

На правах рукописи

ШТОЛЬ Дмитрий Александрович

**ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ $\sqrt{s} = 1.04 - 1.38$ ГэВ
С ДЕТЕКТОРОМ СНД
НА КОЛЛАЙДЕРЕ ВЭПП-2М**

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

АВТОРЕФЕРАТ

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

НОВОСИБИРСК – 2011

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения РАН.

НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ:

Голубев Владимир Борисович – кандидат физико-математических наук,
Учреждение Российской академии наук Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
г. Новосибирск.

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

Соколов Анатолий Александрович – доктор физико-математических наук,
ГНЦ РФ «Институт физики высоких энергий», г. Протвино.

Федотович Геннадий Васильевич – доктор физико-математических наук,
Учреждение Российской академии наук Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
г. Новосибирск.

ВЕДУЩАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ: – Учреждение Российской академии наук Институт математики им. С.Л. Соболева СО РАН, г. Новосибирск.

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2011 г.
в “_____” часов на заседании диссертационного совета Д 003.016.02 Учреждения Российской академии наук Института ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН.

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

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Учреждения Российской академии наук Института ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения РАН.

Автореферат разослан «_____» _____ 2011 г.

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

В.С. Фадин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Полное сечение аннигиляции e^+e^- в адроны может быть использовано для проверки Стандартной модели. Величина

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (1)$$

используется для проверки кварковой модели. Сечение аннигиляции e^+e^- в адроны необходимо также для интерпретации результатов эксперимента g-2, целью которого является поиск новых фундаментальных взаимодействий путем сравнения измеренного и расчетного аномального магнитного момента (АММ) мюона.

На данный момент расхождение предсказаний Стандартной модели с прямым измерением АММ находится на уровне 3 стандартных отклонений. Соответственно, существует потребность в увеличении точности расчета.

Расчет АММ мюона требует, в частности, учета вклада адронной поляризации вакуума, для чего необходимо знать полное сечение аннигиляции e^+e^- в адроны.

Вклад в полное сечение аннигиляции e^+e^- в адроны дают различные процессы, в частности, процесс $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$.

Другое возможное использование измеренного сечения данного процесса — проверка гипотезы сохранения векторного тока путем сравнения с распределением по инвариантной массе адронов в процессе $\tau \rightarrow \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau$.

Детектором СНД на ускорительном комплексе ВЭПП-2М за время его работы (1995–2000 гг.) были накоплены данные в области 0.36 – 1.38 ГэВ. Эти данные (начиная с энергии 1.04 ГэВ) были использованы для измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$.

В настоящее время на месте ВЭПП-2М построен новый коллайдер ВЭПП-2000, способный работать на энергиях до 2 ГэВ в системе центра масс и имеющий проектную светимость более чем на порядок большую, чем ВЭПП-2М. Предполагается, что это позволит значительно увеличить точность измерения сечений, в том числе и процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$.

Вторая часть работы посвящена модернизации мюонной системы детектора СНД для экспериментов на ВЭПП-2000. Мюонная система используется для подавления фона космических частиц — в событиях с нейтральным запуском она включена в антисовпадение — а также для

регистрации событий с рождением мюонов. Модернизация вызвана старением трубок, работавших ранее в стримерном режиме на смеси Ar+n-пентан, а также взрывоопасностью n-пентана.

Цель работы состояла в разработке методики выделения событий процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ и измерения сечения этого процесса в области 1.04 – 1.38 ГэВ. Целью работы было также создание мюонной системы для детектора СНД с использованием пропорциональных трубок. Новые счетчики работают на смеси Ar+CO₂ в пропорциональном режиме, что обеспечивает длительный срок службы трубок.

Научная новизна работы. Процесс $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ изучался в экспериментах НД, DM2, КМД, ВаВаг, однако в данной работе была достигнута более высокая точность в области энергии 1.04 – 1.38 ГэВ. Во всех предыдущих экспериментах (кроме НД) процесс изучался в канале распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. В данной работе (как и в НД) процесс изучался в канале $\eta \rightarrow \gamma\gamma$.

Научная и практическая ценность работы. Разработанная методика анализа процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ может быть использована для измерения его сечения на ВЭПП-2000 при более высокой энергии и при большей светимости и, следовательно, статистике.

Результаты, полученные в данной работе, могут быть использованы для проверки кварковой модели и интерпретации результатов эксперимента g-2.

Мюонная система, созданная в ходе работы, установлена на детектор и стабильно работает, что позволяет рассчитывать на длительную работоспособность системы.

Вклад автора. Приведенные результаты получены автором лично или при его непосредственном участии.

Автор выносит на защиту следующие результаты проделанной работы:

1. В эксперименте с детектором СНД на ВЭПП-2М измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ в области $\sqrt{s} = 1.04 \text{ ГэВ} \div 1.38 \text{ ГэВ}$.
2. Проведено сравнение результатов данной работы с результатами предыдущих работ. Полученные результаты согласуются с результатами предыдущих измерений, при этом имеют лучшую статистическую точность.
3. Мюонная система на основе пропорциональных счетчиков разработана и успешно работает.

Апробация диссертации была проведена в форме экспериментального семинара 29 октября 2010 года в ИЯФ СО РАН. Также материалы диссертации докладывались на Сессии ОЯФ секции физики РАН в 2008 году, 12-й Венской конференции в 2010 г, Конкурсе молодых ученых ИЯФ в 2010 году, на Семинарах ИЯФ. Результаты работы опубликованы в журнале «Письма в ЖЭТФ» (т. 92 вып. 2, 2010 г.), а также в Препринтах ИЯФ.

Структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении описана цель работы, описаны возможные применения результатов, дан краткий обзор предыдущих экспериментов.

В первой главе описано устройство ускорительного комплекса ВЭПП-2М. Приведена схема ускорительного комплекса, его параметры и описание режимов его работы.

Во второй главе дано описание детектора СНД. Описаны основные системы детектора, их характеристики и возможные способы применения получаемых с них данных для обработки событий.

Сферический нейтральный детектор (СНД) работал на ускорительном комплексе ВЭПП-2М с 1995 по 2000 гг. Общая схема детектора СНД показана на рис. 1.

Данный детектор ориентирован в первую очередь на изучение процессов с большим количеством фотонов. Детектор состоит из трековой системы, электромагнитного калориметра и мюонной системы.

Назначение трековой системы заключается в измерении углов и точки вылета заряженных частиц. Трековая система состоит из двух дрейфовых камер, заполненных смесью $90\% \text{Ar} + 10\% \text{CO}_2$ и цилиндрического сцинтилляционного счетчика между ними. Охватываемый системой телесный угол составляет 98% от 4π . Отличительной особенностью СНД является отсутствие магнитного поля в трековой системе.

Снаружи трековой системы расположен электромагнитный калориметр. Назначение калориметра заключается в измерении энерговыделения частиц с целью дальнейшей реконструкции их энергии, а также в измерении углов вылета нейтральных частиц, которые не регистрируются трековой системой. Калориметр СНД имеет сферическую форму и состоит из 3 слоев счетчиков на основе кристаллов $\text{NaI}(\text{Tl})$, общее чис-

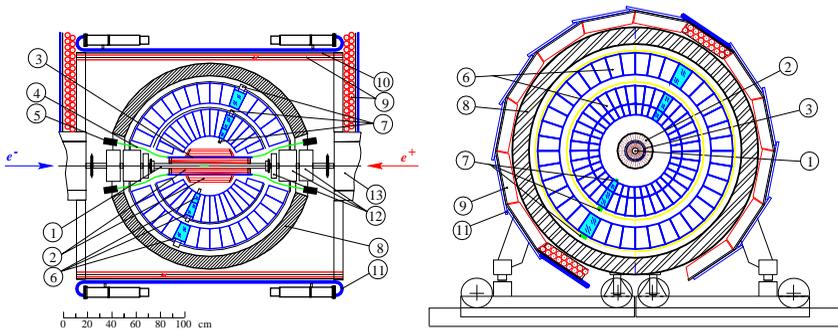


Рис. 1. Схема СНД на ВЭПП-2М: 1 – вакуумная камера, 2 – дрейфовые камеры, 3 – цилиндрический сцинтилляционный счетчик, 4 – световоды, 5 – ФЭУ, 6 – кристаллы NaI(Tl), 7 – вакуумные фототриоды, 8 – железный поглотитель, 9 – стримерные трубки мюонной системы, 10 – 1 см железные пластины, 11 – сцинтилляционные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

ло которых составляет 1632. Полная толщина калориметра — 34.7 см ($13.4X_0$, где X_0 — радиационная длина). Такая толщина обеспечивает высокое энергетическое разрешение, а гранулированность — точность измерения углов вылета нейтральных частиц, которые не регистрируются трековой системой.

Снаружи калориметра находится железный поглотитель, а за ним — мюонная система. Мюонная система состоит из газовых трубок и сцинтилляционных счетчиков. В старом варианте детектора (на ВЭПП-2М) трубки работали в стримерном режиме на смеси Ag+n-пентан (в модернизированном варианте — в пропорциональном режиме на смеси Ag+CO₂). Мюонная система необходима для подавления фона от космических частиц и идентификации событий с рождением мюонов. Более подробно модернизация мюонной системы описана в главе 4.

Третья глава посвящена анализу процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ в области энергии 1.04 – 1.38 ГэВ. Использовались данные сканирований МНАД9701, МНАД9702 и МНАД9901. Интегральная светимость составила 9.054 пб^{-1} . Отбор событий для анализа производился по следующим критериям:

- В событии имеются ровно 2 заряженные частицы с треками в камере и кластерами в калориметре.

- Полное число частиц равно 4.
- $0.5 < E_{dep}/\sqrt{s} < 0.9$, где E_{dep} — полное энергосодержание в калориметре — для подавления квантово-электродинамического фона $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$.
- $22.5^\circ < \theta_{1,2} < 180^\circ - 22.5^\circ$, где $\theta_{1,2}$ — полярные углы для заряженных частиц — для исключения событий с попаданием пионов в края детектора, где реконструкция может быть неточной.
- $36^\circ < \theta_{3,4} < 180^\circ - 36^\circ$, где $\theta_{3,4}$ — полярные углы для нейтральных частиц — для исключения событий с попаданием фотонов в края калориметра, где энергия измеряется неточно, так как возможен выход ливня за пределы калориметра.
- $\xi_{3,4} < 0$ — параметр «качества» фотона для нейтральных частиц. Этот параметр вычисляется на основе поперечного профиля электромагнитного ливня в калориметре и служит для разделения кластеров от одиночных фотонов и слившихся кластеров от различных фотонов.
- $|Z_k| < 5$ см, где Z_k — продольная координата точки вылета заряженных частиц по результатам реконструкции — необходимо для подавления космического фона.
- $R_{1,2} < 1$ см, где $R_{1,2}$ — расстояние от трека до оси пучков — также необходимо для подавления космического фона.

Кроме того, для отобранных по данным критериям событий производится кинематическая реконструкция событий в гипотезе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$. Реконструкции подвергаются события с двумя заряженными и двумя нейтральными частицами. При этом гипотеза не содержит предположений о промежуточных состояниях. После реконструкции применяется дополнительный отбор:

- $\chi^2_{\pi^+\pi^-\gamma\gamma} < 20$ — проверка того, что событие удовлетворяет гипотезе кинематической реконструкции.
- $300 \leq m_{\gamma\gamma}^{corr} \leq 700$, где $m_{\gamma\gamma}^{corr}$ — инвариантная масса фотонов, скорректированная кинематической реконструкцией — для исключения событий, в которых пары фотонов не являются продуктами распада

η -мезона, например, процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, который удовлетворяет всем указанным условиям, кроме ограничения на инвариантную массу фотонов.

Основными фоновыми процессами являются процессы $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow a_1\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, которые при потере части фотонов (от распадов π^0) могут пройти отбор по приведенным условиям. Также фоновыми являются процессы $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$.

Результаты сравнения экспериментального и моделированного распределений по $m_{\gamma\gamma}$ для различных процессов приведены на рис. 2.

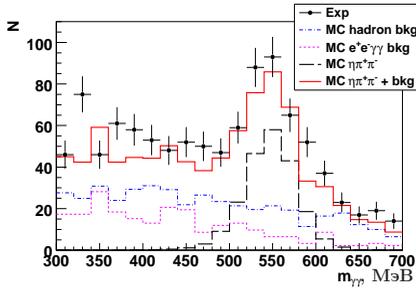


Рис. 2. Распределение по $m_{\gamma\gamma}$ (без коррекции при кинематической реконструкции) — эксперимент, моделированные фон и эффект и структура фона по моделированию.

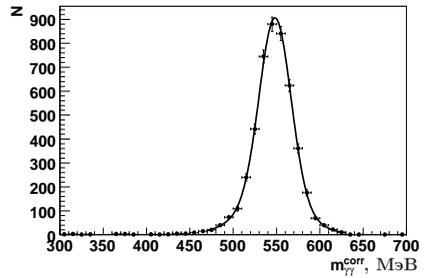


Рис. 3. Пример фитирования моделированного спектра инвариантных масс.

Для подсчета числа событий эффекта использовался спектр инвариантных масс фотонов (скорректированных кинематической реконструкцией). В случае процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ с распадом $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ спектр должен иметь пик на массе η -мезона (550 МэВ). Метод вычитания фона заключается в аппроксимации спектра суммой двух функций, описывающих пик (изучаемый процесс) и подложку (фон) соответственно. Параметры формы пика определяются по моделированию (рис. 3), и при обработке экспериментальных данных их значения фиксируются.

Для аппроксимации спектра использовалась функция

$$F(x) = F_{peak}(x) + P_2(x), \quad (2)$$

где $F_{peak}(x)$ описывает форму пика, а полином второй степени $P_2(x)$ — подложку.

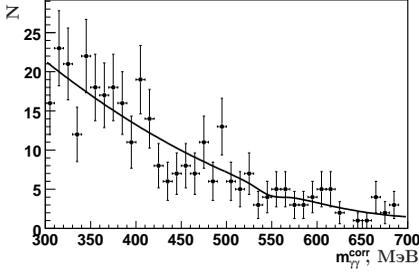


Рис. 4. Экспериментальный спектр инвариантных масс фотонов в интервале энергий $\sqrt{s} = 1012.5\text{--}1112.5$ МэВ и его аппроксимация.

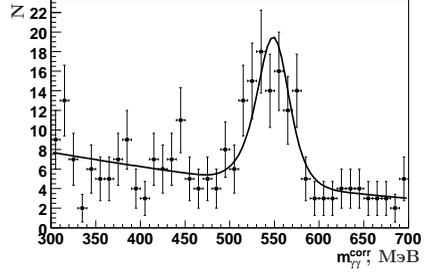


Рис. 5. Экспериментальный спектр инвариантных масс фотонов в интервале энергий $\sqrt{s} = 1362.5\text{--}1387.5$ МэВ и его аппроксимация.

$$F_{peak}^0(x) = N[kG(x, m_1, \sigma_1) + (1 - k)G(x, m_2, \sigma_2)],$$

$$\text{где } 0 \leq k \leq 1,$$

$$G(x, m, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}\right).$$
(3)

При такой нормировке параметр N имеет смысл числа событий в пике.

Поскольку, однако, ширина и, возможно, положение пика зависят от \sqrt{s} , необходимо учесть эту зависимость при аппроксимации экспериментальных данных. С этой целью функция для аппроксимации пика в экспериментальном спектре была задана следующим образом.

$$F_{peak} = aF_{peak}^0(a \cdot (x - m_1 - S) + m_1).$$
(4)

Таким образом, a имеет смысл поправки к ширине, а S — сдвига. При этом N сохраняет смысл полного числа событий в пике. Этой функцией были подогнаны спектры инвариантных масс во всех точках по моделированию (со свободными параметрами N , a , S). Были построены зависимости a и S от энергии пучка. Оказалось, что зависимость a может быть описана квадратичной функцией, а S — константой.

Примеры аппроксимации экспериментальных спектров показаны на рис. 4, 5.

Эффективность регистрации вычислялась на основании моделирования детектора программой UNIMOD в точках от 1000 МэВ до 1400 МэВ с шагом 50 МэВ по \sqrt{s} .

Видимое сечение вычислялось для каждого эксперимента в отдельности как $\sigma_{\text{vis}} = \sigma_{\text{reg}}/\epsilon$, где σ_{reg} — сечение регистрации, а ϵ — эффективность регистрации в данном интервале энергий для данного эксперимента. Затем видимое сечение усреднялось с весами, обратно пропорциональными квадратам погрешностей для каждого интервала энергии по всем трем экспериментам.

Борновское сечение процесса вычислялось с помощью программы FIT. Программа FIT предназначена для аппроксимации сечений с учетом радиационных поправок. Пусть имеется теоретическая зависимость борновского сечения $\sigma_{\text{B}}(s)$ и набор измеренных значений $\sigma_{\text{vis}}^{\text{exp}}(s_i)$ с погрешностями для различных точек по энергии.

Видимое сечение описывается функцией:

$$\sigma_{\text{vis}}(s) = \int_0^{\frac{2Em_{\text{ex}}}{\sqrt{s}}} F(z, s) \sigma_{\text{B}}(s(1-z)) dz = \sigma_{\text{B}}(s)(1 + \delta(s)), \quad (5)$$

где $F(z, s)$ — плотность вероятности излучения фотона с энергией $z\sqrt{s}/2$. Эта зависимость используется для аппроксимации измеренного видимого сечения. Величина $1 + \delta$ называется радиационной поправкой.

Экспериментальное борновское сечение вычисляется как

$$\sigma_{\text{B}}^{\text{exp}}(s_i) = \frac{\sigma_{\text{vis}}^{\text{exp}}(s_i)}{1 + \delta(s_i)}. \quad (6)$$

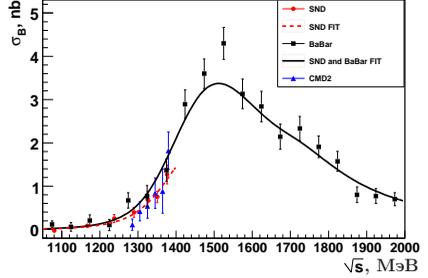
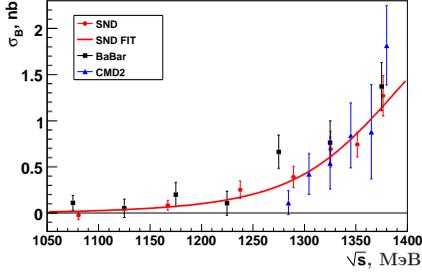
Аппроксимация сечения проводилась с использованием функции

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-) &= \int_{4m_{\pi}^2}^{(\sqrt{s}-m_{\eta})^2} \frac{d\sigma}{dq^2} dq^2, \\ \frac{d\sigma}{dq^2} &= \frac{4\alpha^2}{3} \frac{1}{s\sqrt{s}} \frac{\sqrt{q^2}\Gamma_{\rho}(q^2)p_{\eta}^3(s, q^2)}{(q^2-m_{\rho}^2)^2+(\sqrt{q^2}\Gamma_{\rho}(q^2))^2} |F(s)|^2, \\ P_{\eta}^2 &= \frac{(s-m_{\eta}^2-q^2)^2-4m_{\eta}^2q^2}{4s}. \end{aligned} \quad (7)$$

Зависимость ширины ρ от передаваемого 4-импульса задается формулой

$$\Gamma_{\rho}(q^2) = \Gamma_{\rho}(m_{\rho}^2) \frac{m_{\rho}^2}{q^2} \left(\frac{p_{\pi}^2(q^2)}{p_{\pi}^2(m_{\rho}^2)} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad \text{где } p_{\pi}^2(q^2) = \frac{q^2}{4} - m_{\pi}^2. \quad (8)$$

Для $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$ ширина считалась постоянной.



Результаты СНД и КМД-2. Кривая – результат аппроксимации данных СНД.

Результаты СНД, КМД-2 и ВаВар. Сплошная кривая – результат совместной аппроксимации данных СНД (ниже 1.4 ГэВ) и ВаВар (выше 1.4 ГэВ), пунктирная – только данных СНД.

Рис. 6. Борновское сечение для процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ по данным СНД (данная работа), КМД-2 и ВаВар. На графиках квадраты – результаты ВаВар, треугольники – результаты КМД-2, круглые точки – результаты данной работы.

Формфактор $F(s)$ описан как

$$F(s) = \sum_V \frac{m_V^2}{g_{V\gamma}} \cdot \frac{g_{V\rho\eta}}{s - m_V^2 + i\sqrt{s}\Gamma_V(s)}. \quad (9)$$

В нашем случае V принимает значения $\rho(770)$, $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$. $g_{V\rho\eta}$ можно записать как $|g_{V\rho\eta}| \exp(i\phi_V)$. Для ρ принимается $\phi_\rho=0$, для $\phi_{\rho(1450)}$ и $\phi_{\rho(1700)}$ допускаются значения 0 и π . Обозначим $g_V = |g_{V\rho\eta}|/g_{V\gamma}$.

Значения $|g_{\rho\rho\eta}|$ и $g_{\rho\gamma}$ вычислялись из табличных данных по формулам

$$\begin{aligned} g_{\rho\gamma}^2 &= \frac{4\pi}{3} \alpha^2 \frac{m_\rho}{\Gamma_{\rho \rightarrow e^+e^-}}, \\ g_{\rho\eta\gamma}^2 &= \frac{24}{\alpha} m_\rho^3 \frac{\Gamma_{\rho \rightarrow \eta\gamma}}{(m_\rho^2 - m_\eta^2)^3}, \\ |g_{\rho\rho\eta}| &= g_{\rho\gamma} g_{\rho\eta\gamma}. \end{aligned} \quad (10)$$

В результате вклад ρ определен полностью. Свободными параметрами аппроксимации являются, таким образом, $g_{\rho(1450)}$ и $g_{\rho(1700)}$.

Фитирование данных производилась в двух вариантах: фитирование только данных СНД (в этом случае $g_{\rho(1700)}$ принималось равным нулю) и фитирование данных СНД совместно с данными ВаВар. Данные ВаВар использовались только в области \sqrt{s} выше 1400 МэВ. Результаты

Таблица 1. Борновское сечение.

\sqrt{s} , МэВ	σ_{vis} , нб	σ_{B} , нб	$\sigma_{\text{B}}^{\text{BaBar}}$, нб	$1 + \delta$	$1 + \delta^{\text{BaBar}}$
1080.43	≤ 0.065 CL=95%	≤ 0.075 CL=95%		0.875	
1167.29	0.074 ± 0.047	0.084 ± 0.054	0.084 ± 0.054	0.876	0.874
1237.63	0.220 ± 0.081	0.252 ± 0.093	0.253 ± 0.094	0.872	0.870
1289.71	0.336 ± 0.100	0.387 ± 0.115	0.388 ± 0.116	0.868	0.865
1325.54	0.599 ± 0.165	0.692 ± 0.191	0.694 ± 0.193	0.866	0.864
1351.41	0.644 ± 0.114	0.742 ± 0.134	0.744 ± 0.137	0.867	0.865
1376.52	1.105 ± 0.188	1.269 ± 0.218	1.273 ± 0.221	0.871	0.868

показаны на рис. 6. Для сравнения показаны также результаты КМД2. Численные значения сечения приведены в таблице 1. Здесь σ_{B} и $1 + \delta$ — борновское сечение и радиационная поправка, вычисленные при аппроксимации только данных СНД, а $\sigma_{\text{B}}^{\text{BaBar}}$ и $1 + \delta^{\text{BaBar}}$ — борновское сечение и радиационная поправка, вычисленные при совместной аппроксимации данных СНД и BaBar.

Таким образом, данные SND и BaBar существенно не расходятся друг с другом и удовлетворительно описываются выбранной моделью.

По результатам анализа систематических погрешностей можно сделать вывод, что из всех источников систематических погрешностей значимыми являются только неточность моделирования $\chi_{\pi^+\pi^-\gamma\gamma}^2$ (5.2%) и неточность моделирования полного энерговыделения (3.3%). Вклады остальных источников незначительны.

В четвертой главе описана мюонная система детектора и её модернизация. Мюонная система СНД (рис. 7) состоит из двух подсистем: системы пропорциональных (до модернизации — стримерных) трубок и системы сцинтилляционных счетчиков.

Трубки сгруппированы в 14 баррельных и 2 торцевых модуля. Баррельные модули расположены вокруг детектора (параллельно оси пучка) и перекрывают весь диапазон углов ϕ , кроме нижнего сектора, соответствующего по размеру двум модулям. Каждый из них включает 16 трубок. Торцевые модули расположены по одному на каждом из торцов и включают по 32 трубки каждый.

Поверх каждого модуля расположена железная пластина толщиной 1 см, поверх которой закреплен сцинтилляционный счетчик. Счетчики баррельной части несколько смещены по углу ϕ по отношению к модулям трубок и перекрываются друг с другом. В торцевой части поверх

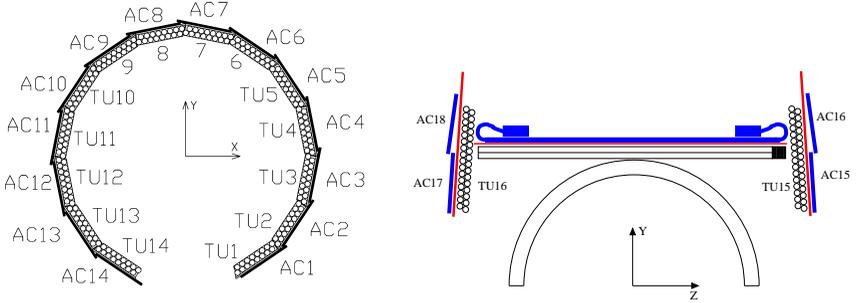


Рис. 7. Конструкция мюонной системы детектора СНД: баррельная часть (слева) и торцевая (справа).

каждого торцевого модуля расположены 2 счетчика: один (нижний) — параллельно железной пластине, другой (верхний) — под углом к ней с наложением на первый.

Железная пластина между трубками и счетчиками нужна для поглощения остатков ливней, выходящих за пределы калориметра.

Трубки в модуле расположены в 2 слоя. Диаметр трубок составляет 4 см, длина — 2 м. Они выполнены из нержавеющей стали толщиной 300 мкм. По оси трубки натянута проволочка из золоченого вольфрама.

Сцинтилляционный счетчик представляет собой лист органического сцинтиллятора размерами $200 \times 40 \times 1 \text{ см}^3$, обернутый алюминизированным лавсаном и заключенный в контейнер из жести. Счетчик с обеих сторон просматривается ФЭУ.

Мюонная система вырабатывает один из аргументов первичного триггера — ACT , который вычисляется по следующей логической формуле:

$$ACT = AC_1 \cdot TU_1 + \sum_{k=1}^{13} (AC_k + AC_{k+1}) \cdot TU_{k+1} + (AC_{15} + AC_{16}) \cdot TU_{15} + (AC_{17} + AC_{18}) \cdot TU_{16}, \quad (11)$$

где TU_k — срабатывание модуля трубок с номером k , а AC_k — срабатывание сцинтилляционного счетчика с номером k . Значениям k от 1 до 14 соответствует баррельная часть мюонной системы, а $TU_{15,16}$ и AC_{15-18} — торцевой.

Сигнал ACT используется первичным триггером детектора. Если в событии с нейтральным запуском (запуском от калориметра без сраба-

тывания трековой системы) сработал сигнал АСТ, то такое событие блокируется первичным триггером как космическое.

В варианте детектора 1995–2000 гг. трубки работали в режиме ограниченного стримерного разряда на газовой смеси аргона и н-пентана. Однако такой режим имеет недостатки: во-первых, используется горючий газ н-пентан, во-вторых камера быстро стареет, так как покрывается органикой, образовавшейся при разряде. Поэтому при модернизации решено было перейти к пропорциональному режиму работы трубок на смеси аргона и CO_2 . Такое изменение потребовало разработки новой электроники трубок, подбора состава газовой смеси и диаметра проволоки.

Для решения этой задачи был создан прототип пропорционального счетчика мюонной системы. Прототип представляет собой трубку диаметром 4 см и длиной около 50 см из нержавеющей стали с проволокой из золоченого вольфрама, натянутой по оси трубки. В трубке просверлены отверстия диаметром 2 мм, загерметизированные тонким слоем пластика для облучения трубки радиоизотопным γ -источником ^{55}Fe . Трубка заполнена газовой смесью. Высокое напряжение подается на проволоку через РС-фильтр.

Для выбора оптимального режима работы трубки необходимо учитывать счетную характеристику трубки (то есть зависимость скорости счета от напряжения) и спектр времен дрейфа ионизации от космических частиц.

Счетная характеристика снималась с использованием γ -источника ^{55}Fe .

Другой важной характеристикой трубок является временной спектр, необходимый для определения максимально возможного времени дрейфа ионизации, которым определяется быстродействие трубок. Исходя из времени ожидания первичного триггера требовалось получить время дрейфа не более 600 нс.

Временной спектр измерялся с помощью космических частиц. Для этого был собран «телескоп» из 2 сцинтилляционных счетчиков, между которыми находится трубка. Сигналы счетчиков подаются на усилители, затем на дискриминаторы, затем на схему совпадения, выходной сигнал которой подается на вход «старт» ВЦП. Сигнал с трубки через линию задержки подается на вход «стоп» ВЦП.

На основе измерений счетных характеристик и временных спектров были выбраны проволока диаметром 50 мкм и рабочая газовая смесь состава $96.5\%\text{Ar}+4.5\%\text{CO}_2$. При этом обеспечивается диапазон рабочих

напряжений 2.0 – 2.2 кВ и время дрейфа электронов в пределах 600 нс, что достаточно для нормальной работы первичного триггера.

Штатная электроника модулей имеет ту же блок-схему, что и электроника прототипа.

Электроника модуля питается постоянным напряжением ± 6 В. Кроме того, отдельно подается высокое напряжение 2.1 кВ. Для управления порогом каждый комплект электроники имеет специальный вход, на который подается постоянное напряжение от ЦАП (одного на все модули). Электроника модуля имеет также калибровочный вход — сигнал с него через емкость подается на входы всех каналов для контроля их работоспособности.

Логические сигналы с выхода модулей передаются на считывающую электронику, выполненную в виде блоков в стандарте КЛЮКВА. Каждый блок считывает 32 трубки — то есть, 2 баррельных или один торцевой модуль. Сигналы «быстрое ИЛИ» подаются через разветвители на схему формирования сигнала АСТ (11) и на блоки «ДА-НЕТ», которые фиксируют факт срабатывания или несрабатывания каждого модуля.

Все модули были протестированы путем снятия счетных характеристик и временных спектров по методике, аналогичной методике для прототипа.

На данный момент (начало 2011 г.) система трубок собрана и работает в штатном режиме.

В заключении приведены основные результаты работы:

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. В эксперименте с детектором СНД на ВЭПП-2М измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ в области $\sqrt{s} = 1.04 \text{ ГэВ} \div 1.38 \text{ ГэВ}$.
2. Проведено сравнение результатов данной работы с результатами предыдущих работ. Полученные результаты согласуются с результатами предыдущих измерений, при этом имеют лучшую статистическую точность.
3. Мюонная система на основе пропорциональных счетчиков разработана, собрана и успешно работает. Ее характеристики отвечают запланированным требованиям.

В дальнейшем планируется провести измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ на ВЭПП-2000 в области до 2 ГэВ с существенно (на

порядок) большей статистикой. Ожидается, что удастся получить новые данные по спектроскопии возбужденных состояний ρ -мезона.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. М.Н. Ачасов, . . . , Д.А. Штоль и др. Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ в области энергии $\sqrt{s}=1.04-1.38$ ГэВ с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2М. // Письма в ЖЭТФ, 92: 80-84, 2010.
2. M.N. Achasov, . . . , D.A. Shtol et al. Study of process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ at energies $\sqrt{s} < 1$ GeV with the Spherical neutral detector. // JETP, 109: 379-392, 2009; ЖЭТФ, 136: 442-457, 2009.
3. M.N.Achasov, . . . , D.A. Shtol et al. Spherical Neutral Detector for experiments at VEPP-2000 e^+e^- collider, Третье Всероссийское совещание «Прецизионная физика и фундаментальные физические константы», Санкт-Петербург, 7-10 декабря 2010, р.71.
4. Г.Н. Абрамов, . . . , Д.А. Штоль и др. Детектор СНД: состояние дел и первый опыт работы с пучками ВЭПП-2000. // Новосибирск, 2009, Препринт ИЯФ 2009-19.
5. Г.Н. Абрамов . . . , Д.А. Штоль и др. Детектор СНД: модернизация систем для экспериментов на ВЭПП-2000 и некоторые предварительные результаты экспериментов на ВЭПП-2М. // Новосибирск, 2007, Препринт ИЯФ 2007-20.
6. Д.А. Штоль. Счетчики для мюонной системы детектора СНД на основе пропорциональных трубок. Магистерская диссертация. ИЯФ, Новосибирск, 2005.
7. Д.А. Штоль. Счетчики для мюонной системы детектора СНД на основе пропорциональных трубок. // Труды ВНКСФ-12, 2005.
8. Г.Н.Абрамов, . . . , Д.А. Штоль и др. СНД – статус модернизации и анализа данных. // Новосибирск, 2005, Препринт ИЯФ 2005-35.

ШТОЛЬ Дмитрий Александрович

**Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$
в области энергии $\sqrt{s} = 1.04\text{--}1.38$ ГэВ
с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2М**

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Сдано в набор 18.02.2011 г.

Подписано в печать 21.02.2011 г.

Формат бумаги 100×90 1/16 Объем 1.0 печ.л., 0.8 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 4

Обработано на РС и отпечатано на

ротапринте «ИЯФ им. Г.И. Будкера» СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.