

P13-2002-152

**«НЕЙТРИННЫЙ ДЕТЕКТОР ИФВЭ–ОИЯИ»
НА НЕЙТРИННЫХ ПУЧКАХ УСКОРИТЕЛЯ У-70
(ПРОТВИНО)**

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

Л. С. Барабаш, С. А. Баранов, Ю. А. Батусов, С. А. Бунятов¹, В. Ю. Валув,
И. А. Голутвин, О. Ю. Денисов, М. Ю. Казаринов, А. Г. Карев,
О. Л. Климов, А. В. Красноперов, Ю. А. Нефедов, Б. А. Попов,
С. Н. Прахов, В. И. Снятков, В. В. Терещенко

Объединенный институт ядерных исследований, 141980, Дубна

В. Б. Аникеев, В. В. Бирюков, Н. И. Божко, А. А. Борисов, А. С. Вовенко²,
В. Н. Горячев, А. Ф. Дунайцев, М. М. Кирсанов, А. С. Кожин, В. В. Липаев,
А. И. Мухин, С. А. Мухин, В. Н. Рыченков, Ю. И. Саломатин,
А. В. Сидоров, В. Л. Тумаков, Р. М. Фахрутдинов, С. К. Черниченко,
К. Е. Шестерманов

Институт физики высоких энергий, 142284, Протвино

Й. Блюмляйн, Й. Бруннер, М. Вальтер³, П. Вегнер, Х. Грабош, П. Костка,
В. Ланге, З. Новак, Х. Рысек, У. Хардер, К. Шпиринг

DESY, D-15738, Цойтен, Германия

Д. Киш, З. Яки

ЦИФИ, H-1525, Будапешт, Венгрия

¹E-mail: bunyatov@nusun.jinr.dubna.su

²E-mail: vovenko@mx.ihep.su

³E-mail: walter@ifh.de

Содержание

1	Введение	2
2	Конструкция и основные характеристики детектора	4
2.1	Общее устройство детектора	4
2.2	Дрейфовые камеры	7
2.2.1	Камеры первого типа	9
2.2.2	Камеры второго типа	10
2.2.3	Основные характеристики дрейфовых камер	12
2.3	Жидкостные сцинтилляционные счетчики	12
2.4	Детектор электромагнитных ливней	15
2.5	Магнитная система «Нейтринного детектора»	18
3	Система сбора данных и мониторингирования работы детектора	19
3.1	Система сбора данных с дрейфовых камер	21
3.2	Система сбора данных с ЖСС	21
3.3	Общая система сбора данных	23
4	Определение основных характеристик детектора на калибровочных пучках	26
4.1	Точность восстановления энергии электронов и адронов	27
4.2	Точность восстановления угла развития ливней	29
4.3	Разделение адронов и электронов	29
5	Программное обеспечение	32
5.1	Программа моделирования нейтринных взаимодействий	34
5.2	Программа реконструкции нейтринных взаимодействий	36
5.3	Точность восстановления основных характеристик нейтринных взаимодействий	38
5.4	Сравнение смоделированных и реальных событий	39
6	Основные физические результаты, полученные на установке «Нейтринный детектор»	41
7	Заключение	47

1 Введение

Изучение нейтринных взаимодействий играет важную роль в современной физике элементарных частиц. Уже первые нейтринные эксперименты, выполненные с использованием пузырьковых камер, дали ряд значительных результатов. Однако к концу 1970-х гг., в связи с возросшими требованиями к точности измерений и, соответственно, к увеличению статистики зарегистрированных нейтринных взаимодействий, стали проявляться методические недостатки пузырьковых камер: небольшая масса используемого рабочего вещества, инерционность камер и регистрирующей аппаратуры, низкая эффективность идентификации мюона и, наконец, трудоемкость обработки большого количества отснятого фотоматериала. Быстро прогрессирующие в то время многодетекторные спектрометрические установки с электронным съемом информации были практически лишены этих недостатков. Легкость наращивания полезной массы, возможность регистрировать события в нейтринных пучках высокой интенсивности и обработка полученной информации с помощью ЭВМ в режиме реального времени сделали эти установки основным инструментом современного физического эксперимента. К установкам такого типа и относится нейтринный детектор, разработанный и созданный усилиями коллектива физиков из Института физики высоких энергий (ИФВЭ) и Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) [1, 2].

Нейтринный детектор (НД) сотрудничества ИФВЭ–ОИЯИ предназначен для использования в нейтринных пучках, генерируемых на протонном ускорителе У-70 (импульс протонов 70 ГэВ/с) в ИФВЭ (г. Протвино). После запуска на этом ускорителе бустера в 1986 г. интенсивность формируемых нейтринных пучков доходит до $10^{10} \nu_{\mu}/\text{сброс}/\text{м}^2$.

Детектор проектировался для решения широкого спектра физических задач. Главной из них являлось детальное изучение нейтринных взаимодействий в области энергий нейтрино 1 – 30 ГэВ. Эта область энергий представляет интерес для изучения как процессов упругого и квазиупругого рассеяния нейтрино, так и процессов глубоконеупругого рассеяния с передачами импульса до $Q^2 \approx 30 (\text{ГэВ}/\text{с})^2$. Здесь могут быть получены данные для определения структурных функций нуклона в области $Q^2 \lesssim 30 (\text{ГэВ}/\text{с})^2$, которые к настоящему времени крайне бедны, особенно в области $Q^2 \lesssim 10 (\text{ГэВ}/\text{с})^2$. Детальные данные по глубоконеупругому рассеянию в этой области существенны для анализа Q^2 -эволюции структурных функций с учетом вклада высших твистовых поправок [3].

Детектор с большой массой и с хорошей идентификацией мюонов и электронов может позволить улучшить точность измерений выходов так называемых «прямых» или «мгновенных» нейтрино, то есть нейтрино, образующихся в процессах, отличных от распадов мюонов, π^- и K^- -мезонов [4]. На ускорителе У-70 большую часть таких нейтрино составляют нейтрино от распадов очарованных частиц, образующихся при поглощении протонов с импульсом 70 ГэВ/с в

массивной мишени. Измерение выходов «прямых» нейтрино, в частности, дало возможность оценить величину сечения образования очарованных частиц в протон-нуклонных взаимодействиях при энергии протона 70 ГэВ.

Несомненный интерес представляет также более точное измерение процессов νN -взаимодействий, идущих по каналу нейтрального тока, таких, как упругое рассеяние нейтрино на протоне и образование одиночных π^0 -мезонов.

И, наконец, возможен поиск нейтринных осцилляций в области значений масс нейтрино, представляющих интерес для космологии.

Для решения перечисленных выше задач при разработке конструкции детектора были предусмотрены меры, позволяющие изучать как инклюзивные, так и эксклюзивные процессы. Эти меры обеспечили:

- хорошее определение энергии адронных ливней и идентификацию отдельных адронов;
- высокую эффективность регистрации и распознавания мюонов, определение их импульса и знака заряда;
- идентификацию электронов и определение энергии электромагнитных ливней.

Для уменьшения систематических ошибок в эффективностях отбора событий разных классов (например, с мюонной и электронной компонентами, а также нейтринных взаимодействий по каналам заряженного и нейтрального токов) система сбора данных НД работала в бестриггерном режиме съема информации.

Конструкция установки предусматривала использование НД в двух модификациях. В первой модификации, предназначенной, в основном, для изучения неупругих взаимодействий нейтрино, между активными (чувствительными) плоскостями сцинтилляционных счетчиков и дрейфовых камер были установлены алюминиевые пластины. Это позволило увеличить эффективную массу детектора, а также повысить точность регистрации нейтринных взаимодействий при высоких энергиях, уменьшая утечки адронных ливней за пределы чувствительного объема. С другой стороны, увеличение количества пассивного вещества снижало чувствительность установки к нейтринным взаимодействиям при низких энергиях. Соответственно, вторая модификация детектора — без использования алюминиевых пластин — была ориентирована на изучение мало-частичных (главным образом, упругих и квазиупругих) процессов нейтринного взаимодействия.

В этой публикации мы описываем реализованную в 1989 г. первую модификацию «Нейтринного детектора ИФВЭ–ОИЯИ», использовавшуюся в период с 1990 по 1995 г. для проведения нескольких экспериментов. Часть полученных результатов опубликована (см. раздел 6), часть имеющегося экспериментально материала находится в процессе обработки. В настоящее время осуществля-

ется переход ко второй модификации детектора. В связи с новыми физическими задачами модернизируется электроника сцинтилляционного калориметра НД.

Цель этой статьи — обобщить информацию о конструкции и характеристиках «Нейтринного детектора ИФВЭ–ОИЯИ», что вместе с другими публикациями, касающимися специфических параметров установки, может помочь в лучшем понимании полученных на этой установке физических результатов.

2 Конструкция и основные характеристики детектора

Установка «Нейтринный детектор ИФВЭ–ОИЯИ» (рис. 1) состоит из трех основных функциональных частей: мишенной калориметрической части, детектора электромагнитных ливней и мюонного спектрометра. Сначала мы приводим их основные конструктивные особенности и характеристики, а затем более подробно рассматриваем устройство их составных частей: дрейфовых камер, жидкостных сцинтилляционных счетчиков, магнитной системы и т.д.

Система координат, связанная с детектором, выбрана следующим образом (см. рис. 1): ось Z соответствует направлению нейтринного пучка (вдоль продольной оси детектора), ось Y направлена вертикально вверх, а ось X — горизонтально, так, чтобы образовалась правая система координат.

2.1 Общее устройство детектора

Общая схема установки и ее модульная структура показаны на рис. 1 и 2. Мишенная калориметрическая часть детектора состоит из 36 модулей, каждый из которых включает (см. рис. 3):

- X - и Y - плоскости дрейфовых камер (ДК), используемые для регистрации треков заряженных частиц.
- Рамный электромагнит с внутренним «окном» в магнитопроводе размером 3.0×3.0 м, определяющим рабочий объем мишени-калориметра. Конструктивно рамный электромагнит является несущей опорой каждого модуля, а функционально — выполняет роль элемента магнитной оболочки, предназначенной для фокусировки проходящих через нее мюонов и измерения их импульсов.
- Алюминиевую пластину, расположенную внутри «окна» рамного электромагнита и предназначенную для увеличения массы мишенной части установки. Конструктивно предусмотрена возможность извлечения или замены этих пластин. В описываемом в этой работе первом варианте детектора установлены пластины толщиной 5.0 см.

НЕЙТРИННЫЙ ДЕТЕКТОР

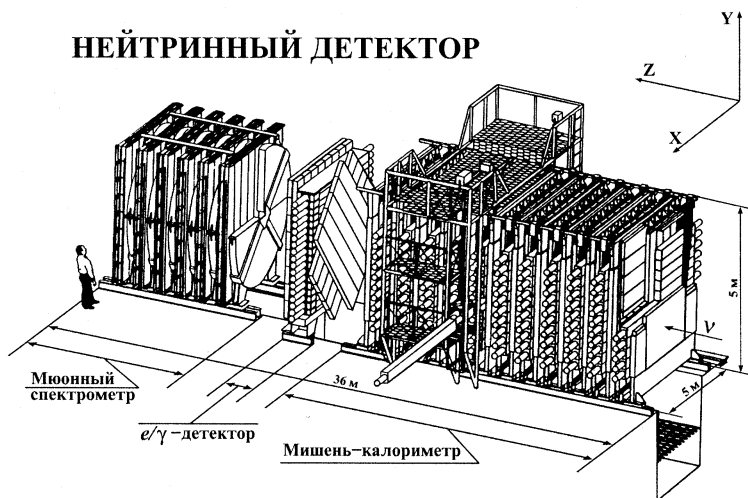


Рис. 1: Общий вид установки «Нейтринный детектор»

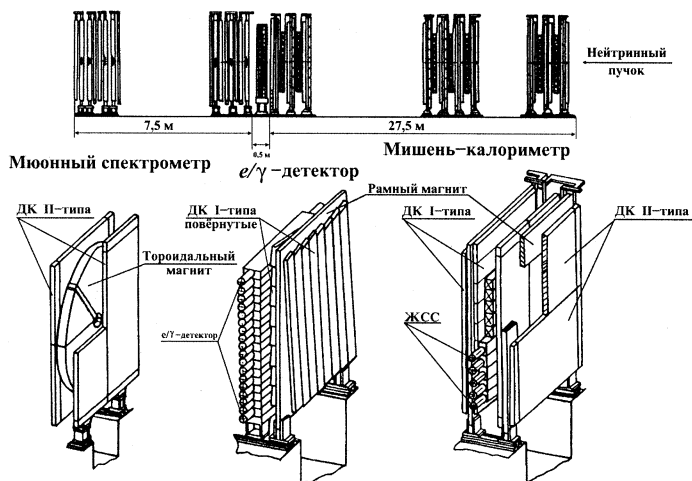


Рис. 2: Модульная структура установки «Нейтринный детектор»

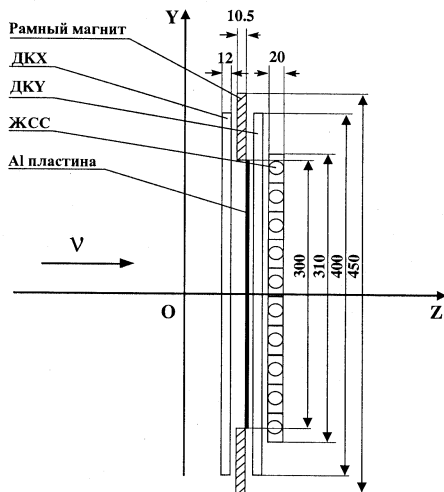


Рис. 3: Схематический вид модуля мишенно-калориметрической части «Нейтринного детектора» (масштаб не соблюден; все размеры указаны в сантиметрах)

- Плоскость жидкостных сцинтилляционных счетчиков (ЖСС), заполненных уайт-спиритом со сцинтиллирующими добавками, которая используется для калориметрических измерений.

Один модуль (с учетом алюминиевых пластин, стенок счетчиков и камер) вдоль оси Z содержит 6.0 см алюминия (16.2 г/см^2) и 19.4 см жидкого сцинтиллятора (15.1 г/см^2), что соответствует 1.04 радиационной длины (X_0) и 0.35 ядерной длины поглощения (λ_{abs}). Средняя плотность мишени составляет 0.417 г/см^3 .

Размещение и ориентация плоскостей дрейфовых камер в НД (рис. 2) позволяет восстановить XZ - и YZ -проекции трека частицы. Количество вещества между X - и Y -плоскостями ДК внутри модуля составляет $0.4X_0$ ($0.21\lambda_{\text{abs}}$); количество вещества между Y - и X -плоскостями ДК двух расположенных рядом модулей равняется $0.6X_0$ ($0.14\lambda_{\text{abs}}$). Такое сравнительно небольшое количество вещества обеспечивает достаточно тонкую структуру детектора, что позволяет реконструировать траектории не только мюонов, но и, в некоторых случаях, отдельных адронов. Таким образом, информация с дрейфовых камер может быть использована и для определения направления энерговыделения адронного ливня.

Длина одного модуля по направлению оси Z равна 77 см. Общая протяженность мишенно-калориметрической части детектора составляет $\sim 28 \text{ м}$, ее суммарная масса – $\sim 104 \text{ т}$.

За мишенной калориметрической частью НД расположен детектор электромагнитных ливней («сэндвич» свинец-сцинтиллятор). Он служит для идентификации и измерения энергии электронов и гамма-квантов, образующихся в оконечной части мишени. Это увеличивает эффективный объем установки и улучшает энергетическое разрешение для тех нейтринных взаимодействий, которые сопровождаются образованием электромагнитных ливней.

Между мишенно-калориметрической частью и детектором электромагнитных ливней установлены две плоскости дрейфовых камер, которые крепятся к рамному электромагниту. Камеры ортогональны друг другу и повернуты на $7^{\circ}34'$ относительно ДК мишенной части. Такое расположение камер позволяет более точно определять координаты вхождения заряженных треков в детектор электромагнитных ливней и облегчает задачу связывания XZ - и YZ -проекций треков в один пространственный трек.

За детектором ливней установлен мюонный спектрометр, предназначенный для определения знака заряда и измерения импульса мюонов, выходящих из мишени-калориметра. Он состоит из 13 тороидальных электромагнитов толщиной 22 см и диаметром 4.0 м. Первые пять магнитов установлены по одному, остальные восемь объединены попарно. В промежутках между тороидальными магнитами помещены 8 X - и 10 Y -плоскостей дрейфовых камер. Полная длина мюонного спектрометра 7.3 м, 2.86 м из них составляет намагниченное железо.

В двух зазорах мюонного спектрометра размещены X - и Y -плоскости сцинтилляционных счетчиков, служащие для более точного определения времени пролета частиц и для формирования триггера на космические мюоны.

Суммарная длина «Нейтринного детектора» составляет 36 м. Он установлен непосредственно за стальным мюонным фильтром, служащим для защиты НД от заряженных частиц. Стены толщиной 1.0 м и перекрытие толщиной 0.5 м из железобетонных блоков защищают установку от мягкого фонового излучения, состоящего главным образом из нейтронов.

Основные структурные элементы «Нейтринного детектора» представлены в табл. 1.

Работы по обслуживанию установки осуществляются с помощью передвигающейся по рельсам специальной фермы обслуживания, оборудованной необходимыми подъемными механизмами (см. рис. 1).

2.2 Дрейфовые камеры

В качестве трековых детекторов в НД используются проекционные дрейфовые камеры. Основная их особенность заключается в том, что в одной ДК измеряется (в зависимости от ориентации камеры) XZ - или YZ -проекция трека пролетающей частицы¹. Это достигается за счет того, что в каждой дрейфовой

¹В дальнейшем отрезок проекции трека, реконструированный в отдельной ДК и только по информации в данной камере, именуется нами стрингом.

Таблица 1: Основные элементы структуры «Нейтронного детектора ИФВЭ-ОИЯИ»

Компоненты	Кол-во	Размеры (м)	Примечания
МИШЕННО-КАЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ			
ЖСС	360	$5.0 \times 0.3 \times 0.2$	Наполнитель — уайт-спирит C_nH_{2n+2} , $\langle n \rangle = 10$; объем 100 м^3 ; светосбор: ФЭУ-49, 720 шт.; время прохождения частиц определяется с точностью $\sim 40 \text{ нс}$.
ДК тип I	358	$4.0 \times 0.5 \times 0.12$	} Рабочая газовая смесь Ar (94%) + CO ₂ (6%); число каналов электроники считывания — 3608; координатное разрешение $\sim 1 \text{ мм}$.
ДК тип II	68	$4.0 \times 2.0 \times 0.12$	
Рамный магнит	37	$4.5 \times 4.5 \times 0.105$	Внутреннее окно размером $3.0 \times 3.0 \text{ м}^2$.
Алюминиевый фильтр	36	$3.0 \times 3.0 \times 0.05$	Установлены внутри окон рамных магнитов; общая масса $\sim 44 \text{ т}$.
Итого: протяженность мишени $\sim 28 \text{ м}$; средняя плотность мишени 0.417 г/см^3 ; суммарная эффективная масса 104 т .			
ДЕТЕКТОР ЭЛЕКТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ			
«Сандвич» свинец-сцинтиллятор	18	$3.6 \times 0.19 \times 0.22$	Светосбор: ФЭУ-125, 36 шт.; энергетическое разрешение для электронов: $\Delta E/E \approx 16.5\%/\sqrt{E_e[\text{ГэВ}]}$.
МЮОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР			
ДК тип II	36	$4.0 \times 2.0 \times 0.12$	Аналогичны ДК, установленным в мишенной части; число каналов электроники считывания — 1152.
Тороидальный магнит	13	$\varnothing 4.0 \times 0.22$	Центральное отверстие диаметром 0.36 м .
Итого: протяженность спектрометра 7.3 м ; суммарная толщина железа по пучку 2.86 м .			

ячейке камеры натянуты четыре расположенные в шахматном порядке чувствительные проволочки, обеспечивающие измерение четырех точек проекции трека. Чувствительные проволочки находятся на расстоянии 10 мм одна от другой вдоль оси Z и поочередно смещены на ± 0.75 мм в направлении дрейфа для разрешения лево-правой неоднозначности.

В НД используются камеры двух различных конструкций. Камеры первого типа имеют дрейфовую ячейку размером 50 см, разделенную охранными проволочками на два одинаковых дрейфовых промежутка по 25 см (рис. 4). В камерах второго типа дрейфовая ячейка размером 24.5 см разделена на два дрейфовых промежутка протяженностью 12.25 см (рис. 5). При низкой загрузке детектора нейтринными событиями и фоновыми частицами выбор больших дрейфовых промежутков является вполне оправданным, хотя и требует повышенного внимания к обеспечению однородности скорости дрейфа электронов по всему дрейфовому объему (см. рис. 6). Камеры первого типа установлены в центральной части НД; камеры второго типа – в передней по пучку части мишени-калориметра и в мюонном спектрометре, где больше плотность заряженных треков.

В целях сохранения долговременной работоспособности дрейфовых камер, а также из соображений пожаробезопасности впервые в мировой практике использовалась смесь газов 94% Ar + 6% CO₂ при атмосферном давлении¹ и градиенте дрейфового поля 500 В/см, что обеспечивает скорость дрейфа электронов ~ 4.3 см/мкс.

«Мертвые зоны», обусловленные стыками камер, составляют менее 3.5% всей площади НД.

2.2.1 Камеры первого типа

Камеры первого типа и их характеристики подробно описаны в публикациях [6]. Каждая камера представляет собой прямоугольный алюминиевый кожух с внешними размерами 400 × 50.8 × 11.8 см (схема поперечного сечения камеры показана на рис. 4). Чувствительный объем дрейфовой ячейки определяется проволочками, формирующими однородный градиент электрического поля, и составляет 370 × 50.0 × 6.0 см. Четыре сигнальные и серия катодных и охранных проволочек расположены в центральной части дрейфовой ячейки и делят ее на два дрейфовых промежутка протяженностью 25 см каждый. Сигнальные проволочки диаметром 64 мкм имеют чувствительную длину 370 см и закреплены только на концах. Усилители-формирователи с порогом 0.8 мкА установлены непосредственно на камерах. Сигналы от усилителей передаются по скрученным парам на блоки время-цифрового преобразователя [7].

Двадцать пар плоскостей (X и Y) камер этого типа расположены в мишени-калориметрической части НД. Они смонтированы на 20 рамных магнитах

¹В настоящее время примерно такая же смесь выбрана, в частности, для мюонных дрейфовых трубок установки ATLAS на ускорителе LHC, ЦЕРН [5].

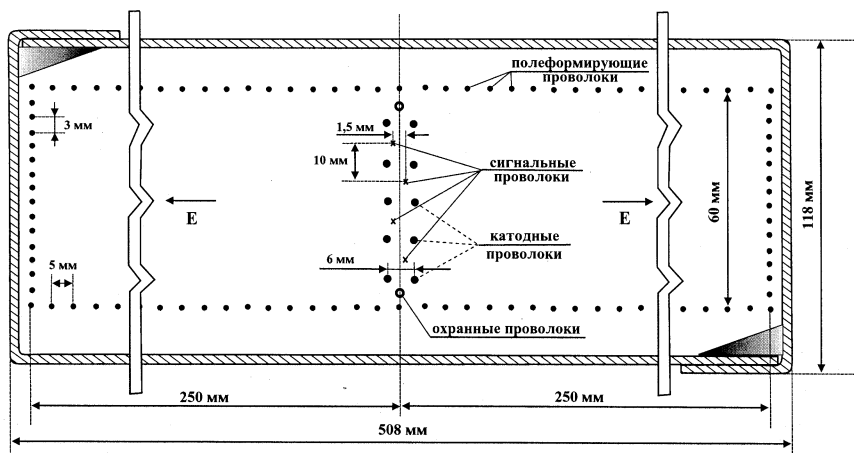


Рис. 4: Схема поперечного разреза дрейфовой камеры первого типа

в виде взаимно ортогональных плоскостей. Каждая из 38 плоскостей первых 19 пар состоит из 9 камер. Чувствительная площадь каждой плоскости составляет 370×457 см (большой размер соответствует измеряемой координате). Последняя, двадцатая пара плоскостей, установленная перед детектором электромагнитных ливней, повернута на $7^\circ 34'$ относительно предыдущих; каждая плоскость этой пары состоит из 8 камер. Всего в детекторе используется 358 дрейфовых камер первого типа с общим числом сигнальных проволочек 1432.

2.2.2 Камеры второго типа

Детальное описание камер второго типа и их характеристики приводятся в работах [8, 9, 10]. Каждая камера имеет внешние размеры $400 \times 200 \times 12$ см. Стенки камеры выполнены из сотовых панелей с малым количеством вещества. Камера состоит из восьми однотипных дрейфовых ячеек. Схема поперечного разреза ячейки ДК приведена на рис. 5. Как и в камерах первого типа, в центре ячейки расположены четыре сигнальные и серия катодных и охранных проволочек, разделяющие ячейку на два дрейфовых промежутка. Размер ячейки камеры второго типа в направлении дрейфа составляет 24.5 см, протяженность дрейфового промежутка равняется 12.25 см. Сигнальные проволочки диаметром 50 мкм и длиной 400 см фиксируются четырьмя промежуточными поддерживающими стойками. Усилители-формирователи с порогом 1.0 мкА [10] размещены непосредственно на камерах. Сигналы с выходов усилителей по скрученным парам длиной 125 м подаются на входы электроники регистрации информации [8, 9].

Камеры этого типа характеризуются несколько повышенным уровнем шу-

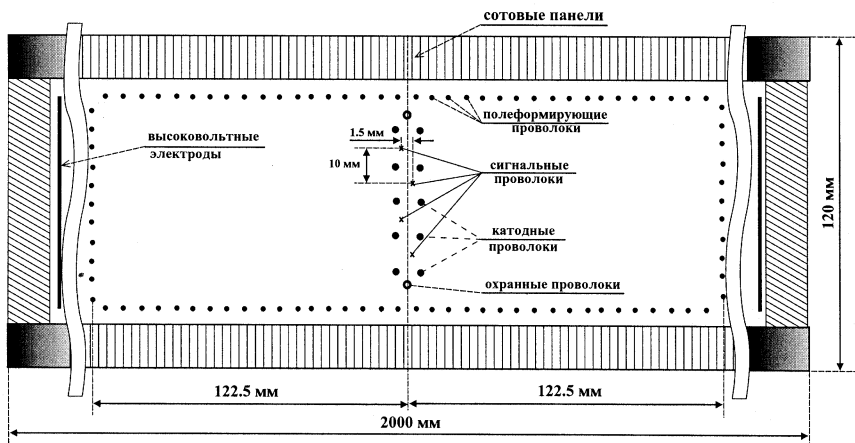


Рис. 5: Схема конструкции ячейки дрейфовой камеры второго типа

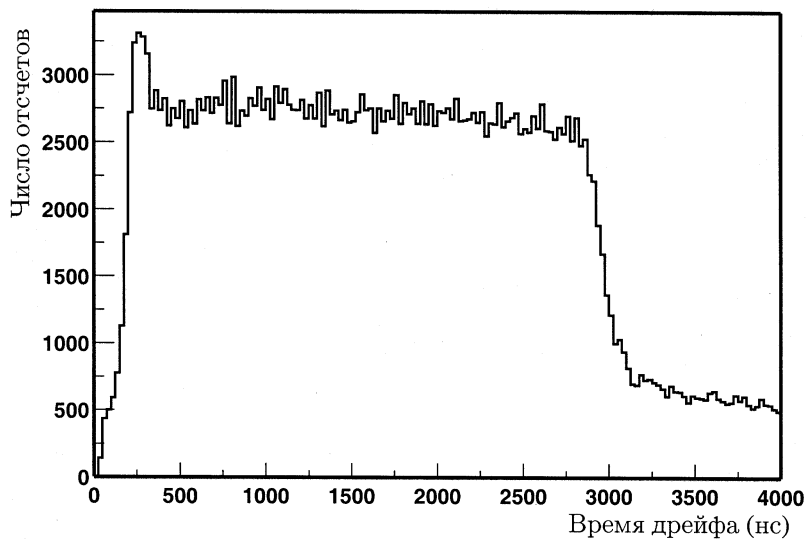


Рис. 6: Характерное распределение по временам дрейфа в камерах второго типа

мов из-за особенностей своей конструкции. Для снижения шумов применяется импульсное высоковольтное питание сигнальных проволочек [11]: рабочее напряжение на проволочках устанавливается непосредственно перед началом сброса протонного пучка на мишень нейтринного канала (за ~ 0.5 с до сброса).

В мишенной калориметрической части НД установлено 17 X - и 17 Y -плоскостей ДК второго типа; кроме того, 8 X - и 10 Y -плоскостей ДК размещены в мюонном спектрометре в промежутках между тороидальными магнитами. Каждая плоскость состоит из 2 камер (16 ячеек) и имеет чувствительную площадь 400×400 см. Общее количество камер второго типа – 104, число сигнальных проволочек – 3328.

2.2.3 Основные характеристики дрейфовых камер

Значения параметров, характеризующих эффективность и точность восстановления стринга в ДК, близки для камер обоих типов и зависят, в основном, от угла, под которым трек пересекает ДК. Ниже перечислены величины, характеризующие точность восстановления стринга в отдельно взятой дрейфовой ячейке в зависимости от Θ — угла трека относительно нормали к плоскости камеры.

- Эффективность реконструкции стринга изменяется от 99 до 97% при изменении Θ от 0° до 60° .
- Неэффективность разрешения лево-правой неоднозначности не превышает 2–3% для треков с углом наклона $\Theta \leq 45^\circ$.
- Погрешность измерения X - или Y -координаты отдельной проволочкой, усредненная по всему дрейфовому промежутку, не превышает 1.0 мм для $\Theta \leq 45^\circ$; ее зависимость от угла наклона можно параметризовать в виде $\sigma_{\text{wire}} = (-0.78 + 1.32/\cos \Theta)$ мм.
- Точность восстановления угла Θ в отдельной камере, усредненная по дрейфовому промежутку, составляет $\sigma_\Theta \sim 30$ мрад. Для случая, когда частица пересекает несколько камер: $\sigma_\Theta \sim 10$ мрад.

2.3 Жидкостные сцинтилляционные счетчики

Энергия адронной и электромагнитной компонент нейтринного взаимодействия измеряется при помощи сцинтилляционного калориметра, состоящего из жидкостных сцинтилляционных счетчиков (ЖСС). Описание ЖСС и методы определения их характеристик приводятся в работах [12, 13].

Плоскость ЖСС с эффективной площадью 500×310 см составлена из 10 горизонтально расположенных счетчиков (см. рис. 3). Зазор по вертикали между счетчиками не превышает 1 см. Толщина сцинтиллятора по пучку равняется 19.4 см.

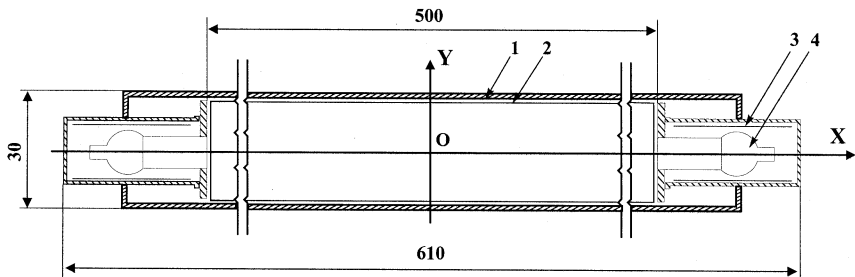


Рис. 7: Схема конструкции жидкостного сцинтиляционного счетчика (все размеры указаны в сантиметрах): 1 — алюминиевый контейнер; 2 — лавсановая оболочка; 3 — стальной и пермалловый экраны; 4 — фотоумножитель

Конструкция сцинтиляционного счетчика показана на рис. 7. Счетчик имеет длину 5.0 м и поперечное сечение 30×20 см. Оболочка из лавсановой пленки толщиной 70 мкм вставляется в корпус, изготовленный из листового алюминия толщиной 3 мм. Внутри лавсановой оболочки заливается жидкий сцинтиллятор, представляющий собой очищенный уайт-спирит C_nH_{2n+2} , $\langle n \rangle = 10$ ($\rho = 0.78$ г/см³) с растворенными сцинтиллирующими добавками РОРОР и РРО [12]. Надо специально отметить, что в течение 12 лет эксплуатации счетчиков характеристики сцинтиллятора остаются неизменными.

Лавсановая оболочка обеспечивает герметичность счетчика и сбор света на фотоумножители за счет полного внутреннего отражения на границе лавсан-воздух. Длина затухания света варьируется в пределах от 2.0 до 3.3 м. Свет собирается с двух противоположных торцов счетчика через цилиндрические световоды из оргстекла на фотоумножители ФЭУ-49 с диаметром фотокатода 15 см. Фотоумножители вынесены за пределы магнитных рам детектора и защищены от магнитных полей стальными и пермалловыми экранами. Стабильность работы ФЭУ контролируется с помощью двух светодиодов и вертикальных космических мюонов.

Амплитуды сигналов, снимаемых с двух концов ЖСС, A_1 и A_2 , использовались для определения X -координаты проходящей через счетчик частицы. На рис. 8 показаны результаты измерений зависимости величин A_1 , A_2 , $(A_1 + A_2)/2$ и $\ln(A_1/A_2)$ от координаты X , полученные при калибровке на космических мюонах. Изображенные на рисунке кривые являются результатами фитирования тех экспериментальных точек, которые лежат в пределах рабочей области счетчика ($-1.5 \leq X \leq 1.5$ м). Зависимость отношения $\ln(A_1/A_2)$ от X фитировалась прямой линией, зависимость амплитуд A_1 и A_2 — выражением вида $A_{1(2)} = A_0 \cdot \exp(X/\lambda_1 + (X/\lambda_2)^2)$, где A_0 — величина сигнала, приходящего из центра счетчика ($X = 0$), а λ_1 и λ_2 — параметры, определяемые в процессе калибровки детектора. Все эти параметризации хорошо описывают зависимость

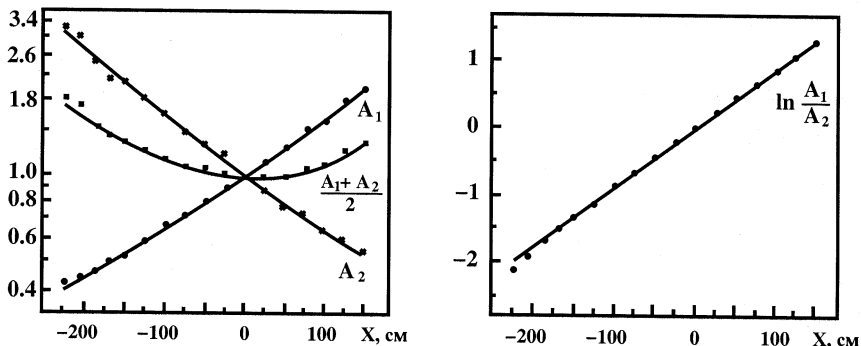


Рис. 8: Зависимости величин A_1 , A_2 , $(A_1 + A_2)/2$ и $\ln(A_1/A_2)$ от координаты X для одного из сцинтилляционных счетчиков

ослабления света вплоть до $X = 2.0$ м от центра, т.е. до расстояния от световода 0.5 м. Было установлено, что наилучшая точность измерения X -координаты частицы достигается при использовании отношения $\ln(A_1/A_2)$: $X = k \cdot \ln(A_1/A_2)$; для минимально ионизирующей частицы погрешность измерения X этим методом составляет (16 ± 3) см.

Для определения энерговыделения в ЖСС вместо обычно используемой полусуммы амплитуд нами используется величина $\sqrt{A_1 A_2}$, т.к. она меньше зависит от координаты частицы: в пределах рабочей области счетчика изменение этой величины не превышает 4%. Система сбора информации с ЖСС позволяет определить время пролета частицы с точностью 40 нс.

Источники высоковольтного питания ФЭУ смонтированы вместе с делителем высокого напряжения на каждом фотоумножителе [14]. Выходное напряжение преобразователя регулируется в пределах от 1.0 до 2.0 кВ. Система высоковольтного питания ФЭУ позволяет производить регулировку напряжения по командам от ЭВМ, а также вручную с визуальной индикацией измеряемого напряжения. Рабочее напряжение определяется в процессе калибровки счетчиков на космических мюонах [15] и устанавливается таким образом, что средняя величина сигнала от вертикальных космических мюонов составляет 280 отсчетов аналого-цифрового преобразователя (АЦП).

Сигнал от вертикальных космических мюонов также используется при определении калибровочного коэффициента, связывающего отсчеты АЦП с энерговыделением в ЖСС, выраженном в МэВ. Для этого измеряется величина наиболее вероятного энерговыделения в ЖСС, которая, в отличие от среднего энерговыделения в ЖСС, практически не зависит от энергии пересекающей счетчик частицы [16]. Для мюонов, прошедших перпендикулярно плоскости счетчиков, теоретически вычисленное значение этой величины равно 29 МэВ. Определен-

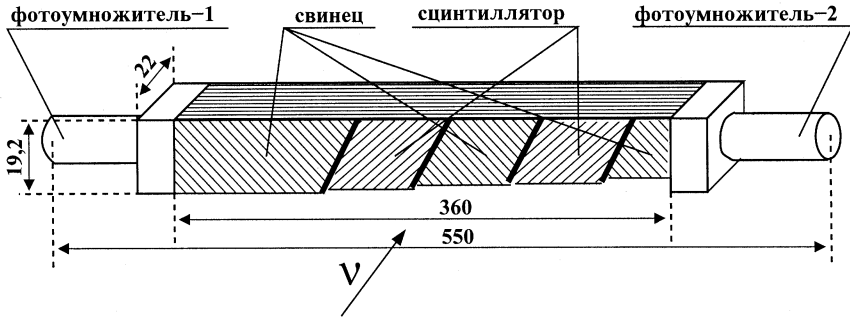


Рис. 9: Схема конструкции модуля детектора электромагнитных ливней (все размеры указаны в сантиметрах)

ный таким образом калибровочный коэффициент составляет 0.174 МэВ/канал.

Для этих калибровочных измерений предусмотрены специальные триггеры, выделяющие горизонтально и вертикально проходящие частицы.

2.4 Детектор электромагнитных ливней

Непосредственно за мишенной частью НД располагается детектор электромагнитных ливней (e/γ -детектор) [17]. Конструктивно e/γ -детектор представляет собой плоскость шириной 360 см, высотой ~ 350 см и толщиной 22 см, составленную из 18 горизонтально расположенных модулей размером $360 \times 19 \times 22$ см. Каждый модуль (см. рис. 9) имеет следующую структуру:

$$\begin{array}{ll}
 1 \times 8 \text{ мм сталь,} & 0.46 X_0; \\
 13 \times \left\{ \begin{array}{ll} 4 \text{ мм свинец,} & 0.71 X_0, \\ 10 \text{ мм сцинтиллятор,} & 0.03 X_0; \end{array} \right. & \\
 1 \times 8 \text{ мм сталь,} & 0.46 X_0.
 \end{array}$$

Для придания механической прочности в свинец добавлено 3% сурьмы. Для обеспечения жесткости всей конструкции «сэндвич» свинец-сцинтиллятор помещен между двумя стальными пластинами и стянут шестью стальными стяжками. Суммарная толщина e/γ -детектора по пучку составляет $10.5 X_0$.

Сцинтилляционные пластины изготовлены на основе полиметилметакрилата (РММА). Они состоят из 95.99% РММА, 3% нафталина, 1% РРО и 0.01% РОРОР. Каждая пластина сцинтиллятора обернута сначала алюминизированным майларом, а затем светозащитной пластиковой пленкой. Светосбор осуществляется с противоположных торцов модуля через световод из РММА на фотоумножители ФЭУ-125 с диаметром фотокатода 15 см. Фотоумножители защищены от рассеянных магнитных полей стальными и пермаллоевыми экранами. На каждом световоде установлено по одному светодиоду для контроля

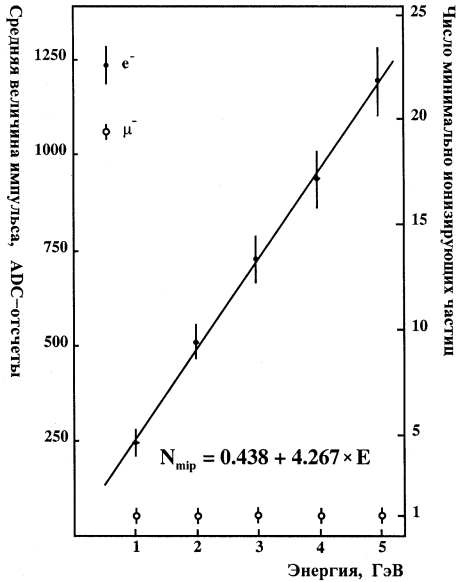


Рис. 10: Зависимость средней величины энерговыделения электронов и мюонов в детекторе электромагнитных ливней от их импульса. Правая шкала показывает энерговыделение электронов в единицах энерговыделения минимально ионизирующей частицы.

коэффициентов усиления фотоумножителей. Абсолютная калибровка модулей производится по энерговыделению минимально ионизирующих частиц, для чего используется сигнал от горизонтальных космических мюонов. Весь комплекс дополнительно контролируется системой лазерного мониторинга.

Состав добавок сцинтиллятора был выбран исходя из компромисса между световыходом и длиной затухания. Световыход изготовленных пластин сцинтиллятора нормировался на световыход сцинтиллятора NE110 и составил от него в среднем 20%; среднее значение длины затухания равнялось 172 см. Световыход характеризуется числом фотоэлектронов, зарегистрированных обоими фотоумножителями; для минимально ионизирующей частицы, проходящей через центр модуля, число фотоэлектронов, усредненное по всем модулям, составило 49 ± 9 .

Система высоковольтного питания фотоумножителей [18] аналогична системе, используемой для питания ФЭУ ЖСС.

Характеристики e/γ -детектора были изучены на контрольном канале нейтринного комплекса [17, 19] в пучке отрицательно заряженных частиц при энергиях 1, 2, 3, 4 и 5 ГэВ с импульсным разбросом менее 1%. Аппаратура

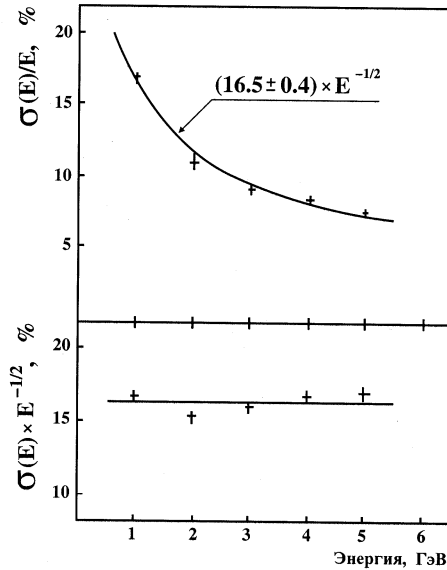


Рис. 11: Энергетическое разрешение детектора электромагнитных ливней для электронов

экспериментального стенда позволяла надежно выделять электроны, мюоны и π -мезоны. Так как модуль детектора электромагнитных ливней содержит сравнительно небольшое количество вещества, адроны ведут себя практически как минимально ионизирующие мюоны, наиболее вероятные ионизационные потери которых не зависят от энергии. В отличие от мюонов и адронов, средняя амплитуда энерговыведения электронов линейно растет с их энергией. Результаты измерений зависимости энерговыведения электронов и мюонов от их импульса показаны на рис. 10.

Оценка зависимости энергетического разрешения e/γ -детектора от энергии электронов, $\sigma(E)/E = (16.5 \pm 0.4)\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$, была получена в результате фитирования экспериментальных измерений при разных значениях энергии (рис. 11). Было установлено, что энергетическое разрешение не менялось (в пределах экспериментальных ошибок) по всей длине модуля. Точность определения X -координаты оси ливня¹ (из соотношения амплитуд сигналов с фотомножителей) составила ~ 12 см.

¹Пространственное разрешение детектора электромагнитных ливней важно только для восстановления X -координаты γ -квантов; координаты электронов с гораздо большей точностью измеряются ДК, расположенными непосредственно перед e/γ -детектором.

2.5 Магнитная система «Нейтринного детектора»

Высокие требования к регистрации и идентификации мюонов, образованных в нейтринных взаимодействиях, определили конфигурацию магнитной системы НД. Выбор структуры и параметров мюонной системы НД был основан на результатах моделирования. В мишенной части детектора в эффективном объеме $3 \times 3 \times 28$ м разыгрывались события глубоконеупругого рассеяния нейтрино с энергией 10 ГэВ на нуклонах по каналу заряженного тока ($\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$) и анализировались условия регистрации образующихся мюонов [20]. Моделирование показало, что в апертуру оконечного мюонного спектрометра, состоящего из тороидальных магнитов с внешним диаметром 4 м, попадает только 27% всех мюонов. При меньших энергиях нейтрино эффективность регистрации мюонов еще ниже, так как средний угол вылета мюонов относительно направления налетающего нейтрино возрастает. Увеличение эффективности за счет прямого увеличения внешнего размера магнитов нереально. Так, например, для регистрации мюонов с углами вылета $\sim 45^\circ$ диаметр тороидальных магнитов должен быть 25 м, что практически нереализуемо.

Нами было принято решение создать магнитную систему НД из двух взаимодополняющих частей: магнитной оболочки, окружающей мишень–калориметр, и оконечного мюонного спектрометра [21]. Магнитная оболочка, впервые используемая в нейтринных экспериментах, представляет собой систему рамных магнитов, окружающих мишенную часть детектора. Поле рамных магнитов корректирует траектории мюонов, вылетающих из мишени под углами $\theta_\mu < 45^\circ$, фокусируя их в апертуру оконечного мюонного спектрометра. Кроме того, мюоны, вылетающие под большими углами ($\gtrsim 45^\circ$), могут быть идентифицированы непосредственно в магнитной оболочке мишени–калориметра. При таком исполнении мюонной системы НД интегральная эффективность регистрации мюонов возрастает до $\sim 90\%$.

Магнитная оболочка включает 37 рамных электромагнитов, оконечный мюонный спектрометр состоит из 13 тороидальных электромагнитов.

Рамные магниты представляют собой магнитопроводы шириной 75 см и толщиной 10.5 см, образованные четырьмя балками из низкоуглеродистой стали Ст08 (рис. 12а). Магнитная индукция возбуждается с помощью двух медных обмоток, смонтированных на нижней балке¹. Рабочий ток обмоток составляет 600 А.

Тороидальные магниты с внешним диаметром 400 см и толщиной 22 см имеют центральное отверстие диаметром 36 см для размещения токовых обмоток. Магнит состоит из двух полуколец, изготовленных из низкоуглеродистой стали Ст08 (рис. 12б). На каждом из них установлены по две секции токовых обмоток под углом 90° относительно друг друга. Все четыре секции обмоток соединя-

¹Расположение обмоток на магнитопроводах было оптимизировано таким образом, чтобы влияние рассеянных магнитных полей на ФЭУ ЖСС и ДК было минимальным или не превышало значений, доступных для экранирования: 30 – 35 Гс для ФЭУ, 350 Гс для ДК.

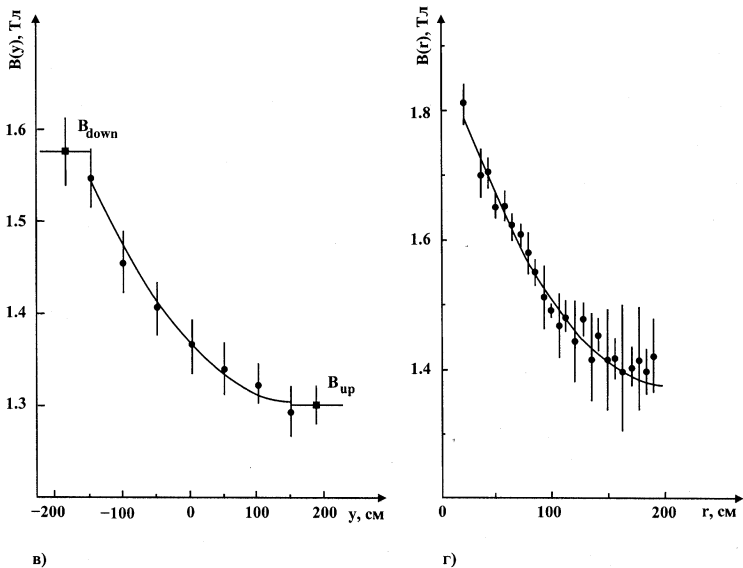
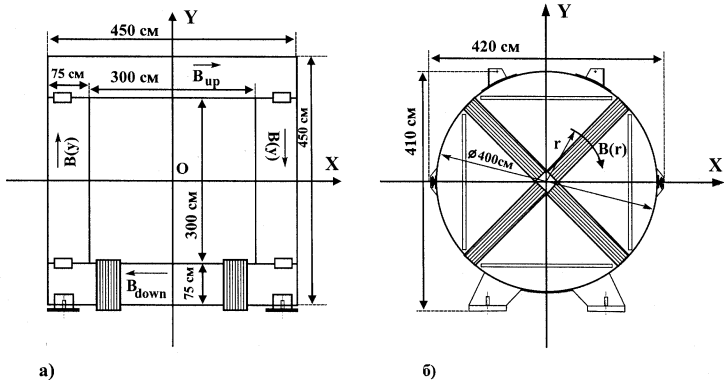


Рис. 12: а) Рамные магниты мишенной части; б) тороидальные магниты мюонного спектрометра; в) распределение магнитной индукции в вертикальных балках рамных электромагнитов (вертикальными линиями показаны значения разброса магнитной индукции для 37 магнитов магнитной оболочки мишенной части); г) распределение магнитной индукции по радиусу тороидальных электромагнитов (вертикальными линиями показаны значения разброса магнитной индукции для 13 магнитов мюонного спектрометра). Направления векторов указаны для случая фокусировки μ^-

ются по току последовательно, образуя единую катушку возбуждения, которая запитывается током 600 А.

Полярность магнитов может выбираться как для фокусировки μ^- (отрицательно заряженные мюоны фокусируются магнитным полем к центру детектора), так и для фокусировки μ^+ .

Измерения топографии распределения магнитной индукции в электромагнитах проводились индукционным методом с помощью калиброванных токовых рамок и индукционных преобразователей [22]. Анализ результатов измерения магнитной индукции в железе магнитов при токе 600 А показал, что:

- Во всех модулях рамных и во всех модулях тороидальных магнитов измерения совпадают в пределах 3% (т.е. в пределах точности измерений). Это позволило объединить полученные результаты измерений по отдельным магнитам и использовать их усредненные значения для всего контура магнитной оболочки и мюонного спектрометра.
- Магнитная индукция в нижних и верхних балках магнитных рам однородна и равна соответственно

$$B_{\text{down}} = (1.575 \pm 0.037) \text{ Тл} \quad \text{и} \quad B_{\text{up}} = (1.301 \pm 0.021) \text{ Тл}.$$

Магнитная индукция в вертикальных балках (см. рис. 12в) одинакова для обеих балок и может быть аппроксимирована полиномом второй степени:

$$B(y) = (1.386 - 7.662 \cdot 10^{-4} \cdot y + 2.364 \cdot 10^{-6} \cdot y^2) \text{ Тл},$$

где y — координата относительно центра вертикальной балки в сантиметрах.

- Радиальная зависимость магнитной индукции в магнитах мюонного спектрометра (см. рис. 12г) также хорошо описывается полиномом второй степени:

$$B(r) = (1.892 - 5.148 \cdot 10^{-3} \cdot r + 1.297 \cdot 10^{-5} \cdot r^2) \text{ Тл},$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ — расстояние от центра магнита в сантиметрах.

3 Система сбора данных и мониторингирования работы детектора

С точки зрения системы сбора данных установка НД состоит из нескольких разнородных частей, имеющих различную электронику съема информации и требующих различного программного обеспечения для управления, контроля, мониторингирования и калибровки.

3.1 Система сбора данных с дрейфовых камер

Схема построения электронной аппаратуры съема информации с ДК определялась следующими условиями:

- погрешность определения координаты трека не более 0.5 мм;
- малое «мертвое» время ($\lesssim 50$ нс);
- пространственное разрешение двух соседних треков $\sim 5 - 10$ мм;
- достаточный объем памяти для хранения сигналов от группы проволочек, сработавших во всех событиях, произошедших в детекторе за один сброс ускорителя.

Основу регистрирующей аппаратуры для ДК первого типа составляет модуль время-цифрового преобразователя (ВЦП) [7]. Модуль ВЦП размещается в блоке единичной ширины стандарта СУММА, имеет 24 входа и быструю память на 64 сигнала. Время кодируется в реальном масштабе с дискретностью 10 нс. Диапазон измеряемых времен составляет 82 мкс. Вся информация хранится в цифровом виде непосредственно в модулях преобразователей. Для уменьшения количества регистрирующей аппаратуры к одному модулю ВЦП подключается несколько проволочек ДК. Для обеспечения более равномерной нагрузки на отдельные ВЦП подключаемые проволочки берутся от разных камер (по одной из каждой плоскости).

В состав системы сбора данных для ДК второго типа [8] входят 16-канальный блок регистрации номера сработавшей сигнальной проволочки и блок измерения времени дрейфа (общий для 64 проволочек). Преобразование время-код производится методом прямого преобразования с дискретностью 12.5 нс. Диапазон измеряемых времен составляет 100 мкс. В памяти хранятся 255 значений времени для 64 проволочек.

Проверка электроники для ДК обоих типов осуществляется с помощью тестовых сигналов, которые подаются на входы усилителей-формирователей ДК.

3.2 Система сбора данных с ЖСС

Особенности работы «Нейтринного детектора» в условиях короткого (≤ 5 мкс) вывода протонного пучка и большой вероятности нескольких срабатываний каждого счетчика за этот период времени в значительной степени определили схему построения электронной аппаратуры сцинтилляционного калориметра [23].

Блок-схема системы сбора данных приведена на рис. 13. Сигналы от 720 фотоумножителей по 50-Ом коаксиальным кабелям длиной 40 м поступают на входы регистрирующей электроники, размещенной в 12 крейтах системы СУММА [24]. Каждый крейт принимает информацию с трех плоскостей (60 ФЭУ)

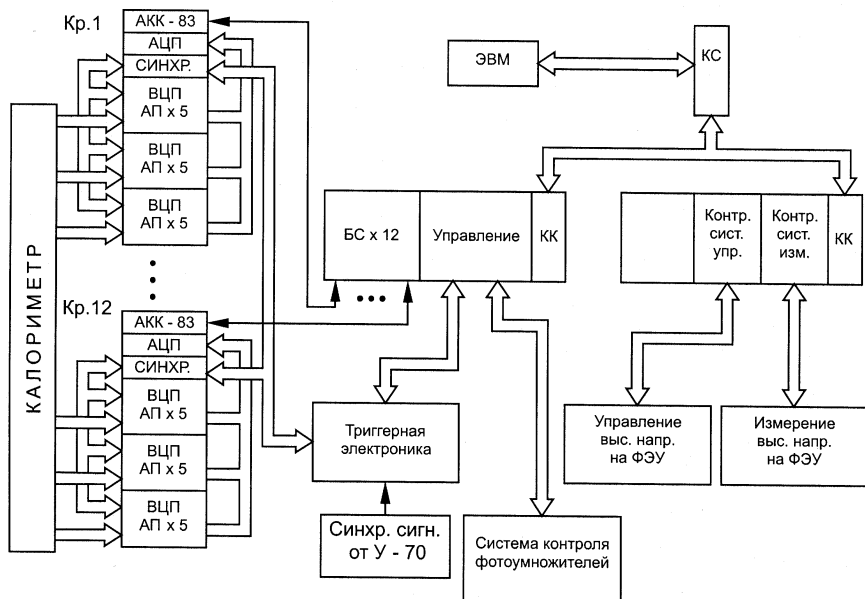


Рис. 13: Блок-схема системы сбора данных с ЖСС

и содержит 15 модулей амплитудного измерения (по 5 на плоскость), содержащих аналоговую память (АП). Величина заряда, поступающего с каждого ФЭУ, интегрируется, заносится в АП на 4 события, а затем поступает на аналого-цифровой преобразователь (АЦП). В крейте содержится только один модуль АЦП, который через мультиплексор последовательно преобразует в цифровой код информацию со всех 240 ячеек аналоговой памяти. АЦП имеет 12 двоичных разрядов, что обеспечивает измерение энерговыделения в интервале от 0.1 до 20 единиц энерговыделения минимально ионизирующей частицы, а искажения, вносимые при оцифровке сигнала, не влияют на точность определения координаты частицы (или центра тяжести энерговыделения нескольких частиц) вдоль счетчика. Каждый крейт содержит 3 модуля ВЦП (по одному на плоскость ЖСС), позволяющих регистрировать время каждого события относительно времени сброса протонного пучка на мишень нейтринного канала. Точность измерения времени равняется 40 нс; диапазон измеряемых времен составляет 160 мкс. Кроме того, имеется один дополнительный модуль (СИНХР.), который осуществляет синхронизацию и управление работой всей регистрирующей аппаратуры крейта.

Контроллер крейта АКК-83М [25] имеет встроенную микроЭВМ и через последовательную линию связи соединен с модулем БС-210 [26]. Все 12 модулей БС установлены в одном крейте, который соединен с ЭВМ СМ-1420 (см. рис. 14)

через стандартный контроллер связи. Такое построение системы сбора данных позволяет работать всем 12 крейтам параллельно и независимо друг от друга производить как прием и первичную обработку экспериментальных данных, так и набор и обработку калибровочной и контрольной информации в паузах между сбросами пучка [27].

В систему сбора данных также входят размещенные в отдельном крейте блоки синхронизации с работой ускорителя и аппаратура выработки триггеров разных назначений. Так, например, для калибровки счетчиков космическими мюонами предусмотрен триггер, выделяющий горизонтально и вертикально проходящие частицы.

Система сбора данных с e/γ -детектора аналогична системе съема информации с ЖСС.

3.3 Общая система сбора данных

Общая система сбора данных НД построена на основе комплекса ЭВМ, соединенных друг с другом линиями передачи данных [28]. Этот комплекс обеспечивает работу установки в режиме реального масштаба времени и автономную настройку каждой системы в отдельности при подготовке НД к набору статистики. На нейтринном пучке установка работает в бестриггерном режиме, с запуском от синхроимпульса ускорителя. После каждого сброса протонов на мишень информация от каждой части детектора собирается в свою ЭВМ, где производится уплотнение и форматирование данных. Затем эти данные пересылаются в центральную ЭВМ, которая производит объединение информации об отдельном сбросе в один пакет и записывает его на магнитную ленту. Кроме данных с различных частей детектора, такой пакет содержит информацию о параметрах протонного пучка и о мюонных потоках в мюонной защите для каждого цикла ускорителя. ЭВМ каждой части установки также обеспечивает управление элементами детектора, их калибровку и оперативный контроль за работой аппаратуры с последующим выводом результатов на экран терминала.

На рис. 14 представлена блок-схема комплекса ЭВМ в период работы НД с 1989 по 1995 г. Основу комплекса составляли мини-ЭВМ СМ-4. Для организации связи между ЭВМ использовался последовательный интерфейс с пропускной способностью 14 Кбайт/с. Среднее время сбора информации со всего детектора находилось в пределах от 2 до 4 с в зависимости от условий проведения эксперимента. Объем собираемой информации зависел от выбранного режима работы нейтринного канала и составлял порядка 10 – 60 Кбайт на сброс протонов из ускорителя.

Контроль качества работы установки во время набора статистики осуществлялся с использованием персональной ЭВМ, подключенной к центральной ЭВМ СМ-4 по параллельному каналу. Основное ее назначение — проверка рабочих характеристик установки путем реконструкции отдельных событий нейтринных взаимодействий в детекторе в режиме реального времени, заполнения

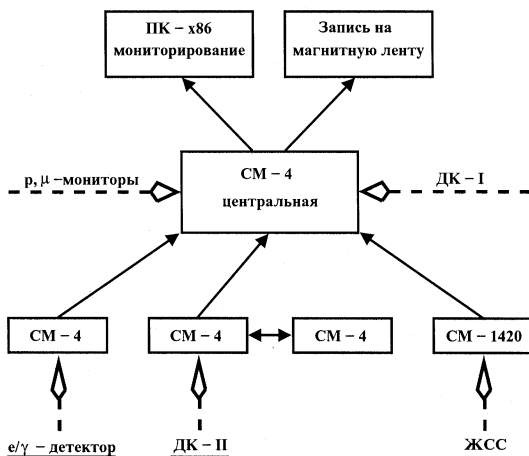


Рис. 14: Блок-схема комплекса ЭВМ в период работы НД с 1989 по 1995 г.

набора контрольных гистограмм и графического отображения событий и гистограмм на экране монитора. Типичное событие, реконструированное программой мониторингирования, показано на рис. 15.

К концу 1990-х годов материально-техническая база системы сбора данных НД, построенная на компьютерах СМ-4, полностью выработала свой ресурс. В связи с этим была проведена поэтапная замена компьютеров и программного обеспечения системы сбора данных [29]. С целью улучшения временного разрешения ЖСС была также произведена замена считывающей электроники счетчиков.

Общая система сбора данных в ее современной конфигурации показана на рис. 16. Электронная аппаратура каждой части детектора подключена через контроллер к локальному персональному компьютеру (ПК). Локальные ПК собирают данные от своей части детектора, производят их первичную обработку и по сети Ethernet передают данные на центральный компьютер. Центральный ПК объединяет полученную информацию, дополняет ее данными монитора протонного пучка с пульта управления ускорителем У-70 и сохраняет данные на жестком диске. Центральный ПК также осуществляет мониторинг работы всего детектора. Управление работой программ на локальных ПК (запуск и остановка программ, контроль времени, ресурсов и событий) полностью осуществляется программой сбора данных на центральном ПК. Для повышения надежности работы всей системы сбора данных на локальных ПК используется операционная система (ОС) реального времени QNX RTP [30]. Эта ОС характеризуется высокой устойчивостью и гарантирует задержку отклика ПК не более 200 мкс. Центральный ПК работает под управлением ОС Linux.

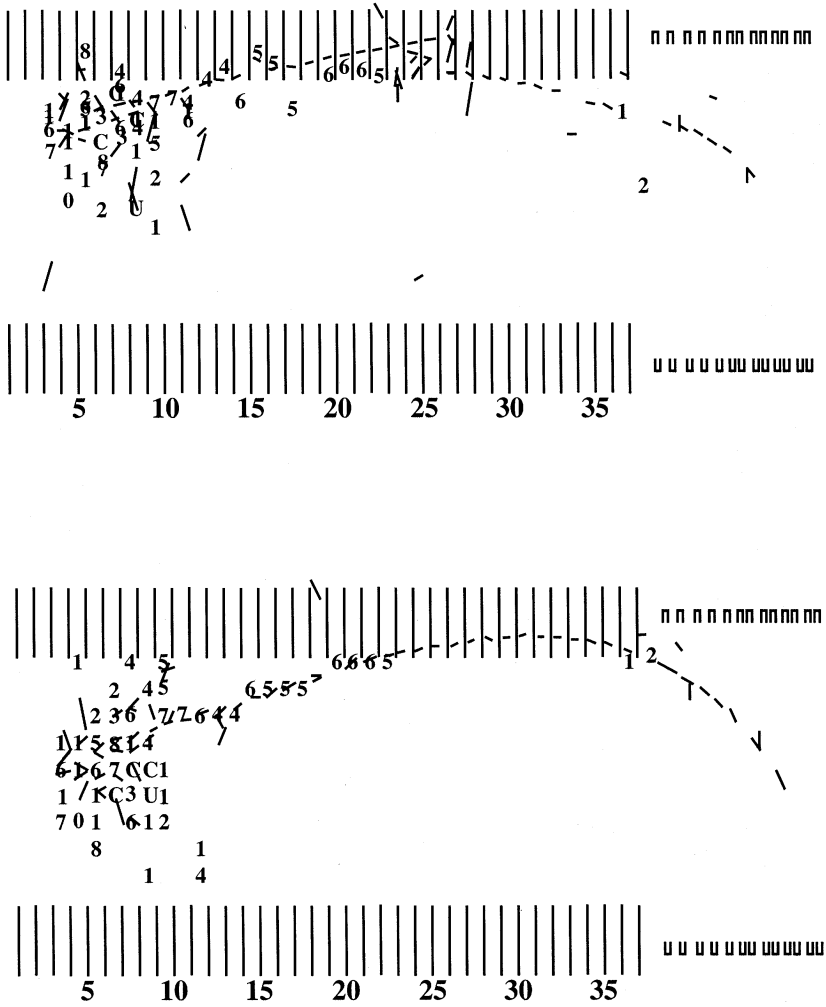


Рис. 15: Пример нейтринного события, реконструированного программой мониторингования. На каждой проекции детектора (XZ-проекция – вверху, YZ-проекция – внизу) изображены габариты рамных (ряд длинных вертикальных линий) и тороидальных (ряд скобок) магнитов; чёрточками показаны стринги в ДК, цифрами и латинскими буквами – позиции и амплитуды энерговыведения сработавших ЖСС

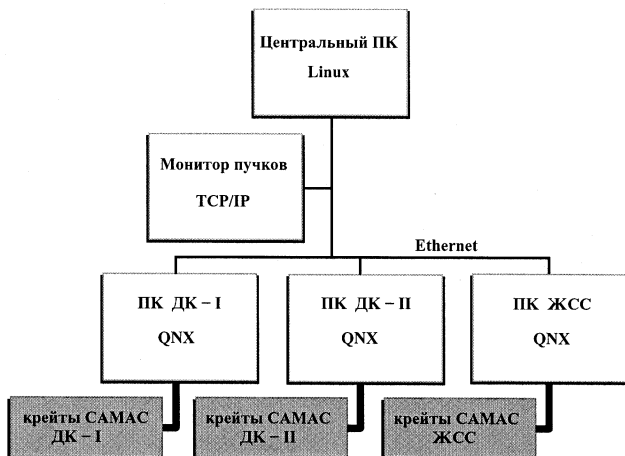


Рис. 16: Блок-схема системы сбора данных НД в ее современной конфигурации

В результате проведенной модернизации системы сбора данных существенно возросла отказоустойчивость системы, упростилась система контроля качества работы детектора и повысилась скорость сбора данных, что позволило передавать «сырые» данные с электроники без их промежуточной обработки.

4 Определение основных характеристик детектора на калибровочных пучках

Каждая крупная физическая установка представляет собой сложный прибор и требует специальных калибровочных измерений в пучках частиц с хорошо известными параметрами. Для калибровки НД предусмотрен специальный контрольный канал, в котором формируется несепарированный пучок заряженных частиц с импульсным разбросом $\sim 0.7\%$. Оконечная часть канала содержит магнит для наведения пучка на установку, систему сцинтилляционных детекторов и два пороговых черенковских счетчика для определения типа частиц. Доступный для калибровки диапазон импульсов 1.5 — 15 ГэВ/с определяется допустимыми значениями тока в магнитных элементах канала. Примерный состав пучка с импульсом 7 ГэВ/с является следующим: 1% e^- , 5% μ^- , 87% π^- и 7% K^- и \bar{p} .

Калибровочный пучок пересекает первую плоскость дрейфовых камер в точке с координатами $X = 900$ мм, $Y = -55$ мм. Угол наклона пучка в горизонтальной плоскости составляет $\Theta_x = -148$ мрад, в вертикальной $\Theta_y = -2.7$ мрад.

Калибровка проводилась на медленном выводе [31]. В калибровочной экспозиции использовался такой же набор программно-аппаратных средств, как и в обычной нейтринной экспозиции.

4.1 Точность восстановления энергии электронов и адронов

Определение энергии электронных и адронных ливней основано на вычислении так называемого “полного видимого энерговыделения” (E_{vis}) – суммы амплитуд всех счетчиков, сигнал с которых превышает пороговое значение в $0.1 A_{\text{mir}}$ (см. раздел 2.3). Так как модули детектора содержат слои пассивного материала, значение E_{vis} отличается от истинного значения энергии E_{true} даже для тех частиц, которые полностью поглощаются в калориметре. На рис. 17 показана измеренная на калибровочных пучках зависимость величины относительного энерговыделения $R = E_{\text{vis}}/E_{\text{true}}$ для электронов и адронов от их импульса. Для электронов R_e практически не зависит от импульса; усредненное по всем полученным экспериментальным данным значение составляет $R_e = 0.416 \pm 0.005$ (показано на рисунке прямой линией). Этот результат находится в согласии с расчетным значением $R_e = 0.446 \pm 0.032$, полученным для импульса электрона $p_e = 1$ ГэВ/с. Для адронов (π -мезонов) относительное энерговыделение R_π зависит от импульса. В интервале импульсов $p_\pi > 5$ ГэВ/с поведение R_π хорошо описывается параметризацией, предложенной в работе [16] и учитывающей электромагнитную компоненту в адронном ливне (пунктир на рис. 17). Однако при $p_\pi < 5$ ГэВ/с измеренное относительное энерговыделение адронов существенно выше, что объясняется уменьшением вероятности неупругих взаимодействий и, следовательно, снижением доли энергии, затраченной на развал ядер.

Результаты измерений относительного энерговыделения электронов и адронов использовались для пересчета видимого энерговыделения E_{vis} в восстановленную энергию частицы E . Величины энергетического разрешения сцинтилляционного калориметра $\sigma(E)/E$ для электронов и π -мезонов различных энергий приведены на рис. 18. Фитирование экспериментальных данных часто используемой зависимостью относительного энергетического разрешения от энергии в виде $\sigma(E)/E = a + b/\sqrt{E}$ привело к следующим результатам (кривые на рис. 18): $\sigma(E)/E = 0.1\% + 9.9\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$ для электронов, $\sigma(E)/E = 7.3\% + 34\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$ для π -мезонов.

Большая часть электромагнитных и адронных ливней от нейтринных взаимодействий в НД имеет энергию $\lesssim 6$ ГэВ. Из рис. 18 видно, что в этой области энергий энергетическое разрешение НД для электронов в 1.5 – 2.0 раза лучше, чем у близкого по конструкции детектора SHARM (ЦЕРН). Для адронов энергетическое разрешение НД при низких энергиях сравнимо с разрешением детекторов SHARM [32] и CDHS [33].

В заключение этого раздела стоит отметить, что среднее значение видимо-

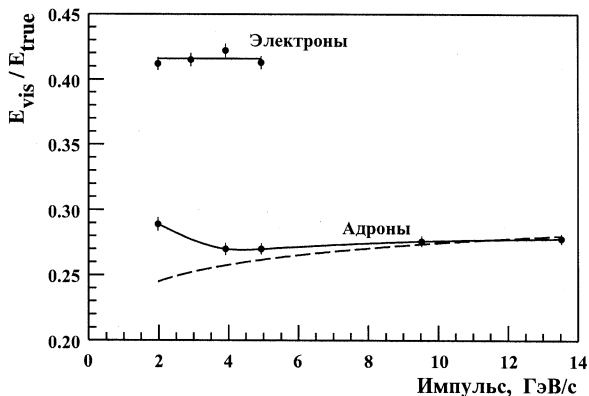


Рис. 17: Зависимость относительного энерговыделения ($R = E_{vis}/E_{true}$) электронов и адронов в калориметре от их импульса

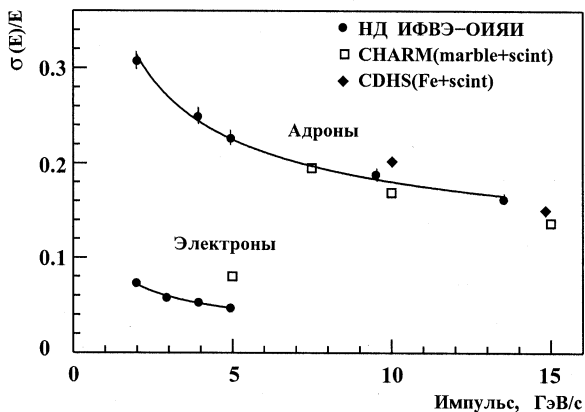


Рис. 18: Зависимость энергетического разрешения калориметра от импульса частицы для электронов (внизу) и π -мезонов (вверху). Для сравнения приведены аналогичные данные для нейтринных детекторов CHARM [32] и CDHS [33], близких по структуре к НД. Кривыми показаны результаты фитирования экспериментальных данных НД

го энерговыделения при фиксированном импульсе воспроизводилось в разных экспозициях с точностью лучше 1% (всего в разное время было проведено 5 экспозиций калибровки), что подтверждает надежность работы аппаратуры детектора и эффективность методов установки и контроля напряжения системы жидкостных счетчиков.

4.2 Точность восстановления угла развития ливней

При кинематическом анализе нейтринных событий интерес представляет точность определения направления развития адронного или электромагнитного ливня. Если образовавшаяся в нейтринном взаимодействии частица изолирована в пространстве и пересекает более трех модулей установки ($\sim 1\lambda_{\text{abs}}$) до начала развития каскада, то ее направление может быть определено с высокой точностью ($\Delta\Theta \sim 10$ мрад) на основе стрингов в тех дрейфовых камерах, которые не содержат каскада. Однако в значительной части событий в НД начало развития каскада приходится либо на первичную вершину (если во взаимодействии нейтрино образуется несколько неизолированных частиц), либо на прилегающую к вершине область детектора (если одна из образовавшихся частиц быстро взаимодействует с веществом установки). Угол развития ливня в таких случаях определяется при помощи двух алгоритмов [31], в первом из которых используются координаты центра тяжести энерговыделения в плоскостях ЖСС, а во втором — координаты центра тяжести распределения стрингов в плоскостях ДК.

Достигнутая точность восстановления угла развития ливня изучалась на калибровочных пучках [31]; при этом отбирались только события с каскадами, начинающимися не далее третьей плоскости ЖСС. На рис. 19 показана зависимость точности восстановления углов адронных и электромагнитных ливней от импульса входящей частицы по информации с ЖСС для X -проекции, где координата энерговыделения определяется по отношению величин сигналов с фотоумножителей (см. раздел 2.3). В Y -проекции, где координата определяется по положению счетчика в плоскости, разрешение практически такое же, как в X -проекции. Точность восстановления углов проекций адронных и электронных ливней хорошо описывается соотношением в виде $\sigma(\Theta) = \sigma_0(E(\text{ГэВ}))^{-a}$. Фитирование экспериментальных точек на рис. 19 дает для электронов $\sigma_0 = 40 \pm 2$ мрад, $a = 0.67 \pm 0.04$; для адронов $\sigma_0 = 252 \pm 9$ мрад, $a = 0.78 \pm 0.02$. Похожая точность определения углов была получена и на основе стрингов в ДК. При кинематическом анализе нейтринных событий угол развития ливней определялся на основе комбинирования информации с ЖСС и ДК.

4.3 Разделение адронов и электронов

При анализе нейтринных событий в детекторах калориметрического типа важной характеристикой является эффективность разделения электромагнитных

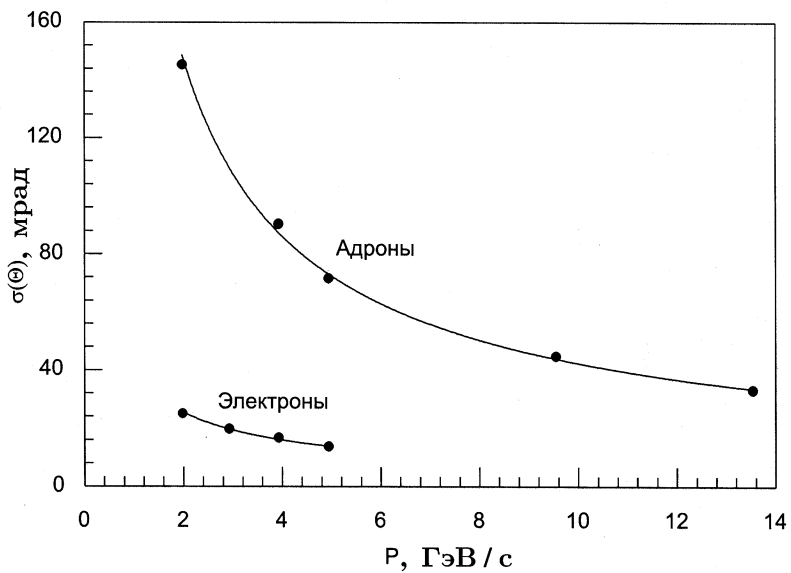


Рис. 19: Точность восстановления углов адронного и электромагнитного ливней по информации со сцинтилляционных счетчиков в зависимости от импульса частицы. Кривыми показан результат фитирования экспериментальных данных

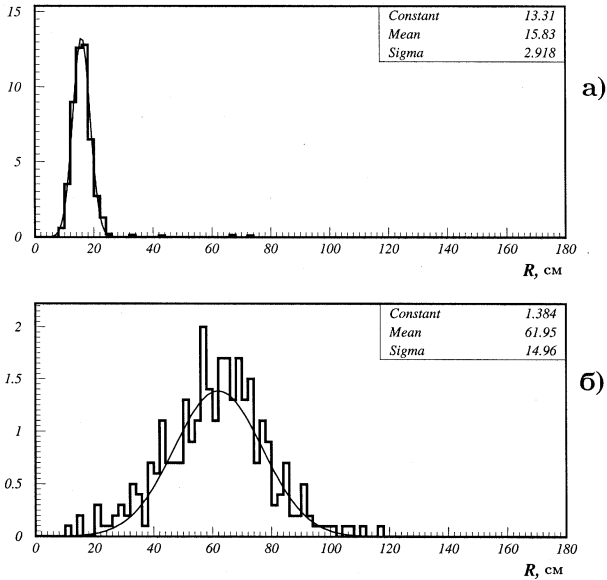


Рис. 20: Распределения среднего радиуса энерговыведения в ливне для а) электронов с импульсом 4.94 ГэВ/с; б) адронов с импульсом 6.90 ГэВ/с

и адронных ливней. На калибровочных пучках нами было изучено несколько критериев, которые могли бы быть использованы для определения природы ливней. Наиболее чувствительным из них оказалась радиальная ширина электромагнитных и адронных ливней: радиус энерговыведения электронов определялся в основном координатным разрешением ЖСС и был, как правило, намного меньше радиуса энерговыведения адронного ливня. На рис. 20 приведены распределения среднего радиуса энерговыведения для электронов с импульсом 4.94 ГэВ/с и π -мезонов с импульсом 6.90 ГэВ/с; значения импульсов выбраны такими, что видимое энерговыведение в счетчиках близко по величине. Для рассмотренных в этом примере импульсов частиц эффективность разделения адронных и электромагнитных ливней $\varepsilon_\pi/\varepsilon_e$ составляла $4.7 \cdot 10^{-2}$ для 90%-й эффективности идентификации электронов ε_e и $6.1 \cdot 10^{-2}$ — для $\varepsilon_e = 99\%$.

Дальнейшее повышение эффективности разделения адронных и электромагнитных ливней было достигнуто благодаря использованию нескольких дополнительных критериев, таких, как относительное число сигналов ЖСС с малыми (< 27 МэВ) и большими (> 97 МэВ) амплитудами энерговыведения. Итоговая

эффективность разделения одиночных π -мезонов и электронов в интересующем нас диапазоне импульсов составила $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ при 90%-й эффективности идентификации электронов.

5 Программное обеспечение

На рис. 21 в виде блок-схемы изображена общая структура процедуры обработки экспериментальных данных и информационные потоки, связывающие различные этапы этой обработки. Наиболее важными этапами обработки данных являются:

- Определение калибровочных констант (геодезические измерения для различных компонент НД, относительные координаты и пьедесталы сигнальных проволочек в ДК, скорости дрейфа электронов в различных ДК и др.) и их занесение в базу данных („банк констант“).
- Преобразование «сырых» данных, полученных в ходе набора статистики, в структуры данных, более удобные для работы программы реконструкции. Эта задача выполняется пакетом программ INTR [34].
- Генерация нейтринных взаимодействий с заданными параметрами, моделирование отклика НД на эти события и преобразование информации к виду, используемому в программе реконструкции.
- Предварительная обработка экспериментальных данных с помощью программы реконструкции. Целью данного этапа обработки является классификация событий на три группы: 1) события — кандидаты на нейтринные взаимодействия, 2) события с мюонами, пересекающими детектор, и 3) фоновые события. События первых двух типов заносятся в соответствующие файлы «DST» (Data Summary Tape).
- Обработка отобранных кандидатов на нейтринные взаимодействия (и смоделированных нейтринных взаимодействий) программой реконструкции событий; запись результатов обработки в файлы «miniDST».
- Анализ реконструированных событий из файлов «miniDST» с использованием различных критериев отбора; визуализация результатов программой PAW [35].

Ниже более подробно рассмотрены программы моделирования и реконструкции нейтринных взаимодействий.

5.1 Программа моделирования нейтринных взаимодействий

Основой программного обеспечения, предназначенного для моделирования событий методом Монте-Карло, являлась программа CATAS (CAscades in Total Absorption Spectrometer) [36, 37]. Моделирование глубоконеупругих нейтринных и антинейтринных взаимодействий проводилось в рамках скейлингового описания со структурными функциями Фейнмана-Филда [38]. Образование резонансных состояний в области инвариантной массы адронной системы $W < 2 \text{ ГэВ}/c^2$ было смоделировано по модели Рейна-Сегала [39]. Квазиупругие взаимодействия разыгрывались согласно формулам из работы [40] с аксиальным формфактором $M_A = 1.0 \text{ ГэВ}/c^2$.

Адронные и электромагнитные каскады в программе CATAS моделировались в трехмерной геометрии детектора детально, т.е. прослеживалась история каждой частицы, возникающей в каскаде. При моделировании учитывались:

- электромагнитные процессы — ионизационные потери с учетом флуктуаций, многократное кулоновское рассеяние, тормозное излучение, комптоновское рассеяние, образование δ -электронов, $e - e$ -рассеяние, рождение e^-e^+ -пар гамма-квантами, фотоэффект;
- адронные и ядерные процессы — ядерное взаимодействие адронов с веществом, возбуждение ядер и испускание ими испарительных нуклонов, далитц-распад π^0 -мезонов, распады заряженных адронов на лету и в покое и др.

При трассировке частиц разыгрывался пробег до точки взаимодействия. Вероятность взаимодействия вычислялась по сечениям, протабулированным в зависимости от импульса. Сечение для требуемого импульса находилось при помощи линейной интерполяции. Трассировка осуществлялась для частиц с энергией выше пороговой; частицы с меньшей энергией считались поглотившимися.

Типичное взаимодействие ν_μ по каналу заряженного тока, смоделированное программой CATAS, показано на рис. 22.

Отклик детектора моделировался также на основе универсального пакета GEANT [43], предназначенного для детального описания трассировки частиц через вещество установки, их взаимодействий и распадов. Для удобства моделирования нами использовался интерактивный интерфейс AGI (Advanced GEANT Interface), имеющий встроенные графические возможности. Типичное взаимодействие ν_μ по каналу заряженного тока, смоделированное в рамках пакета AGI, показано на рис. 23. Хорошо видна фокусировка мюона в магнитной системе НД.

Альтернативное моделирование с использованием пакета GEANT позволило проверить некоторые характеристики отклика детектора и убедиться в правильности основных результатов, полученных на основе программы CATAS.

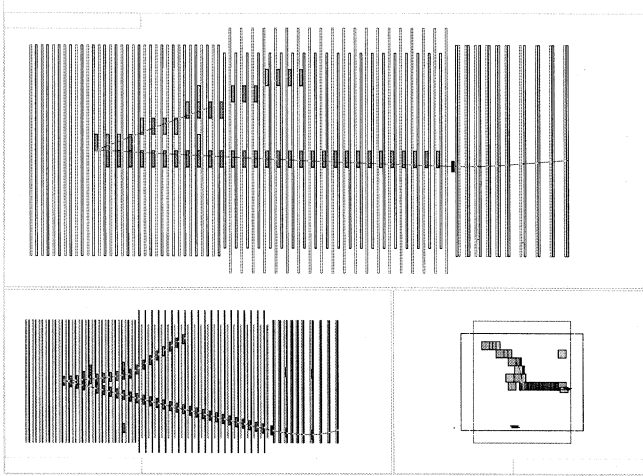


Рис. 22: Типичное взаимодействие ν_μ по каналу заряженного тока, смоделированное программой CATAS, показано в трех проекциях (YZ — вверху, XZ — слева внизу, XY — справа внизу). Визуализация события выполнена с использованием графического пакета программ OpX [41, 42]

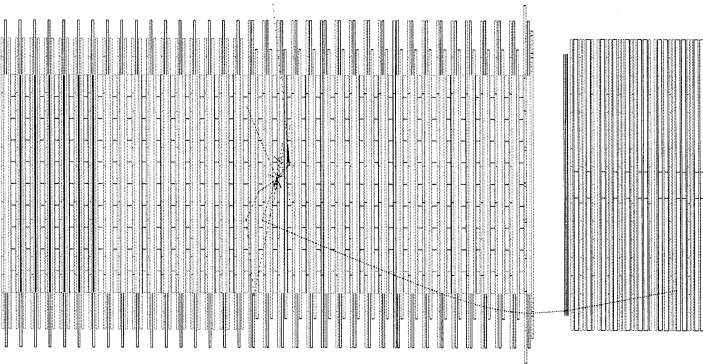


Рис. 23: Событие ν_μ -взаимодействия по каналу заряженного тока в мишенной части установки «Нейтринный детектор» (YZ-проекция), смоделированное в рамках пакета AGI. Длинный трек соответствует мюону, захваченному магнитной системой детектора

5.2 Программа реконструкции нейтринных взаимодействий

Программа геометрической и кинематической реконструкции событий GRAND (Global Result Analysis for Neutrino Detector) [36] построена таким образом, что позволяет отбирать события трех типов: 1) с мюоном в конечном состоянии, 2) с электромагнитным ливнем, 3) события только с адронами в конечном состоянии (предположительно нейтринные и антинейтринные взаимодействия по каналу нейтрального тока). Достоинством программы является гибкая архитектура, позволяющая пользователю самому выбирать набор программных модулей, используемых в обработке, и легко добавлять собственные программные модули.

Реконструкция нейтринных событий в детекторе имеет существенную специфику в связи с бестриггерным режимом работы. Информация, записанная в течение одного сброса протонного пучка, может содержать несколько событий с разным временем регистрации. Обработка событий [34, 16] начинается с разделения информации, зарегистрированной в одном сбросе, на отдельные события. Разбиение на события производится посредством поиска пространственных «кластеров» из энерговыделений одновременно сработавших сцинтилляционных счетчиков. Время срабатывания «кластера» счетчиков является начальным временем при восстановлении стрингов во всех дрейфовых камерах детектора. Затем последовательно обрабатываются отдельные события.

Поиск треков осуществляется независимо в X - и Y -проекциях по информации с ДК. Сначала восстанавливаются стринги в отдельных камерах, которые потом объединяются в участки проекций треков в мишенной части. Эти проекции объединяются затем в пространственные треки. Если трек выходит из мишенной части, то осуществляется поиск его продолжения в мюонном спектрометре.

В тех случаях, когда мюон проходит достаточный путь в магнитных элементах, восстанавливается его знак и импульс. Для восстановления координаты вершины события используются найденные треки и отдельные стринги вблизи вершины. Для восстановления направления и энергии адронной системы используется информация с ЖСС, которая затем может быть дополнена информацией с ДК. Найденные параметры мюона и адронной системы уточняются с использованием кинематического фита, учитывающего закон сохранения импульса.

Одним из существенных факторов, снижающих эффективность восстановления нейтринных взаимодействий в детекторе, является наличие фона, обусловленного как мюонами, образующимися в нейтринных взаимодействиях в защите детектора, так и наложением нейтринных взаимодействий в мишенной части и в магнитной оболочке детектора. Для корректного учета такого фона на конечном этапе реконструкции смоделированных событий к каждому событию добавляется случайным образом выбранное фоновое событие. Добавляемые фоновые события представляют собой реальные события эксперимен-

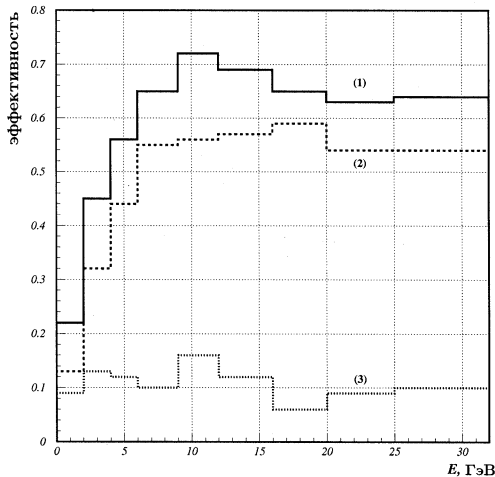


Рис. 24: Зависимость эффективности реконструкции нейтринного события от энергии нейтрино: (1) – без добавления фона, (2) – с фоном, (3) – разница между ними

тальной экспозиции, из которых была удалена вся информация, относящаяся к восстановленному нейтринному взаимодействию (срабатывания сцинтилляционных счетчиков и стринги в дрейфовых камерах, расположенных вблизи сработавших ЖСС). Изучение влияния фона на эффективность реконструкции смоделированных событий показало, что при его добавлении число восстановленных событий падает на $(10 \pm 2)\%$, причем не наблюдалось корреляции этой потери ни с одним из параметров, характеризующих нейтринные взаимодействия (такими как энергия нейтрино, импульс мюона, энергия адрона, переданный импульс, скейлинговые переменные Бьеркена x_B и y_B и др.). Зависимость эффективности реконструкции нейтринного события от энергии нейтрино для событий без фона, с добавленным фоном и разница между ними, соответствующая потере эффективности, показаны на рис. 24.

Более полное описание процедуры моделирования и последующей реконструкции событий глубоконеупругого рассеяния мюонных нейтрино и антинейтрино содержится в работах [34, 44], аналогичная информация для электронных нейтрино и антинейтрино приводится в работе [45].

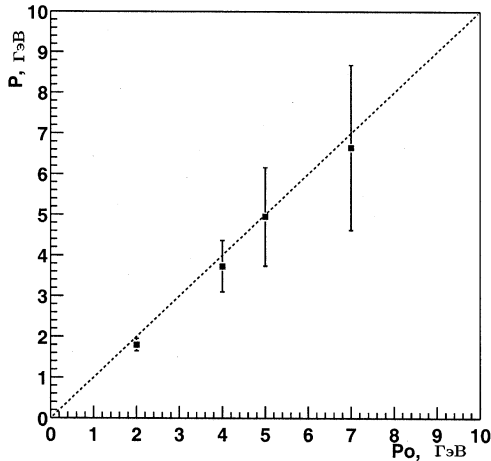


Рис. 25: Зависимость среднего значения реконструированного импульса мюона (P) от истинного значения импульса (P_o). Указанные ошибки соответствуют значениям среднеквадратичного отклонения от среднего значения импульса

5.3 Точность восстановления основных характеристик нейтринных взаимодействий

Для проверки правильности восстановления угла и импульса мюонов программой реконструкции GRAND нами использовались данные, полученные на калибровочных пучках. Углы входа мюонов, восстановленные по измерениям в первых 6 плоскостях дрейфовых камер, $\Theta_x = -146 \pm 2$ мрад, $\Theta_y = -2 \pm 2$ мрад, хорошо согласуются с данными геодезических измерений (см. раздел 4). Зависимость среднего значения распределения импульсов, восстановленных программой реконструкции, от истинного значения импульса мюона представлена на рис. 25; полученная зависимость подтверждает правильность нахождения импульса и, как следствие, корректность описания магнитного поля детектора в программе реконструкции.

Точность восстановления импульса мюонов изучалась также и на основе обработки событий, смоделированных при помощи программы CATAS [34, 46]. Для того, чтобы исключить из рассмотрения влияние адронного ливня, использовались только квазиупругие события. Вершина взаимодействия разыгрывалась внутри мишенной части детектора в эффективном объеме $2.6 \times 2.6 \times 25.5$ м. На рис. 26(а) приведено распределение относительной ошибки восстановления импульса мюона $\frac{P - P_{MC}}{P_{MC}}$, где P – восстановленный, а P_{MC} – смоделированный импульс мюона. Величина $\Theta - \Theta_{MC}$, характеризующая ошибку реконструкции

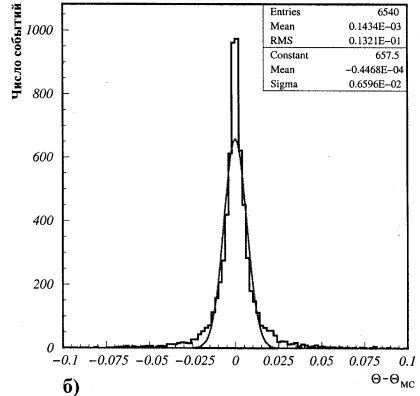
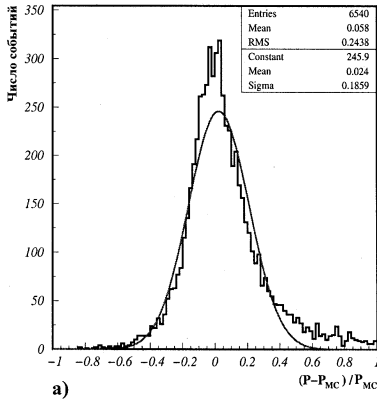


Рис. 26: а) Относительная ошибка восстановления импульса мюона; б) точность восстановления угла (в радианах) вылета мюона из первичной вершины нейтринного взаимодействия. Кривыми показано описание этих гистограмм распределением Гаусса

угла вылета мюона Θ по отношению к оси Z , показана на рис. 26(б). Доля событий с неправильно определенным знаком заряда мюона не превышает 0.7%.

В разделе 4.1 уже обсуждался вопрос о точности восстановления энергии отдельных адронов на основе обработки данных, полученных на калибровочных пучках. Точность восстановления энергии адронного ливня E_h , а также некоторых других переменных, характеризующих взаимодействия нейтрино с нуклонами, оценивалась и при помощи программ моделирования и реконструкции нейтринных взаимодействий в детекторе. Типичные распределения относительной ошибки восстановления адронной энергии, $\frac{E_h - E_h^{MC}}{E_h^{MC}}$, и энергии антинейтрино, $\frac{E_\nu - E_\nu^{MC}}{E_\nu^{MC}}$, относящиеся к событиям глубоконеупругого рассеяния мюонных антинейтрино по каналу заряженного тока, приведены на рис. 27. Распределения величины отклонений восстановленных значений скейлинговых переменных Бьеркена x_{Bj} и y_{Bj} от их истинных (смоделированных) значений в этих же событиях показаны на рис. 28.

5.4 Сравнение смоделированных и реальных событий

Описываемое здесь сравнение было выполнено на основе данных, полученных в первой антинейтринной экспозиции [44]. Для сравнения были отобраны только те события, первичная вершина которых находилась в эффективном объеме мишени-калориметра размером 220×220 см в поперечной (XY) плоскости, а Z -координата лежала между 12-м и 31-м модулями мишени части. Также

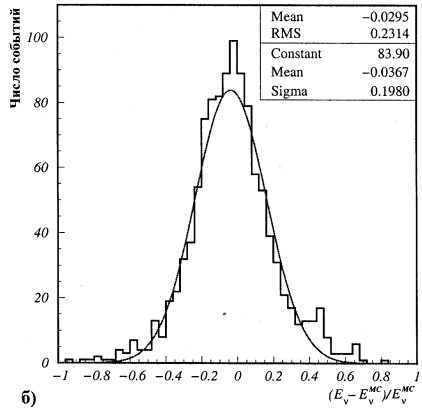
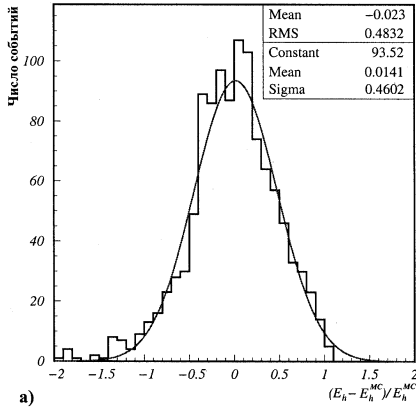


Рис. 27: Распределения относительной ошибки восстановления энергии адронной системы E_h (а); энергии антинейтрино E_ν (б) для событий глубоконеупругого рассеяния мюонных антинейтрино по каналу заряженного тока. Индекс MC соответствует смоделированным величинам

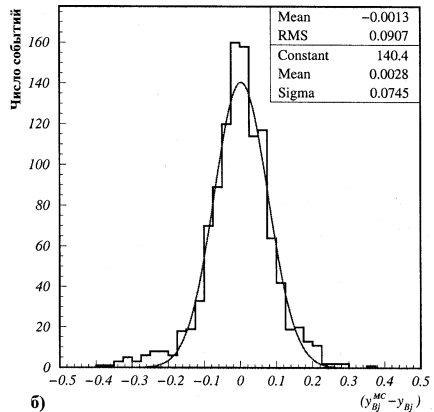
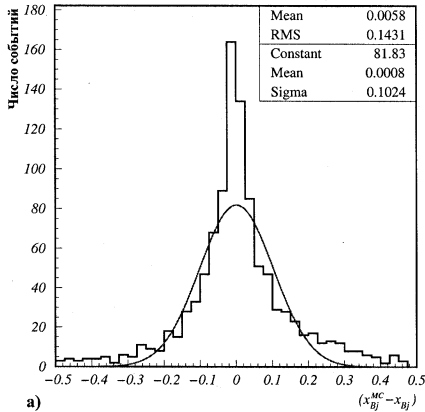


Рис. 28: Точность восстановления x_{Bj} (а) и y_{Bj} (б) для событий глубоконеупругого рассеяния мюонных антинейтрино по каналу заряженного тока

требовалось, чтобы каждое отобранное событие содержало мюон (частицу, прошедшую более трех ядерных длин поглощения), а импульс и заряд мюона были достоверно определены.

Моделирование осуществлялось в рамках программы CATAS, которая опи-

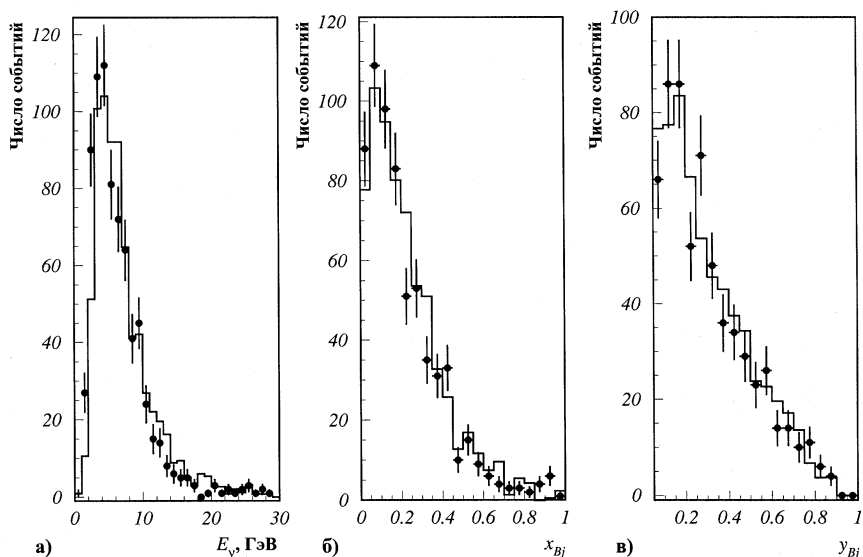


Рис. 29: Зависимость экспериментальных и смоделированных данных от энергии антинейтрино (а); x_{Bj} (б); y_{Bj} , в распределение по y_{Bj} включались только глубоконеупругие события с $y_{Bj} > 0.05$ (в). Точками с ошибками изображены результаты обработки реальных данных, гистограммой — распределения для смоделированных и восстановленных событий, нормированные на число событий в данных

сана в предыдущих разделах. Для смоделированных событий применялись те же критерии отбора, что и для реальных данных. На рис. 29 показаны распределения E_ν , x_{Bj} и y_{Bj} для реальных данных в сравнении со смоделированными событиями. Стоит отметить хорошее согласие экспериментальных данных с результатами моделирования.

6 Основные физические результаты, полученные на установке «Нейтринный детектор»

Установка «Нейтринный детектор» является в значительной мере универсальным детектором для регистрации мюонных и электронных нейтрино в интервале энергий, доступных на 70 ГэВ протонном ускорителе ИФВЭ. Это определило возможность проведения широкой программы научных исследований. В период с 1989 по 1999 г. на «Нейтринном детекторе» был выполнен ряд экспериментов с использованием различных нейтринных пучков с характеристиками, удовлетво-

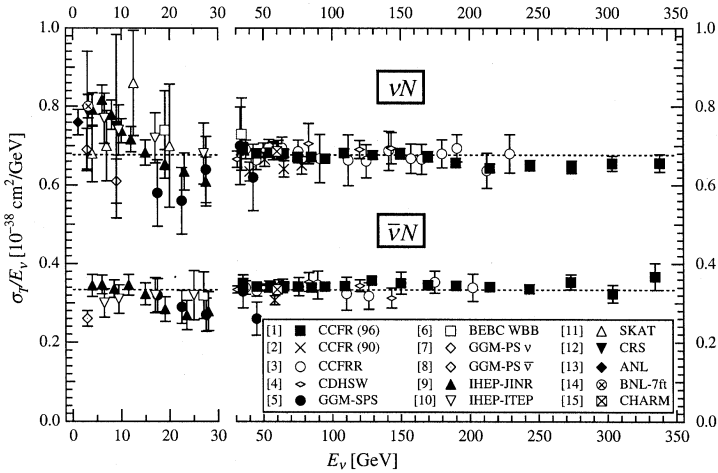


Рис. 30: Отношение σ_T/E_ν полных сечений взаимодействия σ_T мюонных нейтрино и антинейтрино с нуклонами по каналу заряженного тока к энергии нейтрино E_ν как функция E_ν (из обзора [49]). Представленные ошибки включают как статистические, так и систематические неопределенности. Пунктирные линии соответствуют значениям σ_T/E_ν , полученным в результате усреднения данных экспериментов CCFR (Лаб. им. Ферми) и CDHSW (ЦЕРН) при энергиях выше 40 ГэВ. В интервале энергий 3–30 ГэВ символом \blacktriangle показаны результаты измерений на «Нейтринном детекторе ИФВЭ–ОИЯИ» [48]

ряющими задачам каждого конкретного эксперимента. Для измерения полных и дифференциальных сечений использовались два типа пучков нейтрино широкого спектра [47]: 1) пучки, сформированные системой из двух фокусирующих параболических линз и обогащенные – в зависимости от выбранной полярности линз – мюонными нейтрино или антинейтрино; 2) пучок, образованный без применения фокусирующих устройств и одновременно содержащий как нейтрино, так и антинейтрино¹.

Ниже перечислены основные физические результаты, полученные в экспериментах на НД.

– Получены наиболее точные данные о сечениях взаимодействия мюонных нейтрино и антинейтрино по каналу заряженного тока в интервале энергий 3–30 ГэВ [48].

Как видно из рис. 30, экспериментальные данные для полных сечений взаи-

¹К сожалению, на нейтринном канале ускорителя У-70 не были реализованы ни временная «растяжка» протонного пучка, ни нейтринный пучок узкого спектра. Это существенно ограничило физическую программу экспериментов на «Нейтринном детекторе».

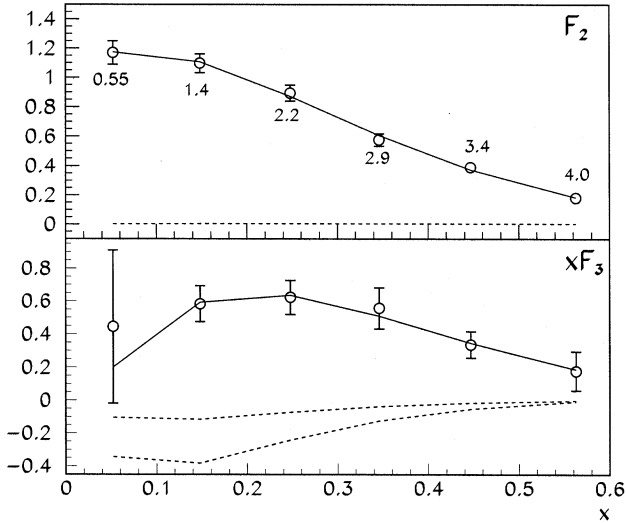


Рис. 31: Зависимость структурных функций F_2 (верхний рисунок) и $x F_3$ (нижний рисунок) от x_{Bj} . На верхнем рисунке для каждого интервала по x приведены средние величины Q^2 (в $\text{ГэВ}^2/c^2$). Сплошными линиями показаны результаты описания структурных функций в рамках КХД с учетом вклада высших твистовых поправок. Пунктирные линии показывают величину НТ в пределах $\pm 1\sigma$ от центрального значения (в случае F_2 обе пунктирные линии совпадают)

модействия нейтрино с нуклонами ($\overline{\nu N}$), полученные на «Нейтринном детекторе», определенно указывают на отклонение от линейной зависимости полных сечений от энергии в интервале 3–15 ГэВ ($\sigma_T/E_\nu \neq \text{const}$). Такое поведение сечений объясняется значительным вкладом квазиупругого рассеяния и процессов образования резонансов при энергиях меньше $\sim 15 \text{ ГэВ}$.

– Измерены дифференциальные сечения взаимодействий мюонных нейтрино и антинейтрино с нуклонами по каналу заряженного тока. Данные по дифференциальным сечениям использовались для определения структурных функций нуклона в области относительно малых значений квадрата переданного импульса Q^2 ($0.55 < Q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2/c^2$). Анализ структурной функции $x F_3$, выполненный во втором порядке КХД с учетом вклада высших твистовых поправок (НТ — High Twist), позволил оценить величину константы сильного взаимодействия $\alpha_S(M_Z) = 0.123^{+0.010}_{-0.013}$ [50]. При этом высшие твистовые поправки, вклад которых в изучаемой нами области малых Q^2 значителен, были взяты из комбинированного анализа данных других экспериментов [51].

Другой подход к анализу экспериментальных данных был реализован в работе [52]. Используя усредненное по мировым данным значение константы $\alpha_S(M_z) = 0.118$, мы определили вклад высших твистовых поправок в структурную функцию xF_3 (см. рис. 31). В анализе было использовано описание НТ в рамках модели инфракрасного ренормалона и показано, что НТ дают отрицательный вклад в структурную функцию xF_3 . Обработка части полученного экспериментального материала с целью уточнения структурных функций нуклонов пока не завершена.

– Определено полное сечение образования очарованных частиц в протон-нуклонных взаимодействиях при энергии 70 ГэВ. Идея эксперимента была предложена Б. Понтекорво в работе [4]. Величина сечения определялась по выходам «прямых» нейтрино, образованных в распадах очарованных частиц. Чтобы уменьшить потоки нейтрино от распадов π - и K -мезонов, эксперимент проводился при полном поглощении протонного пучка в массивных мишенях, установленных перед стальным мюонным фильтром (beam-dump эксперимент).

Эксперимент состоял из нескольких экспозиций с мишенями разной плотности. В результате анализа потоков электронных нейтрино [53] и мюонных антинейтрино [54] было установлено, что полное сечение образования очарованных частиц в протон-нуклонных взаимодействиях в околопороговой области энергий составляет $\sigma(pN \rightarrow c\bar{c} X) = 0.9 \pm 1.1$ мкб/нуклон [54]. Соответствующий верхний предел при 90%-м уровне достоверности равен 2.7 мкб/нуклон. Полученные нами результаты не подтвердили опубликованные ранее указания на аномально большую величину сечения образования очарованных частиц в околопороговой области [56] и находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами, выполненными в рамках КХД (см. рис. 32).

– Проведен поиск ряда слабозаимодействующих нейтральных частиц. Для поисков таких частиц нами использовались данные beam-dump эксперимента.

В частности, на «Нейтринном детекторе» был проведен поиск распадов «тяжелых» нейтрино (нейтральных лептонов) по каналу $\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu_e$ и получены ограничения на элементы матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$ и $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ в области масс $3 < m_{\nu_H} < 493$ МэВ/ c^2 (см. рис. 33) [61]. Эти ограничения являются наиболее жесткими в интервале масс от 3 до 50 МэВ и приводятся в обзоре [49].

Также был проведен поиск легких скалярных бозонов Хиггса H , которые могут образоваться в процессах $\pi^\pm \rightarrow e^\pm \begin{smallmatrix} (-) \\ \nu_e \end{smallmatrix} H$, $K^\pm \rightarrow e^\pm \begin{smallmatrix} (-) \\ \nu_e \end{smallmatrix} H$, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm H$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 H$, $\eta' \rightarrow \eta H$ и затем распасться в детекторе по каналам $H \rightarrow e^+e^-$ и $H \rightarrow \gamma\gamma$. В результате поиска исключена возможность существования бозона Хиггса в интервале масс $1 < m_H < 72$ МэВ/ c^2 (на 95%-м уровне достоверности) [64]. Аналогичные ограничения на массы нейтральных скалярных и псевдоскалярных частиц в рамках стандартной модели и ее минимального суперсимметричного расширения были получены из анализа возможного образования таких частиц в процессах когерентного рассеяния протонов на ядрах,

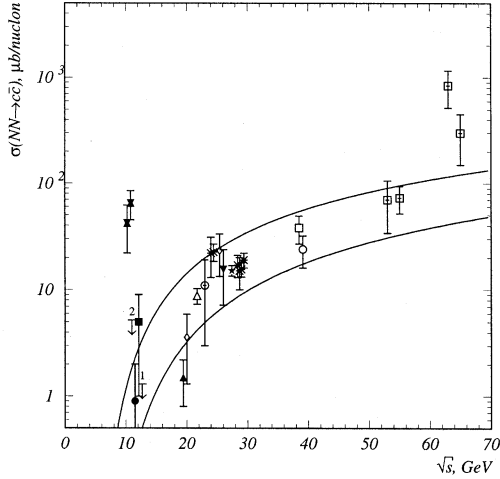


Рис. 32: Полное сечение образования очарованных частиц в pN - и nN -взаимодействиях. Экспериментальные данные для околороговой области энергий включают результаты: ■ — искрового спектрометра ИТЭФ [55]; ■ — БИС-2 [56]; ● — «Нейтринного детектора ИФВЭ-ОИЯИ» [54]; цифрами 1 и 2 показаны верхние границы на сечение (на 90%-м уровне достоверности), полученные в работах [57] и [58] соответственно. Также показаны результаты следующих экспериментов (данные взяты из обзоров [59]): ▲ — NA32; ◆ — NA25; △ — E769; ⊕ — E630; ▼ — NA16; ☆ — NA27; □ — E653; ○ — E743; ⊞ — ISR; × — beam-dump эксперименты в ЦЕРН и Лаб. им. Ферми. Кривыми показаны результаты теоретических расчетов [60], выполненных в рамках КХД с точностью α_s^3 при значении $\mu_R = \mu_F = 1$ ГэВ: верхняя кривая — при $m_c = 1.2$ ГэВ, нижняя — при $m_c = 1.5$ ГэВ

партон-партонного взаимодействия и мягкого тормозного излучения хиггсовских частиц протоном [65]. Анализ возможности образования пар e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ легкими бозонами Хиггса в процессе тормозного излучения Бете-Гайтлера позволил исключить область масс $m_H < 0.9$ МэВ/ c^2 (на 95%-м уровне достоверности) [66].

Результаты поисков легких бозонов Хиггса, проведенных на «Нейтринном детекторе», дополняют результаты экспериментов на ускорителе LEP в ЦЕРН, где были проведены поиски H , взаимодействующих с Z -бозоном [67], тогда как наш эксперимент чувствителен к константам связи бозона Хиггса с легкими фермионами.

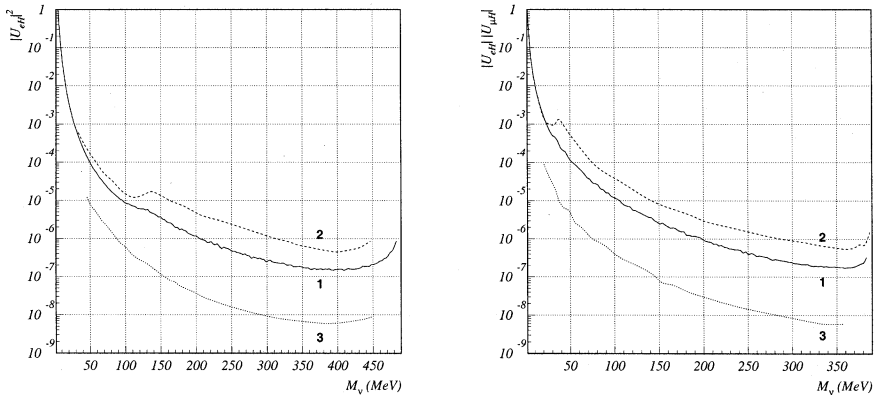


Рис. 33: Наиболее чувствительные верхние пределы на элементы матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$ и $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ (на 90%-м уровне достоверности), полученные в ускорительных экспериментах: 1 – «Нейтринный детектор ИФВЭ-ОИЯИ» [61], 2 – CHARM [62], 3 – PS191 [63]

— Были проведены поиски нейтринных осцилляций по инклюзивному каналу $\nu_e \rightarrow \nu_x$. Интерес к поиску осцилляций данного типа был вызван указанием на возможное существование осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_x$ в области разности квадратов масс нейтрино $\Delta m^2 \sim 400 \text{ эВ}^2$, полученным в результате анализа данных beam-dump эксперимента в ЦЕРН [68].

Выводы работы [68] могли быть проверены в эксперименте на «Нейтринном детекторе ИФВЭ-ОИЯИ» — прежде всего благодаря эффективной идентификации электронов в установке и хорошему знанию спектров и потоков нейтрино. Эксперимент по поиску осцилляций был выполнен на нейтринном канале с короткой распадной базой (12 м), что позволило увеличить относительное содержание электронных нейтрино в нейтринном пучке и, следовательно, повысить чувствительность эксперимента. Расстояние между распадной базой и детектором было выбрано таким образом, что пик чувствительности эксперимента приходился на область разности квадратов масс нейтрино порядка $\Delta m^2 \sim 100 \text{ эВ}^2$, соответствующей $m \sim 10 \text{ эВ}$ в предположении об иерархии масс нейтрино и представляющей большой интерес для космологии.

Результаты эксперимента не подтвердили указаний на существование осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_x$ с параметрами, представленными в работе [68]. Полученный верхний предел на параметры осцилляций показан на рис. 34 [69].

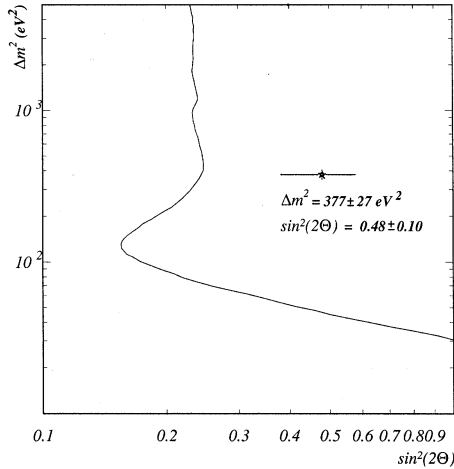


Рис. 34: Область параметров осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_x$ (справа от кривой), исключенная на 90%-м уровне достоверности в эксперименте по поиску нейтринных осцилляций, проведенном на «Нейтринном детекторе ИФВЭ–ОИЯИ». Точка с ошибкой соответствует возможным параметрам осцилляций из работы [68]

7 Заключение

«Нейтринный детектор ИФВЭ–ОИЯИ» является крупнейшей экспериментальной установкой на ускорителе У-70 в ИФВЭ (Протвино) и успешно служит для изучения широкого спектра задач физики элементарных частиц. Использование детектора калориметрического типа с массой чувствительного объема мишенной части около 100 тонн, с широкоапертурной магнитной системой и с электронным съемом информации в нейтринных пучках ускорителя У-70 позволило получить новые физические результаты. Успешная эксплуатация «Нейтринного детектора» на протяжении более 10 лет и полученные научные результаты позволяют сделать вывод о правильности технических решений, принятых на этапе создания установки.

Программа исследований на установке «Нейтринный детектор» еще не завершена. В настоящее время закончена реконструкция НД с целью оптимизации установки для проведения исследований малочастичных процессов упругого и квазиупругого рассеяния нейтрино, а также однопионного рождения в нейтринных взаимодействиях с нуклонами [70]. Для этого из детектора извлечены алюминиевые фильтры, модернизирована система сбора данных, заменена электроника сцинтилляционного калориметра, а сотрудниками отдела пучков ИФВЭ на ускорителе У-70 завершены работы по созданию нового нейтринного пучка со средней энергией нейтрино $E_\nu \sim 1.5$ ГэВ.

Благодарности

Авторы благодарны А.А. Логунову, Б.М. Понтекорво, В.П. Джелепову, А.Е. Чудакову за поддержку эксперимента, постоянный интерес и обсуждение научной программы; Ю.Н. Денисову, В.Л. Карповскому, В.А. Ярбе – за содействие в реализации проекта; А.А. Поманскому, Е.Н. Алексееву, Н.А. Алексеенко, А.В. Воеводскому и Ю.Я. Маркову – за помощь на разных этапах изготовления сцинтиллятора; В.И. Кочеткову, В.И. Полетаеву и Ю.М. Свиридову – за их вклад в разработку детекторов; сотрудникам Опытного производства ИФВЭ под руководством П.Н. Коробчука, конструкторам ИФВЭ А.П. Яблокову и Л.И. Никитиной – за существенный вклад в проектирование общей компоновки НД, сооружение дрейфовых камер ИФВЭ (ДК первого типа) и сцинтилляционных счетчиков; сотрудникам Опытного производства ОИЯИ М.А. Либерману, В.И. Данилову, П.М. Былинкину, конструкторам ЛЯП ОИЯИ А.Т. Василенко и В.А. Аносову – за существенный вклад в изготовление магнитной системы НД и дрейфовых камер ОИЯИ (ДК второго типа).

Большой объем работ по монтажу НД проделан службой обеспечения экспериментов ИФВЭ под руководством А.А. Морозова и группой сотрудников СНЭО ОИЯИ под руководством А.И. Григорьева и Э.И. Мальцева.

Участие в создании и в эксплуатации установки на разных этапах принимали сотрудники ОИЯИ: Н.В. Горбунов, Н.И. Замятин, О.М. Кузнецов, В.В. Люков, А.А. Попов, А.М. Рождественский, В.В. Сидоркин, С.В. Хабаров, В.В. Чалышев.

Авторы выражают благодарность коллективу сотрудников СНЭО, принимавших участие в обслуживании установки: Н.А. Баландиной, В.Н. Виноградову, А.И. Иваненко, Е.А. Ладыгину, В.И. Кирееву, А.К. Куликову, В.П. Обудовскому, А.А. Олейнику, Г.А. Симонову, И.А. Терещенко.

Авторы благодарят сотрудников ускорительных подразделений и Отдела пучков ИФВЭ за формирование нейтринного пучка и за обеспечение эффективной работы ускорителя во время эксплуатации «Нейтринного детектора».

Авторы благодарны И.И. Сидоркиной за техническую помощь при подготовке текста статьи.

Список литературы

- [1] Предложение эксперимента SERP-E136, ИФВЭ, 1978 (не опубликовано).
- [2] Barabash L.S. et al. // Proceed. of Intern. Conf. Neutrino-82, Balatonfured, Hungary, 1982, V. 2. P. 249; presented by Bunyatov S.A.;
Барабаш Л.С. и др. // Материалы IV рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ», ОИЯИ P1,2,13-83-81, Дубна, 1983. С. 7.

- [3] См., например, Kumano S. // SAGA-HE-185-01, Saga, 2002; [arXiv:hep-ph/0204242].
- [4] Понтекорво Б. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. №2. С. 452.
- [5] См., например, Aleksa M., Fabjan C.W., Riegler W. // NIM. 2001. V. A461. P. 55.
- [6] Vozhko N. et al. // NIM. 1986. V. A243. P. 388;
Божко Н.И. и др. // ИФВЭ 78-22, Серпухов, 1978;
Борисов А.А. и др. // ИФВЭ 96-71, Протвино, 1996.
- [7] Бушнин Ю.Б. и др. // ПТЭ. 1984. №6. С. 80.
- [8] Голутвин И.А. и др. // ОИЯИ 13-83-828, Дубна, 1983.
- [9] Барабаш Л.С. и др. // Материалы V рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ», ОИЯИ Д1,2,13-84-332, Дубна, 1984. С. 108;
Барабаш Л.С. и др. // ОИЯИ Р1-88-516, Дубна, 1988.
- [10] Барабаш Л.С. и др. // Материалы IV рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ», ОИЯИ Р1,2,13-83-81, Дубна, 1983. С. 43.
- [11] Барабаш Л.С., Чалышев В.В. // Авторское свидетельство №3757889/24-25, 1984.
- [12] Воеводский А.В. и др. // ПТЭ. 1970. №1. С. 85.
- [13] Божко Н.И. и др. // ПТЭ. 1985. №2. С. 57;
Бирюков В.В. и др. // Материалы VIII рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ», ОИЯИ Д1,2,13-88-90, Дубна, 1988. С. 67.
- [14] Божко Н.И., Кравцов В.И. // ИФВЭ 91-143, Протвино, 1991.
- [15] Горячев В.Н. и др. // Материалы XI рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ», ОИЯИ Д1-90-144, Дубна, 1990. С. 52.
- [16] Vovenko A.S. et al. // NIM. 1983. V. 212. №(1-3). P. 155.
- [17] Geissler S. et al. // PHE 86-05, Berlin-Zeuthen, 1986;
Гейслер Ш. и др. // Материалы VII рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ», ОИЯИ Р1,2,13-86-508, Дубна, 1986. С. 68.
- [18] Ланге В. // Материалы VII рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ», ОИЯИ Р1,2,13-86-508, Дубна, 1986. С. 83.
- [19] Вовенко А.С. и др. // Материалы V рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ», ОИЯИ, Д1,2,13-84-332, Дубна, 1984. С. 117.

- [20] Аносов В.А. и др. // Материалы IV рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ», ОИЯИ Р1,2,13-83-81, Дубна, 1983. С. 46.
- [21] Брусин М.Ю. и др. // Материалы VII рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ», ОИЯИ Р1,2,13-86-508, Дубна, 1986. С. 41.
- [22] Бунятов С.А. и др. // Материалы VII рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ», ОИЯИ Р1,2,13-86-508, Дубна, 1986. С. 54.
- [23] Александров А.Г. и др. // ОИЯИ Д13-88-938, Дубна, 1988. С. 228.
- [24] Алферова О.И. и др. // ПТЭ. 1975. №4. С. 56; ИФВЭ 74-122, Серпухов, 1974.
- [25] Говорун В.Н. и др. // ИФВЭ 85-2, Серпухов, 1985.
- [26] Вовенко А.С. и др. // Материалы VIII рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ», ОИЯИ Д1,2,13-88-90, Дубна, 1988. С. 71.
- [27] Горячев В.Н. и др. // ИФВЭ 88-193, Серпухов, 1988.
- [28] Божко Н.И. и др. // ИФВЭ 96-72, Протвино, 1996.
- [29] Красноперов А.В., Терещенко В.В. // ОИЯИ Р13-96-265, 1996.
- [30] QNX Realtime Platform — свободно распространяемый вариант операционной системы QNX Neutrino, которую можно использовать в коммерческих целях: <http://www.qnx.com>.
- [31] Божко Н.И. и др. // ИФВЭ 91-138, Протвино, 1991.
- [32] Jonker M. et al. // NIM. 1982. V. 200. P. 183;
Горбунов П.А. и др. // ИТЭФ-53, Москва, 1984.
- [33] Abramowicz H. et al. // NIM. 1981. V. 180 P. 429;
Holder M. et al. // NIM. 1978. V. 148 P. 235.
- [34] Аникеев В.Б. и др. // ИФВЭ 93-28, Протвино, 1993.
- [35] Brun R. et al. // PAW — Physics Analysis Workstation:
<http://paw.web.cern.ch/paw/>.
- [36] Жигунов В.П. и др. // Материалы V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач, ОИЯИ Д10:11-84-818, Дубна, 1985. С. 318;
Королева Т.К., Мухин С.А., Спиридонов А.А.: ИФВЭ 89-100, Серпухов, 1989;
Королева Т.К. и др. // ИФВЭ 90-28, Протвино, 1990.

- [37] Кравцов В.И., Спиридонов А.А., Шестерманов К.Е. // Материалы VIII рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ», ОИЯИ Д1,2,13-88-90, Дубна, 1988. С. 109;
Blumlein J. // Материалы VIII рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ», ОИЯИ Д1,2,13-88-90, Дубна, 1988. С. 115.
- [38] Field R.D., Feinman R.P. // Phys. Rev. 1977. V. D15. P. 2590.
- [39] Rein D., Sehgal L.M. // Ann. of Phys. 1981. V. 133. №1. P. 79.
- [40] Llewellyn-Smith C.H. // Phys. Rep. 1972. V. 3. №5. P. 261.
- [41] Barrand G. OnX version 5r1, <ftp://ftp.lal.in2p3.fr/pub/OnX/>.
- [42] Arnault C. Ci version 3r3, <ftp://ftp.lal.in2p3.fr/pub/Ci/>.
- [43] GEANT : Detector Description and Simulation Tool, *CERN Programming Library Long Writeup W5013*, GEANT version 3.21.
- [44] Аникеев В.Б. и др. // Материалы XI рабочего совещания по «Нейтринному детектору ИФВЭ–ОИЯИ», ОИЯИ Д1-90-144, Дубна, 1990. С. 87.
- [45] Кирсанов М.М. ИФВЭ 92-33, Протвино, 1992.
- [46] Нефедов Ю.А. ОИЯИ Р10-95-422, Дубна, 1995.
- [47] Вовенко А.С. и др. ИФВЭ 95-94, Протвино, 1995;
Baratov D.G. et al. // Sov. J. Tech. Phys. 1977. V. 47. P. 991;
Bugorsky A.P. et al. // NIM. 1977. V. 146. P. 367.
- [48] Anikeev V.B. et al. // Z. Phys. 1996. V. C70. P. 39.
- [49] Review of Particle Properties // Eur. Phys. J. 2002.
- [50] Sidorov A.V. et al. // Eur. Phys. J. 1999. V. C10. P. 405; [arXiv:hep-ex/9905038].
- [51] Sidorov A.V. JINR E2-96-254, Dubna, 1996; [arXiv:hep-ph/9607275].
- [52] Alekhin S.I. et al. // Phys. Lett. 2001. V. B512. P. 25; [arXiv:hep-ex/0104013].
- [53] Blumlein J. et al. // Phys. Lett. 1992. V. B279. P. 405.
- [54] Барабаш Л.С. и др. // Ядерная Физика. 1994. Т. 57. С. 2050;
Бунятов С.А., Нефедов Ю.А. // Ядерная Физика. 1997. Т. 60. С. 1045.
- [55] Asratyan A.E. et al. // Phys. Lett. 1978. V. B79. P. 497.

- [56] Aleev A.A. et al. // *Z. Phys.* 1984. V. C23. P. 333;
Z. Phys. 1988. V. C37. P. 243;
 Алеев А.А. и др. // *Ядерная Физика.* 1993. Т. 56. С. 147.
- [57] Аммосов В.В. и др. // *Ядерная Физика.* 1991. Т. 53. С. 999.
- [58] Беликов С.В. и др. // *Ядерная Физика.* 1995. Т. 58. С. 1993.
- [59] Tavernier S.P.K. // *Rep. Prog. Phys.* 1987. V. 50. P. 1439;
 Frixione S. et al. // *Nucl. Phys.* 1994. V. B432. P. 453.
- [60] Mangano M., Nason P. and Ridolfi G. // *Nucl. Phys.* 1992. V. B373. P. 295.
- [61] Baranov S. et al. // *Phys. Lett.* 1993. V. B302. P. 336.
- [62] Bergsma F. et al. // *Phys. Lett.* 1983. V. B128. P. 361;
 Dorenbosch J. et al. // *Phys. Lett.* 1986. V. B166. P. 473.
- [63] Bernardi G. et al. // *Phys. Lett.* 1983. V. B166. P. 479;
Phys. Lett. 1988. V. B203. P. 332.
- [64] Barabash L.S. et al. // *Phys. Lett.* 1992. V. B295. P. 154;
 Барабаш Л.С. и др. // *Ядерная Физика.* 1992. Т. 55. С. 3247.
- [65] Blumlein J. et al. // *Z. Phys.* 1991. V. C51. P. 341;
 Аникеев В.Б. и др. ИФВЭ 91-139, Протвино, 1991.
- [66] Blumlein J. et al. // *Int. J. Mod. Phys.* 1992. V. A7. P. 3835.
- [67] Akrawy M.Z. et al. (OPAL Collaboration) // *Phys. Lett.* 1991. V. B268. P. 122;
Phys. Lett. 1990. V. B251. P. 211;
 Adeva B. et al. (L3 Collaboration) // *Phys. Lett.* 1990. V. B251. P. 311;
 Abreu P. et al. (DELPHI Collaboration) // *Nucl. Phys.* 1990. V. B342. P. 1;
Phys. Lett. 1990. V. B245. P. 276;
 Decamp D. et al. (ALEPH Collaboration) // *Phys. Lett.* 1990. V. B245. P. 289;
Phys. Lett. 1990. V. B237. P. 291; *Phys. Lett.* 1990. V. B236. P. 233;
- [68] Conforto G. // *Nuo. Cim.* 1990. V. 103. P. 751.
- [69] Borisov A.A. et al. // *Phys. Lett.* 1996. V. B369. P. 39;
 Батусов Ю.А. и др. Статья "Предел на вероятность нейтринных осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_x$ из эксперимента на «Нейтринном детекторе ИФВЭ-ОИЯИ» готовится к публикации.
- [70] Бобинкин В.М. и др. Определение странных формфакторов из упругого рассеяния нейтрино на протоне. Предложение эксперимента на У-70.
 Батусов Ю.А. и др. Поиск нейтринных осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Предложение эксперимента на У-70.

Барабаш Л. С. и др.
«Нейтринный детектор ИФВЭ–ОИЯИ»
на нейтринных пучках ускорителя У-70 (Протвино)

P13-2002-152

В работе представлены конструкция и параметры «Нейтринного детектора ИФВЭ–ОИЯИ» — крупнейшей экспериментальной установки на ускорителе У-70 в ИФВЭ (Протвино). Подробно описываются основные элементы детектора: дрейфовые камеры, жидкостные сцинтилляционные счетчики, детектор электромагнитных ливней, магнитная система. Рассмотрены принципы организации системы сбора данных и программного обеспечения эксперимента. Приведены основные характеристики детектора. Содержится информация о главных физических результатах, полученных за время эксплуатации установки.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ в сотрудничестве с ИФВЭ (Протвино), DESY (Цойтен) и ЦИФИ (Будапешт).

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод авторов

Barabash L. S. et al.
The «IHEP–JINR Neutrino Detector» at Neutrino Beams
of the U-70 Accelerator

P13-2002-152

The article contains information about the construction and parameters of the «IHEP–JINR Neutrino Detector», the largest experimental set-up at the U-70 accelerator (IHEP, Protvino). A detailed information is given about the major detector components: drift chambers, liquid scintillator counters, detector of electromagnetic showers and magnetic system. The organization of the on-line data acquisition system and the off-line software is outlined. The main characteristics of the detector are presented. The physics results obtained are briefly described.

The investigation has been performed at the Dzhelapov Laboratory of Nuclear Problems, JINR, in collaboration with IHEP (Protvino), DESY (Zeuthen) and CRI (Budapest).

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

Редактор *Е. В. Калининкова*
Макет *Е. В. Сабатовой*

ЛР № 020579 от 23.06.97.

Подписано в печать 09.07.2002.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 3,25. Уч.-изд. л. 3,91. Тираж 385 экз. Заказ № 53410.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.