

На правах рукописи

БОТОВ Александр Анатольевич

**ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ ОТ 1.34 ДО 2.00 ГЭВ**

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

АВТОРЕФЕРАТ

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

НОВОСИБИРСК — 2019

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерной физики им. Г.И.Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ:

СЕРЕДНЯКОВ — доктор физико-математических наук, профессор,
Сергей Федеральное государственное бюджетное учрежде-
Иванович ние науки Институт ядерной физики им. Г.И. Буд-
кера Сибирского отделения Российской академии на-
ук, г. Новосибирск.

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

ШЕСТАКОВ — доктор физико-математических наук, доцент,
Георгий Федеральное государственное бюджетное учрежде-
Николаевич ние науки Институт математики им. С.Л. Соболева
Сибирского отделения Российской академии наук,
г. Новосибирск, ведущий научный сотрудник.

ХОХЛОВ — кандидат физико-математических наук, доцент,
Юрий Федеральное государственное бюджетное учре-
Анатольевич ждение «Институт физики высоких энергий
им. А.А. Логунова» Национального исследователь-
ского центра «Курчатовский институт», г. Протвино,
ведущий научный сотрудник.

ВЕДУЩАЯ — Федеральное государственное бюджетное учрежде-
ОРГАНИЗАЦИЯ ние науки Физический институт им. П.Н. Лебедева
Российской академии наук, г. Москва.

Защита диссертации состоится « 3 » декабря 2019 г. в « 16:00 »
на заседании диссертационного совета Д 003.016.02 Федерального госу-
дарственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики
им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

Адрес: 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 11.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального го-
сударственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физи-
ки им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук и на
сайте

<http://www.inp.nsk.su/obrazovanie/dissertatsionnye-sovety#d-003-016-02>

Автореферат разослан « 15 » октября 2019 г.

Учёный секретарь диссертационного совета
д.ф.-м.н., профессор, чл.-корр. РАН



В.С. Фадин

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Сечение e^+e^- -аннигиляции в адроны играет важную роль в физике частиц низких и средних энергий по целому ряду причин. Интеграл от этого сечения по энергии используется для точного вычисления вклада адронной поляризации вакуума в аномальный магнитный момент мюона $a_\mu = (g - 2)_\mu$. Существующее около 20 лет различие между измеренным и расчётным значениями a_μ ($\sim 3.5\sigma$) является одной из проблем Стандартной модели. Сечение e^+e^- -аннигиляции в адроны используется также для вычисления бегущей константы электромагнитного взаимодействия $\alpha_{\text{em}}(s)$. Сильная зависимость этой константы от энергии наблюдается уже при энергии ~ 1 ГэВ. Новые измерения сечения в интервале энергии 1–2 ГэВ позволяют определять и свойства возбуждённых векторных мезонов ρ' , ω' , ϕ' , предсказываемых кварковой моделью, параметры которых сегодня известны лишь фрагментарно.

Поскольку полное адронное сечение до энергии 2 ГэВ пока не было получено в одном измерении, оно получается суммированием нескольких десятков измерений парциальных сечений отдельных процессов. Что касается величины a_μ , наибольший вклад в эту величину даёт область резонанса $\rho(770)$, однако значительный вклад в её ошибку сегодня даёт также область энергии 1–2 ГэВ, где парциальные сечения многих процессов измерены с точностью лишь $\sim 5\%$. Поэтому важны и актуальны новые измерения сечений процессов e^+e^- -аннигиляции в адроны.

Данная работа посвящена новому измерению одного из таких процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ в области энергии 1.34–2.0 ГэВ. Это изоскалярный процесс, поэтому наибольший вклад в него дают резонансы типа $\omega(1650)$, $\phi(1680)$ и другие. Измеренное сечение в максимуме — около 5 нанобарн, что составляет заметную часть ($\sim 8\%$) от полного адронного сечения. Полученный результат необходим для расчётов различных параметров Стандартной модели.

Цели работы состояли в следующем:

- измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ в области энергии в системе центра масс от 1.34 до 2.00 ГэВ;

- измерение сечений составляющих процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ и суммарного процесса $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres$, где $nres$ — бесструктурный канал;
- разработка программного обеспечения для работы с электроникой первичного триггера детектора СНД и моделирования первичного триггера;
- разработка программного обеспечения для учёта в моделировании детектора фоновых срабатываний от частиц, выбывающих из пучков коллайдера ВЭПП-2000.

Личный вклад автора

Личное участие автора в получении результатов, составляющих основу диссертации, является определяющим. Автором проведён анализ зарегистрированных в эксперименте с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000 в 2011, 2012 гг. экспериментальных событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ с распадом $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. В результате анализа были измерены сечение этого и составляющих его процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ и суммарного процесса $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres$ в диапазоне энергии 1.34–2 ГэВ. Кроме того, автор разработал программное обеспечение для работы с электроникой первичного триггера детектора СНД и его моделирования в общей системе моделирования детектора. Также автором была разработана программа для наложения на моделированные события фоновых событий, происходящих, в подавляющем большинстве, от частиц, выбывающих из пучков коллайдера.

Научная новизна

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ измерено в области энергии 1.34–2.0 ГэВ с наилучшей в мире точностью. Определён вклад этого процесса в полное сечение процессов e^+e^- -аннигиляции в адроны. Измерены основные составляющие этого процесса с конечными состояниями $\omega\eta$, $\phi\eta$, $a_0\rho + nres$, при этом канал $a_0\rho + nres$ был обнаружен впервые.

Научная и практическая ценность

Измеренное в данной работе сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ будет использоваться при вычислении полного сечения процессов e^+e^- -

аннигиляции в адроны, что, в свою очередь, необходимо для уточнения параметров Стандартной модели, таких как a_μ и $\alpha_{em}(s)$. Измеренные парциальные сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ с конечными состояниями $\omega\eta$, $\phi\eta$, $a_0\rho + nres$ будут использоваться для более точного определения параметров возбуждённых кваркониев семейств ρ , ω и ϕ .

В методической части диссертации созданное программное обеспечение первичного триггера уже обеспечило проведение большого количества экспериментов с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000. А моделирование функций первичного триггера используется при анализе всех записанных данных, в том числе, и измеренного в настоящей работе процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$. Такую же практически ценную роль играет созданное автором программное обеспечение для учёта наложений пучкового фона на физические события, учёт которых может «поправить» конечный результат на $\sim 10\%$.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Проведено измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ в области энергии в системе центра масс от 1.34 до 2.00 ГэВ с наилучшей в мире точностью.
2. Обнаружено, что процесс идёт через четыре основных промежуточных состояния: $\omega\eta$, $\phi\eta$, $a_0\rho$ и бесструктурный канал.
3. Проведено измерение сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ и суммарного процесса $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres$, где $nres$ — бесструктурный канал.
4. Создано программное обеспечение для работы с электроникой первичного триггера детектора СНД и для моделирования первичного триггера.
5. Создано программное обеспечение для учёта в моделировании фоновых срабатываний детектора от частиц, выбывающих из пучков коллайдера ВЭПП-2000.

Степень достоверности и апробация результатов

В настоящей работе проведено измерение сечений процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ и составляющих его процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ и

$e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres$, где $nres$ — бесструктурный канал. Для них был проведён детальный анализ систематических погрешностей. Полученные результаты согласуются с результатами предыдущих измерений в экспериментах КМД-3 и BABAR. В то же время, в настоящий момент не существует теоретических расчётов, которые бы правильно описывали экспериментальные данные.

Работы, положенные в основу диссертации, неоднократно докладывались и обсуждались на научных семинарах в ИЯФ СО РАН и на следующих международных конференциях: The International Conference on e^+e^- Collisions from Phi to Psi в 2019 (Новосибирск, Россия), 2017 (Майнц, Германия) и 2015 (Хэфэй, Китай) годах, The 14th International Workshop on Meson Production, Properties and Interaction в 2016 году (Краков, Польша).

Результаты опубликованы в международных научных журналах, входящих в список ВАК [1–3], материалах конференций [4–8] и препринтах ИЯФ СО РАН [9–12].

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы. Объём диссертации составляет 94 страницы, включая 41 рисунок и 6 таблиц. Список литературы содержит 65 наименований.

Содержание работы

Во введении обсуждаются актуальность и практическая значимость проведённых исследований, описана цель работы и даётся краткий обзор предыдущих экспериментов. Также представлены выносимые на защиту научные положения.

В первой главе описывается экспериментальная установка, на которой было проведено измерение сечений изучаемых процессов, описанных во введении.

Ускорительный комплекс ВЭПП-2000 состоит из инжектора — импульсного линейного ускорителя, электронного синхротрона, накопителя-охладителя и коллайдера ВЭПП-2000 с максимальной энергией пучка 1000 МэВ. В коллайдере реализована так называемая оптика «круглых пучков» (равные и малые поперечные размеры пучков в месте встречи), позволившая увеличить светимость.

Детектор СНД является универсальным немагнитным детектором, созданным для экспериментов на ускорительном комплексе ВЭПП-2М и модернизированном для работы на коллайдере ВЭПП-2000. Схема детектора приведена на Рисунке 1. Его основными частями являются трёхслойный калориметр, трековая и мюонная системы. Пучки электронов и позитронов сталкиваются внутри бериллиевой вакуумной камеры диаметром 4 см. Камера окружена координатной (трековой) системой, предназначенной для регистрации треков заряженных частиц. Она состоит из девятислойной дрейфовой камеры с ячейкой струйного типа и пропорциональной камеры, находящихся в едином газовом объёме. Вокруг трековой системы располагается система пороговых аэрогелевых черенковских счётчиков, предназначенная для выделения K -мезонов. За черенковскими счётчиками располагается трёхслойный сферический калориметр, являющийся основной системой детектора и состоящий из 1632 кристаллов $\text{NaI}(\text{Tl})$. Он позволяет измерять энергии и углы вылета фотонов и электронов и обеспечивает высокую чувствительность детектора к событиям с нейтральными частицами в конечном состоянии. Снаружи калориметр окружён железным поглотителем для поглощения остатков электромагнитных ливней. За ним располагается мюонная система, обеспечивающая подавление космических событий и используемая для идентификации мюонов с энергией больше 450 МэВ, рождённых при столкновении пучков.

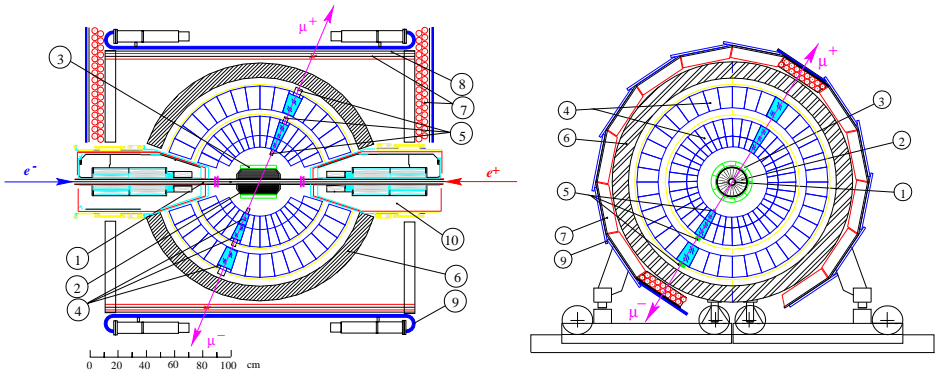


Рис. 1. Схема детектора СНД (слева/справа — вид поперёк/вдоль оси пучков): 1 — вакуумная камера, 2 — трековая система, 3 — аэрогелевые черенковские счётчики, 4 — кристаллы $\text{NaI}(\text{Tl})$, 5 — вакуумные фототриоды, 6 — поглотитель, 7 — пропорциональные трубки, 8 — железный фильтр, 9 — сцинтилляционные счётчики, 10 — фокусирующие соленоиды ВЭПП-2000

Во второй главе даётся описание первичного триггера (ПТ) детектора СНД, где он является системой аппаратного отбора событий. На основе быстрых (с малым временем формирования) логических и аналоговых сигналов ПТ принимает решение, записывать данное событие или нет. Время выработки его решения составляет ~ 800 нс. За счёт формирования с продлением входных импульсов для ПТ и конвейерной организации работы его блоков, стробируемых с частотой столкновения пучков, «мёртвое время» у него отсутствует. Для принятия решения в системе ПТ из указанных сигналов формируются до 48 логических аргументов, которые затем объединяются по И в 10 комбинациях — масках ПТ. При срабатывании одной из масок ПТ выдаёт сигнал о записи события.

Вместе с детектором ПТ также был модернизирован. Были написаны новые программы для конфигурирования электроники ПТ и моделирования его работы. Конфигурация ПТ имеет иерархическую структуру по системам детектора и хранится в базе данных (БД). Пакет программ для работы с конфигурацией включает программу для её создания и загрузки в БД и программу для её извлечения из БД и загрузки в электронику.

Используемые для работы ПТ пороги в электронике размыты вследствие неидеальности её работы. Поэтому при анализе экспериментальных данных, требуется вычислить аргументы «расчётного» триггера с завышенными порогами (при нулевом разбросе), чтобы гарантировать превышение соответствующих порогов в данных. Для корректного определения эффективности регистрации событий требуется таким же образом вычислить аргументы ПТ и в моделировании. Кроме того, программное вычисление аргументов триггера позволяет проверить правильность его работы в эксперименте, путём сравнения с аргументами, полученными аппаратно, и находящимися в файле с событиями. Для реализации этих целей был написан пакет программ, также описанный в рассматриваемой главе диссертации.

Для примера также приведена конфигурация первичного триггера, использованная при записи экспериментальных данных, по которым проводился анализ процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$. Для неё представлены графики эффективности срабатывания масок ПТ по моделированным событиям этого процесса.

В третьей главе описывается учёт фоновых событий от частиц, выбывающих из пучков коллайдера. При наборе данных на коллайдере ВЭПП-2000 большинство срабатываний систем детектора определяется выбывающими из пучков частицами. Вследствие этого возникают искажения отклика систем детектора, появляются «ложные» частицы при рекон-

струкции событий: дополнительные треки в дрейфовой камере и фотоны в калориметре. Например, загрузка дрейфовой камеры треками достигает 100 кГц. Как говорилось в предыдущем разделе, характерное время выработки решения первичного триггера — 1 мкс. Отсюда вероятность наложения трека на событие от изучаемых физических процессов составляет $\sim 10\%$. При анализе физических процессов эффективность регистрации в основном определяется по моделированию изучаемого процесса, где изначально отсутствуют рассматриваемые наложения. Игнорирование их учёта может привести к существенной ошибке в определении эффективности регистрации, и, как следствие, к систематической ошибке в итоговых результатах.

Идея учёта наложений на детекторе СНД состоит в имитировании ложных срабатываний систем детектора при моделировании событий. Вследствие непредсказуемости характеристик выбывающих из пучков частиц, срабатывания детектора от них не могут быть смоделированы. Поэтому для получения сигналов от них используются специальные события, записываемые при случайном запуске от внешнего генератора во время набора данных. Имитация осуществляется путём добавления к каждому моделированному событию срабатываний систем детектора одного из записанных фоновых событий с последующей реконструкцией полученных событий. Вместе с упомянутой модернизацией детектора было написано новое программное обеспечение, в частности, новая программа для учёта фоновых событий, описанная в рассматриваемой главе диссертации. Результаты работы программы продемонстрированы на примере процессов $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$.

Четвёртая глава посвящена анализу процесса

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta \text{ с распадом } \pi^0/\eta \rightarrow \gamma\gamma \quad (1)$$

и составляющих его процессов

$$e^+e^- \rightarrow \omega\eta \rightarrow 3\pi\eta \quad (2)$$

$$e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow 3\pi\eta \quad (3)$$

$$e^+e^- \rightarrow a_0\rho \rightarrow 3\pi\eta \quad (4)$$

$$e^+e^- \rightarrow nres \rightarrow 3\pi\eta. \quad (5)$$

В последнем процессе в конечном состоянии $3\pi\eta$ никакой структуры не выявлено.

В анализе использовались данные, записанные детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000 в 2011, 2012 гг. в 40 энергетических точках выше

порога изучаемой реакции. Для удобства дальнейшего анализа 40 энергетических точек были сгруппированы в 13 интервалов шириной 50 МэВ. Средняя энергия каждого интервала (\bar{E}) вычислялась усреднением энергии входящих в него точек пропорционально ожидаемому в них числу событий процесса (1).

Моделирование изучаемых процессов и основного фонового процесса

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0 \quad (6)$$

проводилось с помощью генератора событий, использующего метод Монте-Карло. Моделирование учитывает радиационные поправки к начальным частицам, вычисленные согласно работе [1]. Энергетические зависимости сечений процессов, необходимые для моделирования радиационных поправок, вводятся путём итераций. Итерации прекращаются, когда изменение эффективности, определённой по моделированию, между двумя последовательными шагами не превышает 1%. Взаимодействие родившихся при e^+e^- -аннигиляции частиц с веществом детектора моделируется с помощью пакета программ GEANT4 [2].

Для измерения светимости используется процесс упругого электрон-позитронного рассеяния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, имеющий в конечном состоянии две заряженные частицы, как и изучаемый процесс. Условия отбора этого процесса были выбраны похожими на описанные ниже условия отбора событий изучаемого процесса, чтобы при нормировке на него сокращались общие систематические неопределённости, например, неточность учёта фоновых событий. Для вычисления эффективности регистрации и сечения этого процесса используется Монте-Карло генератор BHWIDE [3] с теоретической неопределённостью вычисления сечения не хуже 0.5%. Измеренная таким образом суммарная интегральная светимость составила 27 пб^{-1} . Систематическая погрешность измерения светимости составляет 1%.

Для выделения событий изучаемого процесса (1) используются следующие условия отбора:

- требуется два или три центральных трека заряженных частиц;
- число фотонов с энергией более 20 МэВ ≥ 4 ;
- энерговыделение в калориметре превышает 300 МэВ;
- по двум найденным трекам находится вершина события, и с её учётом уточняются углы вылета заряженных частиц и фотонов;

далее в каждом найденном событии

- выбираются все комбинации из двух пар фотонов с инвариантными массами $70 < m_{12} < 200 \text{ МэВ}/c^2$ (кандидат в π^0 -мезон) и $400 < m_{34} < 700 \text{ МэВ}/c^2$ (кандидат в η -мезон). Для них проводится кинематическая реконструкция событий в гипотезе конечного состояния $\pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ и выбираются комбинации с $\chi^2_{2\pi 4\gamma} < 200$. Для них, в свою очередь, делается кинематическая реконструкция в гипотезе $\pi^+\pi^-\pi^0\gamma\gamma$, где требуется равенство m_{12} массе π^0 -мезона [4], и выбирается комбинация наименьшим $\chi^2_{3\pi 2\gamma}$;
- для выбранной комбинации
 - по подправленным в результате последней кинематической реконструкции параметрам фотонов снова вычисляется инвариантная масса кандидата в η -мезон (M_η);
 - проводится кинематический фит с дополнительным требованием равенства инвариантной массы m_{34} массе η -мезона [4]. По энергии вновь реконструированного η -мезона вычисляется его масса отдачи (M_η^{rec});
- для выделения событий искомого процесса (1) накладываются условия $0.4 < M_\eta < 0.7 \text{ ГэВ}/c^2$, $0.65 < M_\eta^{rec} < 1.45 \text{ ГэВ}/c^2$ и $\chi^2_{3\pi 2\gamma} < 30$;
- главным источником фона является процесс (6). Для его идентификации выбираются двухфотонные пары — кандидаты в π^0 -мезоны — с инвариантными массами в диапазоне 70–200 МэВ/ c^2 . С ними проводится кинематическая реконструкция в гипотезе конечного состояния $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0(\gamma)$ (параметр $\chi^2_{4\pi(\gamma)}$), где допускается излучение дополнительного фотона начальными электроном или позитроном. Для подавления фона от этого процесса ставится условие $\chi^2_{4\pi(\gamma)} > 200$, отбрасывающее 90% его оставшихся событий и 40% событий искомого процесса.

Распределение отобранных 13113 экспериментальных событий по инвариантной массе η -мезона (M_η) приведено на Рисунке 2 (слева). Видно, что оно состоит из $\sim 35\%$ событий в области пика η -мезона и нерезонансного фона, показанного пунктирной линией.

Для определения числа событий с η -мезоном полученные в каждом интервале энергии коллайдера распределения по инвариантной массе M_η аппроксимировались суммой сигнального и фонового распределений (см.

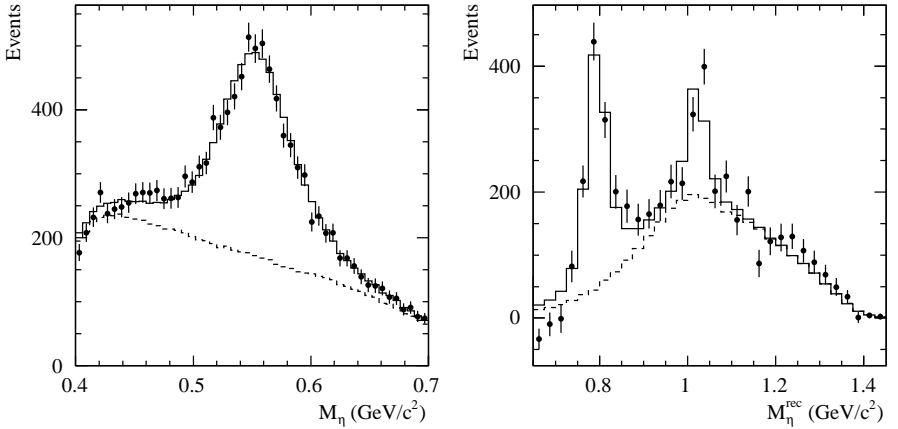


Рис. 2. Суммарные распределения по инвариантной массе двухфотонной пары — кандидата в η -мезон (слева) и массе отдачи η -мезона (справа) для отобранных экспериментальных событий (точки с ошибками). Сплошная гистограмма — сумма результатов аппроксимации спектров для каждого интервала энергии суммой сигнального (процесс (1)) и фонового распределений (слева) и моделированных распределений для процессов (2)–(5) (справа). Пунктирная гистограмма — вклад фона (слева) и процесса $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres$ (справа)

Рисунок 2 (слева)). Фоновое распределение — это гистограмма, полученная по моделированию основного фонового процесса (6). Возможная неточность моделирования фона учитывалась умножением фонового распределения на параметр $\alpha_{4\pi}$, величина которого определялась при аппроксимации. Для энергии ниже 1.594 ГэВ величина параметра $\alpha_{4\pi}$ согласуется с единицей. При более высокой энергии помимо процесса (6) значимый вклад дают и другие фоновые процессы. В этой области параметр $\alpha_{4\pi}$ был зафиксирован на 1, а для описания фона от других процессов использовалась линейная функция от M_η .

Распределение по массе η -мезона в распаде $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ описывалось суммой трёх распределений Гаусса, параметры которых определялись при аппроксимации спектра по M_η , полученного суммированием Монте-Карло распределений для всех составляющих процессов (2)–(5) с весами, пропорциональными их вкладам в данном интервале энергии (определение вкладов описано в далее). Для учёта возможной неточности моделирова-

ния сигнала были введены два параметра: сдвиг положения пика ΔM_η и уширение $\Delta\sigma_{M_\eta}$, которое квадратично добавлялось к сигмам гауссовых функций. Они определялись при аппроксимации распределения по M_η для событий из области энергии $E \geq 1.544$ ГэВ с большим соотношением сигнал-фон. Были получены значения $\Delta M_\eta = -0.9 \pm 1.0$ МэВ/ c^2 и $\Delta\sigma_{M_\eta} = 12.0 \pm 3$ МэВ/ c^2 . Первое согласуется с нулём и не использовалось.

Для определения систематической ошибки, связанной с описанием фона для энергии ниже 1.594 ГэВ была сделана аппроксимация с добавлением линейного фона как описано выше, а для более высокой энергии — без линейного фона со свободным параметром $\alpha_{4\pi}$. Полученная систематическая ошибка меняется от 1% до 7%. Неопределённость, связанная с неточностью моделирования формы линии η -мезона оценивалась с помощью вариации параметров ΔM_η , $\Delta\sigma_{M_\eta}$ в пределах их ошибок и составила от 1 до 3%.

Полученные в результате аппроксимации числа событий процесса (1) и фона, показанных на Рисунке 2 (слева), составили 4643 ± 126 и 8519 ± 185 .

Для раздельного измерения сечений подпроцессов (2), (3) и суммы (4) и (5), определяющих сечение полного процесса (1), используется спектр массы отдачи η -мезона для отобранных экспериментальных событий с η -мезоном, показанный на Рисунке 2 (справа). Пики в спектре вблизи масс ω - и ϕ -мезонов соответствуют событиям процессов (2) и (3). Процессы (4) и (5) имеют широкие распределения по параметру M_η^{rec} с близкими формами. Их сумма показана на Рисунке 2 (справа) пунктирной линией.

Для построения показанного на этом рисунке спектра весь диапазон $0.65 < M_\eta^{rec} < 1.45$ ГэВ/ c^2 разбивается на 32 одинаковых интервала шириной 25 МэВ/ c^2 , в каждом из которых строится распределение по параметру M_η . Для определения числа событий с η -мезоном полученные распределения аппроксимируются суммой сигнального и фонового распределений, аналогично описанному выше. Полученные числа событий и составляют спектр на данном рисунке.

Для определения сечения составляющих процессов такие распределения были получены для каждого из 13 изучаемых интервалов энергии. Они аппроксимируются суммой функций, описывающих моделированные распределения по M_η^{rec} для составляющих процессов в каждом интервале энергии. Формы пиков в распределениях для процессов (2) и (3) описываются суммами трёх распределений Гаусса, параметры которых получены при аппроксимации соответствующих моделированных распределений. Процесс (3) даёт вклад при энергии $E \geq 1.594$ ГэВ.

Для учёта возможной неточности в величине и разрешении по массе в форме линии ω -мезона, полученной из моделирования, были введены сдвиг положения пика ΔM_ω и уширение $\Delta\sigma_{M_\omega}$, которое квадратично добавлялось к сигмам гауссовых функций. Они определялись при аппроксимации суммарного распределения по M_η^{rec} для области ω -мезона $0.65 < M_\eta^{rec} < 0.9$ ГэВ/ c^2 суммой сигнальной функции для процесса (2), описанной выше, и линейной функции, описывающей не- $\omega\eta$ события. Поправка $\Delta\sigma_\omega$ согласуется с нулём и не использовалась. Поправка ΔM_ω составляет 7.5 ± 1.9 МэВ/ c^2 . Форма пика ϕ -мезона также поправлялась на величину ΔM_ω .

Для описания процессов (4) и (5) использовались моделированные распределения. Процесс (4) даёт вклад при энергии $E \geq 1.694$ ГэВ, где формы этих распределений близки, так что экспериментальных данных недостаточно для их значимого разделения. Поэтому для этих двух процессов было определено суммарное число событий. Соотношение между ними в числе событий ($N_{nres}/N_{a_0\rho}$) фиксировалось на значении, измеренном в работе [5], и варьировалось при аппроксимации в пределах его статистической ошибки.

Свободными параметрами при аппроксимации экспериментальных спектров по инвариантной массе M_η^{rec} были числа событий процессов (2), (3) и суммарное число событий процессов (4) и (5). Полные найденные числа событий процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ и $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres$, показанных на Рисунке 2 (справа), равны 1161 ± 80 , 457 ± 84 и 2948 ± 156 соответственно.

Систематические ошибки в числах событий, связанные с поправками ΔM_ω и ΔM_ϕ оценивались по вариации поправок на их ошибки. Суммарная по ним систематическая ошибка определения числа сигнальных событий для интервалов со значимым количеством событий составила для процесса (2) — от 2 до 7.8%, для процесса (3) — от 2.9 до 10.9%, для суммарного процесса (4) и (5) — от 1.7 до 5.7%.

Для определения систематической ошибки вследствие неопределённости в форме распределения по M_η^{rec} для процесса (5), была сделана аппроксимация спектра по M_η^{rec} в указанном выше диапазоне ω -мезона с линейной функцией вместо суммы распределений для процессов (4) и (5). Полученная разница в числе событий с ω -мезоном в 10% принята в качестве указанной систематической ошибки в числе событий процессов (2) и (3). Она транслируется в систематическую ошибку в числе событий суммарного процесса (4) и (5) по формуле $\sqrt{\Delta N_{\omega\eta}^2 + \Delta N_{\phi\eta}^2}$.

Эффективность регистрации для событий изучаемых процессов определяется по моделированию как отношение числа отобранных событий к их полному числу $\varepsilon_{\text{MC}} = N/N_{\text{MC}}$. Как обсуждалось ранее, моделирование учитывает излучение фотонов из начального состояния, зависящее от формы борновского сечения, заложенного в моделирование. В нашем случае резонансной области энергии радиационные поправки составляют десятки процентов, поэтому эффективность регистрации ε_{MC} может сильно отличаться от эффективности ε_0 , определённой при $E_\gamma = 0$, где E_γ — энергия фотона, излучённого из начального состояния.

Зависимость эффективности от E_γ может быть параметризована в виде $\varepsilon_0(E)r(E, E_\gamma)$. Форма функции $r(E, E_\gamma)$ определяется ограничением на $\chi^2_{3\pi 2\gamma}$ и практически одинакова для всех рассматриваемых процессов. Зависимость эффективности $\varepsilon_0(E)$ от энергии для процессов (2)–(5) приведена на Рисунке 3 (слева). Видно, что при фиксированной энергии эффективности разных процессов отличаются не больше, чем на 5%.

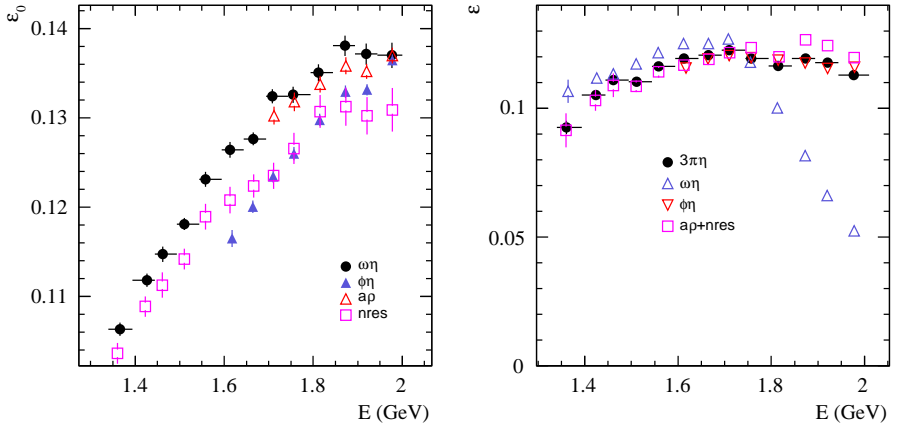


Рис. 3. Энергетическая зависимость эффективности регистрации $\varepsilon_0 / \varepsilon$ для процессов (2) ($\omega\eta$), (3) ($\phi\eta$) и (4) ($a\rho$), (5) ($nres$) / (1) (3π), суммы процессов (4) и (5) ($a\rho + nres$) (слева/справа)

Слабая зависимость эффективности регистрации от структуры конечного состояния использовалась при определении эффективности для процесса (1) и суммы процессов (4) и (5): использовалось моделирование процесса (5). Указанное выше отличие в 5% было взято в качестве до-

полнительной модельной ошибки эффективности при измерении сечений процесса (1) и суммарного процесса (4) и (5).

Полученные энергетические зависимости эффективностей регистрации для процессов (1), (2), (3) и суммарного процесса (4) и (5) показаны на Рисунке 3 (справа). Резкое уменьшение эффективности регистрации процесса (2) при энергии выше ≈ 1.7 ГэВ объясняется очень малым значением борновского сечения выше 1.8 ГэВ, где в результате практически все зарегистрированные $\omega\eta$ -события содержат энергичный фотон, излучённый из начального состояния и искажающий кинематику события.

Неточности моделирования отклика детектора могут приводить к отличию истинной эффективности регистрации ε от определённой по моделированию эффективности $\varepsilon_{\text{МС}}$

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{МС}} \prod_{i=1}^n (1 + \kappa_i), \quad (7)$$

где κ_i — поправки для разных неточностей.

Поправка, связанная с основным условием отбора $\chi_{3\pi 2\gamma}^2 < 30$, наиболее чувствительным к неточностям моделирования, определялась с помощью событий процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ и составила $\kappa_1 = (2.5 \pm 1.1)\%$. Поправка на условие $\chi_{4\pi(\gamma)}^2 > 200$ определялась по событиям изучаемого процесса из области энергии $1.594 \leq E < 1.794$ ГэВ и совместима с нулём с систематической неопределённостью 4.6%. Неточность моделирования конверсии фотонов на веществе детектора изучалась по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ и приводит к поправке $\kappa_2 = (-1.35 \pm 0.05)\%$. Большая часть систематической неопределённости, связанной с неточностью моделирования потери треков заряженных частиц, сокращается при нормировке на светимость. Оставшаяся разница между экспериментом и моделированием приводит к поправке $\kappa_3 = (-0.3 \pm 0.2)\%$. Путём сравнения измерений сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \phi(1020) \rightarrow \eta\gamma$ в каналах $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ было установлено, что поправку на неточность моделирования потери фотонов при реконструкции вводить не требуется. Суммарная поправка в соответствие с формулой (7) составила $\kappa = (0.9 \pm 4.7)\%$.

Статистическая ошибка ε не превышает 1% и поэтому не учитывается. Суммарная независящая от энергии систематическая ошибка эффективности составляет 4.8% для процессов (2) и (3), а для процессов (1) и суммарного процесса (4) и (5) — 6.9% (с учётом указанной выше неточности 5% знания их динамики).

Экспериментальное видимое сечение изучаемых процессов вычисляется следующим образом

$$\sigma_{\text{vis},i} = \frac{N_i}{L_i \varepsilon_i B}, \quad (8)$$

где N_i , L_i , ε_i — число экспериментальных событий, интегральная светимость и эффективность регистрации для i -го энергетического интервала, B — относительная вероятность распада для соответствующего процесса: $B(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = 0.892 \pm 0.007$ для процесса (2), $B(\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = 0.1524 \pm 0.0033$ для процесса (3) [4], для остальных процессов $B = 1$.

Расчётное видимое сечение вычисляется следующим образом [1]

$$\sigma_{\text{vis}}(E) = \int_0^{x_{\text{max}}} F(x, E) \sigma(E\sqrt{1-x}) dx, \quad (9)$$

где x — доля энергии пучка, излучаемая начальными электроном и позитроном, $F(x, E)$ — «функция-радиатор», описывающая вероятность излучения фотона с энергией $xE/2$, $\sigma(E\sqrt{1-x})$ — борновское сечение для оставшейся после излучения фотона энергии, а $x_{\text{max}} = 1 - (2m_{\pi^+} + m_{\pi^0} + m_\eta)^2/E^2$ — максимальное значение x . Правую часть уравнения (9) можно переписать в общепринятом виде

$$\int_0^{x_{\text{max}}} F(x, E) \sigma(E\sqrt{1-x}) dx = \sigma(E)(1 + \delta(E)), \quad (10)$$

где $\delta(E)$ — радиационная поправка.

Экспериментальные значения борновского сечения (σ_i) определяют следующим образом. Измеренная энергетическая зависимость видимого сечения аппроксимируется с помощью формулы (9), где борновское сечение параметризуется теоретической моделью, хорошо описывающей экспериментальные данные. Полученные в результате аппроксимации параметры используются для вычисления $\delta(\bar{E}_i)$ по формуле (10). Здесь \bar{E}_i — средняя энергия i -го интервала, описанная ранее. Затем вычисляются σ_i по формуле $\sigma_i = \sigma_{\text{vis},i} / (1 + \delta(\bar{E}_i))$, показанные на Рисунке 4 в виде чёрных точек с ошибками.

Борновское сечение в используемой нами модели расширенной векторной доминантности для каждого из измеряемых процессов (1)–(3) и суммы процессов (4) и (5) состоит из суммы вкладов векторных мезонов

$$\sigma(E) = \frac{12\pi}{E^3} \left| \sqrt{\frac{B_{V'}}{P_f(m_{V'})}} \frac{m_{V'}^{3/2} \Gamma_{V'}}{D_{V'}} + \sqrt{\frac{B_{V''}}{P_f(m_{V''})}} \frac{m_{V''}^{3/2} \Gamma_{V''}}{D_{V''}} e^{i\varphi} \right|^2 P_f(E). \quad (11)$$

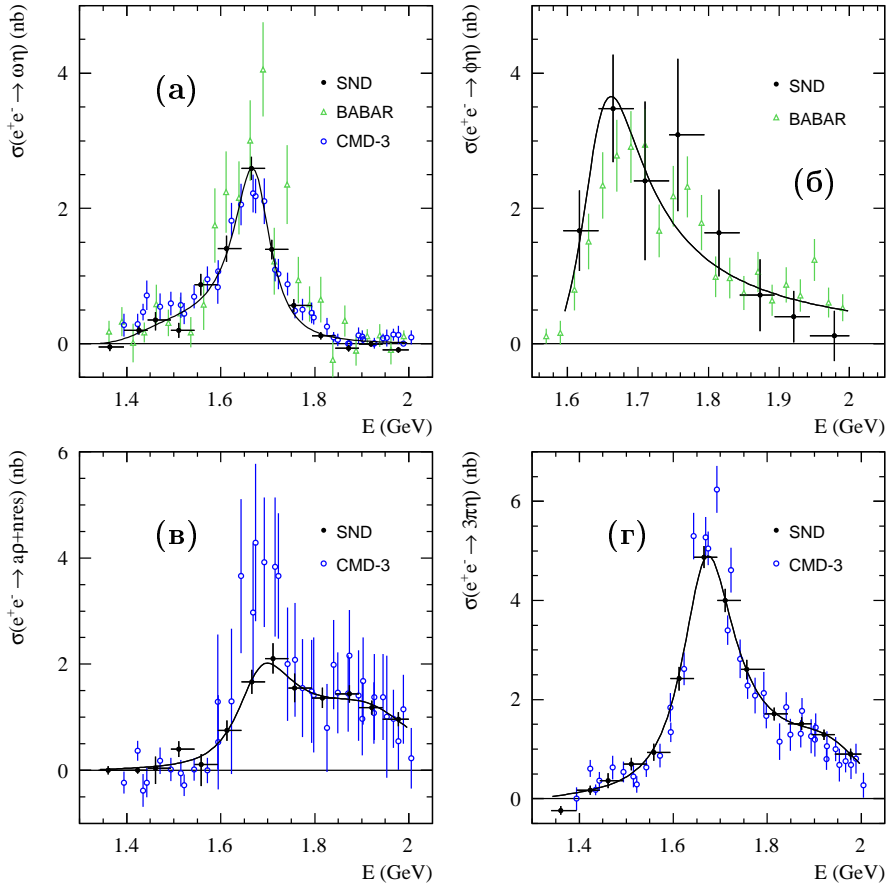


Рис. 4. Сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$ (а), $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ (б), $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres$ (в) с распадом во все конечные состояния и процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ (r) измеренные в данной работе (точки со статистическими ошибками) и предыдущих экспериментах (окружности и треугольники). Линия — результат аппроксимации формулой (11)

В приведённом выше выражении приняты следующие обозначения: m_V и Γ_V — масса и ширина векторного мезона V ($V = V'$ или V''), $D_V = E^2 - m_V^2 + iE\Gamma_V$, $B_V = B(V \rightarrow e^+e^-)B(V \rightarrow f)$ — произведение относительных вероятностей распада резонанса V в e^+e^- и конечное состояние

$f = \omega\eta$, $\phi\eta$, $a_0\rho$, $nres$, $3\pi\eta$, $P_f(E)$ — фактор фазового объёма состояния f .

Для процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$ первый член в формуле (11) связан с резонансом $\omega(1420)$, второй член — сумма резонансов $\omega(1650)$ и $\phi(1680)$, а

$$P_f(E) = q_\omega^3(E), \quad q_\omega(E) = \frac{1}{2E} \sqrt{(E^2 - (m_\omega - m_\eta)^2)(E^2 - (m_\omega + m_\eta)^2)},$$

где $q_\omega(E)$ — импульс ω -мезона в реакции $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$. Фаза между первым и вторым членами формулы (11) выбрана равной π , поскольку $\varphi = 0$ даёт существенно худшее значение χ^2 аппроксимации сечения. При аппроксимации экспериментальных данных по формуле (9) свободными параметрами были $B_{V'}$, $B_{V''}$, $m_{V''}$ и $\Gamma_{V''}$. Масса и ширина резонанса V' фиксировались на значениях из Particle Data Group (PDG) для $\omega(1420)$ [4]. Полученные в результате аппроксимации параметры приведены в Таблице 1. Значение массы V'' согласуется со значениями масс обоих резонансов $\omega(1650)$ и $\phi(1680)$, указанных в PDG. Полученная ширина V'' меньше оценки PDG для ширины резонанса $\omega(1650)$ (315 ± 35 МэВ/ c^2), но согласуется с значением PDG для ширины резонанса $\phi(1680)$ (150 ± 50 МэВ/ c^2).

Таблица 1. Полученные параметры аппроксимации сечений для процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ и χ^2/ν , где ν — число степеней свободы

Параметр	$\omega\eta$	$\phi\eta$
$B_{V'} \times 10^7$	$0.21_{-0.08}^{+0.10}$	—
$B_{V''} \times 10^7$	$5.62_{-0.42}^{+0.45}$	$5.64_{-1.80}^{+1.74}$
$M_{V''}$ (МэВ/ c^2)	1673_{-7}^{+6}	1641_{-18}^{+24}
$\Gamma_{V''}$ (МэВ/ c^2)	95 ± 11	103_{-24}^{+26}
χ^2/ν	10.5/9	4.4/5

Для процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ экспериментальные данные хорошо описываются моделью с одним резонансом с $B_{V'} = 0$ и $P_f(E) = q_\phi^3(E)$, где $q_\phi(E)$ — импульс ϕ -мезона в реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ (аналогичен $q_\omega(E)$ с заменой $m_\phi \rightarrow m_\omega$). Полученное значение массы и ширины резонанса V'' приведено в Таблице 1 и согласуется со значением PDG для резонанса $\phi(1680)$.

Сечения процессов $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ описываются моделью (11) с семью свободными параметрами ($B_{V'}$, $m_{V'}$, $\Gamma_{V'}$, $B_{V''}$, $m_{V''}$, $\Gamma_{V''}$ и φ) и $P_f(E) = q_\omega(E)$. Эта модель не имеет физического смысла, но хорошо описывает экспериментальные данные, и

потому может быть использована для вычисления радиационных поправок.

Полученные в результате аппроксимации кривые, соответствующие формуле (11) с оптимальными значениями параметров, показаны на Рисунке 4. Неопределённости радиационных поправок оценивались варьированием полученных при аппроксимации параметров в пределах их ошибок. Систематическая неопределённость сечений включает в себя неопределённости в эффективности регистрации (систематическую и модельную), числе отобранных событий, светимости и радиационной поправке. Не зависящая от энергии (коррелированная) часть неопределённости для сечения полного процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ составляет 7%.

Полное сечение и его составляющие имеют пик при энергии $\simeq 1650$ МэВ. Величина полного сечения в пике составляет около 5 нбарн, что составляет $\approx 8\%$ от полного адронного сечения при этой энергии. Видно, что процессы $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ хорошо описываются моделью векторной доминантности (11) с комбинированным резонансом $\omega(1650)$ и $\phi(1680)$ и для первого процесса дополнительно — резонансом $\omega(1420)$.

Из приведённого сравнения с предыдущими измерениями на Рисунке 4 видно, что наши результаты в целом согласуются с VAVAR [6, 7] и КМД-3 [5] и имеют сравнимую точность. Полное сечение в целом хорошо согласуется с КМД-3, в максимуме наблюдается отличие $\sim 15\%$. Но по суммарному процессу $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres$, где $nres$ — бесструктурный канал, наблюдается отличие от КМД-3.

В заключении представлены основные результаты работы:

1. В эксперименте с детектором СНД на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 с наилучшей в мире точностью измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ в области энергии в системе центра масс от 1.34 до 2.00 ГэВ.
2. Измерено сечение составляющих его процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ и суммарного процесса $e^+e^- \rightarrow a_0\rho + nres$, где $nres$ — бесструктурный канал.
3. Создано программное обеспечение для работы с электроникой первичного триггера детектора СНД и моделирования первичного триггера.
4. Создано программное обеспечение для учёта в моделировании фоновых срабатываний детектора от частиц, выбывающих из пучков коллайдера.

Список литературы

- [1] Kuraev, E. A. On radiative corrections to e^+e^- single photon annihilation at high-energy / E. A. Kuraev, V. S. Fadin // *Sov. J. Yad. Fiz.* — 1985. — Vol. 41. — P. 733. — [*Sov. J. Nucl. Phys.* — 1985. — Vol. 41. — P. 466].
- [2] Agostinelli, S. GEANT4 — a simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.] // *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res., Sect. A.* — 2003. — Vol. 506. — P. 250.
- [3] Jadach, S. BHWIDE 1.00: O(alpha) YFS exponentiated Monte Carlo for Bhabha scattering at wide angles for LEP-1 / SLC and LEP-2 / S. Jadach, W. Placzek, B. F. L. Ward // *Phys. Lett. B.* — 1997. — Vol. 390. — P. 298.
- [4] Patrignani, C. Review of particle physics / C. Patrignani [et al.] (Particle Data Group) // *Chin. Phys. C.* — 2016. — Vol. 40. — P. 10.
- [5] Akhmetshin, R. R. Study of the process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ in the c.m. energy range 1394–2005 MeV with the CMD-3 detector / R. R. Akhmetshin [et al.] (CMD-3 Collaboraion) // *Phys. Lett. B.* — 2017. — Vol. 773. — P. 150–158.
- [6] Aubert, B. The $e^+e^- \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)$, $2(\pi^+\pi^-\pi^0)$, and $K^+K^-2(\pi^+\pi^-)$ cross sections at center-of-mass energies from production threshold to 4.5 GeV measured with initial-state radiation / B. Aubert [et al.] (BABAR Collaboraion) // *Phys. Rev. D.* — 2006. — Vol. 73. — P. 052003.
- [7] Aubert, B. Measurements of $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$, $K^+K^-\pi^0$, and $K_s^0K^\pm\pi^\mp$ cross sections using initial-state radiation events / B. Aubert [et al.] (BABAR Collaboraion) // *Phys. Rev. D.* — 2008. — Vol. 77. — P. 092002.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Achasov, M. N. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ cross section below $\sqrt{s} = 2$ GeV / M. N. Achasov, ..., A. A. Botov [et al.] (SND Collaboraion) // *Phys. Rev. D.* — 2019. — Vol. 99. — P. 112004.
2. Achasov, M. N. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \omega\eta$ cross section below $\sqrt{s} = 2$ GeV with the SND detector / M. N. Achasov, ..., A. A. Botov [et al.] (SND Collaboraion) // *Phys. Rev. D.* — 2016. — Vol. 94. — P. 092002.
3. DAQ and electronics for SND at VEPP-2000: First test results / V. M. Aulchenko, A. G. Bogdanchikov, A. A. Botov [et al.] // *Nucl. Inst. & Meth. A.* — 2009. — Vol. 598. — P. 340–341.
4. Botov, A. Study of the process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$ at the SND detector / Alexander Botov // *The 12th International Workshop on e^+e^- collisions*

- from Phi to Psi, PHIPSI19 (Novosibirsk, Russia, February 25–March 1, 2019) : proceedings. — EPJ Web Conf. — 2019. — Vol. 212. — P. 03009.
5. Dimova, T. V. Study of e^+e^- annihilation to hadrons with SND at the VEPP-2000 collider / T. V. Dimova, ..., A. A. Botov [et al.] (T. V. Dimova for the SND Collaboration) // The 21st High-Energy Physics International Conference in Quantum Chromodynamics, QCD18 (Montpellier, France, July 2–6, 2018) : proceedings. — Nucl. Part. Phys. Proc. — 2018. — Vol. 300–302. — P. 81–86.
 6. Korol, A. A. Recent results from the SND detector / A. A. Korol, ..., A. A. Botov [et al.] (A. A. Korol for the SND Collaboration) // The International Symposium Advances in Dark Matter and Particle Physics, ADMPP16 (Messina, Italy, October 24–27, 2016) : proceedings. — EPJ Web Conf. — 2017. — Vol. 142. — P. 01017.
 7. Druzhinin, V. P. Measurement of hadron cross sections with the SND detector / V. P. Druzhinin, ..., A. A. Botov [et al.] (SND Collaboraion) // The 14th International Workshop on Meson Production, Properties and Interaction, MESON2016 (Cracow, Poland, June 2–7, 2016) : proceedings. — EPJ Web Conf. — 2016. — Vol. 130. — P. 05004.
 8. Botov, A. A. Study of the $e^+e^- \rightarrow VP$ reactions at the VEPP-2000 e^+e^- collider with the SND detector / A. A. Botov [et al.] (A. A. Botov for the SND Collaboration) // The 10th International Workshop on e^+e^- collisions from ϕ to ψ , PHIPSI15 (Hefei, Anhui, China, September 23–26, 2015) : proceedings. — J. Univ. Sci. Tech. China. — 2016. — Vol. 46, N 6. — P. 523–527.
 9. Статус экспериментов с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000 / Е.В. Абакумова, ..., А.А. Ботов [и др.] // Препринт № 12-20 : Институт ядерной физики, Новосибирск. — 2012.
 10. Начало экспериментов с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000 / П.М. Астигеевич, ..., А.А. Ботов [и др.] // Препринт № 11-21 : Институт ядерной физики, Новосибирск. — 2011.
 11. Статус работ по модернизации детектора СНД / Г.Н. Абрамов, ..., А.А. Ботов [и др.] // Препринт № 04-46 : Институт ядерной физики, Новосибирск. — 2004.
 12. Модернизация детектора СНД для экспериментов на ВЭПП-2000 / Г.Н. Абрамов, ..., А.А. Ботов [и др.] // Препринт № 03-45 : Институт ядерной физики, Новосибирск. — 2003.

БОТОВ Александр Анатольевич

**Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$
в области энергии от 1.34 до 2.00 ГэВ**

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Сдано в набор 10.09.2019 г.

Подписано в печать 11.09.2019 г.

Формат бумаги 100×90 1/25. Объём 1.4 печ. л., 1.1 уч.-изд. л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 5

Обработано на ИВМ РС и отпечатано на
ротапринтере ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 11