamma > 1$. Параметр σ_l определялся аппроксимацией вышеописанного распределения функцией Гаусса и оказался достаточно стабильным: для всех энергетических точек его значение находилось в пределах 2.3–2.4 см. Среднее значение энергетического

разброса в пучке оказалась равным 270 ± 20 кэВ, а изменение его значения от точки к точке составило около 5 кэВ, что меньше ошибок измерения.

Для определения влияния энергетического разброса в пучке на величину сечения изучаемого процесса, кривая возбуждения Брейта-Вигнера сворачивалась с распределением энергии в пучке, которая описывалась функцией нормального распределения с шириной, равной разбросу энергии в пучке. Максимальный эффект наблюдался на энергии вблизи массы ω -мезона и равнялся -0.4% .

Вклад от разброса энергии в пучке в ошибку определения относительной вероятности распада определялся по формуле, описывающей относительное изменение полного количества резонансных событий:

$$\delta = \frac{\sum_i \varepsilon_i \cdot \sigma_{BW,i} L_i}{\sum_i \sigma_{BW,i} L_i} = -0.1\%,$$

где ε_i – вклад от разброса энергии в пучке для i -ой экспериментальной точки, $\sigma_{BW,i}$ – значение кривой Брейта-Вигнера в этой точке, а L – интегральная светимость в точке. Как видно, вклад разброса энергии в результат пренебрежимо мал и в дальнейшем он не учитывался.

Еще одним параметром, влияние на результат которого изучалось в данной работе, была средняя энергия пучка. Калибровка энергии пучков методом резонансной деполяризации отсутствовала в сеансе заходов 2000 года. Поэтому, при проведении эксперимента энергия пучков определяется по величине магнитного поля и температуре поворотных магнитов. Контроль энергии пучка производился сравнением среднемировой массы ω -мезона с видимой по статистике 2000 года в двух основных каналах распада: $\pi^+ \pi^- \pi^0$ и $\pi^0 \gamma$. Использовалось предположение, что эффективность триггера во время набора используемой в анализе статистики была постоянной. На Рис. 22, 23 показаны полученные результаты для видимого сечения $\sigma_{vis} = N/L(1 + \delta)$ для обоих каналов распада. Зависимость видимого сечения от энергии аппроксимировалась релятивистской модификацией функции Брейта-Вигнера, с учётом вкладов ω - и ρ -мезонов:

$$f = \frac{F_{3\pi}(s)}{s} \left| \sqrt{\frac{\sigma_0(\omega \rightarrow 3\pi) M_\omega}{F_{3\pi}(M_\omega^2)}} \cdot \frac{M_\omega^2 \Gamma_\omega}{M_\omega^2 - s - i\sqrt{s} \Gamma_\omega(s)} \right. \\ \left. + e^{i\delta_\phi} \sqrt{\frac{\sigma_0(\phi \rightarrow 3\pi) M_\phi}{F_{3\pi}(M_\phi^2)}} \cdot \frac{M_\phi^2 \Gamma_\phi}{M_\phi^2 - s - i\sqrt{s} \Gamma_\phi(s)} \right|^2, \quad (20)$$

где M – масса, Γ – ширина соответствующего резонанса, $F_{3\pi}(s)$ – функция, описывающая динамику процесса в зависимости от энергии с учё-

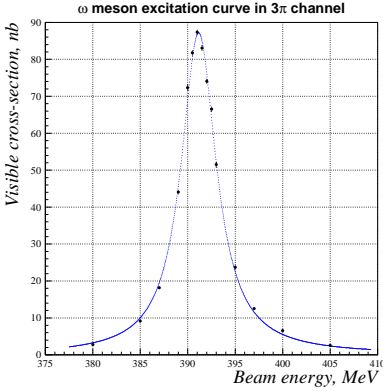


Рис. 22: Видимое сечение процесса $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

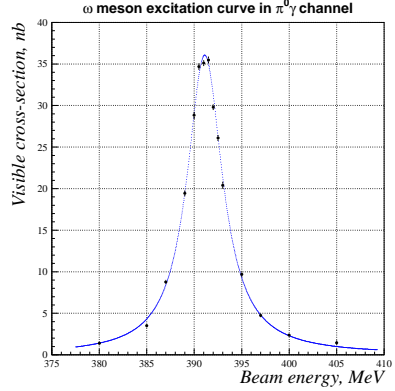


Рис. 23: Видимое сечение процесса $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$.

том фазового объёма, а σ_0 – сечение процесса на энергии, равной массе резонанса, $\Gamma(s)$ – ширина резонанса в зависимости от полной энергии, $\delta_\phi = 162^\circ$ – относительная фаза ϕ - ω смешивания [34]. При аппроксимации варьировались величины σ_0 , M_ω и Γ_ω . Результаты определения массы ω -мезона приведены в Таблице 9, откуда видно, что масса ω -мезона в обоих каналах отличается от среднемировой не более чем на 270 кэВ. Для определения ошибки относительной вероятности распада, происходящей от неточного знания энергии ВЭПП, рассчитывалось изменение полного количества сигнальных событий при сдвиге энергии на 270 кэВ. Количество сигнальных событий описывалось выражением (27), относительное изменение числа событий составило 0.4%. В дальнейшем этот вклад не учитывался в суммарной систематической ошибке ввиду его малой величины.

Таблица 9: Сравнение измеренных масс ω -мезона со среднемировыми значениями. Для измеренных значений масс приведена только статистическая ошибка, для среднемирового значения – полная, с учётом систематических погрешностей.

Источник	M_ω , МэВ
Канал распада $\pi^+\pi^-\pi^0$	782.39 ± 0.03
Канал распада $\pi^0\gamma$	782.32 ± 0.04
Среднемировое значение (PDG) [35]	782.59 ± 0.11

4 Анализ событий распада $\pi^0 e^+ e^-$

4.1 Определение количества событий с распадом π^0 -мезона

Поскольку фотоны в событиях изучаемого распада являются продуктами распада π^0 , их измеренная инвариантная масса должна быть близка к массе π^0 мезона. На Рис. 24 приведены спектры инвариантных масс двух фотонов с максимальной энергией для отобранных событий в моделировании и эксперименте. При аппроксимации спектра сигнал описывал-

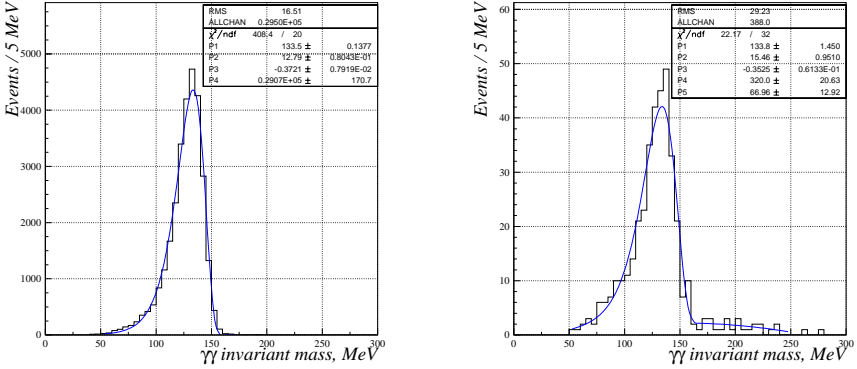


Рис. 24: Инвариантная масса двух фотонов с максимальной энергией в прошедших отбор событиях. Слева – моделирование, справа – эксперимент. Аппроксимация спектров производилась функцией логарифмического гаусса. В случае экспериментальных событий к функции добавлялся также полином второй степени, описывающий фон.

ся асимметричной модификацией функции нормального распределения, функцией нормального логарифмического распределения, которая описана в работе [36]. Здесь и далее в тексте события называются сигнальными, если в них присутствует π^0 -мезон. Для описания фона в спектре экспериментальных событий в аппроксимирующую функцию добавлялся полином второй степени с фиксированными соотношениями между коэффициентами при степенях полинома. Вид этого полинома был найден при анализе аналогичных спектров в экспериментальных событиях $\pi^+ \pi^- \pi^0$ и $\pi^0 \gamma$. В обоих случаях вид фоновой составляющей в спектре инвариантных масс оказался практически одинаковым, что дало осно-

вание использовать эту функцию и для событий $\pi^0 e^+ e^-$. Свободными параметрами при аппроксимации были наиболее вероятное энерговыделение E_{prob} , ширина распределения σ , асимметрия и количество сигнальных событий – параметры, относящиеся к нормальному логарифмическому распределению, а также количество фоновых событий. Результат аппроксимации приведен в Таблице 10. Для проверки устойчивости ре-

Таблица 10: Параметры, полученные при аппроксимации спектра инвариантных масс фотонов, для событий моделирования и эксперимента.

	E_{prob} , МэВ/ c^2	σ , МэВ/ c^2	Асимметрия	N_{sig}	N_{back}
Эксперимент	133.8 ± 1.5	15.5 ± 1.0	-0.35 ± 0.06	320 ± 21	67 ± 13
Моделирование	133.5 ± 0.1	12.8 ± 0.1	-0.37 ± 0.01	29100 ± 200	–

зультата при аппроксимации спектра применялись и другие функции, описывающие фон: полиномы нулевой и первой степени и функция нормального распределения. Максимальное различие в количестве событий сигнала между различными аппроксимациями составило около семи событий. Отношение вышеуказанного числа к полному числу сигнальных событий определяло относительную систематическую погрешность, связанную с неопределённостью формы распределений фоновых событий при вычитании фона в спектре инвариантных масс.

Определение количества сигнальных и фоновых событий в каждой энергетической точке производилось путём аппроксимации спектра инвариантных масс фотонов, в котором использована статистика данной энергетической точки. При аппроксимации использовались сумма функции нормального логарифмического распределения с фиксированными параметрами E_{prob} , σ и асимметрией, полученными при аппроксимации всех экспериментальных событий (Таблица 10), и вышеописанного полинома второй степени. Варьируемыми параметрами являлись количество сигнальных и фоновых событий.

Полученные значения числа фоновых событий $N_{\text{back},i}$ в каждой энергетической точке были использованы при построении видимого сечения фоновых событий, определяемого как $\sigma_{\text{back},i} = N_{\text{back},i}/L_i$, где L_i – интегральная светимость в i -ой энергетической точке. Зависимость сечения

фоновых событий от энергии аппроксимировалась функцией

$$\sigma(s) = \sigma_{BW}(s) + A \frac{m_\omega^2}{s}. \quad (21)$$

Первое слагаемое есть релятивистская модификация функции Брейта-Вигнера, описывающая ω -мезон, а второе слагаемое описывает вклад событий КЭД. Варьируемыми параметрами являлись: σ_0 – значение функции Брейта-Вигнера в пике и коэффициент A при втором слагаемом, масса и ширина ω -мезона фиксировались среднемировыми значениями. Результат аппроксимации приведён на Рис. 25: $\sigma_0 = 0.005 \pm 0.011$ нб, $A = 0.020 \pm 0.007$ нб. Отсутствие резонансной составляющей в пределах статистических ошибок говорит о правильном описании фоновых событий. Величина видимого сечения нерезонансных событий согласуется с моделированием процессов КЭД $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma(\gamma)$. В последнем применялась процедура подмешивания фоновых фотонов [37]. Это говорит о том, что фоновые события в спектре инвариантных масс происходят от процессов КЭД.

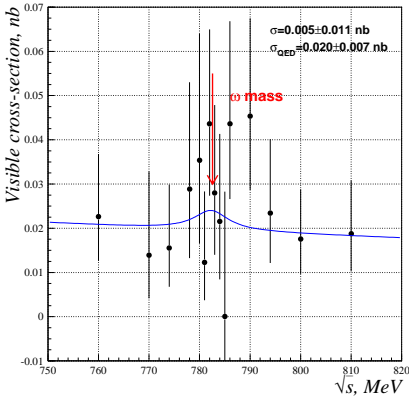


Рис. 25: Видимое сечение фоновых событий, выделенных в спектре инвариантных масс фотонов. Стрелкой показана энергия, соответствующая массе ω -мезона.

Таким образом, сигнальные события не отбрасываются вместе с фоновыми, это означает, что события распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ не теряются при процедуре вычитания фона.

4.2 Учет вклада событий распада $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Использование критериев отбора, направленных на подавление событий распада в $\pi^+ \pi^- \pi^0$, таких как отбор по углу между треками и кинемати-

ческий отбор, значительно уменьшает их количество, однако, не исключает их полностью. Учитывая, что относительная вероятность распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ на три порядка больше вероятности распада $\omega \rightarrow \pi^0e^+e^-$, вклад событий $\pi^+\pi^-\pi^0$ в полное количество прошедших отбор событий может быть значительным.

Импульсы заряженных пионов при распаде ω мезона в $\pi^+\pi^-\pi^0$ составляют в среднем менее 200 МэВ/с. При таком импульсе эффективность процедуры e/π разделения, основанная на анализе энергии, выделяющейся в калориметре при прохождении заряженных частиц, (процедура описана в приложении В) невысокая: пион за счет ионизационных потерь способен потерять большую часть своей энергии. Кроме того, кинематика распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ такова, что точно восстановленные события такого распада отбрасываются кинематическим отбором. В силу того, что измеряемые параметры частиц в детекторе имеют систематические погрешности, часть событий распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, в которых измеренные значения параметров частиц отличаются от их действительных значений, проходит такой отбор. Поэтому прошедшие кинематический отбор события $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ заведомо восстановлены неверно. Это обстоятельство привело к поиску другого способа определения количества событий распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Для определения количества событий $\pi^+\pi^-\pi^0$, прошедших отборы, использовалась процедура статистического вычитания, основанная на различии распределения пространственных углов между треками для событий распада в 3π и изучаемых событий, а также энергетическом поведении других фоновых событий.

Использовались экспериментальные события, прошедшие все условия отбора, кроме отбора по пространственному углу. Распределение пространственных углов для отобранных экспериментальных событий изображено на Рис. 26 внизу. Узкий пик при малых углах соответствует событиям изучаемого процесса. В него также дают вклад события КЭД и события процессов, в которых фотон конвертирует в лептонную пару на веществе детектора. Важно отметить, что события с конверсией фотона на веществе детектора находятся только в пике, а при углах $\Delta\psi > 0.3$ радиан их практически нет (менее 1% от общего числа). Это вызвано тем, что рождаемая при конверсии фотона на веществе электрон-позитронная пара имеет малую инвариантную массу, что ограничивает пространственный угол её разлёта. События вне пика состоят, главным образом, из событий распада $\omega \rightarrow \pi^0e^+e^-$, событий КЭД и событий распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, причём число последних растёт с увеличением пространственного угла.

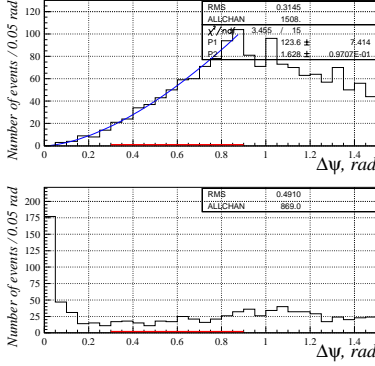


Рис. 26: Распределение пространственных углов между треками в прошедших отборы событиях: сверху – моделирование распада ω в $\pi^+\pi^-\pi^0$; внизу – экспериментальные события.

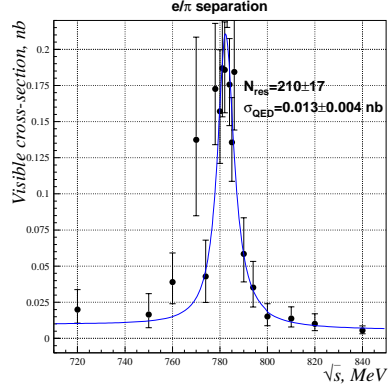


Рис. 27: Видимое сечение рождения событий, прошедших модифицированный отбор по пространственному углу. Показана аппроксимация функцией Брейта-Вигнера с дополнительным слагаемым вида $1/s$.

Для определения углового распределения прошедших отборы событий $\pi^+\pi^-\pi^0$ использовалось моделирование. Распределение пространственных углов в прошедших отбор событий моделирования распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ представлен на Рис. 26 сверху. При использовании нескольких различных функций для аппроксимации угловой зависимости спектра в области малых углов $\Delta\psi$ различие в общем количестве событий в аппроксимируемой области не превышало 4%. Эта величина закладывалась в систематическую ошибку точности знания формы распределения прошедших отбор событий распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Используемая в дальнейшем аппроксимация имела вид:

$$f_{3\pi}(x) = P1 \cdot x^{P2}, \quad (22)$$

степенной параметр $P2 = 1.63 \pm 0.10$, указана статистическая ошибка.

Для определения числа прошедших отборы событий $\pi^+\pi^-\pi^0$ отбирались события вне пика и с относительно малыми пространственными углами между треками:

- $0.3 < \Delta\psi < 0.9$.

Исследовалась зависимость числа отобранных событий от энергии. В каждой энергетической точке вычислялась величина видимого сечения:

$$\sigma_{\text{vis}} = \frac{N}{L \cdot (1 + \delta_{3\pi})}, \quad (23)$$

где N — количество событий, L — набранная в точке интегральная светимость, $\delta_{3\pi}$ — радиационная поправка к процессу распада $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Энергетическая зависимость сечения показана на Рис. 27, а в Таблице 11 приведены численные значения. Как видно, энергетическая зависимость

Таблица 11: Количество событий, прошедших модифицированный отбор по пространственному углу между треками, и видимое сечение рождения таких событий в каждой энергетической точке.

\sqrt{s} , МэВ	N	σ_{vis} , нб ⁻¹	\sqrt{s} , МэВ	N	σ_{vis} , нб ⁻¹
720	3	0.020	784	34	0.176
750	2	0.016	785	22	0.137
760	5	0.039	786	18	0.184
770	5	0.137	790	7	0.058
774	4	0.043	794	5	0.035
778	17	0.173	800	4	0.015
780	16	0.157	810	4	0.014
781	27	0.187	820	3	0.010
782	35	0.186	840	4	0.005
783	38	0.254			

рождения таких событий имеет резонансный характер, что обуславливается наличием событий распада ω -мезона в $\pi^+ \pi^- \pi^0$ и $\pi^0 e^+ e^-$. Кроме этого, видна и нерезонансная составляющая, связанная с событиями КЭД. Для количественного определения этих составляющих, число событий в каждой энергетической точке аппроксимировалось функцией:

$$\mu(s_i) = \sigma_{\text{BW}}(s_i) L_i (1 + \delta) + \sigma_{\text{QED}}(s_i) L_i, \quad (24)$$

где $\sigma_{\text{QED}}(s) = \sigma_{\text{QED}}^0 \cdot m_\omega^2/s$, а функция, описывающая резонанс – релятивистская модификация формулы Брейта-Вигнера с вкладом только от ω -мезона (выражение (20) без второго слагаемого в амплитуде). Аппроксимация осуществлялась минимизацией функции правдоподобия [29]:

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^n \left(\mu(s_i) + \ln N_i - N_i \ln \mu(s_i) \right), \quad (25)$$

где сумма производится по энергетическим точкам. Варьируемыми параметрами были значение функции Брейта-Вигнера на энергии, равной массе ω -мезона, σ_{BW}^0 и множитель σ_{QED}^0 , величина нерезонансной составляющей сечения на массе ω -мезона. При аппроксимации получены следующие результаты: $\sigma_{\text{BW}}^0 = 0.200 \pm 0.017$ нб, что в пересчёте на количество резонансных событий даёт $N_{\text{res}} = 210 \pm 17$, $\sigma_{\text{QED}}^0 = 0.013 \pm 0.004$ нб. Последнее значение согласуется с моделированием электродинамических процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma(\gamma)$, при моделировании последнего процесса использована процедура подмешивания фоновых фотонов. Из общего количества резонансных событий вычиталось количество событий распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, определяемое из моделирования. Оставшиеся резонансные события считались событиями распада $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

Для нахождения количества событий $\pi^+ \pi^- \pi^0$, проходящих отбор, производился пересчёт числа событий, содержащихся в интервале $\Delta\psi$ (0.3,0.9), в интервал (0,0.5), используя параметризацию распределения пространственных углов (выражение (22)). Итоговое количество проходящих отбор событий $\pi^+ \pi^- \pi^0$:

$$N_{3\pi} = 40.4 \pm 6.4 \pm 4.6. \quad (26)$$

Происхождение статистической ошибки связано с тем, что в данном методе находится среднее значение $N_{3\pi}$. Систематическая ошибка – ошибка параметризации углового распределения событий $\pi^+ \pi^- \pi^0$.

4.3 Определение относительной вероятности распада

Сигнальные события состоят из нескольких типов: изучаемых, событий распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ с конверсией фотона на веществе детектора, событий распада $\pi^+ \pi^- \pi^0$ и, возможно, событий квантовой электродинамики. Чтобы определить относительную вероятность изучаемого распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, необходимо выделить из сигнальных событий известные фоновые события.

Определение относительной вероятности распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ проводилось путем аппроксимации количества сигнальных событий суммой четырёх функций, каждая из которых описывает энергетическую зависимость рождения определённого типа событий:

$$\begin{aligned}
N_{\text{sig}} &= L \sigma_{\pi^0 e^+ e^-} (1 + \delta) \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \varepsilon_{\text{trig}} \varepsilon_{\Delta\psi} \varepsilon_{\text{geom}} \\
&+ L \sigma_{\pi^0 \gamma}^{\text{exp}} \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) P_{\text{conv}} \varepsilon_{\text{trig}} \varepsilon_{\Delta\psi} \varepsilon_{\text{geom}} \\
&+ L \sigma_{3\pi} (1 + \delta_{3\pi}) \varepsilon_{3\pi} \\
&+ L \sigma_{\text{QED}}.
\end{aligned} \tag{27}$$

Первое слагаемое в выражении (27) описывает вклад событий распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, второе слагаемое – распадов $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$, третье – распадов $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, а четвёртое описывает вклад событий КЭД. Для описания борновского сечения изучаемого процесса использовалась параметризация Брейта-Вигнера со вкладками ρ и ω резонансов. Кроме того, для описания вклада высших резонансов использовалась добавка к амплитуде a_0 в виде вещественной константы. В предположении, что фаза интерференции ρ - и ω -мезонов не зависит от энергии, выражение для сечения процесса $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ определяется следующим образом:

$$\sigma_{\pi^0 e^+ e^-} = \frac{q^3(s)}{s^{3/2}} |A_\omega(s) + A_\rho(s) + a_0|^2. \tag{28}$$

Амплитуда векторного мезона V описывается выражением

$$A_V(s) = \frac{m_V^2 \Gamma_V \sqrt{\sigma_V^0} f_V}{D_V(s) q^{3/2}(m_V^2)}. \tag{29}$$

В приведённом выражении (29) m_V и Γ_V – масса и ширина соответствующего векторного мезона. Импульс частиц в процессе $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$

$$q(s) = \frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 - \frac{m_{\pi^0}^2}{s}\right). \tag{30}$$

σ_V^0 – сечение процесса на энергии, равной массе векторного мезона, $f_V = e^{i\phi_V}$ – множитель, определяющий фазу смешивания резонансов, для ω -мезона ϕ_ω устанавливалась нулём, а $\phi_\rho = -13^\circ$ [38]. Последняя величина $D_V(s)$ – пропагатор мезона:

$$D_V(s) = m_V^2 - s - im_V \Gamma_V(s). \tag{31}$$

В выражении для пропагатора присутствует величина $\Gamma_V(s)$ – зависящая от энергии ширина резонанса, которая учитывает динамику его рождения. Ширина Γ_ω определялась следующим выражением:

$$\Gamma_\omega(s) = \Gamma_\omega \left(\mathcal{B}_{3\pi} \frac{F_{3\pi}(s)}{F_{3\pi}(m_\omega^2)} \frac{\sqrt{s}}{m_\omega} + \mathcal{B}_{\pi^0 \gamma} \frac{F_{\pi^0 \gamma}(s)}{F_{\pi^0 \gamma}(m_\omega^2)} + \mathcal{B}_{\pi^+ \pi^-} \frac{F_{\pi^+ \pi^-}(s)}{F_{\pi^+ \pi^-}(m_\omega^2)} \frac{m_\omega^2}{s} \right), \tag{32}$$

где Γ_ω – ширина при энергии, равной массе ω -мезона, а функции $F_{\pi^0\gamma}(s)$ и $F_{\pi^+\pi^-}(s)$ определены как:

$$F_{\pi^0\gamma}(s) = \left[\frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 - \frac{m_{\pi^0}^2}{s} \right) \right]^{3/2}, \quad F_{\pi^+\pi^-}(s) = \left(\frac{s}{4} - m_\pi^2 \right)^{3/2}. \quad (33)$$

Плавно изменяющаяся функция $F_{3\pi}(s)$, описывающая динамику процесса рождения $\pi^+\pi^-\pi^0$, взята из работы [39]. Ширина $\Gamma_\rho(s)$ определялась как:

$$\Gamma_\rho(s) = \Gamma_\rho \cdot \frac{m_\rho}{\sqrt{s}} \cdot \frac{F_{\pi^+\pi^-}(s)}{F_{\pi^+\pi^-}(m_\rho^2)}, \quad (34)$$

где Γ_ρ – ширина при энергии, равной массе ρ -мезона, а функция $F_{\pi^+\pi^-}(s)$ определена в выражении (33). Сечение при энергии, равной массе резонанса, выражается через относительные вероятности распада в изучаемом и электронном каналах распада следующим образом:

$$\sigma_V^0 = \frac{12\pi \mathcal{B}(\omega \rightarrow e^+e^-) \mathcal{B}(\omega \rightarrow \text{final})}{m_V^2}. \quad (35)$$

Второе слагаемое в выражении (27) для количества сигнальных событий описывает вклад $\pi^0\gamma$. В нём используется экспериментальное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ из работы [38], в которой приведена величина сечения в каждой энергетической точке. Использование во втором слагаемом выражения (27) тех же значений эффективности, что и для изучаемого процесса, обуславливается неразличимой для детектора топологией событий.

Учёт событий $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ производится описанием энергетической зависимости сечения распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ функцией Брейта-Вигнера, как это определено в выражении (20), с учётом ω и ϕ резонансов в модели с фазой смешивания, не зависящей от энергии. Используются радиационные поправки к процессу $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $\delta_{3\pi}$. Полная эффективность выделения событий $\varepsilon_{3\pi}$ определяется из нормировки общего количества событий $\pi^+\pi^-\pi^0$:

$$N_{3\pi} = \sum_i L_i \sigma_{3\pi}(s_i) (1 + \delta_{3\pi,i}) \varepsilon_{3\pi}. \quad (36)$$

Последнее слагаемое в выражении (27) определяет вклад событий электродинамики, аппроксимируемый функцией

$$\sigma_{\text{QED}}(s) = \sigma_{\text{QED}}^0 \frac{m_\omega^2}{s}. \quad (37)$$

Аппроксимация производилась методом максимального правдоподобия. Минимизируемая функция правдоподобия имела следующий вид:

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{(N_{\text{sig}, i} - N_{\text{sig}, i}^{\text{exp}})^2}{\sigma_{\pm, i}^2} \right) + \frac{(\tilde{N}_{3\pi} - N_{3\pi})^2}{N_{3\pi}} + \frac{(\tilde{m}_\omega - m_\omega)^2}{\varepsilon(m_\omega)^2} + \frac{(\tilde{\Gamma}_\omega - \Gamma_\omega)^2}{\varepsilon(\Gamma_\omega)^2}. \quad (38)$$

Здесь $N_{\text{sig}, i}$ – количество сигнальных событий в i -ой энергетической точке, определённое согласно (27), $N_{\text{sig}, i}^{\text{exp}}$ – экспериментально определённое количество сигнальных событий, $\sigma_{\pm, i}$ – ошибка количества таких событий, величина σ_+ используется в случае, если $N_{\text{sig}, i}^{\text{exp}} > N_{\text{sig}, i}$, и σ_- в противном случае. Такая модель позволяет ввести асимметрию, используя при этом форму нормального распределения. Наличие трёх последних слагаемых позволяет проводить варьирование массы, ширины ω -мезона и количества событий $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\tilde{N}_{3\pi}$, используя экспериментальную точность определения этих величин. В случае массы и ширины ω -мезона средними значениями являлись среднемировые значения, которым приписывались их мировая точность $\varepsilon(m_\omega)$, $\varepsilon(\Gamma_\omega)$. Минимизация выражения (38) проводилась в нескольких моделях, причем варьируемыми параметрами являлись $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$, $\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$, σ_{QED}^0 , a_0 , а также $\tilde{\Gamma}_\omega$, \tilde{m}_ω и $\tilde{N}_{3\pi}$. Масса и ширина ρ -мезона были фиксированы, их значения взяты из работы [40].

Количество сигнальных событий в каждой энергетической точке, интегральная светимость, радиационные поправки и другие величины, используемые в выражении для количества сигнальных событий (27), приведены в сводной Таблице 12.

При отборе событий, в силу использования ряда критериев отбора (например, отбора по пространственному углу между треками), ограничивается инвариантная масса электрон-позитронной пары исследуемых событий. Зависимости количества конверсионных распадов от квадрата инвариантной массы виртуального фотона или квадрата инвариантной массы лептонной пары q^2 , определяемые выражением (2), отличаются не более чем на 3% в ограниченном отборами интервале q^2 для событий распада ρ и ω в исследуемой моде распада. Таким образом, отношения сечений при энергии, равной массе резонансов, для исследуемых событий распада ρ - и ω -мезонов будут с указанной точностью совпадать с отношением соответствующих сечений радиационных распадов a . Последнюю величину можно вычислить, основываясь на работе по изучению процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ [38]:

$$a = \sigma^0(\rho \rightarrow \pi^0\gamma) / \sigma^0(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = (3.7 \pm 1.0) \cdot 10^{-3}. \quad (39)$$

Таблица 12: Сводные результаты по исследованию сечения сигнальных событий в каждой энергетической точке. В таблице представлены: энергия пучков, интегральная светимость в точке, радиационная поправка, эффективности: геометрическая, восстановления близких треков и триггера, количество сигнальных событий и сечение.

\sqrt{s} , МэВ	L , нб $^{-1}$	δ	$\varepsilon_{\text{geom}}$	$\varepsilon_{\Delta\psi}$	$\varepsilon_{\text{trig}}$	$N_{\text{sig}}^{\text{exp}}$	σ_{sig} , нб
720	183.86	-0.099	0.149	0.906	0.989	$0.8_{-0.6}^{+1.2}$	$0.04_{-0.03}^{+0.06}$
750	148.66	-0.119	0.149	0.906	0.989	$1.5_{-0.9}^{+1.6}$	$0.09_{-0.06}^{+0.10}$
760	157.11	-0.152	0.149	0.906	0.989	$3.4_{-1.5}^{+2.2}$	$0.20_{-0.09}^{+0.13}$
770	45.81	-0.186	0.149	0.906	0.989	$0.0_{-0.0}^{+1.0}$	$0.00_{-0.00}^{+0.21}$
774	119.57	-0.211	0.148	0.906	0.989	$3.1_{-1.5}^{+2.1}$	$0.26_{-0.12}^{+0.17}$
778	128.25	-0.218	0.148	0.906	0.989	$19.4_{-4.4}^{+5.0}$	$1.50_{-0.34}^{+0.39}$
780	132.82	-0.229	0.148	0.906	0.989	$21.4_{-4.9}^{+5.1}$	$1.61_{-0.37}^{+0.38}$
781	187.09	-0.224	0.148	0.906	0.989	$28.8_{-5.3}^{+5.9}$	$1.52_{-0.28}^{+0.31}$
782	240.98	-0.211	0.148	0.906	0.989	$56.8_{-7.9}^{+8.5}$	$2.30_{-0.32}^{+0.34}$
783	187.34	-0.191	0.148	0.906	0.989	$54.1_{-7.6}^{+8.2}$	$2.77_{-0.39}^{+0.42}$
784	237.05	-0.167	0.149	0.906	0.995	$56.3_{-7.9}^{+8.4}$	$2.20_{-0.31}^{+0.33}$
785	191.51	-0.138	0.149	0.906	0.998	$35.0_{-5.6}^{+7.5}$	$1.63_{-0.26}^{+0.35}$
786	108.63	-0.112	0.149	0.906	0.998	$9.2_{-2.7}^{+3.4}$	$0.71_{-0.21}^{+0.26}$
790	117.03	0.053	0.149	0.906	0.998	$9.5_{-2.8}^{+3.4}$	$0.60_{-0.17}^{+0.22}$
794	121.81	0.260	0.149	0.906	0.998	$5.1_{-1.9}^{+2.6}$	$0.27_{-0.10}^{+0.14}$
800	195.50	0.427	0.150	0.907	0.998	$2.6_{-1.3}^{+2.0}$	$0.07_{-0.04}^{+0.06}$
810	181.17	0.828	0.151	0.907	0.998	$2.6_{-1.3}^{+2.0}$	$0.07_{-0.03}^{+0.05}$
820	185.52	1.023	0.151	0.907	0.998	$2.7_{-1.3}^{+2.0}$	$0.06_{-0.03}^{+0.05}$
840	457.87	1.260	0.151	0.907	0.998	$3.2_{-1.5}^{+2.1}$	$0.03_{-0.01}^{+0.02}$

Как видно, экспериментальная точность величины a намного превышает ожидаемое изменение этой величины в конверсионных распадах. Это позволяет использовать вышеприведенную зависимость между сечениями, a , значит, и относительными вероятностями распадов при аппроксимации.

Описание сечения в модели I использует связь между амплитудами ρ - и ω -мезонов, а также возможное наличие событий КЭД. Из результатов аппроксимации (Таблица 13) следует, что вклад событий квантовой электродинамики пренебрежимо мал. Поэтому, при получении величины относительной вероятности распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ составляющая событий

Таблица 13: Результаты аппроксимации количества сигнальных событий в различных модельных предположениях.

Модель	$\mathcal{B}(\omega), 10^{-4}$	$\mathcal{B}(\rho), 10^{-5}$	$\sigma_{QED}^0, \text{пб}$	$a_0, \text{нб}^{1/2}$	χ^2/ndf
I	8.19 ± 0.81	$\sigma_\rho = a\sigma_\omega$	-0.1 ± 2.5	–	19.11/17
II	8.19 ± 0.71	$\sigma_\rho = a\sigma_\omega$	–	–	19.11/18
III	8.33 ± 1.37	0.32 ± 0.81	–	–	19.16/17
IV	8.20 ± 0.77	$\sigma_\rho = a\sigma_\omega$	–	0.10 ± 0.14	18.17/17

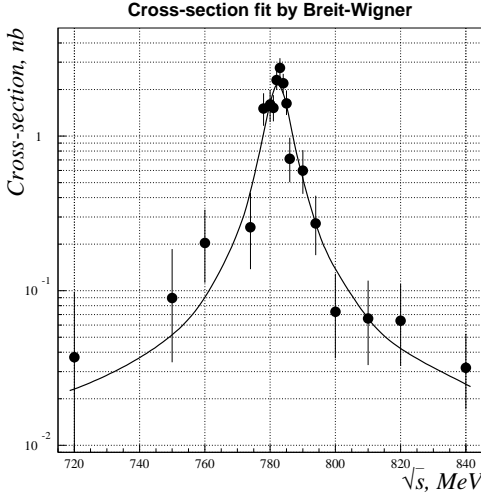


Рис. 28: Энергетическая зависимость видимого сечения сигнальных событий, аппроксимированная функцией Брейта-Вигнера (модель II).

КЭД фиксируется нулём (модель II), результат аппроксимации даёт:

$$\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (8.19 \pm 0.71) \cdot 10^{-4}. \quad (40)$$

На Рис. 28 показано видимое сечение сигнальных событий

$$\sigma_i = \frac{N_{\text{sig},i}}{L_i (1 + \delta_i) \varepsilon_{\text{geom},i} \varepsilon_{\Delta\psi,i} \varepsilon_{\text{trig},i} \mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)}, \quad (41)$$

а также результат аппроксимации в модели II.

Для нахождения максимально возможного вклада от ρ -мезона, вклад электродинамических процессов фиксируется равным нулю, а величина

сечения ρ -мезона на энергии, равной его массе, σ_ρ^0 была свободным параметром (модель III). Результаты аппроксимации в этой модели позволяют установить верхний предел на вероятность распада $\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. При вычислении полной ошибки измерения относительной вероятности распада $\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ к статистической ошибке добавлялась систематическая, консервативная оценка которой равна 10%. Её анализ будет изложен в следующем параграфе. Значение суммарной ошибки $\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{syst}}^2} = 8.1 \cdot 10^{-6}$ полностью определяется вкладом статистического слагаемого. Определение верхнего предела на 90% уровне достоверности проводилось на основе результатов работы [41]:

$$\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) < 1.6 \cdot 10^{-5} (90\% \text{ У.Д.}). \quad (42)$$

Кроме того, вклад высших резонансов определялся варьированием величины a_0 (модель IV), её отличие от нуля статистически незначимо.

4.4 Анализ систематических ошибок

Полученная при аппроксимации сигнальных событий ошибка относительной вероятности распада является чисто статистической. Кроме этого, существуют систематические ошибки, связанные с неточными знаниями величин, используемые при аппроксимации выражения (27). Для определения вклада систематической ошибки отдельной величины в ошибку относительной вероятности изучаемого распада, исследовалось изменение $\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ при варьировании этой величины на значение её систематической ошибки. Изменение относительной вероятности распада определяло вклад исследуемой величины в систематическую ошибку. Таблица 14 содержит в себе данные об источниках ошибок и их величинах.

Наибольший вклад в ошибку даёт неточность определения эффективности восстановления близких треков (4.7%). Её величина определяется малой статистикой тестовых событий распада $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ с дальнейшим распадом $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$.

Следующим по значимости источником ошибки является модельная зависимость описания фона (3.6%). Эта ошибка происходит от неточного знания формы распределения фоновых событий в спектре инвариантных масс пары фотонов (рис. 24), модельной зависимости формы спектра пространственного угла между треками в событиях распада $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (рис. 26).

Таблица 14: Основные источники систематических ошибок и их вклад в конечный результат.

Источник ошибки	Величина, %
Эффективность восстановления близких треков, $\varepsilon_{\Delta\psi}$	4.7
Вычитание фона	3.6
Геометрическая эффективность $\varepsilon_{\pi^0 e^+ e^-}^{\text{geom}}$	2.2
Эффективность триггера $\varepsilon_{\text{trig}}$	2.0
Табличные значения параметров резонансов ω , ρ , π	2.0
Отношение сечений $\sigma_\rho^0/\sigma_\omega^0$	1.9
Интегральная светимость L	1.4
Модельная ошибка формфактора $F(q^2)$	1.2
Вычисление радиационных поправок $(1 + \delta)$	1.2
Конверсия фотонов на веществе P_{conv}	1.0
Итого	7.6

Далее следует систематическая ошибка определения эффективности триггера $\varepsilon_{\text{trig}}$ (2.5%). Точность табличных значений параметров резонансов также вносит вклад в ошибку результата (2.0%). Наиболее существенный вклад в эту величину вносят ошибки сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ и относительной вероятности распада ω мезона в e^+e^- пару. Ошибка в величине отношения сечений на массе резонансов $\sigma_\rho^0/\sigma_\omega^0$ вносит ошибку в ответ 1.9%. Величина вероятности конверсии фотонов на веществе детектора является основной при учёте вклада фонового процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ (1.0%). Интегральная светимость определялась по методике, описанной в [42], систематическая погрешность которой оценивается на уровне 1.4%.

Ошибка геометрической эффективности $\varepsilon_{\text{geom}}$ (2.2%) определяется варьированием критериев отбора. Вклад ошибки, определяемый неточным знанием наклона переходного формфактора вершины $\omega\pi$, составил 1.2%. Для определения этого вклада моделировались события с использованием различных моделей формфакторов и различие в геометрических эффективностях закладывалось в эту модельную ошибку.

При определении полной систематической ошибки, вклады от отдельных источников считались независимыми, итоговое значение систематической ошибки равно:

$$\sigma_{\text{syst}} = 0.62 \cdot 10^{-4} (7.6\%). \quad (43)$$

Все приведённые выше систематические ошибки одинаковы во всех энергетических точках. Окончательный ответ для величины относительной

вероятности конверсионного распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$:

$$\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (8.19 \pm 0.71(\text{стат}) \pm 0.62(\text{сист})) \cdot 10^{-4}. \quad (44)$$

Важно отметить, что итоговая систематическая ошибка меньше статистической. Более того, основной вклад в систематическую ошибку вносят величины, точность вычисления которых ограничена малым количеством тестовых экспериментальных событий.

4.5 Измерение наклона переходного формфактора

Большой интерес представляет зависимость переходного $\omega\pi$ формфактора от квадрата инвариантной массы виртуального фотона q^2 . В области малых значений q^2 зависимость параметризуется выражением (4)

$$F_{\omega\pi}(q^2) = 1 + b \cdot q^2.$$

Используемая здесь величина b , наклон переходного формфактора, определяет влияние пространственного распределения заряда в нейтральных π^0 - и ω -мезонах на их взаимодействие с фотоном. Как уже отмечалось, значение наклона предсказывается МВД: $b = 1/m_\rho^2$, поэтому его экспериментальное определение является прямой проверкой этой модели.

Для определения величины b изучалась зависимость $F_{\omega\pi}(q^2)$. Наибольший интерес для изучения представляют события с большим квадратом инвариантной массы виртуального фотона q^2 , совпадающей с квадратом инвариантной массы e^+e^- -пары. Поэтому отбор событий необходимо проводить так, чтобы события с большими значениями квадрата инвариантной массы не отбрасывались и эффективность отбора событий не зависела от величины q^2 . Такие требования не выполняются при отборе событий, использованном при определении относительной вероятности распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Так, не может быть использован кинематический отбор (Рис. 9) и отбор по пространственному углу между треками (Рис. 11), эффективно подавляющие фоновые события $\pi^+\pi^-\pi^0$, но отбрасывающие события с большими q^2 . Поэтому, для подавления фона применялся метод кинематической реконструкции в гипотезе, что треки происходят от электрона и позитрона, а также процедура e/π -разделения (детальное описание процедуры приведено в приложении В). Отбор по пространственному углу между треками был существенно ослаблен. Используемые критерии отбора выглядят следующим образом:

- минимальное расстояние от треков до пучка $\rho_{1,2} < 1$ см;
- расстояние от вершины до места встречи $|Z_{\text{vert}}| < 5$ см;

- пространственный угол между треками $\Delta\psi < 2.5$;
- параметр разделения $W_{ee}^{e/\pi} > 0.5$;
- качество реконструкции $\chi^2 < 10$.

Отобранные события разбивались на диапазоны инвариантной массы e^+e^- -пары $q = \sqrt{q^2}$ по 50 МэВ/ c^2 . В каждом диапазоне по инвариантной массе строился спектр инвариантной массы двух фотонов. Поскольку в кинематической реконструкции треки считались происходящими от электронов, инвариантная масса двух фотонов в событиях распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ отличается от m_{π^0} . Поэтому в распределении $M_{\gamma\gamma}$ присутствуют два пика: от событий распада $\omega \rightarrow \pi^0e^+e^-$ и от событий распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Форма спектра $M_{\gamma\gamma}$ для изучаемых событий и событий распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ извлекалась из экспериментальных событий. Использовалась вся статистика экспериментальных событий без разбиения на диапазоны по инвариантной массе e^+e^- -пары. Для выделения событий $\omega \rightarrow \pi^0e^+e^-$ накладывалось дополнительное условие $\Delta\psi < 0.5$, спектр $M_{\gamma\gamma}$ аппроксимировался гиперболической модификацией функции нормального распределения [43]. Параметры, описывающие форму спектра событий с электронными треками: $m = 135.7$ МэВ/ c^2 , $\sigma = 12.6$ МэВ/ c^2 , параметр формы $a = 0.4$. Для событий $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ использовалось дополнительное условие $\Delta\psi > 1.0$, спектр аппроксимировался функцией нормального распределения. Полученные из аппроксимации параметры: $m = 168.4$ МэВ/ c^2 , $\sigma = 17.2$ МэВ/ c^2 .

Для определения количества событий распадов $\omega \rightarrow \pi^0e^+e^-$ в каждом диапазоне по q использовалась аппроксимация функцией, содержащей в себе формы спектров событий $\omega \rightarrow \pi^0e^+e^-$, $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и событий КЭД. Спектр $M_{\gamma\gamma}$ событий КЭД описывался константой (Рис. 29).

Полученное из аппроксимации число событий с электронными треками содержит в себе события распада $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, в которых фотон конвертирует в электрон-позитронную пару на веществе детектора. Определенное с использованием моделирования количество событий $\pi^0\gamma$ вычиталось из полного числа электронных событий. Оставшиеся события считались событиями $\pi^0e^+e^-$. Для нахождения полное количество событий $\pi^0e^+e^-$ использовалась эффективность e/π разделения $W_{ee}^{e/\pi}(q)$, определяемая в каждом диапазоне инвариантных масс e^+e^- -пары, так что $N_{\pi^0ee}^{\text{final}}(q) = N_{\pi^0ee}(q)/W_{ee}^{e/\pi}(q)$. Описание процедуры e/π разделения приведено в Приложении С. Таблица 15 содержит в себе сводные результаты определения количества изучаемых событий во всех диапазонах по q .

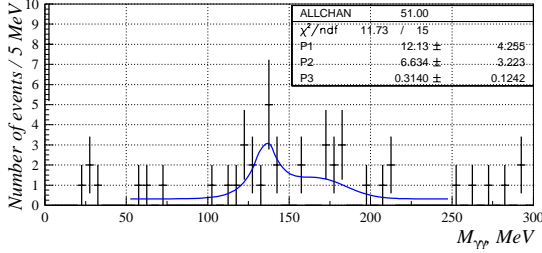


Рис. 29: Спектр инвариантной массы двух фотонов для событий, в которых инвариантная масса заряженных частиц в предположении e^+e^- пары лежит в диапазоне 150–200 МэВ/с². Аппроксимирующая функция содержит слагаемые, учитывающие вклад от событий $\pi^0 e^+ e^-$, $\pi^+ \pi^- \pi^0$ и событий электродинамики.

Таблица 15: Количество событий с лептонными треками и π^0 в конечном состоянии (N_{ee}), событий распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ ($N_{\pi^0 \gamma}$), искомым событий ($N_{\pi^0 e^+ e^-}$), эффективность e/π разделения и поправленное количество событий $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ в каждом диапазоне инвариантных масс e^+e^- пары.

q , МэВ/с ²	N_{ee}	$N_{\pi^0 \gamma}$	$N_{\pi^0 ee}$	$W_{ee}^{e/\pi}(q)$	$N_{\pi^0 ee}^{\text{final}}$
0 – 50	198.4±15.7	50.3±8.3	148.1±17.8	0.883±0.007	167.7 ± 20.2
50 – 100	18.4±5.3	0.1±0.1	18.3±5.3	0.847±0.019	21.7±6.3
100 – 150	10.0±4.0	–	10.0±4.0	0.694±0.023	14.4±5.8
150 – 200	12.1±4.3	–	12.1±4.3	0.719±0.020	16.8±6.0
200 – 250	14.9±5.2	–	14.9±5.2	0.880±0.016	16.9±5.9
250 – 300	1.6±4.2	–	1.6±4.2	0.836±0.013	1.9±5.0
300 – 350	6.7±4.6	–	6.7±4.6	0.849±0.012	7.9±5.4
350 – 400	0.3±4.3	–	0.3±4.3	0.817±0.012	0.4±5.3

Зависимость числа событий от q описывалась функцией

$$\frac{dN}{dq} = 2q \cdot A \cdot \frac{\alpha}{3\pi} \cdot \left(1 - \frac{4m_e^2}{q^2}\right)^{1/2} \cdot \left(1 + \frac{2m_e^2}{q^2}\right) \cdot \frac{1}{q^2} \quad (45)$$

$$\times \left[\left(1 + \frac{q^2}{m_\omega^2 - m_\pi^2}\right)^2 - \frac{4m_\omega^2 q^2}{(m_\omega^2 - m_\pi^2)^2} \right]^{3/2} \cdot |F_{\omega\pi}(q^2)|^2,$$

здесь A – постоянный множитель, m – массы соответствующих частиц. Зависимость формфактора от q описывалась выражением (4).

Для определения наклона переходного формфактора аппроксимировалась зависимость полного числа $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ событий в каждом диапазоне по q . Аппроксимация производилась методом максимального правдоподобия, функция правдоподобия

$$\mathcal{L} = - \sum_{i=1}^{n_q} \ln \int \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp \left[- \frac{(N_{\pi^0 e e, i}^{\text{final}} - \int (dN/dq) dq)^2}{2\sigma_i^2} \right] \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{res}}} \exp \left[- \frac{(q - q_i)^2}{2\sigma_{\text{res}}^2} \right] \quad (46)$$

учитывала экспериментальную точность измерения инвариантной массы e^+e^- -пары $\sigma_{\text{res}} = 15 \text{ МэВ}/c^2$. В приведённом выражении i – индекс интервала инвариантных масс e^+e^- -пары, q_i – центральное значение i -го интервала. Пределы интегрирования функции dN/dq определяются границами i -го интервала. Результат аппроксимации: нормировочный коэффициент $A = 1045 \pm 278$ и наклон переходного формфактора

$$b = 2.5 \pm 3.9 \text{ ГэВ}^{-2}. \quad (47)$$

На Рис. 30 показана зависимость квадрата формфактора от q . Полученное значение b согласуется с ожидаемой величиной $1/m_\rho^2 = 1.7 \text{ ГэВ}^{-2}$, однако точность не позволяет провести более детальную проверку модели МВД.

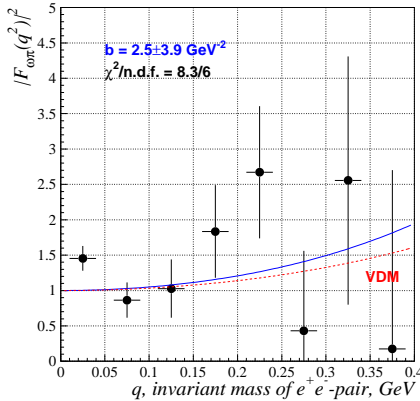


Рис. 30: Квадрат переходного формфактора $|F_{\omega\pi}(q)|^2$. Сплошная кривая – результат аппроксимации, прерывистая – теоретическое предсказание МВД.

Для проверки устойчивости результата и его независимости от формы функции, описывающей сигнал от пионных событий в спектре $M_{\gamma\gamma}$, форма пионного сигнала была определялась альтернативным способом. Параметры функции нормального распределения, описывающей спектр событий с пионными треками, определялись из аппроксимации спектра инвариантных масс треков по всем экспериментальным событиям без использования дополнительного отбора по $\Delta\psi$. Функция, описывающая спектр событий с электронными треками не изменялась, а спектр событий КЭД описывался полиномом первой степени. Процедура определения наклона формфактора повторялась с использованием новой формы пионного спектра ($m = 163.8 \text{ МэВ}/c^2$, $\sigma = 14.5 \text{ МэВ}/c^2$), конечный результат отличался на 5% от указанной выше величины наклона формфактора.

4.6 Поиск конверсионных распадов ρ - и ω -мезонов в ηe^+e^-

Распады ρ - и ω -мезонов в конечное состояние ηe^+e^- – довольно редкие, ожидаемые значения относительных вероятностей распадов составляют $2 \div 5 \cdot 10^{-6}$ (Таблица 1). Соответствующее этим предсказаниям ожидаемое количество событий в эксперименте составляет 4 для ρ -мезона и 6 для ω -мезона. Поскольку эффективность регистрации конверсионных событий составляет менее 10%, вероятность того, что события будут найдены, невелика.

Для поиска событий конверсионных распадов были использованы три основных канала распада η -мезона.

Канал распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$. Исследуемый канал распада характеризуется шестью фотонами в конечном состоянии. Поскольку телесный угол калориметров ($0.92 \times 4\pi$) отличается от полного телесного угла, существует вероятность того, что не все фотоны будут зарегистрированы. Поэтому в условиях отбора событий необходимо учесть пропадание фотонов. Кроме того, в силу большого числа фотонов, их энергии будут невысокими, а их взаимное расположение близким друг к другу. С целью увеличения эффективности регистрации событий порог на энергию фотона был уменьшен с 40 до 30 МэВ, а процедура наложения вето фотона на фотон не использовалась. Это позволило увеличить геометрическую эффективность регистрации событий примерно на 50%.

Основным фоновым процессом для исследуемого канала распада η является процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$. События этого процесса, в которых фотон конвертирует в e^+e^- пару в случае, если в событии присутствует

фоновый фотон, могут удовлетворять критериям отбора. При моделировании этого процесса использовалась процедура подмешивания фоновых фотонов.

Отбирались события с двумя неколлинеарными треками в ДК и не менее чем с пятью кластерами в калориметрах. На треки применялись аналогичные требования, что и при отборе событий распадов в $\pi^0 e^+ e^-$. Ниже перечислены условия, используемые при отборе событий распадов в $\eta e^+ e^-$:

- $N_\gamma \geq 5$;
- $|Z_{\text{vert}}| < 5$ см, $\rho_\pm < 1$ см – пучковые события;
- $\Delta\psi(P_{e^+}^{\vec{}}, P_{e^-}^{\vec{}}) < 0.5$ – малые углы между треками;
- $|E_{\text{beam}} - \frac{m_\eta^2}{4E_{\text{beam}}} - |P_{e^+}^{\vec{}} + P_{e^-}^{\vec{}}|| < 30$ МэВ/с – кинематический отбор треков.

Ни одно из экспериментальных событий не удовлетворяет критериям отбора.

Канал распада $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Этот канал содержит в конечном состоянии 4 заряженных трека и 2 фотона.

Для такого канала распада фоновыми событиями будут события распада $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ в которых π^0 распадается в $e^+ e^- \gamma$, а также события $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$ в которых фотон конвертирует на веществе детектора. Чтобы такие события прошли критерии отбора, в них должен присутствовать фоновый фотон.

Отбирались четырехтрековые пучковые события, удовлетворяющие условиям:

- $\sum Q_i = 0$;
- $\rho < 1$ см;
- $|Z_{\text{tr}}| < 5$ см;
- $P < E_{\text{beam}}$;
- $0.7 < \theta < \pi - 0.7$.

Для обеспечения высокой эффективности срабатывания трекфайндера один из треков должен удовлетворять дополнительному условию $0.85 < \theta < \pi - 0.85$, что соответствует попаданию хотя бы одной заряженной частицы в Z -камеру. Два трека противоположного заряда с наименьшим

пространственным углом между ними считались происходящими от электрона и позитрона. Для дальнейшего отбора использовались следующие условия:

- $N_\gamma = 2$;
- $\Delta\psi(P_{e^+}^{\vec{}}, P_{e^-}^{\vec{}}) < 0.5$ – малые углы между треками;
- $|E_{\text{beam}} - \frac{m_\eta^2}{4E_{\text{beam}}} - |P_{e^+}^{\vec{}} + P_{e^-}^{\vec{}}|| < 30$ МэВ/с – кинематический отбор треков;
- $M_{\text{inv}}(e^+, e^-, \gamma_1) > 160$ МэВ/с², $M_{\text{inv}}(e^+, e^-, \gamma_2) > 160$ МэВ/с² – подавление событий распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, в которых π^0 распадается в $e^+e^-\gamma$.

Данные критерии отбора не прошло ни одно экспериментальное событие.

Канал распада $\eta \rightarrow 2\gamma$. Этот канал содержит в конечном состоянии два фотона и две заряженные частицы с малым углом разлёта. Инвариантная масса фотонов должна быть близка к массе η -мезона.

Основными фоновыми процессами для данного канала распада являются процессы $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ с конверсией фотона на веществе детектора и наличием фонового фотона, а также распад $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, где $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$.

Отбирались двухтрековые события с кластерами в калориметрах. Использовались следующие условия отбора:

- $|Z_{\text{vert}}| < 5$ см, $\rho_\pm < 1$ см – пучковые события;
- $N_\gamma = 2$;
- энергия мягкого фотона $E_\gamma > 175$ МэВ – подавление событий КЭД;
- $\Delta\psi(P_{e^+}^{\vec{}}, P_{e^-}^{\vec{}}) < 0.5$ – выделение треков, происходящих от e^+e^- -пары, продуктов конверсии фотона;
- $|E_{\text{beam}} - \frac{m_\eta^2}{4E_{\text{beam}}} - |P_{tr,1}^{\vec{}} + P_{tr,2}^{\vec{}}|| < 30$ МэВ/с – кинематический отбор треков;
- инвариантная масса двух треков с каждым из фотонов $M_{e^+e^-\gamma} > 200$ МэВ/с² – подавление событий распада $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, где $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$.
- векторная сумма импульсов пары треков и пары фотонов меньше 150 МэВ/с – события, в которых закон сохранения импульса не нарушен.

После применения отборов остаётся 3 события.

Исследование фоновых процессов проводилось в моделировании, в Таблицах 16 и 17 собраны данные по изучению распадов в ηe^+e^- для трёх основных каналов распада η -мезона.

Таблица 16: Сводные данные по изучению распада в ηe^+e^- для различных каналов распада η -мезона. Приведены относительная вероятность распада η , эффективность триггера, эффективность восстановления близких треков, количество экспериментальных событий и среднее количество фоновых событий, в скобках указан процесс.

Канал распада	\mathcal{B} , %	$\varepsilon_{\text{trig}}$	$\varepsilon_{\Delta\psi}$	N_{exp}	N_{back} (процесс)
$\eta \rightarrow 3\pi^0$	32.51 ± 0.29	0.98	0.89	0	< 0.1
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	22.6 ± 0.4	0.99	0.89	0	0.2 (события КЭД)
$\eta \rightarrow 2\gamma$	39.43 ± 0.26	0.98	0.89	3	4.9 (события КЭД)

Таблица 17: Геометрическая эффективность регистрации событий для трёх каналов распада η -мезона и радиационная поправка в событиях распада ρ и ω в конечное состояние ηe^+e^- в зависимости от энергии.

\sqrt{s} , МэВ	$\varepsilon_{\text{geom}}^{\eta \rightarrow 3\pi^0}$	$\varepsilon_{\text{geom}}^{\eta \rightarrow 2\pi}$	$\varepsilon_{\text{geom}}^{\eta \rightarrow 3\gamma}$	δ	\sqrt{s} , МэВ	$\varepsilon_{\text{geom}}^{\eta \rightarrow 3\pi^0}$	$\varepsilon_{\text{geom}}^{\eta \rightarrow 3\pi}$	$\varepsilon_{\text{geom}}^{\eta \rightarrow 2\gamma}$	δ
720	4.2	0.6	2.6	-0.102	784	7.4	1.8	6.1	-0.165
750	6.1	1.1	4.4	-0.092	785	7.5	2.0	6.3	-0.139
760	6.3	1.4	4.9	-0.090	786	7.5	1.8	6.2	-0.112
770	6.8	1.5	5.6	-0.109	790	7.7	2.0	6.2	-0.022
774	7.1	1.7	5.6	-0.139	794	7.9	1.9	6.7	0.026
778	7.1	1.8	5.9	-0.187	800	8.0	2.1	6.6	0.056
780	7.1	1.8	5.9	-0.205	810	8.3	2.3	7.3	0.071
781	7.0	1.8	6.1	-0.207	820	8.4	2.5	7.4	0.077
782	7.1	1.7	6.0	-0.201	840	9.1	2.8	8.1	0.088
783	7.2	1.8	5.9	-0.187					

Зарегистрированное количество событий распада в ηe^+e^- с распадом $\eta \rightarrow \text{final}$ определяется выражением

$$N = \sum_{i=1}^n \sigma_{BW}(s_i) L_i (1 + \delta_i) \varepsilon_{\text{geom}, i} \varepsilon_{\Delta\psi, i} \varepsilon_{\text{trig}, i} \mathcal{B}(\eta \rightarrow \text{final}). \quad (48)$$

В выражении (48) используются обозначения, описанные в комментариях к первой строке выражения (27), относящиеся к распадам в ηe^+e^- .

Суммирование производится по всем энергетическим точкам. Энергетическая зависимость сечения процессов описывается релятивистской модификацией формулы Брейта-Вигнера с вкладами от ρ и ω резонансов:

$$\sigma_{BW}(s) = \frac{q^3(s)}{s^{3/2}} |A_\rho(s) + A_\omega(s)|^2, \quad (49)$$

где величина $q(s)$ – импульс фотона в распаде $\eta\gamma$, а выражение для амплитуды было приведено ранее в выражении (29). Использовалась связь между сечениями на массе резонансов:

$$\frac{\sigma^0(\rho \rightarrow \eta e^+ e^-)}{\sigma^0(\omega \rightarrow \eta e^+ e^-)} = \frac{\sigma^0(\rho \rightarrow \eta\gamma)}{\sigma^0(\omega \rightarrow \eta\gamma)} = 0.43 \pm 0.09. \quad (50)$$

Справедливость такого равенства обсуждалась при анализе распадов в $\pi^0 e^+ e^-$, его точность оценивается в 3% для используемых критериев отбора. Предполагалось, что фаза интерференции резонансов не зависит от энергии, её значение, а также численное значение выражения (50) определены из работы [44].

Эффективность триггера для каналов распада η -мезона с двумя треками в конечном состоянии $\varepsilon_{\text{trig}} = 1 - \varepsilon_{\text{TF}}\varepsilon_{\text{NT}} = 0.98$ складывалась из эффективности заряженного триггера, $\varepsilon_{\text{TF}} = 0.859$ (получено свёрткой функции эффективности **TF** в зависимости от поперечного импульса частиц, представленной в выражении (15), с функцией распределения поперечного импульса частиц в распаде $\rho(\omega) \rightarrow \eta e^+ e^-$) и эффективности нейтрального триггера. Величина последнего $\varepsilon_{\text{NT}} = 0.86$ была взята из работы [37]. Эффективность реконструкции близких треков рассчитывалась согласно выражению (9), вычисленное значение $\varepsilon_{\Delta\psi} = 0.89$ слабо изменялось во всём энергетическом диапазоне. Для канала распада $\eta \rightarrow 3\pi$ $\varepsilon_{\text{trig}} = 0.99$. Геометрическая эффективность регистрации событий существенно зависит от энергии, поэтому вычислялась во всех энергетических точках. Причиной такого поведения эффективности является, главным образом, низкая энергия монохроматического фотона и, как следствие, малые импульсы конверсионной $e^+ e^-$ пары. Радиационная поправка δ вычислялась таким же образом, как и в случае распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$.

При получении величины верхнего предела распадов в $\eta e^+ e^-$ были использованы результаты анализа всех трёх мод распада η -мезона. Для этого левые и правые части выражения (48), относящиеся к этим каналам распада, суммировались. Полное количество зарегистрированных событий распада подчиняется распределению Пуассона. Определение ве-

личины верхней границы относительной вероятности распада производилось согласно работе [41], где приведено максимально возможное среднее значение событий распада при 90% уровне достоверности. При трёх зарегистрированных событиях на статистике, содержащей, в среднем, пять фоновых событий, эта величина равна 2.78. Используя максимальное значение среднего количества событий в левой части суммы выражений (48), определяется верхний предел на 90% уровне достоверности.

$$\mathcal{B}(\rho \rightarrow \eta e^+ e^-) = 0.7 \cdot 10^{-5} \text{ (90\% У.Д.)} \quad (51)$$

$$\mathcal{B}(\omega \rightarrow \eta e^+ e^-) = 1.1 \cdot 10^{-5} \text{ (90\% У.Д.)} \quad (52)$$

Приведённая величина верхнего предела относительной вероятности распада в $\eta e^+ e^-$ увеличена на 13%, консервативную оценку величины систематических ошибок величин, используемых при получении результата

5 Заключение

Определена относительная вероятность конверсионного распада ω мезона в $\pi^0 e^+ e^-$:

$$\mathcal{B}(\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (8.19 \pm 0.71 \pm 0.62) \cdot 10^{-4}$$

с ошибкой около 12%. Основной вклад в систематическую ошибку даёт неточность определения эффективности восстановления близких треков, которая определяется из экспериментальных событий, и её точность ограничивается статистикой. Кроме того, существенный вклад в систематическую ошибку вносит вычитание фоновых событий. Полученный результат согласуется с теоретическим предсказанием и предыдущим измерением на детекторе НД [15], но имеет почти в два раза лучшую точность.

Впервые получены верхние пределы на относительные вероятности следующих конверсионных распадов векторных мезонов:

$$\mathcal{B}(\rho \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) < 1.6 \cdot 10^{-5} \text{ (90\% У.Д.)},$$

$$\mathcal{B}(\rho \rightarrow \eta e^+ e^-) < 0.7 \cdot 10^{-5} \text{ (90\% У.Д.)},$$

$$\mathcal{B}(\omega \rightarrow \eta e^+ e^-) < 1.1 \cdot 10^{-5} \text{ (90\% У.Д.)}.$$

В работе исследован спектр инвариантных масс $e^+ e^-$ -пар в событиях распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Полученное значение наклона переходного форм-фактора согласуется с ожидаемым значением в МВД.

Приложения

А Генератор конверсионных распадов

Важной частью программы моделирования является генерация начальных частиц. На этапе генерации частиц используются все физические свойства моделируемого процесса: величина сечения, угловые и энергетические распределения рождающихся в процессе реакции частиц. Для правильного моделирования распада необходим генератор, верно описывающий изучаемый процесс.

В программе моделирования детектора КМД-2 `cmd2sim` был создан генератор событий конверсионных распадов векторных мезонов в псевдоскаляр и лептон-антилептонную пару, который использовался в данной работе. Для описания распределений параметров рождающихся частиц используется матричный элемент перехода $V \rightarrow Pl^+l^-$, представленный в выражении (1). Примечательным свойством матричного элемента изучаемого процесса является его сильная зависимость от конечных импульсов частиц. При генерации событий используется мажоранта, величина, которая ограничивает сверху квадрат матричного элемента. Определенные мажоранты производятся методом Монте-Карло. Для этого события разыгрываются случайным образом по фазовому объёму так, чтобы они

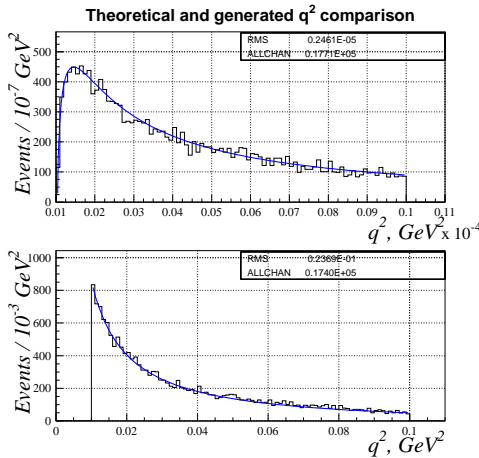


Рис. 31: Спектр инвариантных масс пары лептонов в событиях моделирования распада $\pi^0 e^+ e^-$. Для сравнения показана теоретическая кривая. Сверху показана область малых инвариантных масс, снизу – больших инвариантных масс.

находились внутри кинематической области распада. Используя разыгранные параметры событий, вычисляется матричный элемент. Максимум матричного элемента по данной выборке служит оценкой мажоранты. Для более эффективного определения мажоранты и генерации событий разыгрывание событий производится не равномерно по фазовому объёму, а с весом $1/q^2$, где q^2 – квадрат инвариантной массы лептон-антилептонной пары. Этот вес описывает характер особенности матричного элемента, которая также видна в выражении (2). Это позволяет находить мажоранту более точно, генерируя события преимущественно вблизи максимума матричного элемента. Полученная таким образом мажоранта используется для генерации событий методом Неймана, эффективность которого увеличивается в тысячи раз по сравнению с равномерным распределением событий по фазовому объёму. На Рис. 31 приведены теоретическая зависимость событий распада от q^2 и распределение генерируемых событий по параметру q^2 .

Зависимость матричного элемента от q^2 определена с точностью до функционального множителя, квадрата нормированного переходного формфактора $F(q^2)$, описывающего влияние пространственного распределения заряда при взаимодействии нейтральных частиц ω и π^0 . Пара-

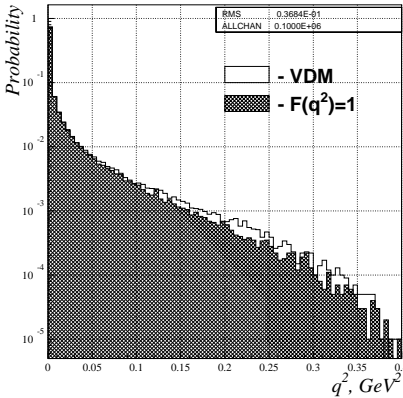


Рис. 32: Спектр инвариантных масс лептонных пар в событиях моделирования распадов ω -мезона в $\pi^0 e^+ e^-$ при различных видах формфактора.

метризация его зависимости от q^2 при $q^2 \ll m_V^2$ выглядит следующим образом:

$$F(q^2) = 1 + b \cdot q^2,$$

где b – наклон переходного формфактора. Такой вид параметризации был реализован в настоящем генераторе конверсионных распадов. На Рис. 32 показано распределение пространственного угла между треками

в событиях моделирования с различным значением величины b . Изображено два набора событий моделирования со значением наклона фактора, равным нулю (точечные частицы) и с наклоном, предсказываемым из МВД.

В Метод кинематической реконструкции событий

Всякий процесс, изучаемый в определенном конечном состоянии, регистрируется в детекторе как набор соответствующего числа треков и кластеров. Измеряемые в детекторе параметры регистрируемых частиц имеют ошибки, величина которых определяется разрешением регистрирующих систем. Для уточнения измеренных параметров частиц в событии можно использовать метод кинематической реконструкции. Метод кинематической реконструкции (далее КР) основывается на варьировании измеренных параметров фотонов и заряженных частиц таким образом, чтобы событие удовлетворяло всем или частично законам сохранения энергии и импульса. Вариация параметров производится согласно разрешению, с которым они измеряются в детекторе. Таким образом, для проведения КР необходимо знать разрешение регистрирующих систем детектора и гипотезу, согласно которой проводится восстановление события. Гипотеза определяет количество и тип частиц, с которыми производится КР.

В методе КР проводится вариация следующих параметров частиц:

- заряженные частицы: P_{\perp} , $\text{ctg } \theta$, ϕ ;
- фотоны: E_{γ} , θ_{γ} , ϕ_{γ} .

Использование поперечного импульса P_{\perp} и котангенса полярного угла $\text{ctg } \theta$ в качестве параметров, описывающих треки обусловлено тем, что именно эти величины измеряются в дрейфовой камере. Считается, что разность измеренных и действительных варьируемых величин распределена по гауссу.

Ковариационная матрица задает ошибки, с которыми восстанавливаются параметры частиц. Диагональными элементами матрицы являются среднеквадратичные отклонения измеренных параметров. Недиагональные элементы матрицы описывают корреляции измерения одного параметра от другого, так что

$$\text{cov}(x_i, x_j) = \mathcal{E}((x_i - \bar{x}_i) \cdot (x_j - \bar{x}_j)),$$

где i, j – индексы варьируемых параметров. Ненулевыми элементами матрицы являются все ее диагональные элементы, а также элементы $\text{cov}(P_{\perp,k}, \phi_p)$, где k, p – индексы треков, которые описывают корреляцию между измеренным импульсом заряженной частицы и её азимутальным углом. Поскольку ошибки измерения зависят от величины измеренного параметра, то элементы ковариационной матрицы вычисляются на каждое событие. Вариация происходит так, чтобы минимизировалась величина

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \frac{(x_i - \bar{x}_i)(x_j - \bar{x}_j)}{\text{cov}(x_i, x_j)},$$

качество кинематической реконструкции, при условии выполнения законов сохранения энергии и импульса:

$$\begin{aligned} \sum_n \sqrt{P_n^2 + m_n^2} + \sum_k |\vec{K}_k| &= 2 \cdot E_{beam}, \\ \sum_n \vec{P}_n + \sum_k \vec{K}_k &= 0. \end{aligned}$$

Здесь \vec{P}_n – импульс n -ой заряженной частицы, а \vec{K}_k – импульс k -го фотона. По окончании реконструкции события процедура выдает уточнённые значения параметров и величину χ^2 – качество КР. Большое значение χ^2 говорит о плохом соответствии события гипотезе, которая была заложена при реконструкции. Отметим, что количество измеряемых детектором параметров превосходит количество параметров, необходимое для проведения КР. Поэтому при процедуре КР некоторые измеренные параметры частиц можно не использовать.

Реализация метода КР основана на пакете DONLP2[45]. Пакет подпрограмм численно решает задачу минимизации функции от нескольких переменных в допустимой области переменных, которая определяется набором равенств и неравенств:

$$\begin{aligned} f(x) &= \min_{x \in \mathcal{S}}, \\ \mathcal{S} &= \{x \in \mathcal{R}^n : h(x) = 0, g(x) \geq 0\}. \end{aligned}$$

Здесь $f(x)$ – минимизируемая функция, $h(x) = 0$ и $g(x) \geq 0$ – равенства и неравенства соответственно, определяющие область изменения переменных x .

Рассмотрим применение метода КР для восстановления событий распада $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Изучаемое конечное состояние характеризуется двумя треками и двумя фотонами. КР производится с гипотезой, что треки происходят от электронов и позитронов (пионов, в случае

распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$), а количество фотонов в событии равно двум. В случае, если количество фотонов в событии больше двух, КР производится поочередно со всеми комбинациями пар фотонов. Пара фотонов, дающая наименьший параметр χ^2 считаются действительной, а остальные фотоны считаются фоновыми.

Важно отметить, что энергия фотонов измеряется в калориметре с невысокой точностью. Поэтому в процедуре КР соответствующие слабые, описывающие вклад от энергий фотонов, при построении параметра χ^2 не использовались. Это соответствует тому, что энергия фотонов считается неизвестной и восстанавливается с использованием законов сохранения. Минимизация построенного таким образом параметра χ^2 позволит свободно варьировать энергии фотонов, значительно изменяя энергии фоновых фотонов, что является дополнительным фактором подавления фона.

В процедуре используются 12 переменных:

$$\{x_1, x_2, \dots, x_{12}\} = \{P_{\perp,1}, \text{ctg}\theta_1, \phi_1, P_{\perp,2}, \text{ctg}\theta_2, \phi_2, E_{\gamma,1}, \theta_{\gamma,1}, \phi_{\gamma,1}, E_{\gamma,2}, \theta_{\gamma,2}, \phi_{\gamma,2}\}.$$

В минимизируемой функции $\chi^2(x)$

$$\chi^2(x) = \sum_{i,j} \frac{(x_i - x_i^0)(x_j - x_j^0)}{\text{cov}(x_i, x_j)}, \quad (i, j = 1..12; i, j \neq 7, 10)$$

использованы величины x_i^0 , значения параметров до реконструкции. Допустимая область изменения параметров определяется следующими значениями:

$$\begin{aligned} 0 < P_{\perp} < 1000 \text{ МэВ/с}, \\ -\infty < \text{ctg } \theta < \infty, \\ 0 < \phi < 2\pi, \\ 0 < E_{\gamma} < 1000 \text{ МэВ}, \\ 0 < \theta_{\gamma} < \pi, \\ 0 < \phi_{\gamma} < 2\pi. \end{aligned}$$

Проверка работы процедуры КР была проверена на событиях моделирования. Моделировались события распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, отобранные события проходили вышеописанную процедуру КР в предположении пионной массы треков. На Рис. 33 внизу приведено распределение инвариантной массы двух фотонов в распаде $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Ширина распределения изменилась с 12% до 9% после проведения КР.

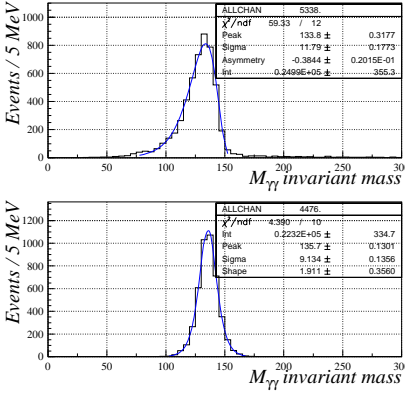


Рис. 33: Инвариантная масса двух фотонов в событиях моделирования $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ до КР (вверху) и после КР (внизу).

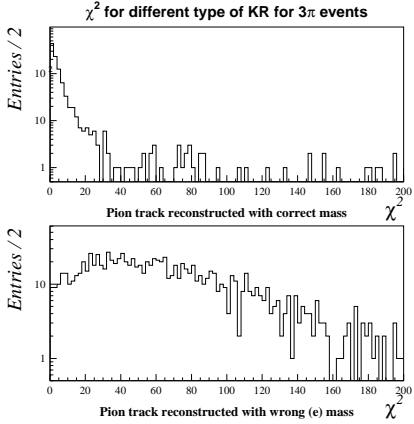


Рис. 34: Качество реконструкции событий распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ при использовании верной гипотезы о массах трековых частиц и гипотезе, когда использована масса электрона.

Кроме того, процедура КР является хорошим инструментом для разделения событий с электронными и пионными треками. В качестве иллюстрации этого утверждения, моделировались события распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. КР проводилась в двух различных гипотезах: события с пионными и электронными треками. Неверное предположение о треках приводило к резкому ухудшению параметра χ^2 , как это видно на Рис. 34. Этот факт используется в работе, например, при отборе тестовых событий для процедуры e/π разделения.

С Процедура e/π разделения

В области энергий вблизи массы ω -мезона наибольшее сечение имеет процесс рождения $\pi^+\pi^-\pi^0$, конечное состояние которого характеризуется двумя треками и двумя фотонами, оно идентично конечному состоянию изучаемого процесса. Критерии отборов изучаемых событий используют существенное различие в спектре углов между треками для двух этих типов событий. Однако, в ряде задач использование отборов по пространственному углу недопустимо. Проблема выделения событий $\pi^0 e^+ e^-$ на

фоне подавляющего числа фоновых событий $\pi^+\pi^-\pi^0$ требует использование специальной процедуры разделения электронов и позитронов от пионов. Кроме того, процедура e/π разделения предоставляет возможность проверки числа событий $\pi^+\pi^-\pi^0$, прошедших критерии отборов, полученного при процедуре статистического вычитания.

Разделение электронных и пионных треков основано на энерговыделении заряженной частицы в калориметре. Электромагнитный ливень, развивающийся при попадании электрона или позитрона в калориметр, дает преимущественно кластер с энергией, близкой к импульсу трека (в системе единиц, где $c = h = 1$). Пионы не дают электромагнитного ливня в калориметре и оставляют в нём энергию из-за ионизационных потерь и ядерного взаимодействия. При ядерном взаимодействии пиона с веществом калориметра энергия, выделяемая в калориметре, может изменяться в широких пределах, что приводит к перекрытию спектров энерговыделений от пионов и электронов. Разделение одиночного электронного и пионного трека вследствие этой причины будет затруднено, однако задачей является определение пары частиц одинакового типа, что увеличивает эффективность разделения событий по энерговыделению в калориметре. Процедура основана на анализе спектров энерговыделений

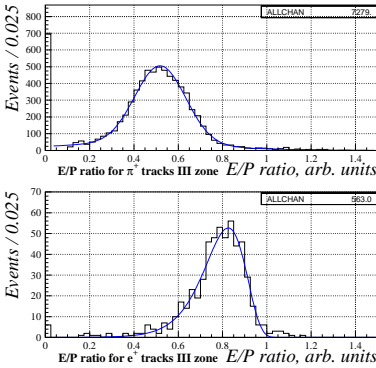


Рис. 35: Спектр энерговыделений в кластерах, отнесённых к треку в тестовых событиях. Треки соответствуют импульсной области от 150 до 200 МэВ/с. Вверху – π^+ , внизу – e^+ .

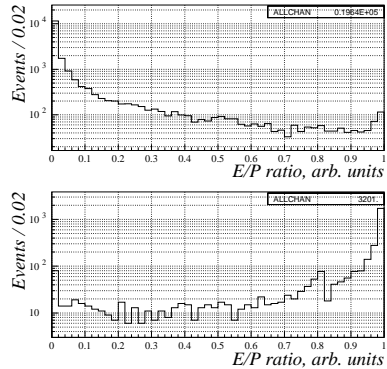


Рис. 36: Распределение вероятности того, что трек происходит от электрона W_{ee} в тестовых событиях: вверху – пионные события, внизу – электронные.

тестовых событий. В качестве тестовых событий с электронными треками использовались события процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, а в качестве тестовых событий с пионными треками – события распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. При отборе тестовых событий обоих типов использовался класс неколлинеарных событий с кластерами в калориметрах. Эти события проходили процедуру кинематической реконструкции. Дальнейшее выделение тестовых электронных событий проводилось с использованием следующих отборов:

- Пучковые события: $\rho_{\pm} < 1$ см, $Z_{\text{vert}} < 5$ см;
- Пространственный угол между треками $\Delta\psi < 0.4$;
- Число фотонов $N_{\gamma} = 1$;
- Качество кинематической реконструкции $\chi^2 < 8$;

Тестовые пионные события определялись при удовлетворении следующих отборов:

- Пучковые события: $\rho_{\pm} < 1$ см, $Z_{\text{vert}} < 5$ см;
- Пространственный угол между треками $0.3 < \Delta\psi < 1.0$;
- Число фотонов $N_{\gamma} = 2$;
- Качество кинематической реконструкции $\chi^2 < 10$;

В процедуре кинематической реконструкции треки считались тем типом частиц, на выделение которых реконструкция была направлена, энергии фотонов при реконструкции не использовались. Различие в границах при отборе по χ^2 обусловлено разным количеством степеней свободы при реконструкции различных типов событий.

Треки в тестовых событиях разбивались на несколько диапазонов по импульсам: менее 100, 100 – 150, 150 – 200, 200 – 250, более 250 МэВ/с. В каждом импульсном диапазоне находился энергетический спектр кластеров, соответствующих трекам, для каждого знака и для каждого типа частицы отдельно. Энергетический спектр подгонялся гладкими функциями, для электронных спектров использовался логарифмический гаусс, для пионных – сумма двух гауссов. На Рис. 35 приведены спектры энерговыделений в калориметре позитронов и положительно заряженных пионов в диапазоне импульсов 200 – 250 МэВ/с. Полученные при подгонке функции после процедуры нормирования использовались как плотности вероятности распределения энерговыделений частиц соответствующего типа и заряда $f_{\pi(e)\pm}$.

Вероятность того, что трек оставлен электроном или пионом определялась следующим образом:

$$W_{\pi(e)\pm} = \frac{f_{\pi(e)\pm}}{f_{\pi(e)+} + f_{\pi(e)-}}. \quad (53)$$

Для двухтрековых событий с одинаковым типом треков вероятность пионных или электронных событий определялась как

$$W_{\pi\pi(ee)} = \frac{W_{\pi(e)+} \cdot W_{\pi(e)-}}{W_{\pi+}W_{\pi-} + W_{e+}W_{e-}}. \quad (54)$$

Для определения вероятности того, что треки происходят от электронов, распределение по параметру W_{ee} строилось для обоих типов тестовых событий (Рис. 36). Нерегулярности в приведённом распределении происходят от дискретности импульсных диапазонов треков. Доля событий определённого типа частиц, удовлетворяющая условию $W_{ee} > W_0$, где W_0 – заданная величина эффективности разделения приведена в Таблице 18. Ошибки пересчитаны из ошибок параметров функций, опреде-

Таблица 18: Доля событий, удовлетворяющих условию $W_{ee} > W_0$ для тестовых событий с электронными и пионными треками.

W_0	Электроны	Пионы
0.1	0.9509±0.0035	0.2590±0.0111
0.2	0.9286±0.0035	0.1867±0.0093
0.3	0.9117±0.0029	0.1406±0.0073
0.4	0.8957±0.0035	0.1071±0.0055
0.5	0.8765±0.0033	0.0817±0.0037
0.6	0.8548±0.0035	0.0599±0.0022
0.7	0.8270±0.0037	0.0440±0.0012
0.8	0.7815±0.0067	0.0306±0.0009
0.9	0.6932±0.0061	0.0174±0.0007

ляющих плотность вероятности энерговыделения электронных и пионных треков. При использовании процедуры e/π разделения, граничным параметром при отборе событий являлась величина $W_0 = 0.5$. Выбор обусловлен плавным поведением распределений W_{ee} при таком значении W_0 .

Необходимо отметить, что данная процедура уже успешно применялась ранее, например, в работе [46].

Литература

- [1] *Г.М.Тумайкин и др.* Электрон-позитронный накопитель с высокой светимостью ВЭПП-2М, Труды 10-ой международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1977, **т.1**, с.443.
- [2] *В.В. Анашин и др.* Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП, Препринт ИЯФ 84-114, Новосибирск, 1984.
- [3] *Л.Г. Ландсберг.* Электромагнитные лептонные распады и структура лёгких векторных мезонов, Успехи Физических Наук, **146** 185 (1985).
- [4] *S.I. Eidelman.* Conversion decays of vector mesons, Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE, Frascati, 1991, p.451.
- [5] *Р. Фейнман.* Взаимодействие фотонов с адронами, М.: Мир, 1975.
- [6] *M.R. Jane, et al.* A measurement of the electromagnetic form-factor of the η meson and of the branching ratio for the η dalitz decay, Phys. Lett. B, **59** (1975) 103 [Erratum-ibid. B, **73** (1978) 503].
- [7] *R.I. Dzhelyadin, et al.* Study of the electromagnetic transition form-factor in $\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$ decay, Phys. Lett. B, **102** (1981) 296 [JETP Lett., **33** (1981) 228].
- [8] *J.P. Wessels, et al.* Latest results from CERES/NA45, Nucl. Phys. A, **715** (2003) 262.
- [9] *M. Harrison, T. Ludlam and S. Ozaki.* RHIC project overview, Nucl. Instrum. Meth. A, **499** (2003) 235.
- [10] *E. V. Shuryak.* Quark-gluon plasma and hadronic production of leptons, photons and psions, Phys. Lett. B, **78** (1978) 150 [Sov. J. Nucl. Phys., **28** (1978, YAFIA, 28, 796-808)].
- [11] *D. Adamova, et al.* Enhanced production of low-mass electron pairs in 40-A-GeV Pb Au collisions at the CERN SPS, Phys. Rev. Lett., **91** (2003) 042301.
- [12] *R.R. Akhmetshin, et al.* Study of conversion decays $\phi \rightarrow \eta e^+e^-$, $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ and $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ at CMD-2, Phys. Lett. B, **501** (2001) 191.
- [13] *R.R. Akhmetshin, et al.* Observation of the conversion decay $\phi \rightarrow \pi^0e^+e^-$ at CMD-2, Phys. Lett. B, **503** (2001) 237.
- [14] *M.N. Achasov, V.M. Aulchenko, K.I. Beloborodov and A.V. Berdyugin.* Study of conversion decays $\phi \rightarrow \eta e^+e^-$ and $\eta \rightarrow \gamma e^+e^-$ in the experiment with SND detector at the VEPP-2M collider, Phys. Lett. B, **504** (2001) 275.
- [15] *S.I. Dolinsky, et al.* Radiative decays of ρ and ω mesons, Z. Phys. C, **42** (1989) 511.

- [16] Г.А. Аксёнов др. Проект детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 85-118, Новосибирск, 1985.
- [17] Ф.В. Игнатов и др. Дрейфовая камера КМД-2, Препринт ИЯФ 99-64, Новосибирск, 1999.
- [18] Э.В. Анашкин, и др. Z-камера детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 99-84, Новосибирск, 1999.
- [19] L.M. Barkov, et al. The magnetic system of the CMD-2 detector, Proc. 5th International conference on Instrumentation for colliding beam physics, INP, Novosibirsk, 1990, p.480.
- [20] В.М. Аульченко и др. Цилиндрический калориметр детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 93-1, Новосибирск, 1993.
- [21] Р.Р. Ахметшин и др. Торцевой калориметр детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 2000-25, Новосибирск, 2000.
- [22] V.M. Aulchenko, et al. Muon system based on streamer tubes with time difference readout, Nucl. Instrum. Meth. A, **265** (1988) 137.
- [23] O. Couet and M. Goossens. PAW – Physics Analysis Workstation, an introductory tutorial, CERN Program Library Long Writeup, **Q121**, Geneva, 1995.
- [24] И.М. Соболев. Метод Монте-Карло, Популярные лекции по математике, выпуск 46, М.: Наука, 1968.
- [25] Э.В. Анашкин и др. Моделирование детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 99-1, Новосибирск, 1999.
- [26] R. Brun, et al. GEANT - detector description and simulation tool, Geneva, 1994.
- [27] В.М. Аульченко и др. Трековый процессор для КМД-2, Препринт ИЯФ 88-43, Новосибирск, 1988.
- [28] В.М. Аульченко и др. Электроника калориметра КМД-2, Препринт ИЯФ 92-28, Новосибирск, 1992.
- [29] Д. Худсон. Статистика для физиков, М.: Мир, 1967.
- [30] M.J. Berger, et al. XCOM: Photon Cross Sections Database. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [31] Э.Д. Кураев, В.С. Фадин. О радиационных поправках к сечению однофотонной аннигиляции e^+e^- пары большой энергии, ЯФ, т.41, вып.3, 1985, с.733.
- [32] A.B. Arbuzov, et al. JHEP 10 (1997) 001.
- [33] А.А. Коломенский, А. Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей, М., Физматгиз, 1962.

- [34] *R.R. Akhmetshin, et al.* Study of dynamics of $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ decay with CMD-2 detector, Phys. Lett. B, **434** (1998) 426.
- [35] *S. Eidelman, et. al.* (Particle Data Group), Phys. Lett. B, **592**, 1 (2004).
- [36] *А.С. Кузьмин*, Изучение процессов $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ в области энергий ϕ -мезона с детектором КМД-2, Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, 1998.
- [37] *П.П. Кроковный*. Изучение процессов $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ с детектором КМД-2, Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, 2003.
- [38] *А.А. Король*. Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ в области энергий 0.60 – 0.97 ГэВ, Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, 2003.
- [39] *Н.Н. Ачасов и др.* Электромагнитное $\rho - \omega$ смешивание как инструмент исследования реакции $e^+e^- \rightarrow V\pi \rightarrow 3\pi$, Ядерная физика, 1976, **т.23, вып.3**, с.610.
- [40] *R.R. Akhmetshin, et al.* Reanalysis of hadronic cross section measurements at CMD-2, Phys. Lett. B, **578** (2004) 285.
- [41] *G.J. Feldman and R.D. Cousins*. A unified approach to the classical statistical analysis of small signals, Phys. Rev. D, **57** (1998) 3873.
- [42] *R.R. Akhmetshin, et al.* Recent results from CMD-2 detector at VEPP-2M, Preprint Budker INP 99-51, Novosibirsk, 1999.
- [43] *А.С. Зайцев*. Основные свойства распределения: Гиперболический гаусс, Меморандум КМД-2 (Math-01), Новосибирск, 2001.
- [44] *R.R. Akhmetshin, et al.* Study of the process $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ in c.m. energy range 680 – 1380 MeV at CMD-2, Phys. Lett. B, **509**, 217 (2001).
- [45] *P. Spelucci*. Donlp2 users guide. <http://plato.la.asu.edu/donlp2.html>
- [46] *Н.И. Габышев*. Изучение конверсионных распадов в области энергий ϕ -мезона на детекторе КМД-2, Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, 2000.

*В.М. Аульченко, Р.Р. Ахметшин, В.Ш. Банзаров, А. Баратт,
Л.М. Барков, Н.С. Баштовой, Д.В. Бондарев, А.Е. Бондарь,
А.В. Брагин, А.А. Валмшев, Н.И. Габмшев, Д.А. Горбачёв,
А.А. Гребенюк, Д.Н. Григорьев, Д.А. Епифанов, А.С. Зайцев,
С.Г. Зверев, Ф.В. Игнатов, В.Ф. Казанин, С.В. Карпов,
И.А. Кооп, П.П. Кроковный, А.С. Кузьмин, Ю.Е. Лищенко,
И.Б. Логашенко, П.А. Лукин, А.И. Мильштейн, К.Ю. Михайлов,
И.Н. Нестеренко, А.В. Отбоев, В.С. Охупкин, А.С. Попов,
С.И. Редин, Б.Л. Робертс, Н.И. Роот, А.А. Рубан,
Н.М. Рыскулов, А.Л. Сибиданов, В.А. Сидоров, А.Н. Скринский,
И.Г. Снопков, Е.П. Солодов, Д.А. Томпсон, Г.В. Федотович,
Б.И. Хазин, А.Г. Шамов, Ю.М. Шатунов, Б.А. Швари,
С.И. Эйдельман, Ю.В. Юдин*

**Изучение распадов ρ - и ω -мезонов
в псевдоскалярный мезон
и e^+e^- пару с детектором КМД-2**

R.R. Akhmetshin, V.M. Aulchenko, V.Sh. Banzarov, et al.

**The study of ρ and ω meson decays
into pseudoscalar and e^+e^- pair with the CMD-2 detector**

ИЯФ 2004-72

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев
Работа поступила 29.11.2004 г.

Сдано в набор 1.12.2004 г.

Подписано в печать 2.12.2004 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 4.7 печ.л., 3.8 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 72

Обработано на ИВМ РС и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.