

На правах рукописи

БЕРДЮГИН Алексей Викторович

**ПРОЦЕСС $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ $0.6 \div 1.4$ ГэВ**

**01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц**

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

**диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

НОВОСИБИРСК – 2007

Работа выполнена в Институте ядерной физики
им. Г.И. Будкера СО РАН.

НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ:

Дружинин — доктор физико-математических наук,
Владимир Прокопьевич Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера СО РАН,
г. Новосибирск.

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

Кожевников — доктор физико-математических наук,
Аркадий Алексеевич Институт математики
им. С.Л. Соболева СО РАН,
г. Новосибирск.

Федотович — кандидат физико-математических наук,
Геннадий Васильевич Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера СО РАН,
г. Новосибирск.

ВЕДУЩАЯ — Институт ядерных исследований РАН,
ОРГАНИЗАЦИЯ: г. Москва.

Защита диссертации состоится “ _____ ” _____ 2007 г.
в “ _____ ” часов на заседании диссертационного совета Д.003.016.02
Института ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН.

Адрес: 630090, г. Новосибирск-90,
проспект академика Лаврентьева, 11.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯФ
им. Г.И. Будкера СО РАН.

Автореферат разослан “ _____ ” _____ 2007 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физ.-мат. наук
профессор

В.С. Фадин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Эксперименты на встречных электрон-позитронных пучках являются уникальным источником информации о свойствах векторных мезонов. С 1974 по 2000 год в Институте ядерной физики им. Будкера велись эксперименты на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2М. Интервал рабочих энергий ВЭПП-2М, 0.36–1.4 ГэВ, перекрывает области рождения ρ , ω и ϕ мезонов, а также захватывает часть энергетического диапазона, в котором находятся их возбужденные состояния.

С 1995 года на ВЭПП-2М начал работать Сферический нейтральный детектор (СНД). Детектор обладает хорошей гранулированностью, большим телесным углом, высоким энергетическим разрешением и способностью обрабатывать большие потоки информации. Это позволило изучать редкие процессы с относительно большой множественностью частиц в конечном состоянии, недоступные предыдущему поколению детекторов. В диссертации описывается изучение одного из таких процессов, $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$.

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в области энергий ВЭПП-2М насыщается вкладами ρ , ω , ϕ резонансов и хорошо описывается в рамках модели векторной доминантности. Это позволяет извлечь из экспериментальных данных значения ширины распадов этих резонансов. Измерения радиационных распадов векторных мезонов ρ , ω , $\phi \rightarrow \eta\gamma$ проводятся уже более 40 лет в нескольких десятках экспериментов. Однако, дальнейшее улучшение точности измерений вероятностей этих распадов, по-прежнему является важным для проверки различных теоретических концепций: кварковой модели, $SU(3)$ симметрии, векторной доминантности. В последнее время радиационные распады с конечным состоянием $\eta\gamma$ теоретически исследовались также в контексте линейной сигма модели и с использованием правила сумм КХД.

Другой интересной теоретической проблемой является проблема смешивания η и η' -мезонов. В кварковой модели совокупность данных по радиационным переходам между легкими векторными и псевдоскалярными частицами позволяет зафиксировать кварковый состав η и η' -мезонов и определить таким образом угол смешивания, а также возможную примесь глюонной компоненты в их волновых функциях. Улучшение точно-

сти измерений распадов ρ , ω , $\phi \rightarrow \eta\gamma$ стало особенно актуально в связи с экспериментами на ϕ -фабрике в Фраскати (Италия), где проведено относительно точное измерение распада $\phi \rightarrow \eta'\gamma$.

Первые измерения радиационных распадов легких векторных мезонов были сделаны в 70-х гг. прошлого века методом фоторождения ρ и ω мезонов; для ϕ -мезона первые данные получены на выведенных π^- пучках в реакции $\pi^- p \rightarrow \phi n$ и на встречных e^+e^- пучках. Несмотря на длительную историю изучения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$, распады мезонов ρ и ω измерены с невысокой точностью. Это связано, в основном, с недостатком статистики из-за малой вероятности этих распадов, а также с трудностью подавления фона от распадов векторных мезонов в другие каналы и электродинамических процессов. Так например, исследования процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в области ρ , ω мезонов с последующим распадом $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ до сих пор не велись. С распадом $\phi \rightarrow \eta\gamma$ ситуация иная — на данный момент точность измерения его вероятности определяется систематическими погрешностями экспериментов. Наилучшая точность измерения вероятностей распадов ρ , ω , $\phi \rightarrow \eta\gamma$ получена в последних экспериментах с детекторами КМД-2 и СНД на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2М. Она составляет порядка 15% для распадов ρ , $\omega \rightarrow \eta\gamma$ и около 2% для $\phi \rightarrow \eta\gamma$, причем последний результат был получен усреднением более 10 измерений с точностью порядка 5%.

Величины вероятностей распада ρ , ω и ϕ мезонов, извлеченные из экспериментальных данных по сечению $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$, являются, вообще говоря, модельно зависимыми. Поэтому в последних экспериментах на ВЭПП-2М с детекторами СНД и КМД-2 экспериментальные данные представлялись в виде таблиц, показывающих зависимость измеренных адронных сечений от энергии. Это, в частности, позволяет вычислить модельно-независимым образом вклад от процесса в адронную поляризацию вакуума, нужный для расчета аномального магнитного момента мюона и бегущей константы электромагнитных взаимодействий. Наиболее полные данные по сечению $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в области энергий ВЭПП-2М были получены в эксперименте КМД-2. При более высоких энергиях имеются данные только в двух энергетических точках: на массе J/ψ и при $2E = 10.58$ ГэВ. Эффект сильных взаимодействий в реакции $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ описывается с помощью переходного формфактора $F_{\gamma^* \rightarrow \gamma\eta}(Q^2)$, где Q — четырех-импульс виртуального фотона ($Q^2 = 4E^2$ для реакции $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$). Существуют измерения этого формфактора в других кинематических областях: при $Q^2 < 0$ был в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta$ и при $4m_\mu^2 < Q^2 < m_\eta^2$ в распаде $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$. Значение $F(0)$ фиксируется из распада $\eta \rightarrow 2\gamma$. Описание переходного форм-

фактора во всем диапазоне изменения переданного импульса является интересной и еще не решенной теоретической задачей.

Относительно большая ($\sim 5 \cdot 10^4$) статистика распадов η мезона, зарегистрированных в эксперименте с детектором СНД, позволяет исследовать динамику распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$. В однопетлевом приближении киральной теории возмущений распределение событий этого распада по диаграмме Далица предсказывается равномерным. Учет взаимодействия пионов в конечном состоянии приводит к появлению в неравномерности распределения:

$$|M|^2 \propto 1 + 2\alpha z, \quad z = \frac{2}{3} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{3E_i - m_\eta}{m_\eta - 3m_{\pi^0}} \right)^2 = \frac{\rho^2}{\rho_{max}^2},$$

где E_i — энергия i -го пиона в системе покоя η -мезона. Введенный таким образом параметр ρ — представляет собой расстояние до центра диаграммы Далица. ρ_{max} — максимальное значение ρ . На момент обработки данных, точность результата по параметру α , ожидаемая в эксперименте СНД, была сравнима с точностью наиболее точного измерения этого параметра.

Цель работы состояла в:

- разработке Монте-Карло генераторов событий e^+e^- аннигиляции в различные конечные состояния и распадов нестабильных частиц;
- создании методики выделения событий процессов $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в каналах распада $\eta \rightarrow 3\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^0$;
- измерении сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в энергетической области 0.6–1.4 ГэВ ;
- измерении относительных вероятностей распада $\rho, \omega, \phi \rightarrow \eta\gamma$;
- анализе распределения событий распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ по диаграмме Далица .

Научная новизна работы

Получены наиболее полные и точные экспериментальные данные по сечению процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в широкой области энергий от 0.6 до 1.38 ГэВ. Из анализа энергетической зависимости сечения извлечены вероятности распада $\rho \rightarrow \eta\gamma, \omega \rightarrow \eta\gamma$ с точностью лучше среднемировой и $\phi \rightarrow \eta\gamma$ с точностью на уровне среднемировой. Впервые удалось провести

аппроксимацию сечения $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ со свободными фазами интерференции. Полученные значения вероятностей распада не зависят от модельных предположений об этих фазах.

Научная и практическая ценность работы

Методические разработки, описанные в диссертации, составляют значимую часть программного обеспечения экспериментов с детектором СНД, применяются при анализе данных. Они будут использованы в анализе нового эксперимента с этим детектором на ВЭПП-2000.

Результаты экспериментов уже частично занесены в таблицу свойств частиц, используются и будут использоваться в экспериментальном и теоретическом изучении распадов легких векторных мезонов, адронной спектроскопии, для вычисления полного адронного сечения. Существенное улучшение точности измерения вероятностей распадов векторных мезонов окажет стимулирующее влияние на дальнейшее теоретическое и экспериментальное изучение данных распадов.

Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на международной конференции "HADRON 01" в Протвино в 2001 году, на семинарах экспериментальных лабораторий ИЯФ СО РАН и опубликованы в научных журналах и препринтах ИЯФ.

Структура работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации; описана структура и содержание диссертации.

В первой главе дается общее описание коллайдера ВЭПП-2М, его характеристик, описание детектора СНД и проведенных на нем экспериментов. Главной частью детектора является трехслойный сферический калориметр, состоящий из 1630 кристаллов NaI(Tl). Угловой размер большинства кристаллов составляет 9° как по полярному, так и по азимутальному углу. Энергетическое разрешение калориметра для фотонов описывается следующей формулой: $\sigma_E/E(\%) = \frac{4.2\%}{\sqrt[4]{E(\text{ГэВ})}}$. Точность измерения угла кластеров, образованных фотонами, составляет около 1.5° . Калориметр перекрывает 90% полного телесного угла. Направления заряженных частиц измеряются системой из двух дрейфовых камер. Те-

лесный угол системы составляет 98% от 4π. Точность измерения азимутального угла — около 0.5°, полярного — 2°. Снаружи детектор окружен мюонной системой, состоящей из стримерных трубок и сцинтилляционных счетчиков.

За период с 1995 по 2000 год во всем диапазоне энергий ВЭПП-2М детектором был набран интеграл светимости, равный 33 пб⁻¹. В данной работе использована вся статистика из энергетической области $E=600\text{--}1380$ МэВ, что соответствует около $1.5 \cdot 10^9$ записанных событий. Из них около 10^7 составляют события с рождением ϕ -мезона, $3.7 \cdot 10^6$ с рождением ω -мезона и $7 \cdot 10^6$ с рождением ρ -мезона.

Вторая глава посвящена описанию моделирования экспериментов на детекторе СНД и программ генерации событий e^+e^- аннигиляции и распадов нестабильных частиц, написанных с момента начала эксплуатации программы UNIMOD2.

При постановке задания на моделирование в системе UNIMOD2, кроме описания детектора (размеры и положение подсистем детектора, физические характеристик веществ и т.д.) задается энергия пучков, ее разброс, количество генерируемых событий, имя генератора событий.

Генераторы событий, моделирующие взаимодействие сталкивающихся электрона и позитрона, являются наименее стандартизированной частью программы UNIMOD2. Для каждого изучаемого процесса e^+e^- взаимодействия или распада нестабильной частицы должен быть написан оригинальный генератор. Приведен список и краткое описание генераторов, имеющихся в UNIMOD2.

В третьей главе описывается анализ процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в энергетическом диапазоне 0.6–1.38 ГэВ. В области энергий ниже 1 ГэВ процесс $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$ является единственным процессом со значительным сечением, имеющим многофотонное конечное состояние. В области энергий ϕ -резонанса из-за большого сечения начинает вносить свой вклад процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Кроме того, эта область энергий находится выше порога рождения конечного состояния $\omega\pi^0$, что приводит к появлению фона от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$.

В конечном состоянии процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$ содержится 7 фотонов, часть из которых может быть не зарегистрирована. Мы решаем потерю одного низкоэнергетичного фотона. Кроме того, имеется вероятность появления “лишних” фотонов из-за расщепления ливня в калориметре или наложения на событие пучкового фона. Поэтому анализируются также события с $N_\gamma > 7$. Так как в конечном состоянии искомого процесса содержатся только фотоны, то в случае, когда все или практически все фотоны попали в калориметр, энерговыделение в нем, нор-

мированное на энергию в системе центра масс, близко к 1, а суммарный импульс фотонов близок к нулю. Ограничения на эти параметры было использовано для предварительного выделения событий искомого процесса. Дальнейшее подавление фона основывалось на кинематической реконструкции. Сначала предполагалось, что событие относится к одному из фоновых процессов. Если событие не противоречило этой гипотезе, оно отбрасывалось. Затем проводилась реконструкция в предположении, что конечным состоянием является $n\gamma$, вычислялись χ^2 гипотезы и масса отдачи наиболее энергичного фотона (рис.1), по значению которой осуществлялся окончательный отбор.

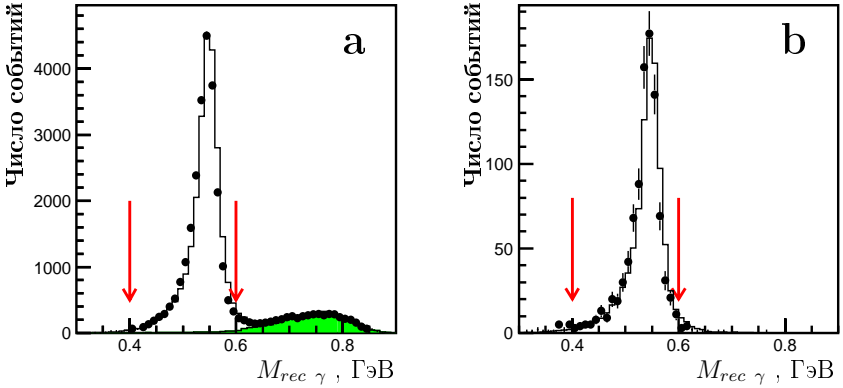


Рис. 1: Спектр массы отдачи самого энергичного фотона в событии $e^+e^- \rightarrow n\gamma$ ($n \geq 6$). **a** – область ϕ -мезона; **b** – область ω - и ρ -резонансов. Гистограмма – сумма моделирований всех процессов; заштрихованная гистограмма – моделирование вклада всех фоновых процессов; точки – экспериментальные данные. Вертикальные стрелки соответствуют ограничениям на параметр $M_{rec \gamma}$, используемым для окончательного отбора событий.

В энергетическом диапазоне от 1.06 ГэВ до 1.38 ГэВ сечение фонового процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ значительно превосходит сечение искомого процесса. Кроме того появляется фон от процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0\pi^0$, $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, который также имеет semifotonное конечное состояние. Поэтому для событий из данного энергетического диапазона условия отбора ужесточались. Отбирались события ровно с семью зарегистрированными фотонами и проводилась реконструкция в предположении, что конечным

состоянием является $3\pi^0\gamma$ с инвариантной массой трехпионной системы равной массе η -мезона.

Главной проблемой, которую пришлось решать во время анализа, для канала распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, явилось наличие значительного фона от процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0(\gamma)$. Так же как и для канала $\eta \rightarrow 3\pi^0$, подавление фона основывалось, главным образом, на кинематической реконструкции. Сначала предполагалось, что событие относится к процессу $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Если событие не противоречило этой гипотезе, оно отбрасывалось. Затем проводилась реконструкция в предположении, что конечным состоянием является $\pi^+\pi^-\pi^0\gamma$, вычислялись χ^2 гипотезы и масса отдачи фотона (рис.2).

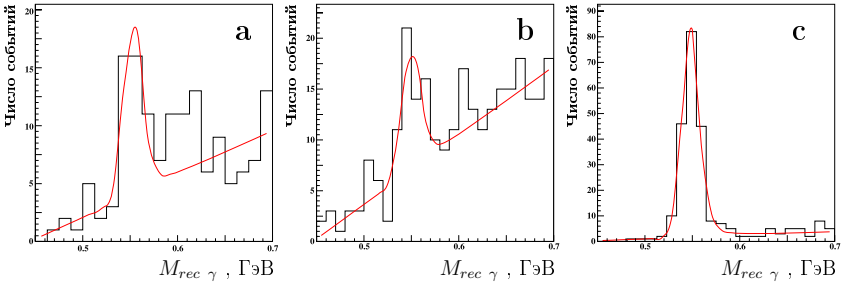


Рис. 2: Экспериментальные распределения по инвариантной массе отдачи для фотона не вошедшего в реконструированный π^0 -мезон при поиске процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\gamma$. Гистограмма – экспериментальные данные, сплошная линия – аппроксимирующая кривая, описанная в тексте. **a** – $E = 0.764 \div 0.774$ ГэВ; **b** – $E = 0.784$ ГэВ; **c** – $E = 1.022$ ГэВ.

Число событий процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$, $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в каждой энергетической точке определялось при аппроксимации спектра масс отдачи суммой распределений для сигнала и фона. Для описания формы линии сигнала использовалась функция, параметры которой определялись по спектру моделированных событий. Спектр фона описывался полиномом первого или второго порядка.

При аппроксимации экспериментальных данных свободными параметрами являлись сечения в максимумах резонансов $\sigma_{\rho\eta\gamma}$, $\sigma_{\omega\eta\gamma}$, $\sigma_{\phi\eta\gamma}$ и фазы φ_ω , φ_ϕ . В области энергий выше ϕ -мезонного резонанса следует учитывать вклад от распадов возбужденных состояний ρ , ω и ϕ мезонов. Поскольку экспериментальная статистика в этой области энергий не велика, мы ограничились введением одного дополнительного ρ' резонанса.

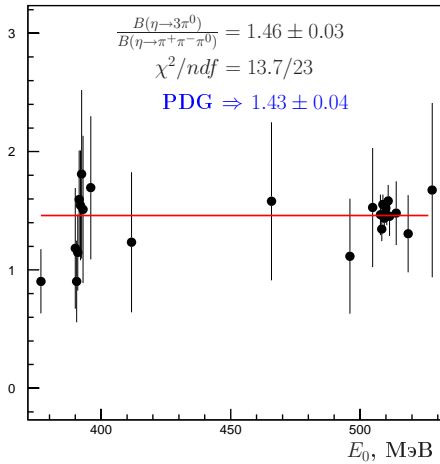


Рис. 3: Отношение вероятностей двух мод распада η -мезона $\frac{B(\eta \rightarrow 3\pi^0)}{B(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}$.

Перед проведением аппроксимации зависимости сечения от энергии из отношения чисел событий, зарегистрированных в двух модах распада η -мезона, нормированных на эффективности регистрации, вычислялось отношение вероятностей двух мод распада η -мезона. Было найдено, что это отношение не зависит от энергии пучков (рис.3). Поэтому проводилась совместная аппроксимация видимых сечений, измеренных в двух модах. Для вероятностей распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ и $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ использовались табличные значения, отношение вероятностей распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ и $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ было свободным параметром. В результате аппроксимации было получено следующее значение этого отношения

$$\frac{B(\eta \rightarrow 3\pi^0)}{B(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} = 1.46 \pm 0.03 \pm 0.09 .$$

Систематическая ошибка включает в себя неопределенности в эффективностях регистрации, неточность измерения светимости и ошибку числа отобранных событий. Наш результат хорошо согласуется с табличным значением 1.43 ± 0.04 .

При аппроксимации был учтен факт, что при свободных фазах и амплитудах четырех резонансов, ρ , ω , ϕ и ρ' , минимизируемая функция правдоподобия имеет множество минимумов, поэтому выбор решения неоднозначен. Нужны дополнительные физические предположения, по

крайней мере, о параметрах ρ' -мезона, чтобы выбрать правильное решение.

В данной работе параметры ρ' -мезона оценивались из аппроксимации экспериментальных данных по сечению процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\rho$. Сечение в максимуме ρ' -мезона, получающееся при аппроксимации, может быть пересчитано в сечение $e^+e^- \rightarrow \rho' \rightarrow \eta\gamma$ по модели векторной доминантности. При аппроксимации данных по сечению $e^+e^- \rightarrow \eta\rho$ были использованы три модели, описывающие зависимость ширины резонанса от энергии: 1 – $B(\rho' \rightarrow \omega\pi) = 0.5$, $B(\rho' \rightarrow \pi^+\pi^-) = 0.5$; 2 – $B(\rho' \rightarrow \omega\pi) = 1$; 3 – $B(\rho' \rightarrow \pi^+\pi^-) = 1$. При этом масса, ширина и сечение в максимуме ρ' -резонанса менялись в пределах 1440–1520 МэВ, 220–400 МэВ и 0.08–0.13 нб, соответственно. Эти три набора параметров использовались при аппроксимации данных по сечению $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$. Разница в результатах включалась в систематическую ошибку. Сечению в максимуме ρ' -резонанса приписывалась дополнительная 20% систематическая ошибка, учитывающая неопределенность пересчета сечения по модели векторной доминантности.

Естественными фазами для амплитуды ρ' -мезона являются 0° или 180° . Сдвиг фазы от этих значений может быть обусловлен смешиванием ρ и ρ' -мезонов за счет общих каналов распада, например, $\rho, \rho' \rightarrow \omega\pi^0$. Для аппроксимации данных по сечению $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ существенно значение фазы $\varphi_{\rho'}$ на массе ϕ -мезона. Поскольку при этой энергии $\rho - \rho'$ смешивание мало, значительного сдвига фазы ρ' от 0 или 180° не ожидается. Были рассмотрены два варианта аппроксимации с фазой $\varphi_{\rho'}$ фиксированных на этих значениях. Для оценки систематических ошибок параметров аппроксимации из-за неопределенности фазы мы варьировали $\varphi_{\rho'}$ в пределах $\pm 20^\circ$ от выбранного значения.

Результаты аппроксимации с параметрами ρ' , фиксированными описанным выше способом, приведены в таблице 1. В таблице не приведены два решения с фазой $\varphi_\omega \sim 180^\circ$. Получающиеся при этом выборе фазы

Таблица 1: Результаты аппроксимации. Первая ошибка в приведенных величинах статистическая, вторая – систематическая.

	0°	180°
$\varphi_{\rho'}$		
$\sigma_{\rho\eta\gamma}$	$(0.322 \pm 0.034 \pm 0.018)$ nb	$(0.319 \pm 0.032 \pm 0.025)$ nb
$\sigma_{\omega\eta\gamma}$	$(0.744 \pm 0.075 \pm 0.022)$ nb	$(0.816 \pm 0.081 \pm 0.022)$ nb
$\sigma_{\phi\eta\gamma}$	$(57.21 \pm 0.95 \pm 1.21)$ nb	$(59.79 \pm 0.75 \pm 1.15)$ nb
φ_ω	$(6.9 \pm 7.7 \pm 2.4)^\circ$	$(18.3 \pm 7.7 \pm 0.9)^\circ$
φ_ϕ	$(166 \pm 18 \pm 7)^\circ$	$(219 \pm 7 \pm 8)^\circ$

значение $B(\omega \rightarrow \eta\gamma) \approx (28 \pm 1) \times 10^{-4}$ противоречит результату эксперимента ($B(\omega \rightarrow \eta\gamma) = (8.3 \pm 2.1) \times 10^{-4}$), в котором вклад $\rho - \omega$ интерференции был подавлен условиями отбора. По кварковой модели значения фаз ω и ϕ -мезонов предсказываются 0° и 180° , соответственно. Отклонение фаз от предсказаний кварковой модели объясняются $\phi - \omega$ и $\rho - \omega$ смешиванием. Оценки показывают, что влияние $\phi - \omega$ смешивания в канале $\eta\gamma$ незначительно. С учетом того, что $\phi - \rho$ смешивание мало ($B(\phi \rightarrow \pi^+\pi^-) \sim 10^{-4}$), ожидаемое отклонение фазы ϕ -мезона от 180° не превышает нескольких градусов. Смешивание ρ и ω мезонов приводит к смещению фазы $\varphi_\omega \approx 15^\circ$. Поскольку в варианте с фазой $\varphi_{\rho'} = 180^\circ$ значение φ_ϕ значительно отличается от ожидаемого более чем на 3.5σ , в качестве окончательного результата выбрано решение с $\varphi_{\rho'} = 0^\circ$.

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в каналах $\eta \rightarrow 3\pi^0$ и $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ приведено на рис.4.

Используя табличные значения масс и вероятностей распада $\rho, \omega, \phi \rightarrow e^+e^-$, мы можем вычислить значения вероятностей распада в $\eta\gamma$:

$$\begin{aligned} B(\rho \rightarrow \eta\gamma) &= (2.82 \pm 0.30 \pm 0.18) \times 10^{-4}, \\ B(\omega \rightarrow \eta\gamma) &= (4.33 \pm 0.44 \pm 0.13) \times 10^{-4}, \\ B(\phi \rightarrow \eta\gamma) &= (1.364 \pm 0.023 \pm 0.029) \times 10^{-2}. \end{aligned}$$

В четвертой главе представлены результаты анализа диаграммы Далитца распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$. Для анализа диаграммы Далитца использовались достаточно жесткие условия, обеспечивающие практически полное подавление фона. Отбирались семифотонные события с ограничением на энергию и полярный угол фотонов: при энергии фотона меньше 50 МэВ, его полярный угол должен быть больше 36° , а при энергии фотона больше 50 МэВ — больше 27° . Для отобранных событий проводилась кинематическая реконструкция в предположении гипотезы $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 3\pi^0\gamma \rightarrow 7\gamma$. В таких условиях эффективность регистрации изучаемого процесса составляет 5% для области энергий ϕ -мезонного резонанса.

Количество событий основного фоновых процесса $\phi \rightarrow K_S K_L$ составляет около 1% от полного числа отобранных событий. Моделирование показывает, что фоновые события равномерно распределены по диаграмме Далитца.

Для анализа матричного элемента распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ по моделированию вычислялась матрица эффективностей ε_{ji} . Интервал по z разбивался на 10 частей, затем строились гистограммы наблюдаемых (реконструированных) параметров z_{rec} для исходных z_{real} . Тогда $\varepsilon_{ji} = N_{recji}/N_{reali}$,

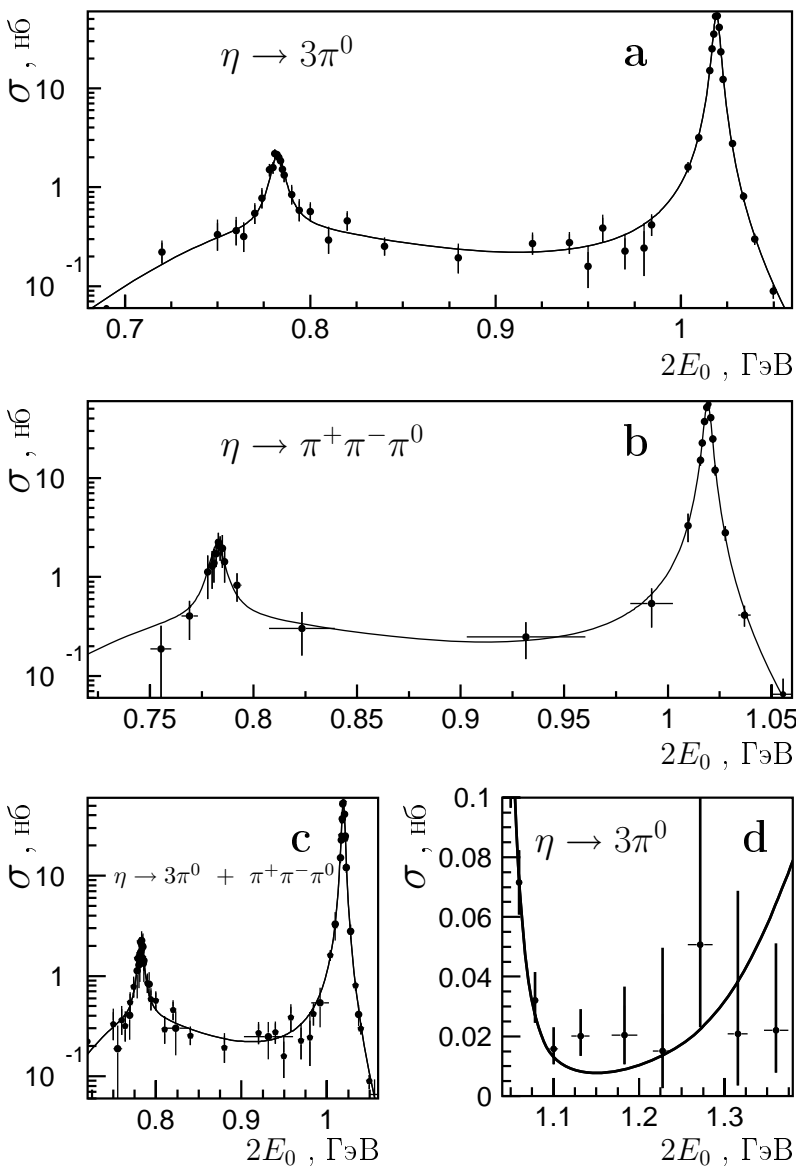


Рис. 4: Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$. **a)** – для моды распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$, **b)** – для моды распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, **c)** – для мод распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ и $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, **d)** – для моды распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ при $E > 1.06$ ГэВ.

где N_{real_i} — начальное число событий моделирования с z_{real} , лежащим i -ом канале гистограммы. $N_{rec_{ji}}$ — число отобранных событий из предыдущих N_{real_i} с наблюдаемым z_{real} , лежащим в j -ом канале гистограммы.

После вычитания фона событий строилось распределение событий по параметру z (рис.5), которое анализировалось следующим образом: интервал по z разбивался на 10 частей, после чего число наблюдаемых событий N_j^{exp} сравнивалось с расчетным $N_j^{thr} = \sum_{i=1}^{10} C \varepsilon_{ji} (1 + \alpha z_i) f_i$. Здесь f_i — фазовый объем, ε_{ij} — матрица эффективностей регистрации событий, определяемых по моделированию, C — нормировочный множитель, $C = \sum_{i=1}^{10} N_i^{exp} / \sum_{j=1}^{10} \sum_{i=1}^{10} \varepsilon_{ji} (1 + \alpha z_i) f_i$. Фазовый объем вычислялся путем интегрирования методом Монте Карло, точность вычисления составляет 0.4%. Методом максимума правдоподобия было найдено значение $\alpha = -0.010 \pm 0.021 \pm 0.010$.

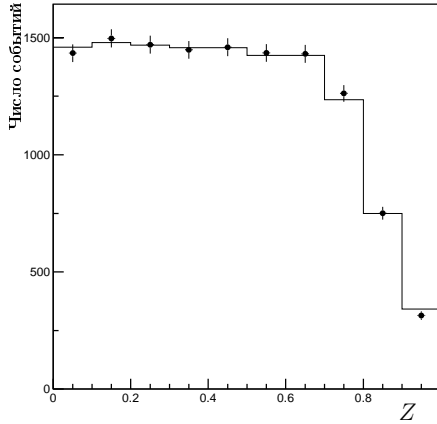


Рис. 5: Распределение числа событий по z . Точки — эксперимент; гистограммы — моделирование с $\alpha = 0$.

В пятой главе обсуждаются полученные результаты.

Измеренное сечение хорошо описывается моделью векторной доминантности с вкладами $\rho(770)$, $\omega(783)$, $\phi(1020)$, $\rho'(1465)$. В эксперименте получены фазы интерференции сравнимые с 0° для ω -мезона и со 180° для ϕ -мезона.

Полученные при аппроксимации сечения вероятности распада $\rho, \omega, \phi \rightarrow \eta\gamma$ согласуются с результатами предыдущих измерений, но имеют лучшую точность (Табл.2).

Таблица 2: Значения вероятностей распадов $\rho, \omega, \phi \rightarrow \eta\gamma$, полученные в данной работе представлены во второй колонке, наиболее точные результаты предыдущих экспериментов — в третьей колонке. В четвертой колонке — табличные значения.

	Данная работа	Предыдущие измерения	PDG
$B(\rho \rightarrow \eta\gamma) \cdot 10^4$	$2.82 \pm 0.30 \pm 0.17$	$3.28 \pm 0.37 \pm 0.23$	2.95 ± 0.30
$B(\omega \rightarrow \eta\gamma) \cdot 10^4$	$4.33 \pm 0.44 \pm 0.17$	$5.10 \pm 0.72 \pm 0.34$	4.9 ± 0.5
$B(\phi \rightarrow \eta\gamma) \cdot 10^2$	$1.364 \pm 0.023 \pm 0.044$	$1.338 \pm 0.012 \pm 0.52$	1.301 ± 0.024

Найденное значение параметра α , характеризующего неравномерность заполнения диаграммы Далитца в распаде $\eta \rightarrow 3\pi^0$, согласуется с другими экспериментальными данными, в том числе и с более точными, полученными позже (Табл.3).

Таблица 3: Значения α полученные в данной работе и предыдущих экспериментах.

	α	Число событий
C.Baglin et al.	-0.32 ± 0.37	192
D.Alde et al.	-0.022 ± 0.023	$5 \cdot 10^4$
A.Abele et al.	-0.052 ± 0.020	$9.8 \cdot 10^4$
Данная работа	-0.010 ± 0.023	$1.3 \cdot 10^4$
W.V.Tippens et al.	-0.031 ± 0.004	10^6
F.Ambrosino et al.	-0.027 ± 0.007	$6.5 \cdot 10^5$
M.Bashkanov et al.	-0.026 ± 0.014	$7.5 \cdot 10^4$

В заключении приведены основные результаты, полученные в работе:

1. Разработаны подпрограммы генерации событий, электрон-позитронного взаимодействия и распадов нестабильных частиц. Подпрограммы являются составной частью пакета UNIMOD2, разработанного в ИЯФ для моделирования экспериментов по физике высоких энергий и используются в настоящее время в программе GEANT4 для экспериментов на ВЭПП-2000.
2. Измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в каналах распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ и $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергий $0.6 \div 1.38$ ГэВ. Полученные данные согласуются с результатами предыдущих измерений, но являются более точными.
3. Измеренное сечение хорошо описывается моделью векторной доминантности с вкладами $\rho(770)$, $\omega(783)$, $\phi(1020)$, $\rho'(1465)$. В результате аппроксимации данных получены следующие параметры:
 - $B(\rho \rightarrow \eta\gamma) = (2.82 \pm 0.30 \pm 0.17) \cdot 10^{-4}$, наиболее точное измерение;
 - $B(\omega \rightarrow \eta\gamma) = (4.33 \pm 0.44 \pm 0.17) \cdot 10^{-4}$, наиболее точное измерение;
 - $B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.364 \pm 0.023 \pm 0.044) \cdot 10^{-2}$;
 - фазы интерференции $\varphi_\omega = (6.9 \pm 7.7 \pm 2.3)^\circ$ и $\varphi_\phi = (166 \pm 18 \pm 8)^\circ$.
4. Измерен параметр $\alpha = -0.010 \pm 0.021 \pm 0.010$, характеризующий неравномерность заполнения диаграммы Далитца для распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. М.Н. Ачасов, С.Е. Бару, К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин и др., *Изучение распадов $\rho, \omega, \phi \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$ с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2М*, Письма в ЖЭТФ 72 411 (2000).
2. М.Н. Ачасов, К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин и др., *Динамика распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$* , Письма в ЖЭТФ 73 511 (2001).

3. M.N. Achasov, V.M. Aulchenko, K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin and et al., Study of the $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ process with SND detector at the VEPP-2M e^+e^- collider, Phys. Rev. D74 014016 (2006).
4. M.N. Achasov, K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin and et al., Reanalysis of the $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ reaction cross section, Phys. Rev. D76 077101 (2007).
5. С.Е. Аввакумов, К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин и др., UNIMOD2 - универсальная программа моделирования экспериментов на встречных e^+e^- пучках. 6. Генераторы физических процессов и распадов нестабильных частиц, Препринт ИЯФ 2006-038, Новосибирск, 2006.