

УЧРЕЖДЕНИЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН
(ИЯФ СО РАН)

П.М. Астигеевич, В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, А.Ю. Барняков,
К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин, Д.Е. Беркаев, В.Е. Блинов,
А.Г. Богданчиков, А.А. Ботов, Д.А. Букин, А.В. Васильев,
В.М. Весенев, Е.А. Власенко, В.Б. Голубев, К.А. Гревцов,
Т.В. Димова, В.П. Дружинин, И.М. Землянский, Л.В. Кардапольцев,
А.Н. Кирпотин, Д.П. Коврижин, И.А. Кооп, А.А. Король,
С.В. Кошуба, Е.А. Кравченко, А.Ю. Кульпин, А.П. Лысенко,
К.А. Мартин, И.Н. Нестеренко, А.Е. Образовский, А.П. Онучин,
Е.В. Пахтусова, Е.А. Переведенцев, Ю.А. Роговский, А.Л. Романов,
С.И. Середняков, З.К. Силагадзе, А.А. Сироткин, К.Ю. Сковпень,
А.Н. Скринский, И.К. Сурин, А.И. Текутьев, Ю.А. Тихонов,
Ю.В. Усов, А.Г. Харламов, П.Ю. Шатунов, Ю.М. Шатунов,
Д.Б. Шварц, Д.А. Штоль, А.Н. Шукаев

НАЧАЛО ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ДЕТЕКТОРОМ
НА КОЛЛАЙДЕРЕ ВЭПП-2000

ИЯФ 2011-21

НОВОСИБИРСК
2011

Начало экспериментов с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000

*П.М. Астигеевич, В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, А.Ю. Барняков,
К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин, Д.Е. Беркаев, В.Е. Блинов,
А.Г. Богданчиков, А.А. Ботов, Д.А. Букин, А.В. Васильев, В.М. Весенев,
Е.А. Власенко, В.Б. Голубев, К.А. Гревцов, Т.В. Димова, В.П. Дружинин,
И.М. Землянский, Л.В. Кардапольцев, А.Н. Кирпотин, Д.П. Коврижин,
И.А. Кооп, А.А. Король, С.В. Кошуба, Е.А. Кравченко, А.Ю. Кульпин,
А.П. Лысенко, К.А. Мартин, И.Н. Нестеренко, А.Е. Образовский,
А.П. Онучин, Е.В. Пахтусова, Е.А. Переведенцев, Ю.А. Роговский,
А.Л. Романов, С.И. Середняков, З.К. Силагадзе, А.А. Сироткин,
К.Ю. Сквепень, А.Н. Скринский, И.К. Сурин, А.И. Текутьев,
Ю.А. Тихонов, Ю.В. Усов, А.Г. Харламов, П.Ю. Шатунов, Ю.М. Шатунов,
Д.Б. Шварц, Д.А. Штоль, А.Н. Шукаев*

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера, 630090, Новосибирск, Россия

Аннотация

Приводятся описание первых экспериментов с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000 и текущего состояния детектора, а также предварительные результаты обработки накопленных данных.

Beginning of the experiments with SND detector at the collider VEPP-2000

*P.M. Astigeevich, M.N. Achasov, V.M. Aulchenko, A.Yu. Barnyakov,
K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin, D.E. Berkaev, V.E. Blinov,
A.G. Bogdanchikov, A.A. Botov, D.A. Bukin, A.V. Vasiljev, V.M. Vesenev,
E.A. Vlasenko, V.B. Golubev, K.A. Grevtsov, T.V. Dimova, V.P. Druzhinin,
I.M. Zemliansky, L.V. Kardapol'tsev, A.N. Kirpotin, I.A. Koop, D.P. Kovrizhin,
A.A. Korol, S.V. Koshuba, E.A. Kravchenko, A.Yu. Kulpin, A.P. Lysenko,
K.A. Martin, I.N. Nesterenko, A.E. Obrazovsky, A.P. Onuchin, E.V. Pakhtusova,
E.A. Perevedentsev, Yu.A. Rogovsky, A.L. Romanov, S.I. Serednyakov,
Z.K. Silagadze, A.A. Sirotkin, K.Yu. Skovpen, A.N. Skrinsky, I.K. Surin,
A.I. Tekutev, Yu.A. Tikhonov, Yu.V. Usov, A.G. Kharlamov, P.Yu. Shatunov,
Yu.M. Shatunov, D.A. Shtol, A.N. Shukaev, D.B. Shwartz*

Abstract

First SND experiments at the VEPP-2000 collider are described along with the present status of the SND detector. Preliminary results of data analysis are presented.

©Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

1 Введение

В январе 2010 года начался пробный набор статистики с детектором СНД на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2000. Первый рабочий сезон продолжался с перерывами до июня 2010 г. В интервале полной энергий $2E_b = 1000 - 1900$ МэВ были записаны данные с интегральной светимостью около 5 пб^{-1} .

По результатам первого эксперимента были внесены коррективы во все системы СНД, в первую очередь, электронику и систему сбора данных. В январе 2011 года начался второй цикл измерений, уже в более широком интервале энергий, до 2000 МэВ. Было проведено два сканирования: вверх по энергии и вниз. Шаг по энергии составил 25 МэВ, а полная интегральная светимость около 20 пб^{-1} .

В настоящем препринте кратко описаны основные характеристики экспериментов, состояние систем СНД и самые предварительные результаты по анализу записанных данных.

2 Состояние систем детектора СНД

2.1 Трековая система

Трековая система СНД состоит из девятислойной дрейфовой камеры с ячейкой струйного типа и пропорциональной камеры, расположенных в едином газовом объёме цилиндрической формы [1, 2, 3]. В экспериментах 2010–2011 гг. система показала стабильную удовлетворительную работу.

В феврале 2011 г. для защиты трековой системы от пучкового фона ВЭПП-2000 в промежутке между торцами газового объёма трековой системы и сверхпроводящими соленоидами ВЭПП-2000 были установлены сегментированные медные диски толщиной 20 мм и свинцовые цилиндры длиной 50 мм и толщиной стенок 5 мм, что позволило снизить загрузку внутренних слоёв дрейфовой камеры (рис. 1, рис. 2).

В 2010 г. начато изготовление второго экземпляра трековой системы СНД с модифицированной структурой внутреннего катода, позволяющей снизить взаимные наводки между полосками, и использованием новой элементной базы для высоковольтного питания. В марте–мае произведена сборка корпуса, а с октября начаты работы по натяжению прово-

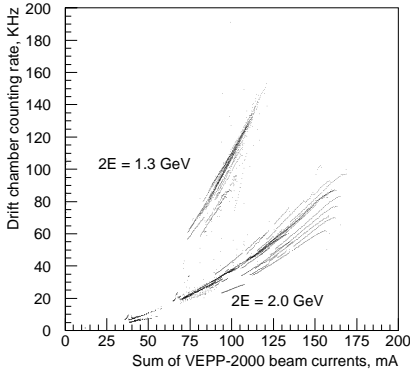


Рис. 1. Загрузка первого слоя дрейфовой камеры в зависимости от суммарного тока пучков ВЭПП-2000 при энергиях $2E_b = 1.3$ и 2.0 ГэВ.

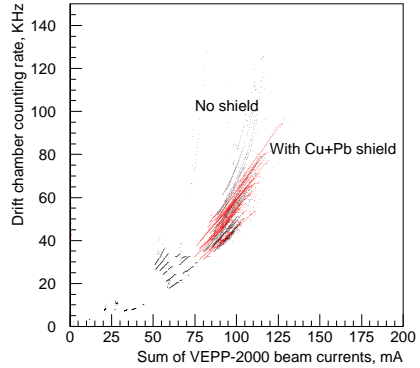


Рис. 2. Загрузка первого слоя дрейфовой камеры в зависимости от суммарного тока пучков ВЭПП-2000 при энергии $2E_b = 1.5$ ГэВ, до и после установки защиты.

лочной структуры. В настоящее время натянута свыше 50% от полного числа проволок.

Также реализована программа генераторной калибровки электроники проволок трековой системы на основе нового проекта для информационных плат Т2АМ с подавлением несработавших каналов. Этот же проект используется для чтения данных в эксперименте.

2.2 Система аэрогелевых черенковских счётчиков

В конце экспериментального сезона 2009–2010 годов было принято решение провести процедуру восстановления параметров системы аэрогелевых черенковских счётчиков. Необходимость этого была связана с понижением средней амплитуды счётчиков для ультрарелятивистской частицы до величины 3.5 – 5.0 фотоэлектронов. Уменьшение амплитуды объясняется процессами окисления примесей металла в аэрогеле, которые приводят к уменьшению длины поглощения света в аэрогеле. В начале сезона 2010–2011 годов система была разобрана. Все ее компоненты были протестированы. ФЭУ с малой квантовой эффективностью или усилением МКП были заменены. Аэрогель подвергся процедуре термического восстановления длины поглощения. В результате данный параметр вернулся на свой начальный уровень. После сборки система была установ-

лена на детектор в начале декабря 2010 года. Последующие измерения в ходе экспериментов на ускорительном комплексе показали, что среднее число фотоэлектронов от ультрарелятивистских электронов достигло уровня к 7.5 – 8 фотоэлектронов. На рисунке 3 показана зависимость величины сигнала на 3-х счётчиках второго сегмента системы от времени.

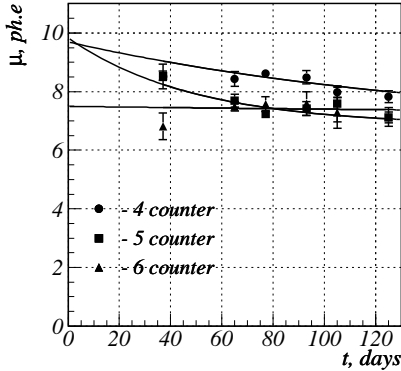


Рис. 3. Зависимость среднего сигнала от времени для счётчиков № 4, 5 и 6.

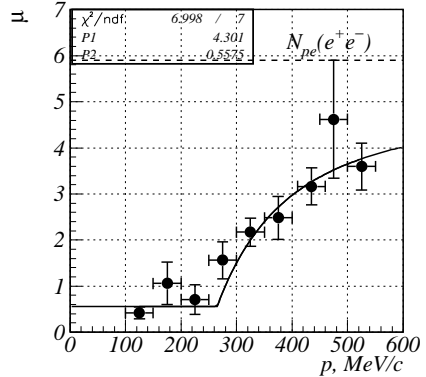


Рис. 4. Зависимость сигнала счётчика от импульса заряженного π -мезона.

Анализ данных по процессу $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ позволил измерить отклик счётчиков для заряженных пионов с различными значениями импульсов. Импульсы заряженных π -мезонов вычислялись в результате кинематической реконструкции событий. Точность восстановления импульса составляет 10 – 15%. На рисунке 4 показана зависимость средней амплитуды счётчика от импульса заряженного π -мезона. Явно виден пороговый характер зависимости. Экспериментальные данные аппроксимированы теоретической зависимостью амплитуды от импульса частицы с порогом, который определяется показателем преломления аэрогеля. Кроме того, наблюдается значительное различие в величинах максимальных сигналов для пионов и электронов. Величина сигнала для электронов показана горизонтальной линией. С чем связано это различие будет изучено в дальнейшем.

Проведено предварительное измерение максимального сигнала для электронов и μ -мезонов. Для этого использовались события процесса упругого электрон-позитронного рассеяния и события с космическими

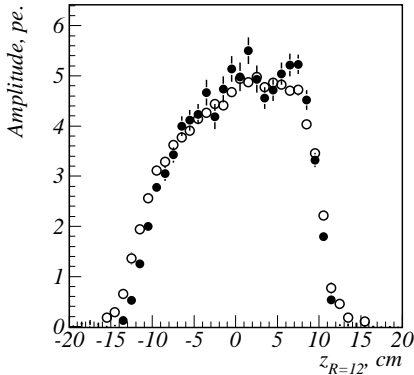


Рис. 5. Зависимость сигнала счётчика для электронов — ● и для космических μ -мезонов — ○.

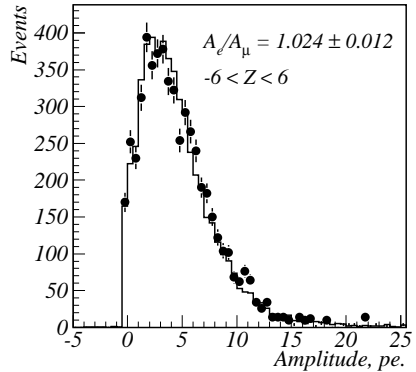


Рис. 6. Амплитудный спектр: точки с ошибками — электроны, гистограмма — космические μ -мезоны.

мюонами, записанные в экспериментальных заходах. С использованием треков в дрейфовой камере отбирались частицы, надёжно проходящие через аэрогель, но при этом не попадающие в спектросместитель. Зависимость среднего сигнала от продольной координаты показана на рисунке 5. Результат приведен для третьего счётчика системы, расположенного в детекторе практически горизонтально. Амплитуда нормировалась на толщину материала, проходимого частицей в счётчике. Зависимость приведена как для электронов, так и для космических μ -мезонов. Следует отметить, что отбор космических μ -мезонов производился с помощью параметра COSM, который выделяет космические треки в калориметре. По построению данного параметра можно сказать, что μ -мезоны выделяют достаточно высокоэнергичные для измерения максимального сигнала в аэрогеле. На рисунке 6 показано сравнение амплитудных спектров для электронов и μ -мезонов с дополнительным ограничением по продольной координате $|Z| < 6$ см.

2.3 Калориметр

В настоящее время в калориметре детектора СНД работоспособно 97% счётчиков. Неисправности в калориметре связаны с выходом из строя как вакуумных фототриодов (ВФТ), так и предусилителей (ЗЧУ). Последний полный ремонт калориметра был проведен в 2004 году, а в 2010 г. был отремонтирован только первый слой. Для выполнения полноцен-

ных экспериментов необходимо проводить замену неисправных ВФТ и преусилителей раз в 2 – 3 года. Электроника калориметра была разработана и изготовлена почти 20 лет назад. Используемая схема подходит для новых экспериментов на ВЭПП-2000, но элементная база устарела, а монтаж не удобен при ремонте калориметра. Для того, чтобы заменить ВФТ или плату ЗЧУ, в лучшем случае необходимо отпаять, а затем припаять несколько проводов и кабелей непосредственно на экспериментальной установке.

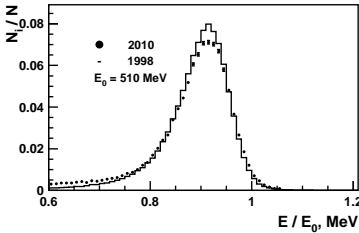


Рис. 7. Энерговывделение электронов с энергией 500 МэВ в калориметре СВД. Точки – текущий эксперимент, гистограмма – эксперимент на ВЭПП-2М.

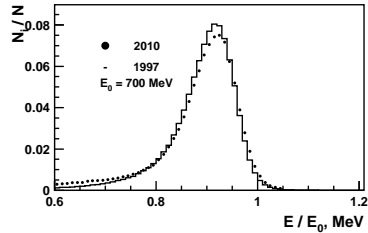


Рис. 8. Энерговывделение электронов с энергией 700 МэВ в калориметре СВД. Точки – текущий эксперимент, гистограмма – эксперимент на ВЭПП-2М.

С учётом опыта многих лет работы с калориметром была разработана новая электроника. Сигналы и напряжения питания передаются по кросс-плате (многослойная печатная плата). При этом большинство монтажных соединений производится посредством разъёмов, что облегчает замену электроники и ВФТ даже в условиях ограниченного доступа к калориметру. В сентябре 2010 г. платы прототипа новой электроники были установлены на 26 каналов первого слоя. За семь месяцев эксплуатации плат в условиях эксперимента ни один канал из строя не вышел. В настоящее время ведётся изготовление и распайка плат новой электроники. Их установку на детектор планируется произвести в 2011 – 2012 гг.

Калориметр был откалиброван по космическим мюонам [4]. Сравнение результатов калибровки с результатами 1996 года показывает, что средний сигнал в первом и втором слоях калориметра не изменился, а в третьем слое уменьшился примерно в 1.5 раза. Изменение сигнала свя-

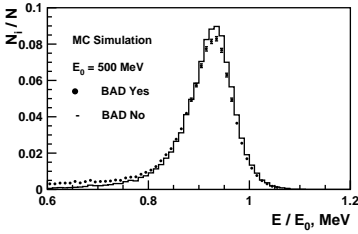


Рис. 9. Энерговыведение электронов с энергией 500 МэВ в калориметре СНД в моделировании с учётом (точки) и без учёта (гистограмма) неработающих каналов.

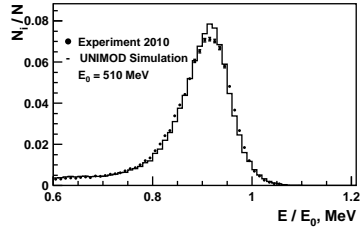


Рис. 10. Энерговыведение электронов с энергией 500 МэВ в калориметре СНД в моделировании с учётом неработающих каналов (гистограмма) и в эксперименте (точки).

зано с заменой ВФТ на третьем слое. Новые приборы имеют меньшее, по сравнению с предыдущими, произведение квантового выхода на коэффициент усиления. С другой стороны, для новых ВФТ не наблюдается уменьшение сигнала со временем, которое для старых приборов составляло около 3% в месяц [1]. Среднее изменение калибровочных коэффициентов за один месяц во всех трёх слоях не превышает 1%.

Калибровка по космическим мюонам проводится во время набора экспериментальных данных, как правило, раз в неделю. После набора статистики калориметр калибруется по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ [5]. Спектры энерговыведения электронов с энергией 500 и 700 МэВ показаны на рисунках 7 и 8. Там же приведены распределения, набранные во время экспериментов на ВЭПП-2М десять лет назад. Видно, что в 2010 году число событий с малым энерговыведением больше, чем в 1998 и 1997 гг. Это связано с наличием значительно большего числа неработающих счётчиков в калориметре в текущем эксперименте. На рис. 9 показано сравнение спектров энерговыведения 500 МэВных электронов в моделировании с учётом и без учёта неработающих каналов. Видно, что картина качественно согласуется с приведённой на рис. 7 и 8. На рис. 10 показаны экспериментальные и моделированные распределения энерговыведений электронов с энергией 500 МэВ. В моделировании были учтены неработающие каналы. Низкоэнергетические хвосты распределений хорошо согласуются.

2.4 Мюонная система

Мюонная система СНД состоит из двух подсистем: пропорциональных трубок и сцинтилляционных счётчиков (рис. 11).

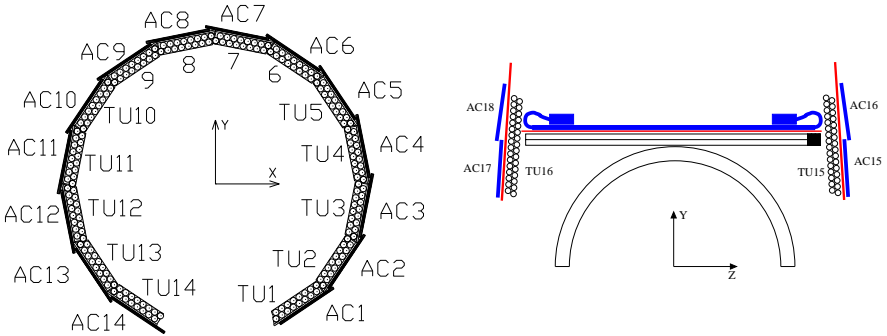


Рис. 11. Схема мюонной системы СНД: баррельная часть (слева) и торцевая (справа).

Пропорциональные трубки собраны в модули, каждый из которых включает 16 трубок, расположенных в два слоя. 14 модулей расположены вокруг детектора параллельно оси пучка. Кроме того, на каждом торце детектора расположено по одному модулю, состоящему из 32 трубок.

Трубки заполнены газовой смесью 95.5% Ar + 4.5% CO₂. Диаметр проволочек — 50 мкм, рабочее напряжение — 2100 В. Съём сигнала производится с одной стороны платой электроники, установленной на самом модуле. Канал для каждой трубки включает эмиттерный повторитель, усилитель и дискриминатор. На выходе каждого канала формируется логический сигнал. Кроме того, вырабатывается сигнал ИЛИ всех трубок модуля (так называемое «быстрое ИЛИ» трубок).

Сцинтилляционные счётчики собраны в баррельную часть (14 счётчиков) и две торцевые части (по 2 счётчика с каждой стороны). В баррельной части счётчики просматриваются ФЭУ с двух сторон, а в торцевых частях с одной. Информация со счётчиков в виде сработавших ДА-НЕТ'ов, а также времени и амплитуды сигнала с ФЭУ записывается в события.

Исправность элементов мюонной системы отслеживается программой контроля по событиям. Эта программа сравнивает частоты срабатываний трубок каждого модуля, частоты срабатываний «быстрого ИЛИ» всех модулей, а также отслеживает случаи, когда при срабатывании трубок модуля не сработало «быстрое ИЛИ» (просчёт), или, наоборот,

«быстрое ИЛИ» сработало при отсутствии срабатывания трубок. Система предупреждает оператора, если частота срабатывания какой-либо трубки существенно меньше или больше, чем для остальных трубок модуля, если «быстрое ИЛИ» какого-либо модуля срабатывает существенно чаще или реже, чем у остальных, а также о наличии просчётов или ложных срабатываний «быстрого ИЛИ». Такая система позволяет оперативно контролировать исправность мюонной системы.

Для сцинтилляционных счётчиков набирается частота срабатываний счётчиков, осуществляется контроль за срабатываниями ДА-НЕТ'ов, а также набираются временные и амплитудные спектры для каждого ФЭУ. Это позволяет оперативно обнаруживать неполадки в работе системы.

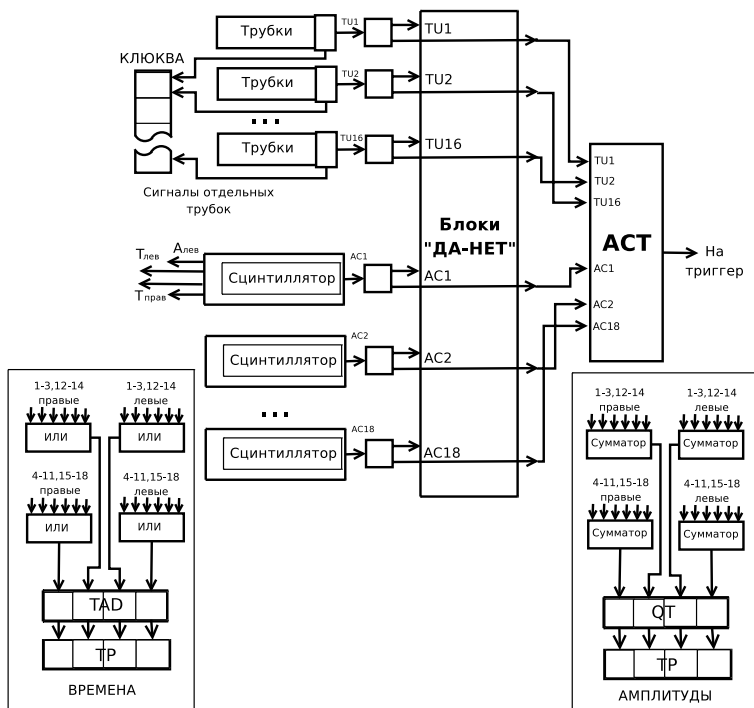


Рис. 12. Схема электроники мюонной системы СНД.

Сигналы «быстрого ИЛИ» используются для выработки сигнала АСТ, аргумента первичного триггера от мюонной системы (рис. 12).

На данный момент (май 2011) все модули системы работают нормально.

2.5 Электроника детектора

Электроника детектора СНД детально описана в [1, 2, 3]. В 2010 году изготовлена информационная плата для пропорциональной камеры трековой система. Плата включает в себя 12 пороговых дискриминаторов и содержит битовую информацию о срабатывании групп проволочек в пропорциональной камере. С использованием новой элементной базы изготовлены предварительные усилители для проволочек и полосок трековой системы.

Собрана и запущена в работу система контроля газовой смеси. Система представляет собой 4 пропорциональные камеры с дрейфовыми промежутками. Камеры установлены на входе и выходе газовых каналов мюонной и трековой систем. Задача системы – контроль величины газового усиления и длины поглощения. Газовое усиление измеряется по пику спектра от изотопа ^{55}Fe , установленного непосредственно на камере. Для измерения длины поглощения спектр набирается для двух положений изотопа: вблизи сигнальной проволочки и на некотором расстоянии от нее. Для перемещения изотопа используется подвижной механизм, собранный на электромагнитах. Электромагниты запитываются от источника питания (24 В) через систему реле расположенных в блоке КАМАК УР16, управляемом от ЭВМ. Спектр от изотопа набирается с помощью ЗЦП. Все измеренные параметры сохраняются в базе данных.

2.6 Система сбора данных (ONLINE)

Система сбора данных детектора СНД успешно эксплуатировалась в экспериментах СНД сезонов 2009–2011 годов. В ходе экспериментов, одновременно с решением текущих вопросов по поддержке системы, продолжалось ее развитие.

В 2010 году был введен новый режим работы СНД с поддержкой длительных блокировок от ВЭПП-2000 на время поднятия энергии пучка, который успешно прошёл проверку в экспериментальных заходах.

В связи с появлением новых возможностей электроники СНД, было реализовано чтение данных срабатываний от второй частицы в дрейфовой камере и чтение новых плат оцифровки сигналов с пропорциональной камеры.

Значительным изменениям подверглись системы контроля и управления. В систему сбора данных добавлен контроль энергии пучка, контроль за высоким напряжением, за состоянием газовых подсистем. Организовано хранение значений контролируемых параметров СНД в базе данных.

Для визуализации изменений этих параметров во времени разработан рабочий прототип пользовательского графического интерфейса.

В интерфейс управления процессами системы добавлена возможность запуска процессов с различными вариантами сборки, реализована проверка наличия ключевых процессов перед запуском захода.

В ходе эксплуатации системы сбора данных пользователи выдвигали новые предложения по улучшению интерфейса оператора. С учётом предложений были улучшены интерфейсы: отображение текущих значений СНД и данных от ВЭПП, настройка параметров запуска, поиск по сообщениям процессов.

Улучшено рабочее место оператора. Для этого был организован второй компьютер, сконфигурированный для визуализации текущей информации о ходе сбора данных. Для удаленного управления мониторингом на этом компьютере в интерфейс оператора добавлены новые элементы контроля.

Важную роль в системе сбора данных играет компонент программно-отбора событий при записи (третичный триггер). Третичный триггер поддерживает маркировку событий по заранее определённым условиям. Предусмотрено три типа маркировки (маски третичного триггера):

- 1) отбраковка;
- 2) безусловное сохранение;
- 3) калибровка.

События с маркировкой “отбраковка” не сохраняются или сохраняются частично (с делением) в основном потоке данных, если они не маркированы, для “безусловного сохранения”. События с маркировкой “калибровка” сохраняются в отдельный (калибровочный) поток. Немаркированные события и события для “безусловного сохранения” сохраняются в основной поток данных без деления.

В экспериментах 2010-2011 гг. использовались следующие маски третичного триггера:

- события от генератора: для безусловного сохранения;
- центральные заряженные события: для безусловного сохранения;
- нейтральные, только 3 слой калориметра: для отбраковки;
- нейтральные, вытянутый кластер в калориметре: для отбраковки;
- условие на минимальную энергию: для отбраковки;
- заряженные, пучковый фон по камере: для отбраковки;
- коллинеарные: для калибровки.

3 Система обработки данных (OFFLINE)

3.1 Общее описание системы обработки данных

В 2010–2011 годах система обработки была, в основном, готова к работе. Тем не менее, с учётом опыта эксплуатации и возникающих потребностей пользователей продолжается модернизация ПО и системной инфраструктуры обработки. Из изменений следует отметить:

- доработан алгоритм кластеризации полосок;
- реализовано моделирование полосок в пропорциональной камере;
- реализовано связывание полосок и треков по дрейфовой камере в частице;
- реализован алгоритм учёта уходов фазы в реконструкции камеры;
- расширен набор контролирующих алгоритмов в процессе контроля по событиям;
- существенно расширен набор адаптированных первичных генераторов для моделирования;
- реализована калибровка места встречи;
- реализовано подмешивание фоновых событий к моделированию;
- проведена массовая централизованная реконструкция событий для эксперимента МНAD2010 (перекачка);
- реализовано несколько алгоритмов кинематической реконструкции;
- проведено профилирование задания на моделирование и реконструкцию, оптимизация, поиск утечек памяти;
- исправлено большое количество ошибок в уже реализованных пакетах ПО;
- расчетная компьютерная ферма переведена на виртуальные машины (основанные на технологии XEN);
- модифицирована организация процесса разработки (переход на subversion, TRAC, wiki);
- начаты работы по интеграции с вычислительным кластером НГУ.

3.2 Реконструкция треков

В 2010–2011 годах проводились работы по улучшению качества реконструкции треков на реальных экспериментальных событиях.

Создан алгоритм реконструкции событий сдвинутых на целое число фаз. Порядка 14% событий, при данной конфигурации электроники,

были сдвинуты на некоторое число фаз соударений пучков и некорректно реконструировались в плоскости $R - \phi$. Для определения фазы пучков было использовано время дрейфа в ячейках первого слоя дрейфовой камеры. Дрейфовый промежуток в 1-м слое составляет 3 мм, что соответствует ширине временного спектра 60 нс, при скорости дрейфа 5 см/мкс, что значительно меньше временного интервала между соударениями пучков 81.4 нс.

Алгоритм работает следующим образом. Перед реконструкцией треков проверяется в какую фазу попадают срабатывания из первого слоя дрейфовой камеры, если все срабатывания в первом слое попадают в одну и ту же фазу, то во всем событии к временам дрейфа прибавляется или отнимается время равное $81.4 * N$, где N – нужное количество фаз. Если события из первого слоя попадают в разные фазы, то выбирается та фаза в которую попали больше всего срабатываний из первого слоя. Если выделенной фазы с максимальным числом срабатываний нет, то производится реконструкция в гипотезах с разными фазами и выбирается гипотеза с наименьшим суммарным χ^2 -реконструкции всех треков в событии.

Для реализации такого алгоритма потребовалось перевести реконструкцию на работу с временами. Ранее реконструкция принимала на вход готовые расстояния измеренные по временам дрейфа. Пришлось так же интегрировать алгоритм применения калибровки зависимости времени дрейфа от расстояния в реконструкцию. Все это потребовало значительных изменений интерфейса реконструкции треков.

После включения данного алгоритма в распределении по расколлинеарности событий упругого e^+e^- рассеяния исчезла равномерная подложка событий с “неправильной” фазой. Количество событий с неправильной фазой, оставшееся после применения данного алгоритма, можно оценить, используя область временного спектра с “отрицательными” временами дрейфа во 2–9-ом слоях. Количество событий в “отрицательной” области спектра этих слоев не отличается от расчёта с учётом конечного временного разрешения с точностью лучше 1%. Соответственно можно установить верхний предел на добавку к неэффективности данной версии реконструкции за счёт “просчёта” фазы в 1%.

Также была создана процедура калибровки места встречи. Калибровка выполняется по событиям упругого e^+e^- рассеяния. В базу данных записываются пространственные координаты места встречи пучков, ширина распределения точки вылета по продольной координате и разрешения дрейфовой камеры по всем трем координатам. Реализовано применение данной калибровки. Параметры места встречи стали доступны

как в виде параметров при обработке данных, так и в виде специального класса “Вершина” для других программ в ПО СНД. Процедура калибровки автоматизирована и выполняется после каждого экспериментального захода. Запись в базу данных производится, если отобрано более 1000 событий упругого e^+e^- рассеяния.

Положение места встречи уже используется для программ кинематической реконструкции событий. Использование точного места встречи (из калибровки) при моделировании событий улучшает качество согласия моделирования с экспериментом как в нейтральных, так и в заряженных каналах.

В настоящее время ведется работа по измерению эффективности реконструкции треков. Были выявлены проблемы с реконструкцией треков при наличии в событии дополнительного сильно нецентрального трека большой длины (более 9-ти хитов). Ведутся работы по их решению.

3.3 Реконструкция γ -квантов

Поиск кластеров в калориметре происходит в несколько этапов. На первом шаге ищутся все кристаллы имеющие большее энерговыделение по сравнению со своими соседями. Эти кристаллы при условии, что энерговыделение в них превышает некоторый порог (~ 10 МэВ), используются как центры образования кластеров. Далее просматриваются все расположенные вокруг них “соседние” кристаллы с энерговыделением, превышающим порог срабатывания (~ 1 МэВ). Понятие “соседний” также параметризуется. Есть три варианта определения: общая грань, общее ребро и общая вершина. В текущей версии реконструкции используется третье определение. Если кристалл является “соседним” только для одного кластера, то он в него добавляется, а если для двух, то он помечается как общий для этих кластеров. На последнем этапе производится слияние близко расположенных кластеров. Кластеры объединяются в трех случаях:

- расстояние между центрами кластеров в $\phi - \theta$ проекции меньше 0.2 радиана (11.5°),
- у кластеров имеются общие кристаллы с энерговыделением больше 10 МэВ,
- расстояние между ближайшими кристаллами в кластерах меньше 40° и энергия присоединяемого кластера мала по сравнению с основным кластером ($E_{add}/(E_{add} + E_0)^{0.3} < 5$).

Полученные таким образом кластеры используются при реконструкции конечных частиц.

3.4 Реконструкция эксперимента МНАD2010

Для упрощения и ускорения анализа накопленных данных имеет смысл делать предварительную реконструкцию и классификацию событий ("перекачка"). Использование этой процедуры позволяет подавить общий объем используемых событий (все выходные потоки вместе взятые составляют около 4% от исходного объема); сэкономить время обработки (исключаются "дорогие" в вычислительном смысле стадии, такие, как реконструкция треков); провести дополнительный контроль качества событий; рассчитать интегральные параметров заходов (средняя энергия, светимость и т.д.).

Такая процедура была проведена для сканирования МНАD2010. Перед запуском перекачки была проделана предварительная подготовка:

- по базе данных отобраны экспериментальные заходы, имеющие тип "эксперимент", интегральную online (по триггеру) светимость не менее 0.2 нб^{-1} , числом событий не менее 100 тыс., не имеющие дополнительных проблем с аппаратурой во время набора (по записям в журнале дежурств и по результатам работы контроля по событиям);
- проверена и в необходимых случаях поправлена информация о заходе в базе данных; заходы разбиты по энергетическим точкам;
- проверено наличие всех калибровок для всех заходов, некоторые калибровки были модифицированы (добавлены "неработающие каналы" в калориметре, дрейфовой и пропорциональной камерах по журналу и по результатам работы контроля по событиям; установлены повышенные пороги с нулевым разбросом в вычисляемом триггере калориметра; калибровки с ошибками удалены);

Выходные данные после "перекачки" сгруппированы в следующие потоки:

- **коллинеарный** (1.4% событий):
 - расколлинеарность по ϕ для двух наиболее энергичных в событии частиц менее 15° , если обе частицы нейтральные, или менее 10° , если одна из них заряженная;
 - расколлинеарность по θ для двух наиболее энергичных в событии частиц менее 25° , если обе частицы нейтральные, или менее 20° , если одна из них заряженная;

- для заряженных частиц (если они входят в число двух наиболее энергичных частиц в событии) расстояние от трека до оси пучков $R < 1$ см;
- для заряженных частиц (если они входят в число двух наиболее энергичных частиц в событии) координата точки вылета трека вдоль оси пучков $|\Delta Z| < 15$ см;

события этого потока используются для измерения светимости, для дополнительных калибровок и проверок;

- **нейтральный** (0.08% событий):

- количество частиц не менее двух,
- заряженных частиц нет,
- энерговыделение в калориметре не менее $0.6\sqrt{s}$,
- поперечный импульс, вычисленный по калориметру, не больше $0.3\sqrt{s}$;

события этого потока используются для изучения процессов, не содержащих заряженные частицы в конечном состоянии;

- **заряженный** (0.9% событий):

- число частиц не менее трех;
- число заряженных частиц не менее двух;
- заряженные частицы упорядочиваются по параметру $\Delta RZ = \max(R/1, |\Delta Z|/15)$; среди первых четырех заряженных частиц должна найтись пара с $\Delta RZ_{a,b} < 1$ и с разностью $|Z_a - Z_b| < 5$ см;

события этого потока используются для изучения многодронных процессов с двумя и более заряженными частицами в конечном состоянии;

- **ККрi** (0.6% событий):

- число заряженных частиц не меньше четырех;

события этого потока используются для изучения процессов с четырьмя и более заряженными частицами в конечном состоянии;

- **KS** (1.6% событий):

- число заряженных частиц не меньше двух;

- энергосвыделение в калориметре между $0.15\sqrt{s}$ и $0.8\sqrt{s}$;
- энергия самой энергичной заряженной частицы больше чем 60 МэВ;
- $|\Delta Z| < 15$ см для двух наиболее энергичных заряженных частиц;

события этого потока используются для изучения процессов с K_S -мезоном в конечном состоянии;

- **NNB** (0.6% событий):

- энергосвыделение в калориметре больше 750 МэВ;

события этого потока используются, в частности, для изучения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$.

3.5 Моделирование $e^+e^- \rightarrow$ адроны

На e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 предполагается измерить с высокой точностью сечения всех возможных эксклюзивных процессов e^+e^- аннигиляции в адроны в диапазоне энергий $2E_b = 0.3 - 2.0$ ГэВ. Это означает, что требуются генераторы моделированных событий всех этих процессов. При энергиях выше 1.2 ГэВ, где рождаются возбужденные состояния векторных мезонов ρ , ω и ϕ , число возможных адронных конечных состояний исчисляется десятками. Динамика большинства процессов исследована слабо. Для некоторых экспериментальная информация отсутствует вообще. Поэтому хотелось бы иметь генератор событий e^+e^- аннигиляции, позволяющий легко менять физическую модель процесса, а также добавлять новые процессы.

Для решения этой задачи был разработан и реализован генератор рождения адронов в e^+e^- аннигиляции. Основной особенностью этого генератора событий является то, что лептонная ($e^+e^- \rightarrow \gamma^*$) и адронная ($\gamma^* \rightarrow hadrons$) части матричного элемента описываются отдельно в виде соответствующих тензоров и сворачиваются в самой программе. Это позволяет легко добавлять новые процессы и легко модифицировать физическую модель.

На данный момент в генератор включены процессы рождения следующих адронных состояний: $\pi^+\pi^-$ [6], $\pi^+\pi^-\pi^0$ [7], $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ [8, 9], $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ [8, 9], $\pi^0\pi^0\gamma$ [10, 11], $2\pi^+2\pi^-\pi^0$, $3\pi^+3\pi^-$ и $\omega\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$. Для моделирования процессов 5π и 6π матричный элемент был взят равным константе. Такого грубого приближения вполне достаточно для моделирования процесса вблизи порога. Для описания процесса $\omega\eta$ была

использована модель векторной доминантности с $\omega(1420)$ в промежуточном состоянии.

Генератор учитывает радиационные поправки методом структурных функций [12, 13]. В частности, моделируется излучение двух дополнительных фотонов из начального состояния.

4 Эксперименты на ВЭПП-2000

4.1 Основные характеристики экспериментов

Первые экспериментальные данные с детектором СНД на ВЭПП-2000 были набраны в 2010 году. Эксперимент состоял из двух частей. В январе-феврале было проведено сканирование ϕ -мезонного резонанса. Основной целью сканирования была калибровка энергии коллайдера. В результате обработки данных был обнаружен относительно большой сдвиг (около 4 МэВ в энергии пучка) измеренного положения пика ϕ -резонанса от ожидаемого значения. Измеренный сдвиг был использован в дальнейшем, чтобы скорректировать энергию пучка.

Вторая часть эксперимента, получившая название MHAD2010, состояла в сканировании диапазона энергии в системе центра масс от 1 до 2 ГэВ с шагом 100 МэВ. Данные набирались в 9 точках по энергии пучка от 550 до 950 МэВ в течении четырех месяцев, с февраля по июнь. На рис. 13 приведен график набора интегральной светимости по дням. Следует отметить, что систематическая погрешность измерения светимости, показанной на рисунке, составляет около 20%.

В трех точках с максимальной энергией инжекция в ВЭПП-2000 производилась при $E_b = 800$ МэВ. Это привело к уменьшению скорости набора данных из-за потери времени на перестройку энергии в ВЭПП-2000. Во время эксперимента было записано около 600 миллионов событий, разделённых на 800 заходов. Средняя скорость записи событий была около 250 Гц. Полная интегральная светимость эксперимента составила около 5 пб^{-1} . Среднее число событий на 1 нб^{-1} накопленной светимости — около 110. На рис. 14 приведена зависимость светимости коллайдера от энергии пучка. Нижний ряд точек представляет светимость, усредненную по всем заходам, относящимся к данной энергетической точке. Верхние точки получены следующим образом: для каждого экспериментального захода вычислялась средняя светимость, и затем выбирался заход с максимальной светимостью для данной энергетической точки. Таким образом, разница между верхними и нижними точками представляет собой

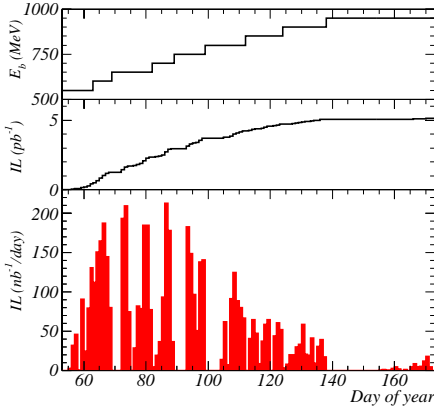


Рис. 13. График набора светимости по дням в эксперименте МНАД2010. Верхний график показывает энергию пучка, при которой проводился набор данных. Средний график показывает изменение накопленной интегральной светимости за время эксперимента. Нижний график показывает распределение по времени интегральной светимости, накопленной за сутки.

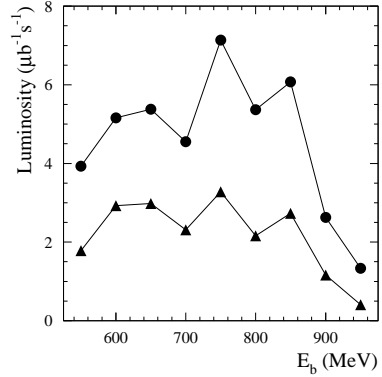


Рис. 14. Зависимость светимости ВЭПП-2000 от энергии пучка для эксперимента МНАД2010. Нижний ряд точек — средняя по энергетической точке светимость. Верхний ряд точек — средняя по заходу светимость для наилучшего захода, относящегося к данной энергетической точке.

разницу между светимостями в наилучшем и среднем заходах, и показывает возможный резерв для увеличения общей интегральной светимости за счёт улучшения стабильности работы коллайдера.

Следующий сеанс набора данных начался в декабре 2010 года. При энергии 750 МэВ была проведена настройка коллайдера. При этом были накоплены данные, соответствующие интегральной светимости около 600 nb^{-1} . В течение второй половины декабря было проведено сканирование ϕ -мезонного резонанса. В 10 точках по энергии пучка от 505 до 514 МэВ была накоплена интегральная светимость около 650 nb^{-1} . Неожиданным результатом сканирования оказалось обнаружение сдвига измеренной энергии от заданной. Величина сдвига составила около 1 МэВ в энергии пучка. После корректировки энергии около 600 nb^{-1} данных было набрано в максимуме ϕ -мезонного резонанса.

В январе 2011 года было начато новое сканирование интервала энер-

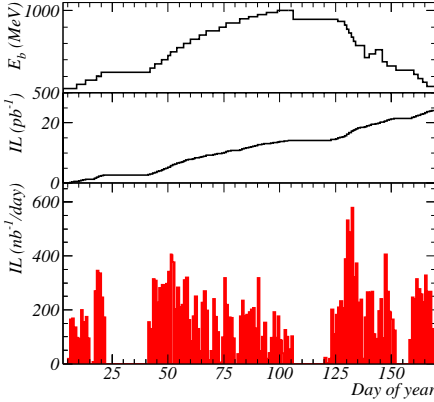


Рис. 15. График набора светимости по дням в эксперименте MHD2011. Верхний график показывает энергию пучка, при которой проводился набор данных. Средний график показывает изменение накопленной интегральной светимости за время эксперимента. Нижний график показывает распределение по времени интегральной светимости, накопленной за сутки.

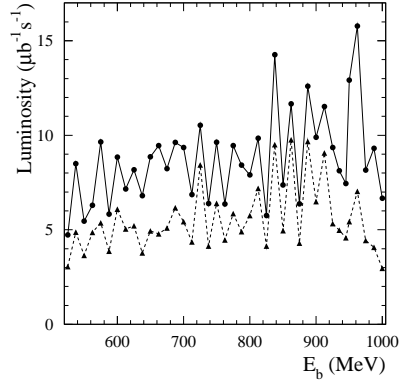


Рис. 16. Зависимость светимости ВЭПП-2000 от энергии пучка для эксперимента MHD2011. Нижний ряд точек — средняя по энергетической точке светимость. Верхний ряд точек — средняя по заходу светимость для наилучшего захода, относящегося к данной энергетической точке.

гий в системе центра масс от 1 до 2 ГэВ. На этот раз шаг сканирования был выбран равным 25 МэВ. Указанный энергетический диапазон был пройден дважды: сначала снизу вверх с шагом 50 МэВ, а затем сверху вниз с тем же шагом, но по энергетическим точкам, сдвинутым на 25 МэВ. Сканирование было закончено в июне 2011 года. На рис. 15 приведен график набора интегральной светимости для этого эксперимента, названного MHD2011, по дням. На рис. 16 показана зависимость светимости коллайдера от энергии пучка. Видно, что как средняя, так и максимальная светимость возросли, особенно при энергии пучка выше 850 МэВ. Максимальная энергия инжекции в ВЭПП-2000 в 2011 году была 825 МэВ. Существенный рост скорости набора данных при энергиях выше 825 МэВ по сравнению с 2010 годом был достигнут за счёт модернизации системы питания сверхпроводящих соленоидов ВЭПП-2000, которая привела к уменьшению времени на перестройку энергии после

инжекции. Из сравнения рисунков 13 и 15 видно что существенно улучшилась также общая стабильность работы коллайдера. В целом, скорость набора статистики в 2011 году возросла по сравнению с 2010 годом приблизительно в 3 раза. Средняя скорость записи событий в новом эксперименте составила 435 Гц. При этом среднее число событий на 1 нб^{-1} накопленной светимости уменьшилось по сравнению с 2010 годом до 80 событий/ нб^{-1} . После окончания сканирования MHAD2011 был проведен короткий сеанс набора данных с интегральной светимостью около 0.8 пб^{-1} в области ϕ -мезонного резонанса.

4.2 Измерение светимости

Во время набора статистики светимость контролируется по скорости счета одной из масок первичного триггера, аргументы которой подобраны для эффективной регистрации процесса упругого e^+e^- рассеяния: $\text{FLT1}=\text{STF}*\text{ET5}*\text{ARG1}*\text{DCC2}*\text{act}$, где аргумент STF — ИЛИ логических сигналов срабатываний башен калориметра с привязкой к моменту столкновения пучков (порог на энерговыделение в башне составляет около 25 МэВ, суммируются башни с $36^\circ < \theta < 144^\circ$), ET5 — логический сигнал полного энерговыделения в калориметре с порогом 300 МэВ, ARG1 — сигнал совпадения противоположных башен в калориметре, DCC2 — сигнал совпадений 4-х из 5 внутренних слоев дрейфовой камеры и act — сигнал несрабатывания мюонной системы. Следует отметить, что во время сезона 2009–2010 годов и большей части сезона 2010–2011 годов для перевода скорости счёта FLT1 в светимость использовался неправильный коэффициент. Светимость систематически завышалась, причем отношение измеренной светимости к истинной возрастало с энергией и достигало 1.5 при $E_b = 1000 \text{ МэВ}$. К концу эксперимента значение коэффициента и его энергетическая зависимость были скорректированы с использованием светимости, определенной при обработке записанных событий offline.

Для отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ offline использовались следующие условия: число треков больше или равно 2, число заряженных частиц меньше 4, число нейтральных частиц меньше 4, $1.0 < (E_1 + E_2)/E_b < 2.2$, $E_2/E_b > 0.3$, $R_{1,2} < 1 \text{ см}$, $|\Delta Z_1 - \Delta Z_2| < 4 \text{ см}$; $45^\circ < \theta_{1,2} < 135^\circ$, $|\theta_1 + \theta_2 - 180^\circ| < 20^\circ$, $||\phi_1 - \phi_2| - 180^\circ| < 20^\circ$. Используется список частиц, упорядоченных по энергии. Индексы 1 и 2 соответствуют двум наиболее энергичным частицам.

При отборе событий $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ использовались следующие условия отбора: число фотонов больше или равно 2 и меньше 5, $1.1 < (E_1 + E_2)/E_b < 2.2$, $0.55 < E_2/E_b < 1.10$, $45^\circ < \theta_{1,2} < 135^\circ$, $|\theta_1 + \theta_2 - 180^\circ| < 30^\circ$,

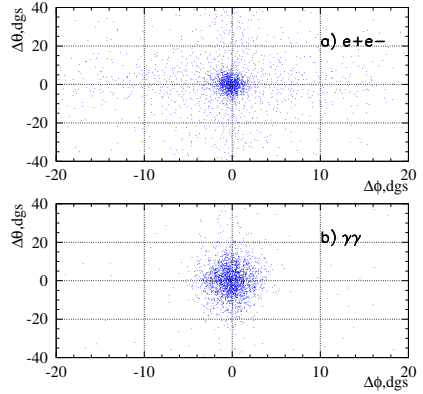
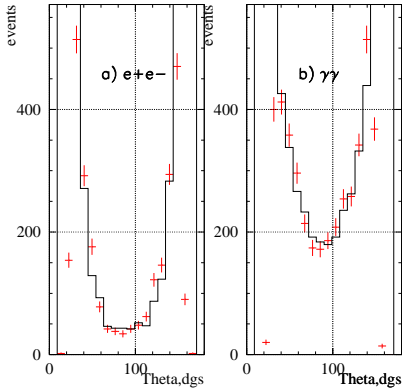


Рис. 17. Распределение по полярному углу θ отобранных для измерения светимости событий (показаны точности с ошибками) процесса упругого e^+e^- рассеяния (а) и двухквантовой аннигиляции (б) в сравнении с моделью (показано гистограммой). $E_b = 950$ МэВ.

Рис. 18. Двумерное распределение по параметрам расколлинеарных событий процесса упругого e^+e^- рассеяния (а) и двухквантовой аннигиляции (б) в сравнении с моделью (показано гистограммой). $E_b = 950$ МэВ.

$||\phi_1 - \phi_2| - 180^\circ| < 10^\circ$. Используется список частиц, упорядоченных по энергии. Индексы 1 и 2 соответствуют двум наиболее энергичным частицам. Разрешается иметь в событии одну заряженную частицу с энергией меньше 100 МэВ. Последнее условие позволяет сохранить события с наложениями фоновых треков и события с электронами, вылетевшими назад из калориметра и давшими треки в камере. Доля таких событий составляет около 5%.

Сечение регистрации в этих условиях отбора для процесса e^+e^- рассеяния изменяется в от 750 до 250 нб при изменении энергии пучка от 510 до 950 МэВ. Для $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ соответствующие сечения равны 120 и 30 нб. Степень согласия экспериментального и моделированного распределений по полярному углу конечной частицы показана рис.17. Распределения по расколлинеарности отобранных для измерения светимости событий представлены на рис.18. Светимости по обоим процессам совпадают с точностью около 5% в диапазоне энергии $E_b = 550 - 1000$ МэВ.

5 Начало обработки

5.1 Наблюдение событий процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$

В июне 2010 г. на ВЭПП-2000 были проведены первые экспериментальные заходы при энергии выше порога рождения нуклон-антинуклонных пар, $\sqrt{s} = 1900$ МэВ. По этим данным был проведен поиск событий процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$. При энергии $\sqrt{s} = 1900$ МэВ ионизационный пробег образовавшихся заряженных нуклонов меньше толщины вакуумной камеры ВЭПП-2000, поэтому протон не регистрируется трековой системой, а антипротон аннигилирует в стенке вакуумной камеры и порождает вторичные заряженные частицы с высокой энергией. Был проведен отбор событий с полным энерговыделением более 650 МэВ, тремя и более заряженными треками, имеющими общую точку вылета на вакуумной камере ВЭПП-2000. Далее был проведен визуальный просмотр отобранных событий. В результате было отобрано 13 событий при интегральной светимости 61 нб^{-1} . В аналогичном заходе с энергией пучка 900 МэВ и интегральной светимостью 119 нб^{-1} число отобранных событий равно 0, что говорит о малой величине фона. Одно из отобранных событий показано на рис. 19. Эффективность регистрации, полученная по моделированию, составляет 27%. Радиационная поправка при этой энергии равна 0.81. Таким образом, сечение процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ при $\sqrt{s} = 1900$ МэВ составляет $0.96 \pm 0.27 \text{ нб}$ (погрешность статистическая), что согласуется с результатами BABAR [16].

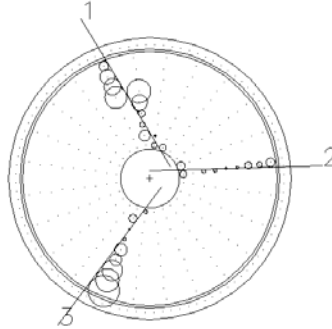


Рис. 19. Пример зарегистрированного трековой системой СНД события процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$.

В 2011 г. были записаны данные при \sqrt{s} от 1925 до 2000 МэВ. В этой области энергии протоны и антипротоны регистрируются дрейфовой камерой СНД как два коллинеарных трека. Для отбора событий процесса

$e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ использовались следующие критерии: число треков в камере больше или равно 2, полное энерговыделение в калориметре больше 650 МэВ, имеются два коллинеарных трека, вылетающие из области взаимодействия пучков, с полярными углами в пределах $36^\circ < \theta < 144^\circ$ и плотностями ионизационных потерь dE/dx , превышающими dE/dx для процесса упругого e^+e^- рассеяния. Остаточный фон от процесса упругого e^+e^- рассеяния подавлялся ограничением на величину момента Фокса-Вольфрама второго порядка для пространственного распределения энерговыделения в калориметре и ограничением сверху на энерговыделения в калориметре от частиц, соответствующих коллинеарным трекам. Величина фона оценивалась при применении описанных условий отбора к событиям, записанным при энергии ниже порога рождения протон-антипротонных пар, $\sqrt{s} = 1850$ и 1870 МэВ. Было найдено, что фон составляет $\sim 6\%$ от числа событий, отобранных выше порога. Предварительные результаты СНД по величине борновского сечения процесса показаны на рис. 20. Приведены только статистические погрешности. Исследование систематических погрешностей пока не завершено.

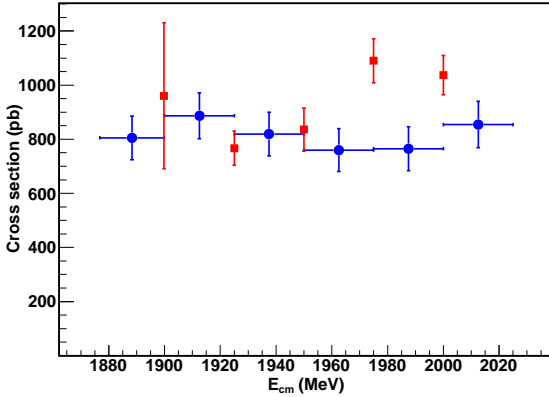


Рис. 20. Энергетическая зависимость сечения процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$. Круги — результаты BABAR [16], квадраты — предварительные результаты СНД.

5.2 Процесс $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ в области 1.04–1.38 ГэВ было измерено на детекторе СНД по данным, накопленным в 1997–1999 годах на коллайдере ВЭПП-2М [17]. Полученные результаты согласуются с предыду-

щими измерениями на детекторах КМД-2 и ВАВАР, но имеют лучшую статистическую точность (рис. 21).

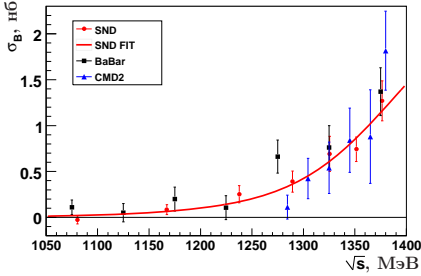


Рис. 21. Борновское сечение для процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ по данным СНД в эксперименте на ВЭПП-2М (круги). Квадраты — результаты ВаВаг, треугольники — результаты КМД-2, кривая — результат аппроксимации данных СНД.

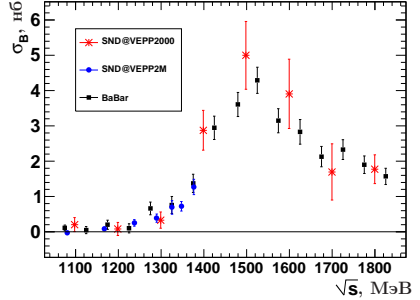


Рис. 22. Предварительные результаты по борновскому сечению для процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ по данным СНД в эксперименте МНАD2010 на ВЭПП-2000 (звездочки). Квадраты — результаты ВаВаг, круги — результаты СНД на ВЭПП-2М.

В новом эксперименте с детектором СНД на ВЭПП-2000 планируется измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ в области энергий до 2 ГэВ в системе центра масс. Методика анализа остается прежней, но используется новое программное обеспечение (программа моделирования на основе GEANT4 и новая программа реконструкции). Отбор событий производится по следующим условиям:

- две заряженные частицы и два фотона;
- $0.5 < E_{dep}/\sqrt{s} < 0.9$, где E_{dep} — полное энерговыделение в калориметре;
- полярные углы заряженных частиц — в пределах 22.5° – 157.5° ;
- полярные углы фотонов — в пределах 36° – 144° ;
- продольная координата точки вылета заряженных частиц — в пределах 5 см от начала координат;
- расстояние от трека до оси пучков — в пределах 1 см.

Для событий, отобранных по указанным условиям, проводится кинематическая реконструкция в гипотезе конечного состояния $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$. Для

событий с $\chi^2_{\pi^+\pi^-\gamma\gamma} < 20$ анализируется распределение по инвариантной массе пары фотонов.

На данный момент произведена обработка данных эксперимента МНАД2010 и получены предварительные результаты, которые показаны на рис. 22. Новые измерения согласуются с данными, полученными СНД на ВЭПП-2М, и с результатами BABAR. Низкая точность новых данных объясняется малой статистикой. Ожидается, что обработка данных МНАД2011, где статистика гораздо больше, позволит существенно улучшить точность измерения сечения.

5.3 Процесс $e^+e^- \rightarrow 3\pi$

Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ изучался в области энергии $\sqrt{s} = 1.1 \div 1.9$ ГэВ. В анализе использовалась часть статистики, накопленной в 2010 году, с интегральной светимостью 1.5 пб^{-1} . Основным фоном в данной

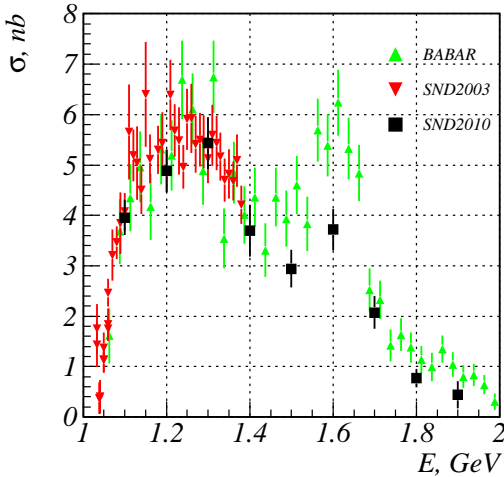


Рис. 23. Сравнение измеренного сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с предыдущими измерениями СНД и BABAR.

области являются события процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$. Кроме того, изучались вклады от процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Были выбраны следующие условия отбора: в событиях имеются 2 центральных трека ($R_{1,2} < 0.5$ см и $|\Delta Z_{1,2}| < 10$ см) и 2 или 3 фотона, угол расколлинearности треков в плоскости $R - \phi$ больше 10° , пространственный угол между треками больше 40° , суммарная энергия заряженных ча-

стиц меньше энергии пучка, полное энерговыделение лежит в пределах $(0.3 \div 0.8)\sqrt{s}$. К отобраным событиям была применена кинематическая реконструкция. На первом этапе производился поиск вершины события в предположении, что она совпадает с точкой взаимодействия пучков. Вычислялся χ^2 этой гипотезы (χ_r^2). Событие считалось хорошим, если $\chi_r^2 < 40$. Для этих событий проводилась собственно кинематическая реконструкция в гипотезе конечного состояния $\pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$. На χ^2 кинематической реконструкции накладывалось условие $\chi_{3\pi}^2 < 30$. После изучения отобранных таким образом событий был сделан вывод, что фон от событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ остается значительным. Поэтому было добавлено условие, что число фотонов в событии должно быть равно двум. С этим условием количество фоновых событий не превышало 10% от числа отобранных событий. Используя величину сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, измеренного в эксперименте BABAR, производилось вычитание фоновых событий. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ определялось следующим образом:

$$\sigma_{3\pi} = \frac{N_{exp} - N_b}{\epsilon L(1 + \delta)},$$

где N_{exp} — число отобранных событий, N_b — число фоновых событий, ϵ — эффективность регистрации, вычисленная по моделированию, $(1 + \delta)$ — радиационная поправка, L — интегральная светимость. Полученное сечение показано на рис. 23 в сравнении с измерением СНД на ВЭПП-2М и результатами детектора BABAR. Приведенные ошибки — статистические.

В ближайшее время планируется получить сечение $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ на полной статистике 2010 года и провести исследование систематических ошибок.

5.4 Процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$

По данным 2010 года, набранным в области энергии $2E_b = 1.1-1.9$ ГэВ, было проведено измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$. Интегральная светимость в исследуемом диапазоне энергии, измеренная по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, составила около 4 пб^{-1} . Для выделения искомого процесса были использованы следующие условия отбора:

- зарегистрировано 5 или более фотонов и ни одной заряженной частицы;
- полное энерговыделение в калориметре больше энергии пучка;

- $\chi_{5\gamma}^2 < 30$;
- $\chi_{\pi^0\pi^0\gamma}^2 - \chi_{5\gamma}^2 < 10$;
- $|M(\pi^0\gamma) - M_\omega| < 100 \text{ МэВ}/c^2$,

где $\chi_{5\gamma}^2$ и $\chi_{\pi^0\pi^0\gamma}^2$ — значения χ^2 кинематической реконструкции для конечных состояний $e^+e^- \rightarrow 5\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$, $M(\pi^0\gamma)$ — инвариантная масса системы $\pi^0\gamma$, M_ω — табличное значение массы ω -мезона [18].

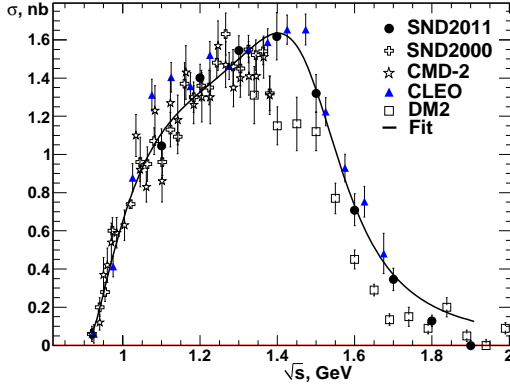


Рис. 24. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$. На рисунке представлены результаты СНД2011(эта работа), СНД2000 [19], КМД-2 [20], CLEO [21] и DM2 [22]. Кривая — результат совместной аппроксимации данных СНД'11 СНД'00 и CLEO.

Число событий процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ определялось при аппроксимации экспериментального распределения по инвариантной массе системы $\pi^0\gamma$ суммой распределения, полученного при помощи моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$, и линейной функции. На рис. 24 приведены сечение изучаемого процесса, полученное в данной работе, и результаты предыдущих измерений на детекторах СНД [19], КМД-2 [20], CLEO [21] и DM2 [22]. Сечение из работы [22], измеренное в канале $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, было пересчитано с использованием табличных значений относительных вероятностей распада ω -мезона [18]. Сечение, обозначенное CLEO, было вычислено из измеренной в эксперименте CLEO [21] спектральной функции распада $\tau \rightarrow \omega\pi\nu_\tau$ в предположении сохранения векторного тока. Также на рис. 24 приведен результат совместной аппроксимации данных СНД, полученных в этой работе и работе [19], и данных CLEO. Для аппроксимации была использована модель векторной доминантности с $\rho(770)$ и $\rho(1450)$ в промежуточном состоянии.

5.5 Процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$

Процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ исследуется в моде распада $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. Ядерное взаимодействие K_L -мезона или его распад внутри детектора вызывают энерговыделение в счетчиках калориметра, которое при реконструкции событий интерпретируется как один или несколько фотонов. Длина распада K_S -мезона меняется от 0.6 см при энергии вблизи ϕ -мезонного резонанса до 4.7 см при максимальной энергии ВЭПП-2000 $\sqrt{s} = 2000$ МэВ. Поэтому в значительной части событий K_S -мезон распадается внутри трековой системы детектора. Фоном для изучаемого процесса являются процессы e^+e^- аннигиляции с заряженными и нейтральными частицами в конечном состоянии, события взаимодействия рассеянных электронов или позитронов с веществом вакуумной камеры, симулирующие распад K_S , и космическое излучение, когда δ -электрон от заряженной частицы имитирует вилку от распада K_S . Кроме того, большой вклад даёт “радиационный возврат” на ϕ -мезонный резонанс вследствие излучения начальными частицами фотонов.

Для поиска событий эффекта находилась точка рождения двух пионов, по направлениям пионов определялась плоскость распада K_S -мезона, и по ее пересечению с пучком вычислялись координата рождения (z_k) и направления K_S и K_L . Предполагая, что событие принадлежит искомому процессу, по направлению K_S и каждого пиона в отдельности независимо определялась энергия этих пионов, что позволяло определить инвариантную массу пары пионов и пространственный угол между ними в системе центра масс K_S . Для подавления фона требовалось, чтобы в калориметре был зарегистрирован фотон, направление которого отклоняется от найденного с помощью алгоритма, описанного выше, направления K_L -мезона не более, чем на 30° , а значение инвариантной массы пары пионов должно лежать в диапазоне $400 \div 600$ МэВ. Для подавления фона от e^+e^- взаимодействия исключались события с вылетом заряженных частиц из места встречи. Для подавления космического фона исключались события, которые содержат группу кристаллов в калориметре, расположенных вдоль одной прямой. В результате этих требований фон уменьшился в 100 раз, а эффективность регистрации искомого процесса понизилась в 3 раза. В зависимости от энергии пучков события эффекта имеют характерные распределения по пространственному углу между заряженными частицами. Для подавления фона от “радиационного возврата” на ϕ -мезон для каждой точки по энергии вводились ограничения на этот угол. Для подавления пучкового фона вводилось ограничение на z_k . Для этой же цели требовалось, чтобы энерговыделение в калориметре

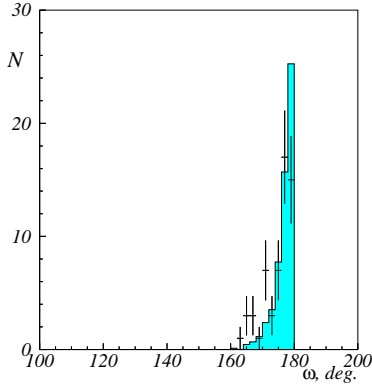


Рис. 25. Распределение по пространственному углу между пионами в системе покоя K_S -мезона. Точки с ошибками — эксперимент, гистограмма — моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ (нормировка проведена на число событий в эксперименте).

заряженной частицы, имеющей большее значение этой величины, превышало 60 МэВ, а суммарная амплитуда со всех проволочек не превышала 50000 условных единиц. Дополнительным параметром, подавляющим фон, служило значение косинуса угла между реконструированным направлением K_S и вектором, являющимся суммой направляющих векторов заряженных частиц. Перечисленные условия позволили снизить фон дополнительно в 5 раз, при этом эффективность регистрации искомого процесса уменьшилась на 11%.

На рис. 25 приведено распределение по пространственному углу между пионами в системе покоя K_S -мезона для событий, являющихся кандидатами в события искомого процесса.

В настоящее время проводится исследование систематических ошибок в измерении эффективности регистрации событий искомого процесса, определение оставшегося фона и возможность улучшения отношения эффект/фон за счёт использования более оптимальных параметров отбора событий.

5.6 Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$

Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ в диапазоне 1100 – 2000 МэВ проводилось по данным сканирования 2010 года МНAD2010. Было проанализировано примерно 10% имеющейся статистики.

Для того, чтобы избежать потери событий с δ -электронами, наложениями пучкового фона и ложными фотонами, образовавшимися в результате ядерного взаимодействия пионов, в анализе использовались события с двумя и более заряженными частицами и четырьмя и более фотонами. Для этих событий параметры треков и кластеров перевычислялись с использованием информации о положении точки взаимодействия пучков. Точка взаимодействия в $R - \phi$ плоскости фиксировалась по результатам калибровки по событиям упругого e^+e^- рассеяния. Z -координата вершины вычислялась методом “взвешенного среднего”. Накладывалось ограничение $Z < 15$ см. Расстояние от вершины события до каждого из треков в $R - \phi$ плоскости не должно было превышать 1 см.

Далее проводилась кинематическая реконструкция событий в предположении выполнения законов сохранения энергии и импульса и конечного состояния $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$. В событиях с тремя и более заряженными частицами или пятью и более фотонами при кинематической реконструкции проводился перебор всех возможных комбинаций и выбиралась комбинация, обеспечивающая минимальное значение параметра χ^2 кинематической реконструкции.

Далее отбирались события, для которых параметр χ^2 кинематической реконструкции был менее 40 и массы реконструированных π^0 -мезонов лежали в диапазоне 70 – 200 МэВ. На рисунке 26 показано распределение по параметру χ^2 для отобранных экспериментальных событий и событий моделирования. Видно, что распределения не противоречат друг другу.

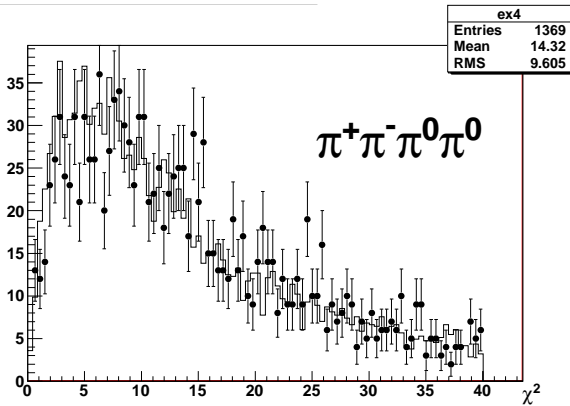


Рис. 26. Распределение по параметру χ^2 для отобранных кандидатов в события $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$. Точки с ошибками — экспериментальные данные, гистограмма — моделирование.

Эффективность регистрации определялась по моделированию. Она составляет около 30% и слабо зависит от энергии. В первичном генераторе событий, использованном в моделировании, учитываются следующие промежуточные состояния: $\omega\pi^0$, $a_1\pi$, $\rho^+\rho^-$, и $f_0\rho^0$, соотношение между которыми фиксируется на основе имеющихся в настоящее время экспериментальных данных.

Светимость измерялась по событиям упругого e^+e^- рассеяния, отобранных с помощью следующих условий:

- количество заряженных частиц больше или равно 2;
- расколлинеарность по углу ϕ менее 5 градусов;
- расколлинеарность по углу θ менее 15 градусов;
- энерговыделение каждой из частиц больше 0.75 от энергии пучка;
- Z-координата вылета каждой из частиц меньше 10 см;
- разность Z-координат вылета обеих частиц меньше 5 см;
- разность расстояний от вершины события до каждого из треков в $R - \phi$ плоскости меньше 1 см;
- сработал вычисленный первичный триггер ($\text{trin} > 0$).

Дополнительных условий на полярный угол не накладывалось, т.к. полярный угол эффективно ограничивается требованием на энерговыделение частицы. Распределение по полярному углу моделируется хуже, чем по энерговыделению.

Разность светимостей, определенных по событиям упругого e^+e^- рассеяния и по событиям двухфотонной аннигиляции, составила 2 – 3%. При этом не учитывались “наложения”, вероятность которых составляет 5 – 6%. Условия отбора были выбраны так, чтобы минимизировать эффекты “наложений”. Ведется работа по их более точному учёту. Радиационная поправка рассчитывалась методом Монте-Карло: вычислялось сечение с учётом и без учёта радиационной поправки в каждой точке по энергии. Точность вычисления радиационной поправки таким способом составила 5%. Измеренное сечение показано на рис. 27. Оно не противоречит предыдущим измерениям. Ведутся работы по обработке всей доступной статистики и по улучшению точности вычисления радиационной поправки. Также планируется разделить механизмы реакции. При энергиях выше 1500 МэВ наблюдается уменьшение количества событий с промежуточным состоянием $\omega\pi^0$ и становится видимым механизм $\rho^+\rho^-$.

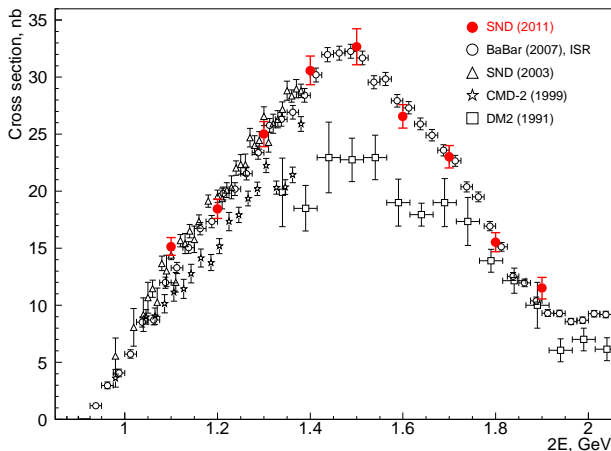


Рис. 27. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, измеренное СНД, в сравнении с данными других экспериментов.

5.7 Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$

По данным экспериментов с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000 был начат анализ процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$. Используется статистика, набранная в 2010 году. Выбраны следующие условия отбора событий:

- число заряженных частиц равно 4, нет нейтральных частиц;
- энергвыделение в калориметре лежит в диапазоне $0.25\sqrt{s} - 0.80\sqrt{s}$,
- расстояние от оси пучков до трека частицы $R_i < 0.5$ см для всех частиц;
- координаты Z ближайшей к оси пучков точки трека $\Delta Z_i < 10$ см для всех частиц;
- полярный угол для всех частиц $36^\circ < \theta_i < 144^\circ$;
- минимальный пространственный угол между частицами $\alpha_{ij} > 15^\circ$.

Эффективность искомого процесса, определённая по моделированию, составляет около 20%. Измеренное сечение согласуется с предыдущими работами. В настоящее время идет работа по уточнению светимости и исследованию систематических ошибок.

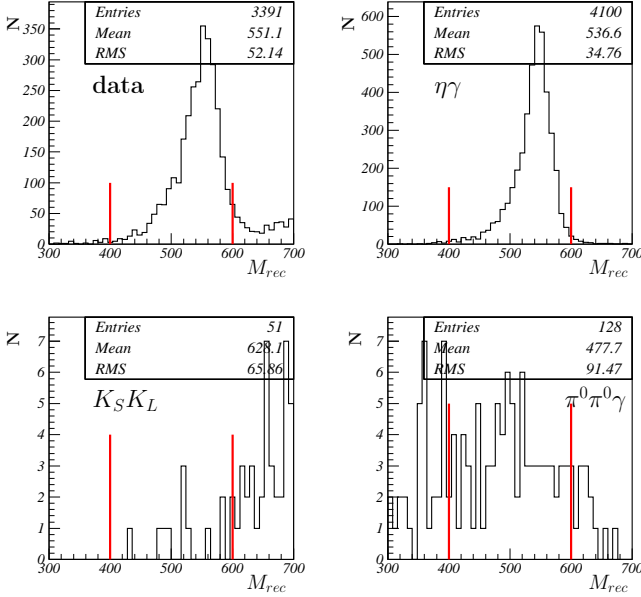


Рис. 28. Инвариантная масса отдачи наиболее энергичного фотона в событии.

5.8 Процесс $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$

Был начат также анализ процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ с распадом $\eta \rightarrow 3\pi^0$. Для искомого процесса в диапазоне энергий $500 < E_b < 530$ МэВ основными фоновыми процессами будут $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$.

Для выделения искомого процесса и подавления фона были выбраны следующие условия отбора:

- число фотонов больше или равно 6, нет зараженных треков;
- энерговыделение в калориметре E_{tot} лежит в диапазоне $0.7\sqrt{s} - 1.2\sqrt{s}$;
- суммарный импульс фотонов $p_{tot}c/\sqrt{s} < 0.3$;
- $E_{tot}/\sqrt{s} - p_{tot}c/\sqrt{s} > 0.7$;
- χ^2 кинематической реконструкции в гипотезе $e^+e^- \rightarrow n\gamma$ меньше 40;
- отбрасываем события удовлетворяющие гипотезе $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ ($\chi^2_{\pi^0\pi^0\gamma} > 20$);
- инвариантная масса отдачи наиболее энергичного фотона в событии (рис. 28) лежит в диапазоне $400 < M_{rec\ \gamma} < 600$ МэВ.

Эффективность регистрации искомого процесса, определённая по моделированию составляет 16%. Измеренное сечение согласуется с предыдущими работами. В настоящее время идет работа по уточнению светимости и исследованию систематических ошибок.

5.9 Поиск процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$

К середине 2011 года были записаны данные выше порога рождения нуклонов в двух экспериментах: MHAD2010 (одна точка при энергии 1900 МэВ с интегральной светимостью около 80 нб^{-1}) и MHAD2011 (6 точек в интервале 1890–2000 МэВ с интегральной светимостью около 2.5 пб^{-1}). Анализ первого эксперимента проводился лишь с целью выработки условий отбора. Все дальнейшие результаты относятся к эксперименту MHAD2011.

Были найдены следующие основные условия отбора, подавляющие пучковый, космический и физический фоны:

- 1) отбрасывались события с вылетом заряженных частиц из места встречи или двумя коллинеарными кластерами в калориметре,
- 2) для подавления космического фона использовались параметры АСТ (сигнал мюонной системы) и COSM (трек в калориметре в стороне от центра детектора),
- 3) в калориметре должны сработать все три слоя,
- 4) установлены ограничения на параметры XINM и PTRT,
- 5) отбрасывались события, в которых энерговыделение сосредоточено в области малых углов калориметра: $\theta < 36^\circ$ или $\theta > 144^\circ$, и в которых импульс, вычисленный по калориметру, направлен в область малых углов.
- 6) энерговыделение в калориметре лежит в интервале 1000–1800 МэВ.

В результате начальное число экспериментальных событий было сокращено в 10^5 раз, при этом эффективность регистрации (ϵ) к процессу $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ упала до 30%.

Для вычитания оставшегося космического фона использовалось распределение по времени срабатывания калориметра (сигнал ST) относительно момента встречи пучков. В качестве эталона использовался спектр событий многоадронных процессов (рис. 29). После вычитания космического фона остаются события являющиеся либо пучковым фоном (эффект Тушека, рассеяние на остаточного газе), либо событиями

e^+e^- взаимодействия, которые “уцелели” после чистки жёсткими отборами. Такие процессы как $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma, e^+e^-, p\bar{p}, K_S K_L + X, \dots$ с неполным энерговыделением, двухфотонные процессы типа $e^+e^- \rightarrow e^+e^- 2\pi^0, e^+e^- \eta\pi^0, e^+e^- \eta'$ потенциально могут имитировать $n\bar{n}$ -события. Этот фон может быть измерен при энергиях ниже порога рождения пар $n\bar{n}$ и затем вычтен.

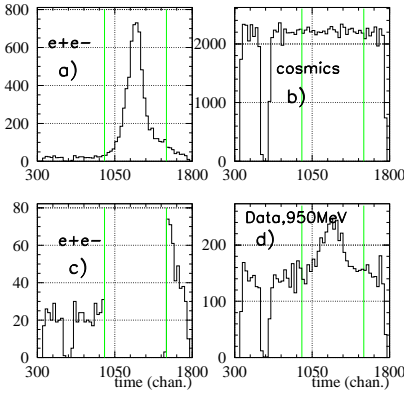


Рис. 29. Распределения по времени срабатывания калориметра (сигнал ST) относительно момента встречи пучков: многоадронные события (а, с), космические события с АСТ=1 и COSM=1 (b), отобранные кандидаты в $n\bar{n}$ события (d).

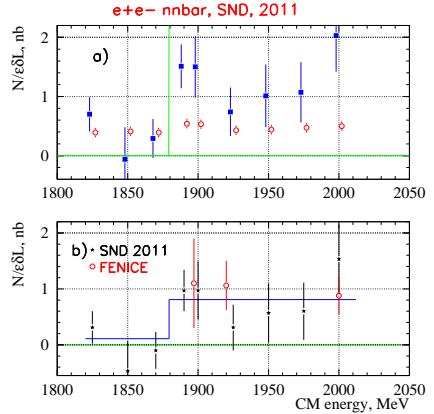


Рис. 30. Величина $N/(L\epsilon\delta)$ (сечение) для кандидатов в $n\bar{n}$ события, оставшихся после вычитания космического фона (квадраты), и для фона от процессов $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}, \gamma\gamma$ (круги) (а). Результат вычитания вышеприведенных сечений (звездочки) и данные FENICE (круги) (b).

На рис. 30(a) приведено сечение, вычисленное по формуле $N/(L\epsilon\delta)$, где N — число отобранных событий после вычитания космического фона, L — интегральная светимость, ϵ — эффективность регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$, δ — радиационная поправка. Величина радиационной поправки изменяется в пределах $0.75 \div 0.9$. В энергетических точках ниже порога реакции для эффективности и радиационной поправки были взяты значения для процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ в точке 1890 МэВ. На этом же рисунке показан расчётный вклад фоновых процессов $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ и

$e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$. На рис. 30(b) приведено сечение после вычитания фона от процессов $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$. Приведённые ошибки — статистические и определяются вычитанием космического фона. Систематическая ошибка пока не оценивалась, она определяется неточностью эффективности регистрации $n\bar{n}$ и вычитанием фонов.

Результаты, приведенные на рис. 30(b), можно интерпретировать как наблюдение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ на ВЭПП-2000. Средняя величина сечения выше порога составляет 0.8 ± 0.2 нб, а ниже порога — 0.1 ± 0.2 нб. Наши результаты не противоречат данным FENICE [23].

6 Заключение

В 2010 году был проведен первый экспериментальный заход с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000. Данные набирались в 9 энергетических точках, при энергии пучка от 550 до 950 МэВ. Суммарная интегральная светимость этого эксперимента составила около 5 пб^{-1} . Весной 2011 года была закончена отладка программы реконструкции событий. Данные, накопленные в 2010 году, были реконструированы и в настоящее время готовы для анализа. В препринте приведены предварительные результаты по процессам $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$, $n\bar{n}$, 3π , 4π , $\eta\pi^+\pi^-$, $\omega\pi$, $\eta\gamma$, $K_S K_L$.

Эксперименты на ВЭПП-2000 были продолжены в 2011 году. Интервал энергии в системе центра масс от 1 до 2 ГэВ сканировался с шагом 25 МэВ. Суммарная интегральная светимость, накопленная в 2011 году, составила около 20 пб^{-1} .

Работа частично поддержана грантами РФФИ 11-02-00276-а и НШ-6943.2010.2.

Список литературы

- [1] Г.Н. Абрамов, и др. Препринт ИЯФ 2001-29.
- [2] Г.Н. Абрамов, и др. Препринт ИЯФ 2003-45.
- [3] Г.Н. Абрамов, и др. Препринт ИЯФ 2004-46.
- [4] M.N. Achasov, et al. Nucl. Instr. and Meth. A **401**, 179 (1997).
- [5] M.N. Achasov, et al. Nucl. Instr. and Meth. A **411**, 337 (1998).
- [6] R.R. Akhmetshin *et al.* [CMD-2 Collaboration], Phys. Lett. B **527**, 161 (2002) [arXiv:hep-ex/0112031].

- [7] H. Czyz, A. Grzelinska, J.H. Kuhn and G. Rodrigo. Eur. Phys. J. C **47**, 617 (2006) [arXiv:hep-ph/0512180].
- [8] H. Czyz and J. H. Kuhn. Eur. Phys. J. C **18**, 497 (2001) [arXiv:hep-ph/0008262].
- [9] R. Decker, M. Finkemeier, P. Heiliger and H. H. Jonsson. Z. Phys. C **70**, 247 (1996) [arXiv:hep-ph/9410260].
- [10] M. N. Achasov, et al. Nucl. Phys. B **569**, 158 (2000) [arXiv:hep-ex/9907026].
- [11] Y.S. Oh and H.C. Kim. Phys. Rev. D **68**, 094003 (2003) [arXiv:hep-ph/0307286].
- [12] M. Caffo, H. Czyz and E. Remiddi. Phys. Lett. B **327**, 369 (1994).
- [13] M. Caffo, H. Czyz and E. Remiddi. Nuovo Cim. A **105**, 277 (1992).
- [14] M. N. Achasov, et al. Phys. Rev. D **66**, 032001 (2002) [arXiv:hep-ex/0201040].
- [15] B. Aubert, et al. [BABAR Collaboration]. Phys. Rev. D **70**, 072004 (2004) [arXiv:hep-ex/0408078].
- [16] B. Aubert *et al.* Phys. Rev. D **71**, 012005 (2006) [arXiv:hep-ex/0512123].
- [17] Ачасов М.Н и др. JETP Lett. **92**, 84 (2010).
- [18] K. Nakamura, et al. [Particle Data Group]. J. Phys. G **37**, 075021 (2010).
- [19] M. N. Achasov, et al. Phys. Lett. B **486**, 29 (2000) [arXiv:hep-ex/0005032].
- [20] R. R. Akhmetshin, et al. [CMD-2 Collaboration]. Phys. Lett. B **562**, 173 (2003) [arXiv:hep-ex/0304009].
- [21] K. W. Edwards, et al. [CLEO Collaboration]. Phys. Rev. D **61**, 072003 (2000) [arXiv:hep-ex/9908024].
- [22] D. Bisello, et al. [DM2 Collaboration]. Nucl. Phys. Proc. Suppl. **21**, 111 (1991).
- [23] A. Antonelli, et al. Nucl. Phys. B **517**, 3 (1998).

Содержание

1	Введение	3
2	Состояние систем детектора СНД	3
2.1	Трековая система	3
2.2	Система азрогелевых черенковских счётчиков	4
2.3	Калориметр	6
2.4	Мюонная система	9
2.5	Электроника детектора	11
2.6	Система сбора данных (ONLINE)	11
3	Система обработки данных (OFFLINE)	13
3.1	Общее описание системы обработки данных	13
3.2	Реконструкция треков	13
3.3	Реконструкция γ -квантов	15
3.4	Реконструкция эксперимента MHAD2010	16
3.5	Моделирование $e^+e^- \rightarrow$ адроны	18
4	Эксперименты на ВЭПП-2000	19
4.1	Основные характеристики экспериментов	19
4.2	Измерение светимости	22
5	Начало обработки	24
5.1	Наблюдение событий процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$	24
5.2	Процесс $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$	25
5.3	Процесс $e^+e^- \rightarrow 3\pi$	27
5.4	Процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$	28
5.5	Процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$	30
5.6	Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	31
5.7	Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	34
5.8	Процесс $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$	35
5.9	Поиск процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$	36
6	Заключение	38

*П.М. Астигеевич, В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, А.Ю. Барняков,
К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин, Д.Е. Беркаев, В.Е. Блинов,
А.Г. Богданчиков, А.А. Ботов, Д.А. Букин, А.В. Васильев, В.М. Весенев,
Е.А. Власенко, В.Б. Голубев, К.А. Гревцов, Т.В. Димова, В.П. Дружинин,
И.М. Землянский, Л.В. Кардапольцев, А.Н. Кирпотин, Д.П. Коврижин,
И.А. Кооп, А.А. Король, С.В. Кошуба, Е.А. Кравченко, А.Ю. Кульпин,
А.П. Лысенко, К.А. Мартин, И.Н. Нестеренко, А.Е. Образовский,
А.П. Онучин, Е.В. Пазтусова, Е.А. Переведенцев, Ю.А. Роговский,
А.Л. Романов, С.И. Середняков, З.К. Силагадзе, А.А. Сироткин,
К.Ю. Сковпень, А.Н. Скринский, И.К. Сурин, А.И. Текутьев,
Ю.А. Тихонов, Ю.В. Усов, А.Г. Харламов, П.Ю. Шатунов,
Ю.М. Шатунов, Д.Б. Шварц, Д.А. Штоль, А.Н. Шукаев*

**Начало экспериментов с детектором СНД
на коллайдере ВЭПП-2000**

P.M. Astigeevich, M.N. Achasov, V.M. Aulchenko, et al.

**Beginning of the experiments with SND detector
at the collider VEPP-2000**

ИЯФ 2011-21

Ответственный за выпуск А.В. Васильев

Работа поступила 15.07.2011 г.

Сдано в набор 18.07.2011 г.

Подписано в печать 19.07.2011 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.5 печ.л., 2.0 уч.-издл.

Тираж 130 экз. Бесплатно. Заказ № 21

Обработано на РС и отпечатано на

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

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.