

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Ордена Ленина Сибирское отделение
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

Г.Н. Абрамов, В.В. Анашин, В.М. Аульченко,
М.Н. Ачасов, А.Ю. Барняков, К.И. Белобородов,
А.В. Бердюгин, В.С. Бобровников, А.Г. Богданчиков,
А.В. Боженок, А.А. Ботов, А.Д. Букин,
Д.А. Букин, М.А. Букин, А.В. Васильев,
В.М. Весенев, В.Б. Голубев, Т.В. Димова,
В.П. Дружинин, А.А. Жуков, А.С. Ким,
Д.П. Коврижин, А.А. Король, С.В. Кошуба,
Е.А. Кравченко, А.Ю. Кульпин, А.Е. Образовский,
А.П. Онучин, Е.В. Пахтусова, Е.А. Переведенцев,
В.М. Попов, Е.Э. Пята, С.И. Средняков,
В.А. Сидоров, З.К. Силагадзе, А.А. Сироткин,
К.Ю. Сквепень, А.Н. Скринский, А.И. Текутьев,
Ю.А. Тихонов, Ю.В. Усов, П.В. Филатов,
А.Г. Харламов, Ю.М. Шатунов, Д.А. Штоль

СНД - СТАТУС МОДЕРНИЗАЦИИ
И АНАЛИЗА ДАННЫХ

ИЯФ 2005-35

НОВОСИБИРСК
2004

Г.Н. Абрамов, В.В. Анашин, В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, А.Ю. Барняков, К.И. Белобородов, А.В. Бердогин, В.С. Бобровников, А.Г. Богданчиков, А.В. Боженок, А.А. Ботов, А.Д. Букин, Д.А. Букин, М.А. Букин, А.В. Васильев, В.М. Весенев, В.Б. Голубев, Т.В. Димова, В.П. Дружинин, А.А. Жуков, А.С. Ким, Д.П. Коврижин, А.А. Король, С.В. Кошуба, Е.А. Кравченко, А.Ю. Кульпин, А.Е. Образовский, А.П. Онучин, Е.В. Пахтусова, Е.А. Переведенцев, В.М. Попов, Е.Э. Пята, С.И. Середняков, В.А. Сидоров, З.К. Силагадзе, А.А. Сироткин, К.Ю. Сквепень, А.Н. Скринский, А.И. Текутьев, Ю.А. Тихонов, Ю.В. Усов, П.В. Филатов, А.Г. Харламов, Ю.М. Шатунов, Д.А. Штоль

СНД - статус модернизации и анализа данных

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

Аннотация

Приводятся статус модернизации детектора СНД для экспериментов на ВЭПП-2000, а также статус и предварительные результаты обработки экспериментов, выполненных с помощью детектора СНД на ВЭПП-2М.

G.N. Abramov, V.V. Anashin, V.M. Aulchenko, M.N. Achasov, A.Yu. Barnyakov, K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin, V.S. Bobrovnikov, A.G. Bogdanchikov, A.V. Bozhenok, A.A. Botov, A.D. Bukin, D.A. Bukin, M.A. Bukin, A.V. Vasiljev, V.M. Vesenev, V.B. Golubev, T.V. Dimova, V.P. Druzhinin, A.A. Zhukov, A.S. Kim, D.P. Kovrizhin, A.A. Korol, S.V. Koshuba, E.A. Kravchenko, A.Yu. Kulpin, A.E. Obrazovsky, A.P. Onuchin, E.V. Pakhtusova, E.A. Perevedentsev, V.M. Popov, E.E. Pyata, S.I. Serednyakov, V.A. Sidorov, Z.K. Silagadze, A.A. Sirotkin, K.Yu. Skovpen, A.N. Skrinsky, A.I. Tekutiev, Yu.A. Tikhonov, Yu.V. Usov, P.V. Filatov, A.G. Kharlamov, Yu.M. Shatunov, D.A. Q Shtol

SND upgrade and data analysis – the present status

Abstract

Status of the SND upgrade for experiments at the VEPP-2000 facility, as well as data analysis and preliminary results from SND experiments at VEPP-2M are presented.

Содержание

1	Введение	5
2	Модернизация детектора СНД	5
2.1	Вакуумная камера	5
2.2	Трековая система	5
2.3	Система азрогелевых черенковских счетчиков	10
2.4	Калориметр	14
2.5	Мюонный детектор	15
2.6	Электроника детектора	16
2.7	Система сбора данных (online)	17
2.8	Система обработки данных (offline)	18
3	Анализ данных СНД	19
3.1	Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$	19
3.2	Измерение полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$	20
3.3	Процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$	22
3.4	Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$	23
3.5	Измерение вероятности конверсии фотонов на веществе перед дрейфовой камерой СНД	24
4	Проблемы регистрации процессов $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}, n\bar{n}$	26
5	Заключение	28

1 Введение

В настоящее время продолжается модернизация детектора СНД [1] для экспериментов на ВЭПП-2000 [2]. Параллельно продолжается анализ данных набранных детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2М в экспериментах 1995-2000 гг. Данная публикация описывает статус этих работ.

2 Модернизация детектора СНД

Модернизации подвергаются следующие подсистемы СНД: вакуумная камера, трековая система, мюонный детектор, электроника, система сбора данных, система обработки данных. Кроме того в экспериментах на ВЭПП-2000 детектор СНД будет иметь новую подсистему - систему идентификации частиц на основе аэрогелевых черенковских счетчиков. Электромагнитный калориметр, который является основной частью СНД, остается прежним. Ниже приводится описание состояния дел в этих подсистемах детектора.

2.1 Вакуумная камера

К настоящему времени изготовлены основные элементы вакуумной камеры - трубки и сильфоны. Изготовление фланцев и сборка промежутка будут выполнены после окончания разработки конструкторской документации на фокусирующие соленоиды ВЭПП-2000.

2.2 Трековая система

Трековая система предназначена для измерения координат треков заряженных частиц и величины их ионизационных потерь. В экспериментах на коллайдере ВЭПП-2М [3] координатная система детектора СНД [1] состояла из двух цилиндрических дрейфовых камер и расположенного между ними сцинтиляционного счетчика. В рамках модернизации детектора для экспериментов на строящемся коллайдере ВЭПП-2000 изготов-

ливается новая трековая система. Замена системы вызвана несовместимостью ее конструкции с конструкцией места встречи нового коллайдера.

Новая трековая система состоит из дрейфовой и пропорциональной камер, расположенных в едином газовом объеме. При создании новой системы максимально использован успешный опыт работы дрейфовых камер СНД в экспериментах на ВЭПП-2М. Сохранена структура дрейфовой ячейки струйного типа, обеспечивающая эффективную регистрацию треков заряженных частиц, вылетающих из центра детектора без магнитного поля. Азимутальная координата определяется по времени дрейфа электронов ионизации, для измерения координаты вдоль проволоки используется метод деления заряда в сигнальной проволоке, для уточнения этой координаты используется распределение заряда, индуцируемого на полосках внутренней и внешней обечеек трекового детектора при развитии лавины в процессе газового усиления. Подробное описание конструкции новой трековой системы и ее проектных параметров содержится в работах [4, 5, 6, 7].

Для разработки и проверки технологии изготовления трековой системы и измерения ее физических характеристик в 2003-2004 годах был изготовлен полноразмерный прототип системы и проведены его испытания [7]. Во время измерений было обнаружено резкое возрастание интенсивности шумовых срабатываний сигнальных проволок дрейфовой и пропорциональной камер прототипа. Как было показано при измерениях на специальной модели дрейфовой ячейки, рост шумовых срабатываний связан с низким качеством поверхности использованных в прототипе катодных и поле-формирующих проволок. Для ремонта прототипа и изготовления трековой системы была приобретена новая проволока диаметром 120 мкм из позолоченного сплава титана и меди. Контрольные измерения на модели дрейфовой ячейки подтвердили требуемое качество поверхности новой проволоки.

В течение лета и осени 2004 года был проведен ремонт прототипа трековой системы, включавший полную замену проволочной структуры. После ремонта была возобновлена экспериментальная проверка прототипа и измерение его физических характеристик с помощью γ -квантов от изотопа ^{55}Fe и космических частиц. Схемы проведения измерений приведены в работе [7]. К регистрирующей электронике были подключены две смежные дрейфовые ячейки, пропорциональная камера и часть сигнальных полосок на внутренней и внешней обечайках.

Измерение зависимости амплитуды сигнала от высокого напряжения и счетной характеристики проводилось независимо для каждой сигнальной проволоки при экспозиции объема прототипа γ -квантами изотопа

^{55}Fe с энергией 6 кэВ. Для всех слоев дрейфовой ячейки наблюдается близкий к пропорциональному режим газового усиления, характеризующийся экспоненциальной зависимостью амплитуды сигнала от приложенного напряжения. Отклонение от этой зависимости при расчетном рабочем напряжении для всех сигнальных проволок составляет около 5 %, что указывает на начало насыщения газового усиления и перехода в режим ограниченной пропорциональности.

В отличие от измерений, выполнявшихся до ремонта прототипа [7], на счетной характеристике для всех сигнальных проволок наблюдается плато шириной около 100 вольт. Вместе с тем, при незначительном увеличении высокого напряжения наблюдается резкий рост шумовых срабатываний, обусловленный вторичными процессами. Такое поведение может быть связано с наличием примесей в рабочей газовой смеси из-за низкого качества используемой углекислоты (содержание основного вещества – 98.8%). Для проверки этого предположения приобретена химически чистая углекислота с содержанием основного вещества 99.99%, которая будет использована в новых экспериментах с прототипом трековой системы.

С использованием данных, полученных в экспериментах с изотопом ^{55}Fe , было определено энергетическое разрешение каждого из слоев дрейфовой ячейки. Для этого проводилась аппроксимация пика полного поглощения в энергетическом спектре (рис.1) функцией Гаусса, из которой определялось среднеквадратичное отклонение относительно среднего значения.

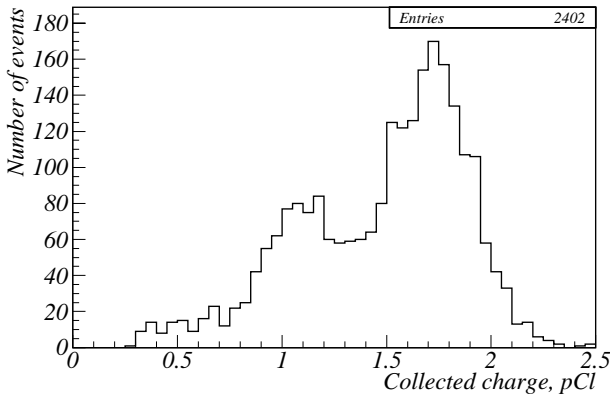


Рис. 1: Спектр γ -изотопа ^{55}Fe , полученный в экспериментах с прототипом.

Данные о величине энергетического разрешения для первых восьми слоев дрейфовой ячейки в зависимости от относительного значения напряжения на дрейфовой камере приведены на рис.2. Энергетическое разрешение для всех слоев дрейфовой камеры составляет около 8%, что близко к предельному значению для используемой газовой смеси ($(\sigma_E)_{min}^{Ar/10\%CO_2}/E \approx 6\%$) и позволит получить проектное энергетическое разрешение дрейфовой камеры для минимально ионизирующих частиц $\sigma_E/E \approx 25\%$.

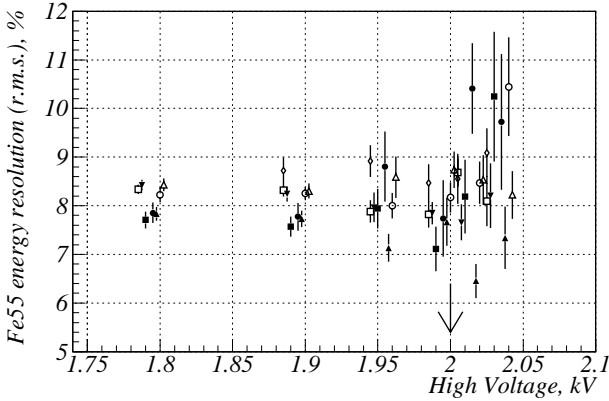


Рис. 2: Энергетическое разрешение слоев дрейфовой камеры при регистрации γ -квантов от изотопа ^{55}Fe в зависимости от высокого напряжения. Стрелкой показано рабочее напряжение.

Для измерения пространственного разрешения использовалась упрощенная модель реконструкции событий, записанных в экспериментах с космическими частицами. Для реконструкции отбирались события, в которых сработали все девять проволок одной из дрейфовых ячеек. По измеренным для каждой сигнальной проволоки временному и амплитудным кодам с помощью калибровочных констант определялись измеренные координаты трека в слое в перпендикулярном и продольном направлениях. Аппроксимация полученных значений проводилась независимо в перпендикулярной и параллельной проволокам плоскостях в модели прямолинейного трека. Пространственное разрешение определялось для каждого слоя как среднее квадратичное отклонение измеренной в слое координаты трека от результата аппроксимации.

Зависимость измеренного разрешения по времени дрейфа ионизации от длины дрейфа для второго и седьмого слоев дрейфовой ячейки приведена на рис.3. Среднее разрешение для всех слоев составляет около 300 мкм, что в два раза уступает проектному значению. Для улучшения координатного разрешения необходима более точная калибровка изохрон для реконструкции треков, а также учет амплитудной поправки ко времени срабатывания измерительного канала.

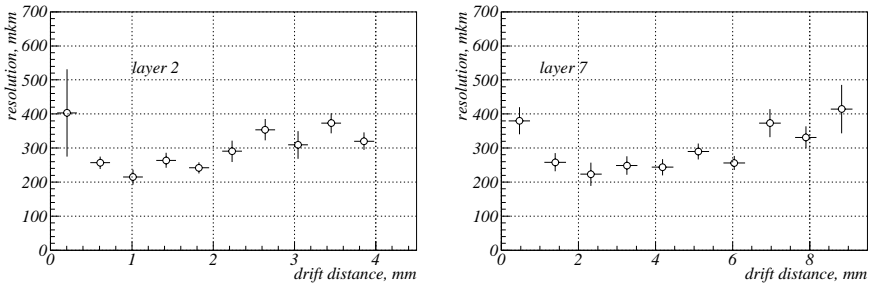


Рис. 3: Пространственное разрешение второго и седьмого слоев дрейфовой ячейки прототипа трековой системы, измеренное в эксперименте с космическими частицами.

Разрешение для координаты вдоль проволок, определяемое методом деления заряда в сигнальной проволоке, составило около 2 мм для проволоки диаметром 15 мкм и около 7 мм для проволоки диаметром 20 мкм (первый слой), что согласуется с проектными параметрами для этого метода измерения. Изучение координатного разрешения с использованием информации с сигнальных полосок обечает продолжается.

По окончании первого этапа экспериментов с прототипом весной 2005 года выполнен его мелкий ремонт. В настоящее время осуществляется подготовка новой серии экспериментов.

Параллельно с экспериментами с прототипом с начала 2005 года начато изготовление полного варианта трековой системы СНД. К настоящему моменту склеен газовый объем системы из внешней обечайки и фланцев, проводится установка проволок, распайка и монтаж электроники. Работы по сборке трековой системы планируется завершить к концу 2005 года.

2.3 Система аэрогелевых черенковских счетчиков

В прошедшем году были продолжены работы по созданию системы идентификации частиц на основы пороговых черенковских счетчиков. Система состоит из 9 счетчиков. В качестве радиатора используется аэрогель. Для улучшения светосбора используется спектросмещающая пластина – шифтер, размещенная внутри счетчика. Свет, поступающий из шифтера, преобразуется в электрические сигналы с помощью ФЭУ с микроканальной пластиной. Сигналы с ФЭУ регистрируются электронным каналом. Более подробное описание конструкции системы дано в препринте [7].

Система аэрогелевых черенковских счетчиков разрабатывается для решения задачи π/K разделения. Диапазон эффективной работы системы в основном определяется двумя важными параметрами: n_{opt} — оптической плотностью аэрогеля и $\mu_{ph.e.}^{max}$ — максимальным числом фотоэлектронов, регистрируемым при пролете через систему заряженной ультрарелятивистской частицей. Величина оптической плотности аэрогеля n_{opt} определяет положение порогов по импульсу для π и K мезонов, выше которых пролет частиц через аэрогель сопровождается черенковским излучением. Выбор величины оптической плотности аэрогеля обсуждался в препринте [7] и была принята величина $n_{opt} = 1.13 \pm 0.01$. Естественно, выбранный диапазон параметра n_{opt} приводит к тому, что пороги излучения для π и K мезонов также приобретают некоторую свободу и могут изменяться в соответствующих интервалах: $p_{\pi}^{thr} = 255..277$ МэВ/с — для π мезона и $p_K^{thr} = 902..979$ МэВ/с — для K мезона. Такое размытие порога никак не отразится на работоспособности системы идентификации при максимальной энергии работы ускорительного комплекса ВЭПП-2000, так как при этой энергии импульс K мезонов, рожденных в двухчастичном событии, будет равен 870 МэВ/с, что ниже диапазона размытия порога излучения для K мезона. Для нижней границы работы системы идентификации это размытие существенно, так как положение этой границы определяется порогом излучения для π мезона. Кроме этого, на границу эффективной работы системы идентификации сильно влияет максимальное количество фотоэлектронов $\mu_{ph.e.}^{max}$ или, иными словами, интенсивность черенковского излучения зарегистрированного системой. Зависимость эффективности регистрации от импульса частицы можно представить в следующем виде:

$$\varepsilon(p) = 1 - e^{-\mu(p)}, \quad (1)$$

где $\mu(p)$ — количество зарегистрированных фотоэлектронов. Данное в формуле (1) определение эффективности подразумевает, что все сигналы

при любом не равном нулю количестве фотоэлектронов регистрируются системой со 100% эффективностью, и система не регистрирует сигналов в отсутствие частиц. На практике эти условия выполняются с хорошей точностью. Первое условие соответствует низкому порогу дискриминации, который выставляется обычно на уровне $0.1ph.e$. Второе условие соответствует низкой частоте случайных совпадений с шумовыми сигналами. Зависимость $\mu(p)$ от импульса частицы выражается следующей формулой:

$$\mu(p) = \mu_{ph.e.}^{\max} \cdot (1 - (p^{thr}/p)^2) \quad (2)$$

Используя формулы (1) и (2), легко найти импульс π мезона, ограничивающий снизу область импульсов, в которой эффективность регистрации будет больше либо равна требуемой. В таблице 1 приведены граничные импульсы для трех эффективностей регистрации (90%, 95% и 99%) и для трех уровней максимального сигнала (9, 10 и $11ph.e.$).

Таблица 1: Импульс π мезона (в МэВ/с) для различных значений эффективности регистрации и $\mu_{ph.e.}^{\max}$.

$\varepsilon(p)$	$9ph.e.$	$10ph.e.$	$11ph.e.$
90%	308	302	298
95%	325	317	311
99%	380	361	348

Из данных, приведенных в таблице 1, видна зависимость нижней границы работы системы идентификации как от требуемой эффективности, так и от максимального сигнала $\mu_{ph.e.}^{\max}$. Также видно, что при увеличении требования к эффективности работы системы существенно растет влияние от $\mu_{ph.e.}^{\max}$. Таким образом, параметр $\mu_{ph.e.}^{\max}$ приобретает существенное влияние на диапазон эффективной работы системы.

В прошедшем году была проведена серия измерений параметра $\mu_{ph.e.}^{\max}$. Для этого был собран полноразмерный прототип одного счетчика. Счетчик был заполнен аэрогелем с оптической плотностью $n_{opt} = 1.13$. Регистрация сигналов с ФЭУ производилась стандартным каналом регистрации. Получение надежного результата измерения $\mu_{ph.e.}^{\max}$ требует использования источника ультрарелятивистских минимально ионизирующих частиц или, как минимум, импульс этих частиц должен быть значительно выше черенковского порога для этих частиц. Для измерений применялись космические мюоны с импульсом $p_{\mu} > 1$ ГэВ/с. Измерения проводились в пяти областях. Размер области измерения составлял

$20 \times 20 \text{ mm}^2$. Положение центра каждой области вдоль счетчика приведено в таблице 2 (параметр X_c). Отсчет велся со стороны расположения ФЭУ. В поперечном направлении положение центров всех областей находилось на расстоянии 15 мм от края счетчика.

Таблица 2: Измерение уровня сигнала в пяти областях прототипа

Область	№1	№2	№3	№4	№5
X_c , см	2.0	6.0	10.0	15.5	21.0
N_{evt}	148	1013	143	184	124
μ , $ph.e.$	9.7 ± 0.5	11.7 ± 0.2	11.4 ± 0.4	10.2 ± 0.4	10.2 ± 0.5

Как видно из приведенных в таблице 2 данных, уровень сигнала, в среднем, выше $10 ph.e.$ Величина сигнала плавно спадает к дальнему от ФЭУ краю счетчика, что объясняется падением светосбора от расстояния. Единственная область, в которой величина сигнала выпадает из этого ряда измерений, — это область №1. В этой, самой близкой к ФЭУ области, должен быть наилучший светосбор и наибольший сигнал. Это расхождение, по видимому, объясняется качеством аэрогеля, попавшего в эту область счетчика при сборке.

На рис.4 показан спектр сигнала, полученный во второй области. Среднее число фотоэлектронов в данном спектре равно $\mu = 11.7 \pm 0.2$. Число событий $N_{evt} = 1013$. Из спектра видно, что ни одного события не попало ниже порога, который установлен на уровне $0.1 ph.e.$. Это дает

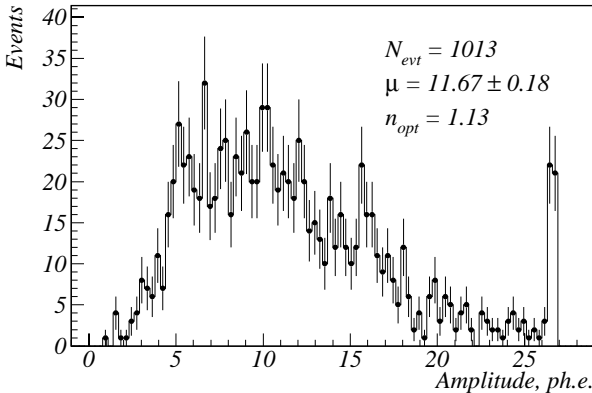


Рис. 4: Спектр с полноразмерного прототипа счетчика, полученный на космических мюонах с импульсом $p_\mu > 1 \text{ ГэВ/с}$. Область №2.

возможность сделать оценку уровня эффективности, которая составляет $\varepsilon > 99.9 \pm 0.1\%$ Пик вблизи амплитуд $26 \dots 27 ph.e.$ объясняется насыщением предусилителя.

В качестве предусилителя в электронном канале в системе черенковских счетчиков будет использован малошумящий широкополосный усилитель, построенный на основе микросхемы $\mu PC2713T$ фирмы NEC, с полосой частот до 1.2 ГГц. Этот усилитель имеет усиление около 30 и позволит вывести уровень сигналов, поступающих с ФЭУ, до уровня сигналов системы внутренних сцинтилляционных счетчиков, которая раньше применялась на детекторе СНД [8]. Это, в свою очередь, позволит применить всю ранее использовавшуюся на системе сцинтилляционных счетчиков электронику [9].

Для проверки работоспособности высокочастотного усилителя совместно с электроникой сцинтилляционного счетчика был собран электронный канал, который состоял из ФЭУ с МКП, высокочастотного усилителя, блока РД — 4-х канальный разветвитель-дискриминатор в стандарте “ВИШНЯ”, зарядоцифрового преобразователя (ЗЦП) и блока пересчетки КС-8. Блок РД на выходе повторяет входной аналоговый сигнал, поступивший с ФЭУ, и, в случае превышения этого сигнала над установленным в РД порогом, выдает еще логический сигнал. Эта схема позволяет промерить зарядовый спектр и пометить события в этом спектре, превысившие порог. По зарядовому спектру определялся уровень сигнала в фотоэлектронах μ , а по доле событий, превысивших порог, эффективность регистрации ε .

Измерения проводились при усилении ФЭУ с МКП $k = 10^6$ и пороге дискриминатора $D = 10$ мВ. Для получения сигнала фотокатод ФЭУ засвечивался светодиодом. Изменяя уровень засветки, была промерена зависимость эффективности регистрации ε от уровня сигнала μ . По формуле (2) для данного μ и данного сорта частицы можно найти импульс p , что дает возможность построить зависимость эффективности регистрации от импульса $\varepsilon(p)$. На рис.5 точками показана промеренная вышеуказанным способом зависимость $\varepsilon(p)$ для π и K мезонов. Функции представляют теоретическую зависимость, построенную по формулам (1) и (2). Все данные приведены для случая $n_{opt} = 1.13$ и $\mu_{ph.e.}^{max} = 10$. Приведенные на рис.5 данные свидетельствуют о работоспособности высокочастотного усилителя совместно с электроникой сцинтилляционных счетчиков. Кроме того, совпадение экспериментальных точек с теоретическими кривыми говорит о том, что есть некоторый запас по снижению напряжения на ФЭУ.

Изготовлены детали корпуса системы. Разработаны и изготовлены

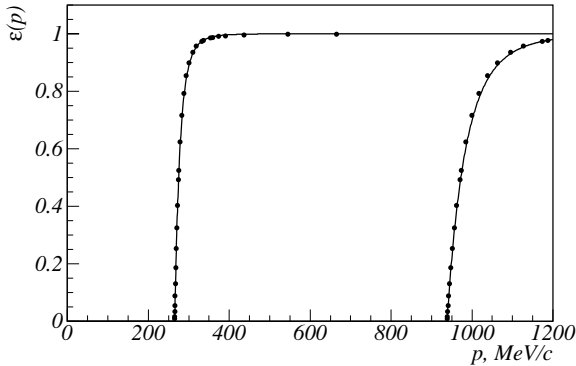


Рис. 5: Эффективность регистрации π и K мезонов в зависимости от импульса

компактные платы и высокоомные сопротивления для делителей высокого напряжения для ФЭУ с МКП. Изготовлен набор высокочастотных усилителей и других деталей. Этап компоновки всех элементов электронного канала, размещающихся в корпусе системы, подходит к завершению, после чего начнется заключительный этап тестов с электроникой в полном сборе.

2.4 Калориметр

Электромагнитный калориметр [1] является основной частью СНД и состоит из трех слоев сцинтилляционных счетчиков на основе кристаллов NaI(Tl). Толщина калориметра для частиц, летящих из центра детектора, составляет 13,4 радиационных длин. Полное число счетчиков в калориметре – 1632, число кристаллов в слое – от 520 до 560. В качестве фотоприемников используются компактные вакуумные фототриоды [10] с диаметром фотокатода 17 мм на кристаллах первого и второго слоев калориметра и 42 мм на третьем слое.

В 2004–2005 гг продолжались работы по подготовке калориметра к будущим экспериментам. Калориметр был подключен к источникам электропитания. Проведена доработка, проверка, ремонт и установка в стойки плат формирователей Ф12. Ведется доработка плат АЦП А24. Продолжались закупки вакуумных фототриодов с диаметром фотокатода 42 мм, необходимых для ремонта калориметра [7]. Было приобретено 180 фотоприемников.

Завершены работы по автоматизации производства фотоприемников в ИЯФ. Для массового производства создано программное обеспечение управления активировкой фотокатодов, которое позволяет изготавливать одновременно до 6 приборов. В настоящее время ведется отладка технологии изготовления вакуумных фототриодов с диаметром фотокатода 30 и 42 мм.

2.5 Мюонный детектор

Мюонная (наружная) система предназначена для регистрации мюонов, вылетающих за пределы детектора, и подавления фона от космических частиц. Система состоит из 18 модулей, каждый из которых включает 16 пропорциональных трубок и счетчик на основе пластического сцинтиллятора. 14 модулей расположены вокруг детектора (параллельно оси пучка) и по два – на каждом из торцов.

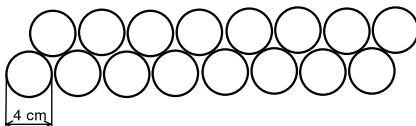


Рис. 6: Конструкция модуля мюонной системы без сцинтилляционного счетчика (вид с торца).

Ранее трубки работали в режиме ограниченного стримерного разряда на смеси аргон + н-пентан. Недостатками такого режима являются использование горючего газа (н-пентан) и быстрое старение камеры (трубки). После модернизации трубки будут работать в пропорциональном режиме на смеси $\text{Ar} + \text{CO}_2$.

Решено отказаться от измерения продольной координаты пролета частицы по разности времен прихода сигналов к концам трубки, как это делалось ранее, так как в пропорциональном режиме длительность фронта сигнала слишком велика. Продольная координата будет определяться по разности амплитуд сигналов ФЭУ на противоположных сторонах сцинтилляционного счетчика, а также по данным других систем детектора.

Для выбора оптимального режима работы создан прототип мюонной системы, на котором исследованы счетные характеристики и спектры времен дрейфа электронов для различных составов газовой смеси и различных диаметров проволоки. Подобраны оптимальные состав газовой смеси (**95% Ar + 5% CO₂**) и диаметр проволоки (**50 мкм**). Также

отработана схема электроники мюонной системы. Достигнуты ширина плато счетной характеристики 550 В и время реакции трубки 540 нс.

Конструкция модуля мюонной системы показана на рис. 6.

Разработана методика измерения натяжения проволочек в трубках модулей мюонной системы путем измерения частоты свободных колебаний проволочки. Колебания возбуждались пропусканием постоянного тока через проволочку, находящуюся в магнитном поле с последующим его отключением, после чего с проволочки снимался индукционный сигнал, вызванный ее колебаниями в магнитном поле, и измерялась его частота. На данный момент изготовлено 10 модулей, в 7 из которых проверены натяжения проволочек. Ослабленных или оборванных проволочек не обнаружено.

2.6 Электроника детектора

Система сбора данных детектора основана на спецкрейтах КЛЮКВА [11, 12], разработанных в ИЯФ СО РАН специально для детекторов КМД-2, КЕДР, СНД и модернизированных для экспериментов на коллайдере ВЭПП-2000 [13]. В нем могут быть размещены 16 информационных плат (ИП), предназначенных для преобразования поступающей информации в цифровой код, и 3 служебные платы: процессор ввода-вывода (ПВВ), интерфейс первичного триггера (ИПТ) и размножитель служебных сигналов (РСС). ПВВ осуществляет двухсторонний обмен данными между ИП и компьютером через локальную сеть Ethernet. Кроме считывания данных из ИП в компьютер ПВВ позволяет перед началом работы загружать в ИП откомпилированный код проекта для ПЛИС ALTERA, на базе которых реализована логика ИП, а также цифровые значения порогов для подавления «нулей» непосредственно в самих ИП, что дает возможность считывать только каналы с амплитудой большей порога и уменьшает мертвое время. Кроме оцифровки информации с детектора, ИП осуществляют формирование быстрых логических и аналоговых сигналов, которые через ИПТ передаются в систему первичного триггера (ПТ). Синхронизация и управление системой из нескольких спецкрейтов осуществляется специальным КАМАК-модулем (ЦСУ), сигналы с которого поступают в спецкрейт через плату РСС.

Оцифровывающая электроника СНД занимает 15 крейтов. Список основных модулей КЛЮКВЫ, применяемых в системе сбора данных, приведен в таблице 3. Предполагаемая максимальная скорость считывания событий с детектора составляет 1 кГц при средней длине события 3 кбайта.

Таблица 3: Наименование и количество модулей КЛЮКВЫ, применяемых в системе сбора данных СНД

T2AM	ПА24	A24M	ТП	ПВВ	ИПТ ТС, провоочки	ИПТ ТС, полоски	ИПТ калориметра
54	12	70	12	16	7	2	10

В настоящее время статус разработки и производства блоков электроники следующий. Платы T2AM – все платы изготовлены, половина из них настроена; платы ПА24 – 90% сделано; платы A24M – находятся в доработке; платы ПВВ – изготовлено 6 плат; платы ИПТ ТС, провоочки – произведена разводка плат, делается их монтаж; платы ИПТ калориметра – проводятся исследования. Блоки логики ПТ: логика слоев – сделана и проверена, логика треков – плата находится в производстве, логика калориметра – плата остается прежней.

2.7 Система сбора данных (online)

К настоящему времени разработана новая система сбора данных (ССД) детектора СНД. Детально проектные характеристики и некоторые особенности реализации описаны в [6, 7, 14].

При дальнейшем развитии системы реализована инфраструктура подключения модулей третичного триггера в соответствии с конфигурацией, хранящейся в базе данных. Разработана схема передачи решений от модулей триггера в модуль принятия окончательного решения по фильтрации событий. Окончательное решение о сохранении событий принимается с учетом приоритетов модулей и коэффициентов деления событий.

Создана база данных калибровок. Реализовано разграничение полномочий к базам данных детектора, основанное на механизме ролей.

Разработана система автоматического получения и обработки файлов с коллинеарными событиями процессом калибровки по событиям. Из базы данных заходов процесс калибровки получает информацию о наличии файлов с калибровочными событиями, а также информацию об обязательном прекращении набора статистики для калибровочных модулей отдельных подсистем. Как и в третичном триггере, поддерживается включение модулей в процесс калибровки при запуске.

Реализован веб-интерфейс для динамического отображения статистики срабатываний подсистем детектора в виде диаграмм и графиков (Рис.7). Поддерживается как персональный выбор отображаемых диаграмм, так и группировка по подсистемам детектора.

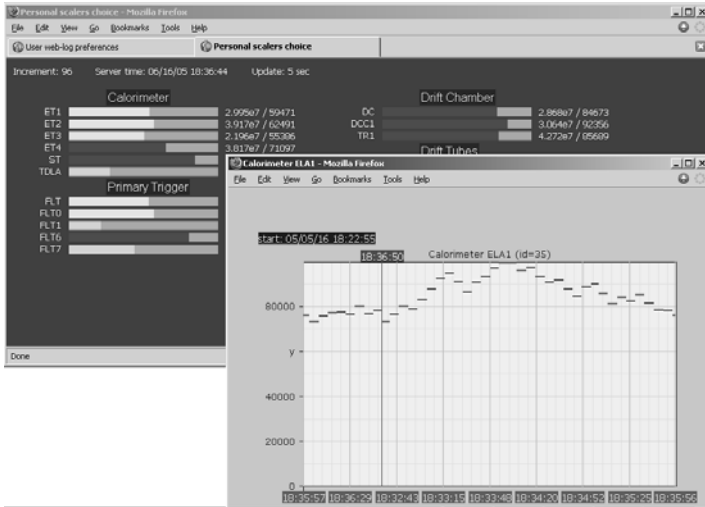


Рис. 7: Пример отображении статистики срабатывания подсистем детектора.

В настоящее время разрабатывается построитель событий для процесса Readout. В ближайшее время планируется провести его тестирование на новой электронике.

Для полноценного функционирования системы сбора данных необходимо также предоставить возможность визуализации отдельных событий, создать программы тестирования и калибровки электроники, разработать модули контроля и калибровки детектора.

2.8 Система обработки данных (offline)

Подробное описание системы обработки данных дано в [6, 7]. В настоящее время основные работы по модификации системы ведутся в следующих направлениях:

- Модернизация системы сборки ПО с учетом накопленных пожеланий/предложений;
- Модернизация существующей программы реконструкции треков в калориметре с использованием опыта, накопленного в предыдущем эксперименте [1];
- Отладка программы реконструкции треков в трековой системе.

Создаются программы первичного моделирования. Моделирование процессов $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$, $n\bar{n}$ использует форм фактор из работы [15]. Также были написаны программы моделирования процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$, $e^+e^- \rightarrow K^0\bar{K}^0\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow K^+\bar{K}^0\pi^-$. Эти программы используют матричные элементы из работы [16], модифицированные так чтобы учесть в нулевом приближении радиальные возбуждения ρ и ω мезонов.

3 Анализ данных СНД

Большая часть экспериментальных данных собранных детектором СНД в экспериментах на коллайдере ВЭПП-2М уже обработана и опубликована. Ниже приводится состояние дел в анализе тех процессов для которых обработка данных все еще продолжается.

3.1 Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$

Проведен анализ процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ с использованием данных набранных в 1996 – 2000 г в области энергии ниже 1 ГэВ в системе центра масс. Интегральная светимость, набранная в этом эксперименте, составила 10 пб^{-1} . Измерение основано на 12.4×10^6 коллинеарных событий из которых 7.4×10^6 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, 4.5×10^6 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma)$ и 0.5×10^6 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$.

Полученное сечение $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, приведено на рис.8 (таблица сечений приведена в [17]). Систематическая ошибка измерения составила 1.3%. В результате анализа сечения определены параметры ρ -мезона:

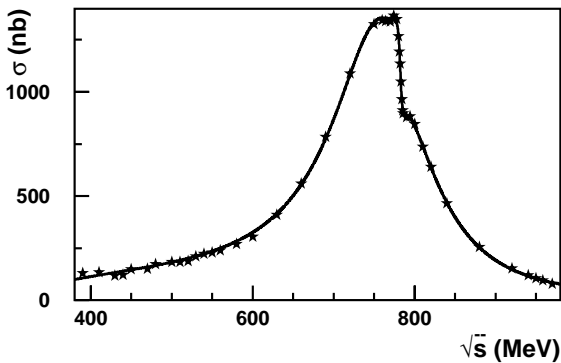


Рис. 8: Сечение $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ измеренное СНД

$m_\rho = 774.9 \pm 0.4 \pm 0.5$ МэВ, $\Gamma_\rho = 146.5 \pm 0.8 \pm 1.5$ МэВ, $B(\rho \rightarrow e^+e^-) \times B(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-) = (4.991 \pm 0.028 \pm 0.066) \times 10^{-5}$ и параметры запрещенного по G -четности распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$: $B(\omega \rightarrow e^+e^-) \times B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-) = (1.247 \pm 0.062 \pm 0.042) \times 10^{-6}$ и $\phi_{\rho\omega} = 113.5 \pm 1.3 \pm 1.7$ град.

3.2 Измерение полного сечения процесса

$$e^+e^- \rightarrow K^+K^-$$

В нашей работе [18] в главе, посвященной определению полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, было показано, что большие отклонения экспериментальных значений полного сечения от гладкой аппроксимирующей кривой свидетельствуют о дополнительных неучтенных систематических ошибках. Одним из источников этого может быть фон от процессов, имеющих в конечном состоянии неколлинеарные заряженные частицы: фон от рассеяния пучков на атомах остаточного газа и от процессов электрон-позитронного взаимодействия. Сложность учета этих процессов связана с тем, что отклик в детекторе от вторичных частиц искомого процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ и величина фоновых процессов зависит от энергии пучков в эксперименте. В настоящей главе мы изложим один из вариантов учета фоновых процессов.

На рис.9 приведено двумерное распределение событий эксперимента по полярному $\Delta\theta$ и азимутальному $\Delta\phi$ углам и распределение по полному энергосодержанию ($eton$), нормированному на энергию в системе центра масс, для событий, удовлетворяющих условиям отбора процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ (кроме $\Delta\theta$ и $\Delta\phi$), при энергии частиц в системе центра масс $E = 1360$ МэВ. Сплошной линией (заштрихованная гистограмма) изображено моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$. Видно, что при $eton < 0.35$ в эксперименте присутствуют события, которых нет в моделировании.

Исследование событий показало, что неколлинеарный фон для процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ бывает двух типов:

1. Фон от взаимодействия пучков на остаточном газе. Эти события имеют равномерное распределение по координате точки вылета вдоль оси пучков z , практически равномерное по $\Delta\theta$ в области углов $\pm 30^\circ$, и распределение по $\Delta\phi$, имеющее небольшой подъем в области $\Delta\phi \simeq 0^\circ$.
2. Фон из места встречи, обладающий практически равномерным распределением по $\Delta\phi$ в интервале $|\Delta\phi| \simeq 30^\circ$, и распределением событий по $\Delta\theta$, имеющим подъем в области $|\Delta\theta| \simeq 20^\circ$.

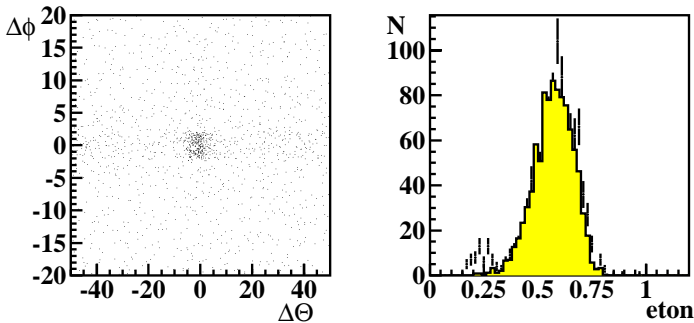


Рис. 9: Двумерное распределение экспериментальных событий по полярному $\Delta\theta$ и азимутальному $\Delta\phi$ углам и распределение по полному энергоделиению при энергии частиц в системе центра масс $E = 1360$ МэВ. Сплошной линией изображено моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$.

Если для энергии пучков $E = 1360$ МэВ для подавления фона от взаимодействия пучков на остаточном газе достаточно ввести ограничение $eton \geq 0.35$, то для энергии меньше 1200 МэВ большая доля событий K^+K^- имеет $eton < 0.35$.

Воспользуемся определением количества событий K^+K^- , предполагая, что фон, обусловленный взаимодействием пучков на атомах остаточного газа, имеет равномерное распределение по z , а фон из места встречи имеет равномерное распределение по $\Delta\phi$. Напомним, что события рассматриваются в диапазоне $|z| < 10$ см.

Если мы вычтем из распределения событий по параметру $\Delta\phi$ удвоенную гистограмму по этому параметру событий, удовлетворяющих условию $|z| > 5$ см., то со статистической точностью оставшееся распределение фоновых событий будет равномерным по $\Delta\phi$, чем следует воспользоваться для определения фона. При этом следует помнить, что найденное количество событий искомого процесса K^+K^- будет уменьшено на величину $1 - 2 \cdot pk(|z| > 5)$, где $pk(|z| > 5)$ – вероятность для событий K^+K^- иметь $|z| > 5$ см. Величину $pk(|z| > 5)$ можно определить, как из моделирования, так и из эксперимента, отбирая события, например, с $eton > 0.5$.

В событиях с $eton \geq 0.35$, присутствует только фон из места встречи, имеющий равномерное распределение по $\Delta\theta$ и $\Delta\phi$ вблизи выбранных условий отбора искомого процесса K^+K^- . Анализ фона показывает, что

в наших условиях в отдельных точках по энергии он может достигать 10% от событий, удовлетворяющих выбранным критериям отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$.

На рис.10 приведены значения полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ в диапазоне 1.05 ÷ 1.9 ГэВ, измеренные в настоящей работе и в экспериментах [19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26].

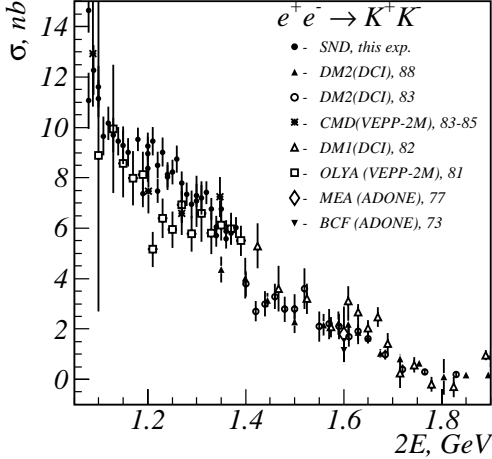


Рис. 10: Полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, измеренное в настоящей работе и в других экспериментах.

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

Процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ изучался в области энергии $\sqrt{s} = 1.04 \div 1.38$ ГэВ. В анализе была использована статистика полученная в 1997 и 1999 годах. Полный интеграл светимости, использованный при обработке, составляет около 9 пб^{-1} . Анализ основывался на выделении нейтральной моды распада K_S мезона: $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Основными фоновыми процессами являются: $e^+e^- \rightarrow \omega \pi^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$, $e^+e^- \rightarrow \eta \gamma \rightarrow 3 \pi^0 \gamma$, $e^+e^- \rightarrow \phi \gamma \rightarrow K_S K_L \gamma$, а также пучковый фон и фон от космических частиц.

Измеренное сечение $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ приведено на рис.11. Кроме того, на рисунке приведены данные экспериментов проведенных на детекторах КМД-2, ОЛЯ и ДМ1. Сплошная кривая показывает поведение сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, построенного в рамках модели векторной доминантности и учитывает резонансы ρ , ω , ϕ и $\phi(1680)$.

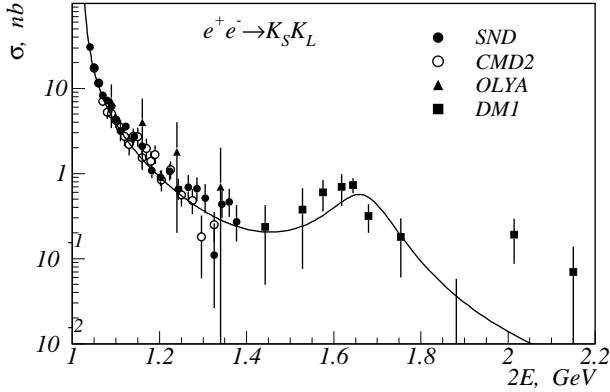


Рис. 11: Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Точками представлены экспериментальные данные, полученные на детекторах СНД, КМД-2, ОЛЯ и ДМ1. Сплошной линией показано сечение, полученное в соответствии с VDM ($\rho, \omega, \phi, \phi(1680)$).

3.4 Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$

В анализе процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ используются данные эксперимента 1997–1999 гг. в диапазоне энергии в системе центра масс 0.98 – 1.38 ГэВ. Интегральная светимость в эксперименте составляет 9.24 пб⁻¹.

Отбираются экспериментальные события с 2 центральными треками заряженных частиц и 2 или 3 нейтральными частицами. По данным моделирования разработаны предварительные условия отбора событий эффекта и подавления основных фоновых процессов ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$). Результат применения условий отбора к экспериментальным данным показан на рис.12. Видимое сечение определяется как

$$\sigma_{vis}(E_i) = N(E_i)/L_{int}(E_i),$$

где N_i – число отобранных событий в точке с энергией E_i , $L_{int}(E_i)$ – интегральная светимость в точке с энергией E_i . Полученный результат является предварительным.

Дальнейшая работа включает определение эффективности регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ по данным моделирования, определение систематической ошибки.

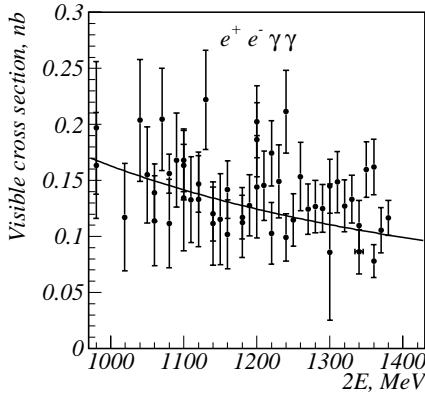


Рис. 12: Предварительный результат расчета видимого сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$. Приведена только статистическая ошибка, линия — расчет видимого сечения по данным моделирования.

3.5 Измерение вероятности конверсии фотонов на веществе перед дрейфовой камерой СНД

При изучении конверсионных распадов ϕ , ω и ρ мезонов, существенный фоновый вклад дают соответствующие радиационные распады с последующей конверсией одного из фотонов на веществе перед дрейфовой камерой. Ранее в работах [18, 27, 28] количество событий данного фона определялось по моделированию. В данной работе, с использованием процесса двухквантовой аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ с конверсией одного из фотонов, было проведено сравнение реальной вероятности конверсии с моделированием.

Отбирались события с $N_\gamma = 1$, $N_{ch} = 1$, $35^\circ < \theta_i < 145^\circ$, $|\Delta\varphi| < 5^\circ$, $|\Delta\theta| < 10^\circ$, где N_γ — число фотонов, N_{ch} — число заряженных частиц, θ_i — полярный угол i -ой частицы, $|\Delta\varphi|$ — расколлинеарность по азимутальному углу, $|\Delta\theta|$ — расколлинеарность по полярному углу. Кроме того, накладывались условия на полное энергосодержание в калориметре и полный импульс ($E_{tot}/2E_0 > 0.8$, $P_{tot}/2E_0 < 0.15$), где E_0 — энергия пучка. Также требовалось отсутствие срабатываний наружной системы.

Этим условиям отбора удовлетворяют события следующих процессов:

- (1) $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, с конверсией фотона на веществе $\gamma \rightarrow e^+e^-$;
- (2) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ при достаточно малом угле разлета e^+e^- пары;

- (3) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ при неправильной идентификации одной из заряженных частиц как фотона;
- (4) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ в случае очень мягкого электрона или позитрона.

Целью работы является сравнение измеренной вероятности конверсии фотона в процессе (1) с моделированием. Сечение процесса (2) хорошо описывается моделированием. А процессы (3) и (4) могут иметь различия в эксперименте и моделировании.

Для подавления событий класса (3) был построен параметр NWI – число сработавших проволочек в секторах дрейфовых камер в направлении вылета фотона. В дальнейшем анализе использовалось ограничение: $NWI < 3$.

В событиях процессов (1) и (2) ионизация вдоль трека в дрейфовой камере соответствует 2 частицам, а в событиях процесса (4) – только одной. Соответственно, для определения числа одно- и двухчастичных событий использовалось распределение по dE/dx .

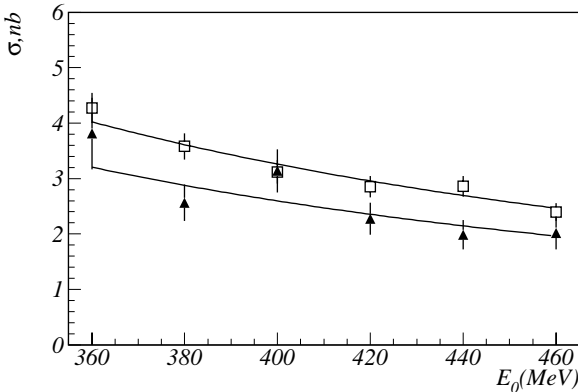


Рис. 13: Сравнение экспериментального и моделированного сечения процесса (1): \blacktriangle – эксперимент, \square – моделирование.

Видимое сечение процесса (1) приведено на рис.13. Экспериментальное и моделированное сечения были аппроксимированы функцией:

$$\sigma(E) = A/E^2,$$

а A – параметр аппроксимации. В итоге было получено, что отношение сечений в эксперименте и моделировании составляет $K = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{MC}} = 0.80 \pm 0.05$. Величина K является поправкой к вероятности конверсии

в моделировании, которую необходимо учитывать при анализе данных. Различие между вероятностью конверсии фотона в эксперименте и моделировании связано с неточностью описания вещества перед дрейфовой камерой.

4 Проблемы регистрации процессов

$$e^+e^- \rightarrow p\bar{p}, n\bar{n}$$

В текущем году было проведено моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ с целью изучения эффективности триггера к таким событиям [29]. Это важно, так как взаимодействие протонов и антипротонов с материалом детектора сильно зависит от энергии, особенно вблизи порога. В частности, при кинетической энергии до 20 МэВ антипротоны останавливаются и аннигилируют в бериллиевой вакуумной камере. При более высокой энергии они пересекают трековую систему и аннигилируют снаружи трековой системы. В отличие от нуклон-антинуклонной аннигиляции, где рождается в среднем 5 π -мезонов, картина аннигиляции на ядре более сложная. Помимо π -мезонов, обильно рождаются осколки ядер – p , n , t , d , α -частицы и другие сильно-ионизирующие фрагменты, которые могут давать треки и запускать триггер. Заряженных π -мезонов будет гораздо меньше, ~ 1 на событие. Фотоны возникают от распадов π^0 -мезонов, их доля $\sim 87\%$ на событие, как показывает моделирование. На рис.14 показана зависимость эффективности компонент триггера трековой системы

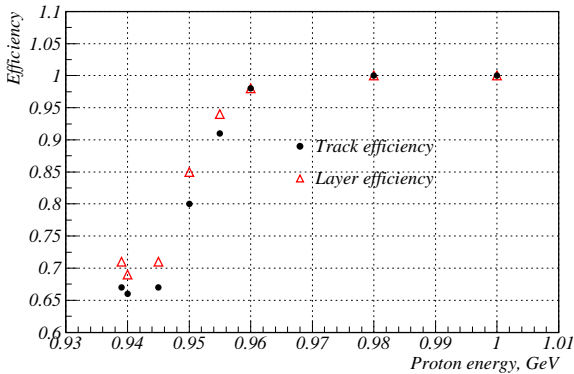


Рис. 14: Эффективность триггера трековой системы к процессу $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ в зависимости от энергии одного из пучков в с. ц. м. Показаны два случая — эффективность поиска треков (хотя бы 1 трек) и эффективность к срабатыванию слоев (сработали 3 или более слоев.)

от энергии пучков. Видно, что эффективность достаточно высока. Дополнительно можно использовать тот факт, что большая часть событий имеет треки с высокой плотностью ионизации, что также можно будет включить в триггер.

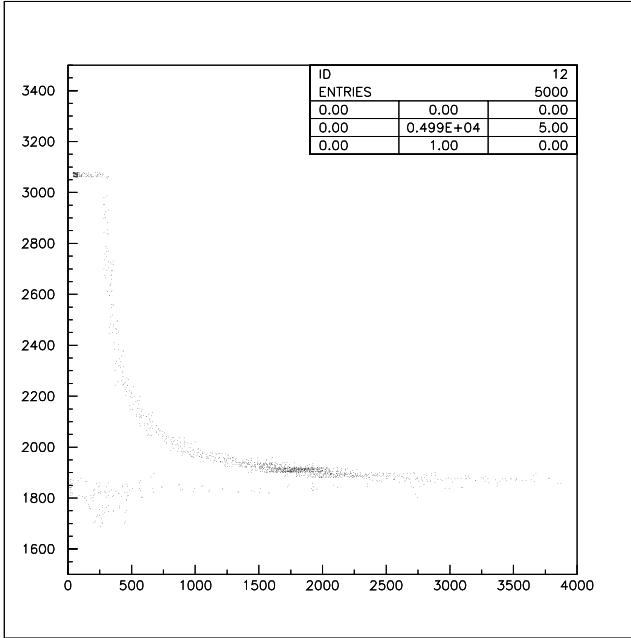


Рис. 15: Двумерная диаграмма зависимости измеренного временного разброса от амплитуды в счетчике с кристаллом NaI(Tl). По осям отложены коды АЦП и ВЦП. Разброс точек по вертикали относительно амплитуды соответствует разрешению 3 нсек.

Известно [7], что временное разрешение детектора является важным для регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ и, возможно, $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$. В рамках дипломной работы [30] проводилось изучение временного разрешения счетчика с кристаллом NaI(Tl) — одного из элементов сферического калориметра, а также специально сделанного пластмассового счетчика на основе полистирола с размерами близкими к размеру кристалла NaI(Tl). Измерения проводились на космических частицах с помощью сцинтилляционного телескопа. Для случая NaI(Tl) энерговыделение от космических мюонов составляет всего около 30 МэВ, а измеренное временное разрешение после внесения поправок на амплитуду — около 3 нсек (рис.15). В событиях процессов $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}, n\bar{n}$ среднее энерговыделение

составит ~ 800 МэВ, поэтому временное разрешение ожидается лучше 1 нсек. Конечно, это предсказание будет работать, если удастся выровнять все каналы калориметра по времени их срабатывания. Разрешение лучше 1 нсек как раз и нужно для процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ [7]. Аналогичные измерения с прототипом пластмассового счетчика дали для временного разрешения верхний предел 0.3 нсек, что с запасом удовлетворяет всем требованиям.

5 Заключение

За прошедший год продолжались работы по модернизации детектора СНД для будущих экспериментов на коллайдере ВЭПП-2000, а также работы по обработке экспериментальных данных прошлых экспериментов на ВЭПП-2М. Данная публикация отражает современное состояние этих работ. Приведенные в тексте результаты являются предварительными.

Работа частично поддержана грантом Президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-1335.2003.2, грантами РФФИ 03-02-16581-а, 04-02-16184-а, 04-02-16181-а, 04-07-90057-в, 05-02-16250-а, грантами программы РАН по нейтронным исследованиям и Фонда содействия отечественной науке.

Список литературы

- [1] *M.N. Achasov et al.* Nucl. Instrum. Meth. A, **449**, 125 (2000).
- [2] *Yu.M. Shatunov et al.* In Proc. of the 2000 European Particle Acc. Conf., Vienna, 2000, p.439.
- [3] *A.N. Skrinsky.* In Proc. of Workshop on physics and detectors for ДАФНЕ, Frascati, Italy, April 4-7, 1995, p.3.
- [4] *Г.Н. Абрамов и др.* Препринт ИЯФ 2001-29, Новосибирск, 2001.
- [5] *V.M. Aulchenko et al.* Nucl. Instr. and Meth. A, **494**, 246 (2002).
- [6] *Г.Н. Абрамов и др.* Препринт ИЯФ 2003-45, Новосибирск, 2003.
- [7] *Г.Н. Абрамов и др.* Препринт ИЯФ 2004-46, Новосибирск, 2004.
- [8] *D.A. Bukin et al.* Nucl Instr and Meth. A, **384**, 360 (1997).
- [9] *Б.О. Байбусинов и др.* Препринт ИЯФ 1991-96, Новосибирск, 1991.
- [10] *P.M. Beschastnov et al.* Nucl Instr and Meth. A, **342**, 477 (2000).
- [11] *V.M. Aulchenko et al.* Nucl. Instr. and Meth. A, **409**, 639 (1998).
- [12] *В.М. Аульченко, С.Е. Бару, Г.А. Савинов.* Препринт, ИЯФ 98-29, Новосибирск, 1988.
- [13] *U.V. Usov et al.* Nucl. Instr. and Meth. A, **494**, 555 (2002).
- [14] *М.Н. Ачасов и др.* Препринт ИЯФ 2003-59, Новосибирск, 2003.
- [15] *F. Iachello and Q. Wan.* Phys. Rev. C, **69** (2004), 055204.
- [16] *E.A. Kuraev and Z.K. Silagadze.* Phys. Atom. Nucl., **58** (1995), 1589.
- [17] *M.N. Achasov et al.* Eprint arXiv:hep-ex/0506076.
- [18] *В.М. Аульченко и др.* Препринт ИЯФ 2004-53, Новосибирск, 2004.
- [19] *V.E. Balakin et al.* Phys. Lett. B, **41**, 205, 1972.
- [20] *D. Bisello et al.* Z. Phys. C, **39**, 13, 1988.
- [21] *J.E. Augustin et al.* Preprint LAL-83-21, 1983. Contributed to Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brighton, England, July 20-27, 1983.

- [22] *G.V. Anikin et al.* Preprint NPI 83-85, Novosibirsk, 1983.
- [23] *J. Buon et al.* Phys. Lett. B, **118**, 221, 1982.
- [24] *P.M. Ivanov et al.* Phys. Lett. B, **107**, 297, 1981.
- [25] *B. Esposito et al.* Phys. Lett. B, **67**, 239, 1977.
- [26] *M. Bernardini et al.* Phys. Lett. B, **46**, 261, 1973.
- [27] *M.N. Achasov et al.* Phys. Lett. B, **504**, 275, 2001.
- [28] *М.Н. Ачасов и др.* Письма в ЖЭТФ, **75**, 539, 2002.
- [29] *А.А. Ботов.* Моделирование первичного триггера детектора СНД, квалификационная работа на соискание степени магистра, Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 2005.
- [30] *К.Ю. Скворень.* Измерение временного разрешения счетчика на основе кристалла NaI(Tl) калориметра СНД и прототипа антинейтронного детектора, квалификационная работа на соискание степени бакалавра, Новосибирский государственный университет, Новосибирск 2005.

*Г.Н. Абрамов, В.В. Анашин, В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, А.Ю. Барняков,
К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин, В.С. Бобровников, А.Г. Богданчиков,
А.В. Боженок, А.А. Ботов, А.Д. Букин, Д.А. Букин, М.А. Букин,
А.В. Васильев, В.М. Весенев, В.Б. Голубев, Т.В. Димова, В.П. Дружинин,
А.А. Жуков, А.С. Ким, Д.П. Коврижин, А.А. Король, С.В. Кошуба,
Е.А. Кравченко, А.Ю. Кульпин, А.Е. Образовский, А.П. Онучин,
Е.В. Пахтусова, Е.А. Переведенцев, В.М. Попов, Е.Э. Пята,
С.И. Середняков, В.А. Сидоров, З.К. Силагадзе, А.А. Сироткин,
К.Ю. Сквонь, А.Н. Скринский, А.И. Текутьев, Ю.А. Тихонов,
Ю.В. Усов, П.В. Филатов, А.Г. Харламов, Ю.М. Шатунов, Д.А. Штоль*

СНД - статус модернизации и анализа данных

*G.N. Abramov, V.V. Anashin, V.M. Aulchenko, M.N. Achasov, A.Yu. Barnyakov,
K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin, V.S. Bobrovnikov, A.G. Bogdanchikov,
A.V. Bozhenok, A.A. Botov, A.D. Bukin, D.A. Bukin, M.A. Bukin,
A.V. Vasiljev, V.M. Vesenev, V.B. Golubev, T.V. Dimova, V.P. Druzhinin,
A.A. Zhukov, A.S. Kim, D.P. Kovrizhin, A.A. Korol, S.V. Koshuba,
E.A. Kravchenko, A.Yu. Kulpin, A.E. Obrazovsky, A.P. Onuchin,
E.V. Pakhtusova, E.A. Perevedentsev, V.M. Popov, E.E. Pyata, S.I. Serednyakov,
V.A. Sidorov, Z.K. Silagadze, A.A. Sirotkin, K.Yu. Skovpen, A.N. Skrinsky,
A.I. Tekutiev, Yu.A. Tikhonov, Yu.V. Usov, P.V. Filatov, A.G. Kharlamov,
Yu.M. Shatunov, D.A. Q Shtol*

SND upgrade and data analysis – the present status

ИЯФ 2005-35

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев
Работа поступила 14.07.2005 г.

Сдано в набор 18.07.2004 г.

Подписано в печать 19.07.2004 г.

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

Тираж 120 экз. Бесплатно. Заказ № 35

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