

1-98-65

На правах рукописи
УДК 539.123 + 539.1.074

Н-58

НЕФЕДОВ
Юрий Анатольевич

РОЖДЕНИЕ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ
И ПОИСК ТЯЖЕЛЫХ НЕЙТРИНО В ЭКСПЕРИМЕНТЕ
С ПОЛНЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ ПРОТОННОГО ПУЧКА
С ЭНЕРГИЕЙ 70 ГэВ

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1998

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

Доктор физико-математических наук, профессор

С.А.Бунятов

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук, профессор

В.Б.Флягин

Доктор физико-математических наук

А.К.Лиходед

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, г.Москва.

Защита диссертации состоится " _____ " _____ 1998 г.
в " _____ " часов на заседании Диссертационного совета Д-047.01.03
при Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных
исследований, г.Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " _____ " _____ 1998 г.

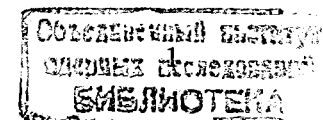
Ученый секретарь Диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Ю.А.Батусов

Актуальность. Исследование образования очарованных частиц в адронных взаимодействиях и в частности изучение энергетической зависимости сечения является одной из актуальных задач современной физики. Область энергий ускорителя У-70 ИФВЭ (Протвино) представляет особый интерес, поскольку позволяет изучать рождение очарованных частиц в околороговой области энергий ($\sqrt{s} = 11,5$ ГэВ), где сложившаяся экспериментальная ситуация противоречива, а теоретические оценки сечения наиболее чувствительны к параметрам моделей КХД. Одним из первых экспериментов по измерению сечения рождения очарованных частиц при энергии протонов 70 ГэВ был эксперимент с полным поглощением протонного пучка (beam-dump эксперимент), выполненный на искровом спектрометре ИТЭФ [1]. Однако полученные оценки сечения не обладали достаточной точностью. Другой результат был получен коллаборацией БИС-2 [2] с использованием безфильмового магнитного спектрометра. В нейтронном пучке при меньшей энергии нейтронов (40–60 ГэВ) полное сечение образования очарованных частиц значительно превышало как существующие экспериментальные значения, так и значение теоретически предсказываемое в рамках пертурбативной КХД. Такое несоответствие между измеряемыми величинами сечений указывает на необходимость дополнительных, более точных исследований рождения очарованных частиц в области энергий близких к пороговой.

Другой важный вопрос, который был исследован в beam-dump эксперименте, это вопрос о существовании слабовзаимодействующего нейтрального лептона (тяжелого нейтрино*). Если тяжелые нейтрино ν_H ($\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$) существуют, то они не обязательно должны совпадать с собственными состояниями ν_l ($\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \dots$) гамилтониана электрослабого взаимодействия. В этом случае возникнет смешивание, которое должно приводить к ряду наблюдаемых явлений. В частности, слабые распады π и K -мезонов наряду с легки-

*Здесь и далее термин "нейтрино" относится как к нейтрино, так и к антинейтрино, кроме тех случаев, когда тип нейтрино указан явно.



ми нейтрино могут сопровождаться и тяжелыми нейтрино, распады которых с образованием e^+e^- -пары могут быть зарегистрированы в детекторе по характерным электро-магнитным ливням.

В основу представленной диссертации положены результаты обработки данных, полученных в beam-dump эксперименте на нейтринном детекторе ИФВЭ-ОИЯИ.

Цель работы.

- Оценка полного сечения образования очарованных частиц в pN -взаимодействиях при энергии протонов 70 ГэВ.
- Поиск распадов тяжелых нейтрино в нейтринном детекторе. Установление верхних пределов на элементы матрицы смешивания тяжелых и легких нейтрино.

Научная новизна и практическая ценность.

- Получена наиболее точная оценка полного сечения образования очарованных частиц в области энергий, близких к порогу их рождения. Измеренное значение может быть использовано для проведения совместного теоретического анализа экспериментальных данных при изучении энергетической зависимости сечения образования очарованных частиц в pN -взаимодействиях.
- Показано, что данные измерений потоков равновесных μ^+ противоречат оценкам полного и дифференциального сечений рождения D^- и \bar{D}^0 -мезонов, полученным на установке БИС-2 [2]. Таким образом, утверждение об аномально большом сечении образования очарованных частиц в NN -столкновениях в околопороговой области энергий не подтвердилось.
- Получены ограничения на элементы матрицы смешивания $|U_{iH}|^2$ для малых значений массы тяжелого нейтрино.
- Разработан программный модуль, позволяющий определять заряд мюона и восстанавливать его импульс. Модуль вне-

дрен как в программный комплекс предназначенный для off-line анализа данных, так и в программу on-line обработки информации.

Апробация работы и публикации. В диссертации описаны результаты исследований, выполненных в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ с 1989 по 1997 гг. Работы, вошедшие в диссертацию, докладывались на научных семинарах ЛЯП, на рабочих совещаниях по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ и опубликованы: в журналах "Ядерная Физика", "Physics Letters", в препринтах ОИЯИ и ИФВЭ, в материалах рабочих совещаний "Нейтринный детектор ИФВЭ-ОИЯИ".

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в пяти работах.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении показана важность и актуальность работы, сформулированы цели работы, описана структура диссертации и дано краткое содержание отдельных глав.

В первой главе дается краткий обзор современной экспериментальной и теоретической ситуации в изучении образования очарованных частиц в адронных взаимодействиях.

Начинается глава с рассмотрения основных экспериментальных методик, используемых при изучении адронного рождения очарованных частиц. Здесь описываются принципы и идеи лежащие в основе beam-dump экспериментов, экспериментов по поиску пиков в спектре инвариантных масс и так называемых экспериментов второго поколения, отличительной чертой которых является сочетание трекочувствительной мишени (вершинного детектора) со спектрометром вторичных частиц. В пяти таблицах представлены экспериментальные результаты по измерению рождения очарованных частиц в адронных взаимодействиях.

Во втором разделе первой главы обсуждается применение пертурбативной КХД теории к описанию процесса образования с-кварка. Современное состояние теории позволяет проводить такие расчеты с точностью до второго порядка теории возмущений КХД (с точностью до членов имеющих α_s^3 порядок малости, где α_s — бегущая константа сильного взаимодействия). Такие расчеты дают качественное согласие в описании поведения полного сечения образования очарованных частиц от энергии, что несомненно является сильным аргументом в пользу всей теории в целом. Тем не менее, в теоретических предсказаниях имеется целый ряд неопределенностей, и при сравнении расчетов с экспериментальными данными необходимо принимать во внимание не только экспериментальную ошибку, но и неоднозначность теоретических предсказаний.

Вопросам интерпретации экспериментальных данных в виде удобном для сравнения с результатами теоретических расчетов посвящен последний раздел первой главы. Здесь в виде таблиц приводятся оценки величины σ_{cc} по данным разных экспериментов. Кратко описываются параметризации дифференциальных сечений, используемых экспериментаторами, и их согласие с теоретическими расчетами. Особое внимание уделяется вопросу зависимости сечения от атомного веса мишени. Это особенно важно при сравнении результатов экспериментов с разными мишенями; данные последних экспериментов свидетельствуют о линейной зависимости сечения от атомного веса мишени.

Во второй главе описана постановка beam-dump эксперимента, выполненного на нейтринном канале ускорителя У-70 в Протвино. Схема эксперимента показана на рис. 1. Пучок протонов с энергией 70 ГэВ транспортировался системой магнитооптических элементов и фокусировался на мишень-поглотитель, расположенную непосредственно перед стальным мюонным фильтром. В эксперименте использовались две стальные мишени, конструктивно выполненные так, что их плотности отличались в два раза ($\rho_1 = \rho_{Fe}$ и $\rho_{1/2} = \rho_{Fe}/2$). В ходе эксперимента на мишень с плотностью ρ_1 было сброшено $1,11 \cdot 10^{18}$, а на мишень с плотностью $\rho_{1/2}$ — $0,6 \cdot 10^{18}$ протонов. Сразу за мишенью находился стальной мюонный фильтр

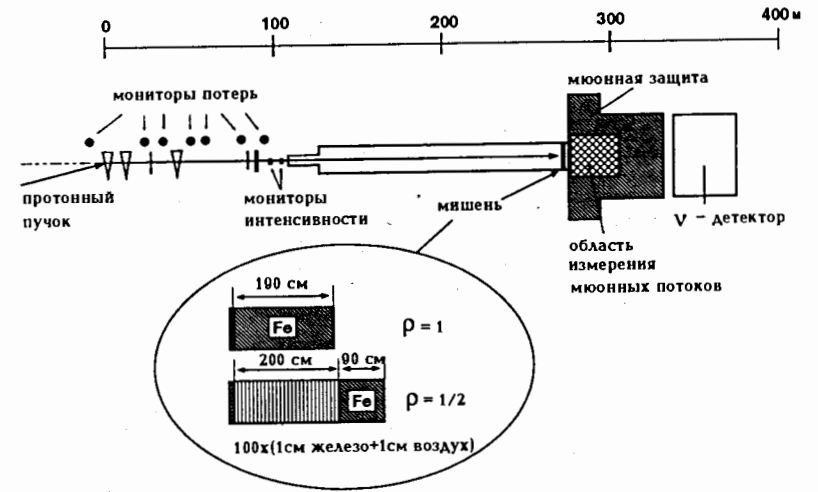


Рис. 1: Схема эксперимента с полным поглощением протонного пучка.

толщиной 54 м, служащий для защиты нейтринного детектора от мюонов, других заряженных частиц и нейтронного фона.

Нейтринный детектор (НД) сотрудничества ИФВЭ-ОИЯИ (см. рис. 2) располагался на расстоянии 3 м за мюонным фильтром. Основными составными частями НД являются мишенная калориметрическая часть и мюонный спектрометр. Мишенная часть детектора состоит из 36 модулей, каждый из которых имеет следующую структуру:

- рамный электромагнит, являющийся несущей конструкцией каждого модуля и служащий для измерения импульса мюонов, проходящих через намагниченное железо рам;
- плоскость жидкосцинтилляционных счетчиков для калориметрических измерений;
- X- и Y- плоскости дрейфовых камер, используемые для регистрации треков заряженных частиц;

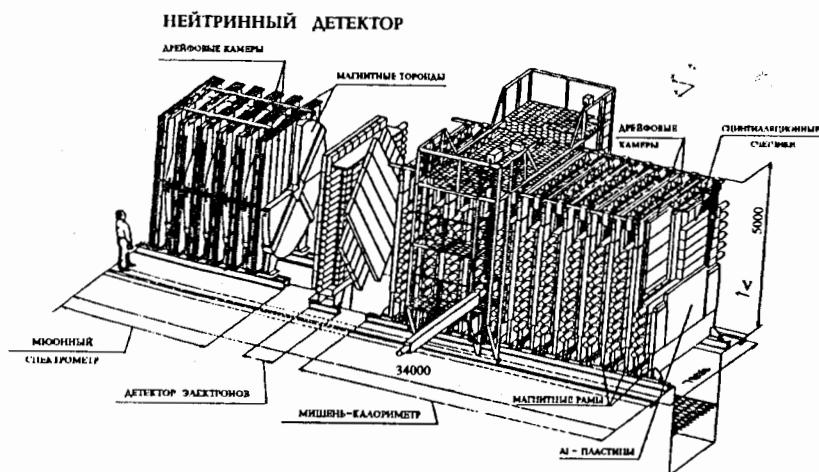


Рис. 2: Общий вид установки "Нейтринный Детектор".

— алюминиевая пластина, находящаяся внутри окна рамного электромагнита для увеличения массы мишенной части. Конструктивно предусмотрена возможность извлечения или замены этих пластин. В настоящем эксперименте были использованы алюминиевые пластины толщиной 5 см.

Один модуль, с учетом алюминиевых пластин, стенок счетчиков и камер содержит в направлении пучка 6,0 см алюминия ($16,2 \text{ г/см}^2$) и 20,0 см жидкого сцинтиллятора ($16,0 \text{ г/см}^2$), что составляет 1,04 радиационной длины и 0,35 ядерной длины поглощения. Протяженность мишени-калориметра составляет $\sim 27,5 \text{ м}$, а полная масса мишени где регистрируются нейтринные взаимодействия $\sim 100 \text{ т}$.

Оконечная часть НД — мюонный спектрометр, предназначенный для измерения импульсов и знаков мюонов, выходящих из мишенной части. Мюонный спектрометр состоит из 13 электромагнитных тороидов каждый диаметром 4 м и толщиной 22 см. В промежутках между тороидами установлено 8 X- и 10 Y- плоскостей дрейфовых камер. Полная длина мюонного спектрометра 7,3 м, из них 286 см — намагниченное железо.

В третьей главе описана программа восстановления импульса мюона, которая использовалась при анализе экспериментальных данных. Приведен алгоритм работы программы и особенности его программной реализации.

Точность восстановления импульса мюона оценивалось отношением $\delta P = (P - P_{MC})/P_{MC}$, где P_{MC} — исходный (смоделированный), а P — восстановленный импульс мюона. На рис. 3а. приведено распределение δP , полученное при обработке смоделированных событий. Эффективность определения знака заряда мюона определялось отношением $\epsilon = N_{\pm}/N_{\Sigma}$, где N_{\pm} — количество мюонов с неправильно восстановленным знаком, а N_{Σ} — полное число мюонов с восстановленным импульсом. Значение ϵ можно уменьшить введением обрезания по длине пробега мюона в намагниченном железе детектора L_{Fe}^{cut} . Зависимость величины ϵ от L_{Fe}^{cut} показана на рис. 3б. Величина бина на рис. 3б выбрана 11 см, что немного больше толщины железной рамы в магнитной оболочке детектора, и соответствует половине толщины тороида в мюонном спектрометре.

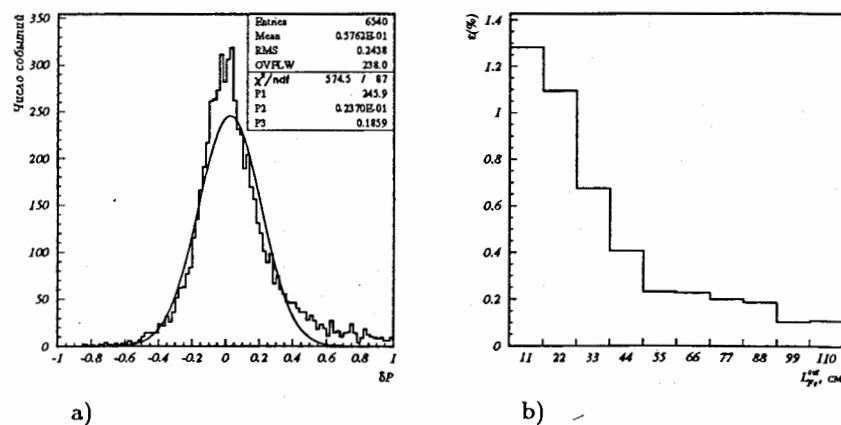


Рис. 3: а) Фит относительной ошибки восстановления импульса мюона $\delta P = (P - P_{MC})/P_{MC}$ распределением Гаусса. б) Зависимость эффективности определения заряда мюона ϵ от длины пробега мюона в намагниченном железе — L_{Fe}^{cut} .

В четвертой главе описана процедура обработки экспериментальных данных и методы выделения сигнала от прямых нейтрино.

Для выделения сигнала от прямых нейтрино были использованы измерения потоков равновесных μ^+ и μ^- -мюонов. Равновесными называются мюоны, рожденные во взаимодействиях нейтрино в стальном мюонном фильтре, установленном перед детектором. Критерии для отбора событий с такими мюонами следующие:

- наличие мюона (т.е. частицы, проходящей не менее 2,5 ядерных длин), входящего в детектор через его передний торец, ограниченный окном $3 \times 3 \text{ м}^2$;
- длина трека мюона в намагниченном железе более 25 см, при этом ошибка в восстановлении знака заряда мюона менее 1%;
- импульс мюона $P_\mu > 3 \text{ ГэВ/с}$.

Число зарегистрированных в детекторе равновесных μ^+ и μ^- , удовлетворяющих этим критериям, приведено в табл. 1, а их импульсные распределения для плотности мишени ρ_1 показаны на рис. 4. Оценка числа взаимодействий прямых нейтрино проводилась двумя различными методами.

1. Метод экстраполяции к бесконечной плотности мишени.

Данный метод выделения сигнала от прямых нейтрино основан на том, что с увеличением плотности мишени ρ нейтринный поток

Таблица 1: Экспериментальные данные о равновесных мюонах и две независимые оценки для мюонов от прямых нейтрино.

	Эксперимент		Мюоны от прямых ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$	
	ρ_1	$\rho_{1/2}$	Экстраполяция к $\rho = \infty$	Вычитание фона. Только для ρ_1
p.o.t.	$1,11 \cdot 10^{18}$	$0,6 \cdot 10^{18}$	10^{18}	10^{18}
μ^-	1631 ± 40	1748 ± 42	$-47 \pm 105 \pm 61$	$72 \pm 36 \pm 140$
μ^+	308 ± 18	314 ± 18	$19 \pm 45 \pm 11$	$28 \pm 16 \pm 25$

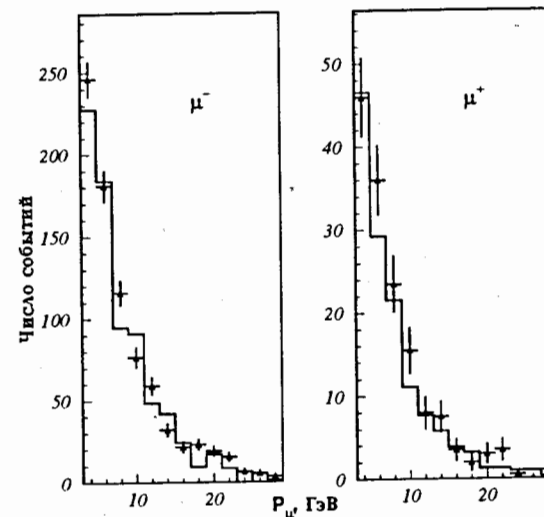


Рис. 4: Импульсные распределения μ^- и μ^+ для мишени с плотностью ρ_1 (\blacktriangle) в сравнении с моделированием (гистограмма).

от распадов π и K -мезонов падает как $1/\rho$, в то время как поток нейтрино от распадов очарованных частиц остается постоянным. Искомый сигнал можно найти линейной экстраполяцией к бесконечной плотности мишени. Если N_1 и $N_{1/2}$ — количество нейтринных взаимодействий, нормированное на одинаковый поток протонов для плотностей ρ_1 и $\rho_{1/2}$ соответственно, то количество взаимодействий с участием прямых нейтрино определяется формулой:

$$N_0 = 2N_1 - N_{1/2} - \rho(N_{1/2} - N_1),$$

где ρ — фактор, учитывающий неполное развитие адронного каскада в мишени с плотностью $\rho_{1/2}$. Величина ρ была определена на основе моделирования с помощью программы GEANT и для энергий нейтрино $5 \text{ ГэВ} < E_\nu < 20 \text{ ГэВ}$ составила $\rho = 0,05 \pm 0,02$.

Расчитанное указанным способом число мюонов от взаимодействий прямых нейтрино, нормированное на 10^{18} протонов, приве-

дено в таблице 1. Систематические ошибки, указанные в таблице, учитывают погрешность в измерении интенсивности протонного пучка (1%), неопределенность в относительной плотности мишеней (ошибку в ρ) и ошибку в восстановлении заряда мюона (1%).

2. Метод вычитания фона.

В отличие от предыдущего, этот метод требует знания потоков фоновых ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$, образующихся в распадах π и K -мезонов. Число взаимодействий от прямых нейтрино получается вычитанием числа смоделированных взаимодействий фоновых нейтрино из экспериментально наблюдаемого полного числа событий.

Спектры фоновых потоков ν_μ вычислялись двумя способами:

- по экспериментально измеренным выходам π^+ и K^+ -мезонов на ядерных мишенях при энергии протонов 67 ГэВ [3] с последующей коррекцией, учитывающей измерения распределений мюонных потоков в разрезах стального поглотителя [4];
- с помощью программы GEANT. При моделировании учитывалось не только рождение мезонов от первого взаимодействия в мишени, но и от последующих каскадов.

Совпадение результатов расчетов с точностью 5% служит хорошим показателем надежности полученных спектров фоновых нейтрино.

Сравнение смоделированных импульсных распределений равновесных μ^+ и μ^- с экспериментально полученными спектрами мюонов для мишени с плотностью ρ_1 показано на рис. 4. В табл. 1 приведены числа взаимодействий прямых нейтрино, рассчитанные методом вычитания. Использовались данные лишь для ρ_1 , где нет неопределенности, связанной с учетом утечки каскадов и вычислением эффективной плотности мишени. Систематическая ошибка данного метода, обусловленная погрешностями в определении нейтринных спектров и в описании взаимодействия нейтрино с веществом, составила 10%.

В пятой главе описаны результаты анализа по оценке полного сечения образования очарованных частиц на основе измеренного

сигнала от прямых нейтрино. Такой анализ опирается на детальное моделирование спектров прямых нейтрино от полулептонных распадов D -мезонов и Λ_c -гиперонов. Используемые при этом предположения о дифференциальных сечениях рождения этих частиц и об их парциальном выходе в значительной мере влияют на точность и обоснованность получаемых результатов.

В данной работе была использована параметризация дифференциального сечения рождения очарованных частиц, теоретически обоснованная А.К.Лиходедом и С.Р.Слабоспицким:

$$\frac{d^3\sigma}{dx_+ dx_- dp_\perp} \simeq [(1-x_+)(1-x_-)]^n \cdot e^{-2,5p_\perp}. \quad (1)$$

Здесь $x_\pm = (E^* \pm p_\parallel^*)/\sqrt{s}$; E^* — энергия очарованной частицы, а p_\parallel^* — ее продольный и p_\perp — поперечный импульс в СЦМ.

Такой вид параметризации наиболее часто используется при относительно низких энергиях. Хорошим обоснованием такого выбора может служить сравнение этой параметризации с результатами расчетов по КХД теории (см. рис. 5). Наилучшим образом КХД расчеты описываются параметризацией (1) при значении параметра $n = 4,5$ (штрих-пунктир). Меньшее значение параметра $n = 3,5$ (пунктирная кривая), используемое в параметризации Лиходеда-Слабоспицкого для D^- и \bar{D}^0 -мезонов, может быть объяснено эффектами адронизации.

Полулептонные распады очарованных частиц с образованием ν_μ моделировались с помощью программы JETSET 7.2, учитывающей моды распада на 3, 4 и 5 частиц. Рассчитанное ожидаемое число μ^- от взаимодействий прямых нейтрино, нормированное на 10^{18} сброшенных на мишень протонов составило 15,6, а число μ^+ от взаимодействий прямых антинейтрино составило 11,7. Сопоставление этих чисел с данными, приведенными в табл. 1, позволяет вычислить величину сечения образования очарованных частиц. Полученные методами вычитания и экстраполяции величины согласуются между собой. Усредненная величина полного сечения равна $\sigma_{\text{св}}(pN) = 1,6 \pm 1,6$ мкбн/нуклон.

Результаты эксперимента по поиску прямых электронных ней-

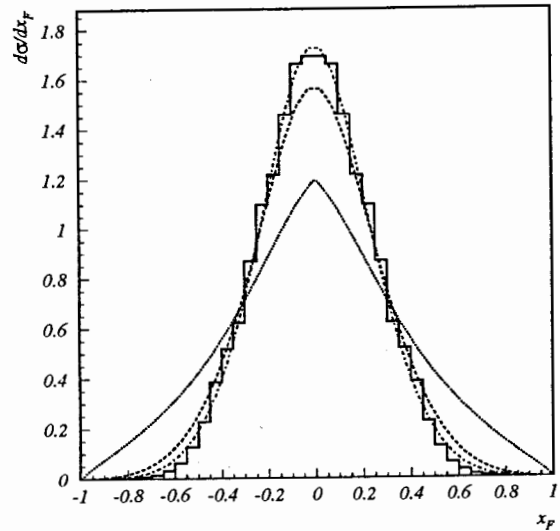


Рис. 5: Дифференциальное сечение рождения \bar{c} -кварка. Сплошная кривая (гистограмма) — КХД расчеты. Пунктир — параметризация Лиходеда–Слабоспицкого для D^- мезонов с параметром $n = 3, 5$. Штрих-пунктир — $n = 4, 5$. Точечная кривая — результат, полученный БИС-2 для D^- мезонов. Все распределения нормированы на единичную площадь.

трино в нейтринном детекторе ИФВЭ–ОИЯИ были опубликованы ранее [5]. При выделении прямых ν_e также использовались два независимых метода — экстраполяции и вычитания. Полное сечение образования очарованных частиц составило: $\sigma_{c\bar{c}}(pN) = -0,50 \pm 1,67$ мкбн/нуклон (метод вычитания) и $\sigma_{c\bar{c}}(pN) = 4,8 \pm 3,8$ мкбн/нуклон (метод экстраполяции). Согласие результатов измерений полного сечения образования очарованных частиц, полученных независимыми методами на основании сигнала от различных типов прямых нейтрино позволяет использовать усредненное значение: $\sigma_{c\bar{c}}(pN) = 0,9 \pm 1,1$ мкбн/нуклон.

На рис. 6 собраны экспериментальные данные по полным сечени-

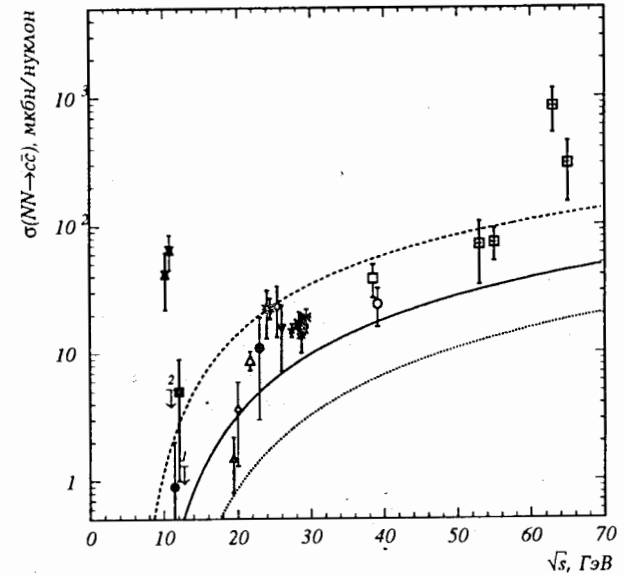


Рис. 6: Полное сечение образования очарованных частиц в pN и nN -взаимодействиях. Экспериментальные данные для припороговой области энергий: ■ — искровой спектрометр ИТЭФ [1]; ▣ — БИС-2 [2]; ● — настоящая работа; 1 и 2 — верхние границы сечения (90% CL) полученные в работах [6] и [7] соответственно. Другие экспериментальные данные (см. [8, 9]): ▲ — NA32; ◇ — NA25; △ — E769; ⊕ — E630; ▼ — NA16; ★ — NA27; □ — E653; ○ — E743; ⊞ — ISR; × — результаты beam-dump экспериментов в CERN и FNAL. Непрерывные кривые — теоретические расчеты по КХД: сплошная линия — $m_c = 1,5$ ГэВ; пунктир — $m_c = 1,2$ ГэВ; точечная — $m_c = 1,8$ ГэВ.

ям образования очарованных частиц в pN и nN -взаимодействиях. Здесь же показаны результаты КХД расчетов, выполненных с точностью до α_s^3 , при значениях массы очарованного кварка $m_c = 1, 2; 1, 5; \text{ и } 1, 8$ ГэВ. Видно, что полученная нами оценка в целом со-

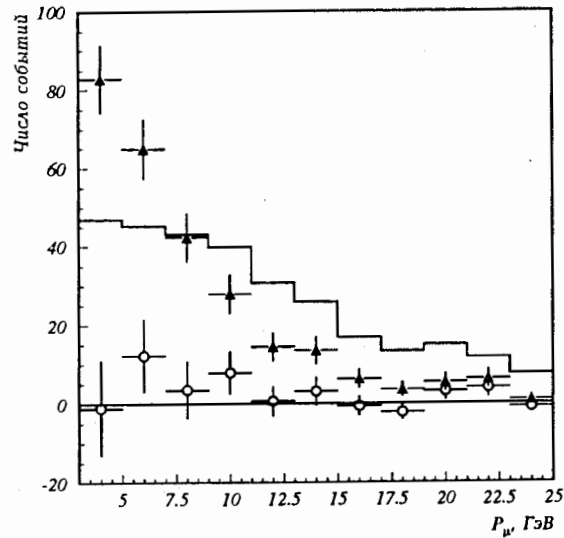


Рис. 7: Ожидаемый спектр равновесных μ^+ от прямых антинейтрино, вычисленный по данным БИС-2 (гистограмма), в сравнении со спектром μ^+ от прямых антинейтрино, полученным из анализа экспериментальных данных в настоящей работе (o). Точки \blacktriangle — экспериментальный спектр всех равновесных μ^+ . Все спектры нормированы на 10^{18} сброшенных на мишень протонов.

гласуется с результатами других экспериментов и не противоречит предсказаниям КХД. Однако, все эти результаты не удается согласовать с данными БИС-2 [2], которые превышают наши данные и лежат намного выше теоретических предсказаний.

Для более детального сравнения с результатами БИС-2 было проведено моделирование процесса рождения D^- и \bar{D}^0 -мезонов в условиях нашего эксперимента, но с параметрами, описывающими процесс образования очарованных частиц, приведенными в работах [2]. Так, например, дифференциальное сечение $d\sigma/dx_F$, измеренное на спектрометре БИС-2 для D^- -мезонов, показано на

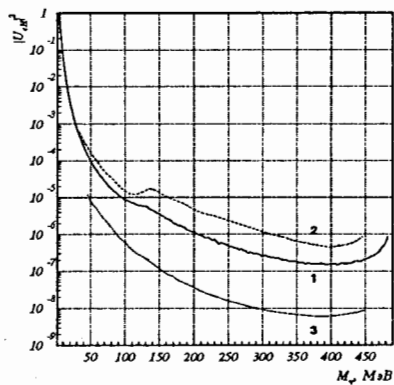
рис. 5 точками. Заметим, что это распределение плохо согласуется с расчетами по КХД. В работах [2] приведены сечения только для области $x_F > 0,5$, поэтому в наших расчетах предполагалось, что в области $\sigma_{c\bar{c}}(x_F < 0,5) = 0$. Это грубое предположение заведомо дает нижнюю границу полного сечения и, соответственно, приводит к заниженной оценке выхода равновесных мюонов от прямых антинейтрино. В результате моделирования был получен ожидаемый спектр выходящих из защиты μ^+ (см. рис. 7), источником которых мы должны были бы считать прямые антинейтрино. Это, предсказанное на основании данных БИС-2, распределение существенно превышает полученные нами оценки числа мюонов от прямых антинейтрино и практически соответствует полному потоку экспериментально зарегистрированных μ^+ .

В шестой главе проводится анализ данных beam-dump эксперимента с целью поиска распадов тяжелого нейтрино по каналу $\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu_e$. Такие распады должны выглядеть в нейтринном детекторе как изолированные электромагнитные ливни без адронного сопровождения и мюонного трека. После выделения событий с изолированными электромагнитными ливнями и использования критериев отбора осталось 1 событие, которое можно считать кандидатом на распад тяжелого нейтрино по изучаемому каналу. Смоделированный методом Монте-Карло фон с учетом критериев отбора событий составил 1,5 события в нормировке на полную статистику. Таким образом, превышения сигнала над фоном в эксперименте не обнаружено. Исходя из этого мы можем установить верхние пределы на элементы матрицы смешивания на 90%-ном уровне достоверности, используя метод, описанный в работе [10]:

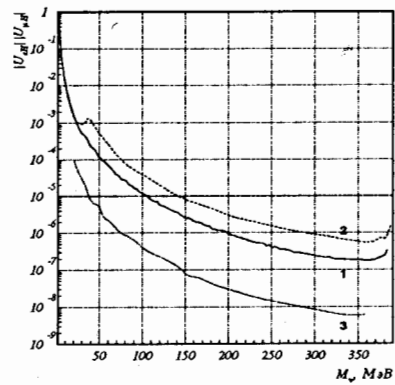
$$(|U_{lH}|^2 \cdot |U_{l'H}|^2)_{upper\ limit} = 3,1 / N_{\nu_H}.$$

Здесь U — унитарная матрица смешивания в лептонном секторе, аналогичная матрице Кабиббо-Кобаяши-Маскава для кварков, а N_{ν_H} — число возможных распадов тяжелых нейтрино в детекторе, вычисленное в предположении, что $|U_{lH}| = |U_{l'H}| = 1$.

На рис. 8 представлены результаты анализа для элементов матрицы смешивания $|U_{eH}|^2$ и $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ соответственно. Для срав-



a)



b)

Рис. 8: Верхние пределы на коэффициент матрицы смешивания а) $|U_{eH}|^2$, б) $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$ на 90%-ном уровне достоверности: 1 — настоящая работа; 2 — результаты коллаборации CHARM [11]; 3 — результаты эксперимента PS191 [12].

нения приведены результаты коллаборации CHARM в пучке широкого спектра [11] и эксперимента PS191 [12]. Более жесткие ограничения, полученные в нашем эксперименте по сравнению с результатами установки CHARM, объясняются меньшим расстоянием от мишени до нейтринного детектора, относительно невысокой энергией протонного пучка, большей протяженностью эффективного объема детектора и лучшими фоновыми условиями. К преимуществам эксперимента следует отнести также и его чувствительность к большим $|U_{IH}|^2 (> 0, 1)$ во всей исследуемой области масс нейтрино. В отличие от экспериментов CHARM и PS191, из-за сравнительно небольшого расстояния от детектора до мишени не происходит заметного ослабления потока тяжелых нейтрино, вызванного их распадами до детектора. Нижняя граница исследуемой области масс тяжелого нейтрино определяется условием $|U_{IH}| \leq 1$ и составляет ~ 5 МэВ для $|U_{eH}|^2$ и ~ 3 МэВ для $|U_{eH}| \cdot |U_{\mu H}|$.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации:

1. Разработан метод определения сечения образования очарованных частиц по измерению потока "равновесных" мюонов от взаимодействия мюонных нейтрино в стальной защите, расположенной непосредственно перед детектором.

Созданы программы расчетов спектров нейтрино, образующихся в полулептонных распадах очарованных частиц и от распада π и K -мезонов. Проведено моделирование процесса взаимодействия нейтрино в стальной защите по каналу заряженного тока.

2. Разработана программа DMUON, позволяющая определять заряд мюона и восстанавливать его импульс по кривизне трека в магнитах нейтринного детектора. Программа включена как в программный комплекс GRAND, предназначенный для off-line анализа данных, так и в программу on-line обработки информации.
3. Числа мюонов от взаимодействий прямых мюонных нейтрино, образованных от распада очарованных частиц, были определены двумя независимыми методами: методом экстраполяции к мишени с бесконечной плотностью и методом вычитания фона мюонов, вызванных взаимодействием нейтрино от распадов π и K -мезонов. Результаты обоих методов согласуются между собой.
4. Полное сечение рождения очарованных частиц в pN -взаимодействиях при энергии протонов 70 ГэВ, определенное только по равновесным мюонам, составляет:

$$\sigma_{cc}(pN) = 1,6 \pm 1,6 \text{ мкбн/нуклон.}$$
5. Величина сечения образования очарованных частиц в pN -взаимодействиях при энергии протонов 70 ГэВ ($\sqrt{s} = 11,5$ ГэВ),

усредненная по результатам измерений с прямыми мюонными и прямыми электронными нейтрино [5], равна:

$$\sigma_{\bar{\nu}_e}(pN) = 0,9 \pm 1,1 \text{ мкбн/нуклон},$$

что соответствует верхней границе сечения $\sigma_{\bar{\nu}_e}(pN) < 2,3$ мкбн/нуклон с 90% уровнем достоверности. Полученное значение является наиболее точной оценкой сечения рождения очарованных частиц для энергий близких к порогу их образования и противоречит утверждениям об аномально большом (40 – 50 мкбн/нуклон) сечении рождения очарованных частиц в pN -столкновениях в околороговой области энергий.

6. Показано, что величина полного сечения и использованная нами параметризация дифференциального сечения рождения очарованных частиц качественно согласуются с теоретическими КХД расчетами, выполненными с точностью до α_s^3 по константе сильного взаимодействия.
7. Данные, полученные в beam-dump эксперименте, были проанализированы с целью поиска распадов тяжелого нейтрино (нейтрального лептона) в интервале масс (3–493) МэВ по каналу $\nu_H \rightarrow e^+ + e^- + \nu_e$. В качестве источников тяжелых нейтрино были рассмотрены распады π и K -мезонов до их поглощения в веществе мишени:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H, \pi^+ \rightarrow e^+ \nu_H \text{ и } K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H, K^+ \rightarrow e^+ \nu_H.$$

Установлены верхние пределы на элементы матрицы смешивания тяжелого нейтрино с легкими нейтрино ν_e и ν_μ (рис. 8). Полученные ограничения являются более жесткими по сравнению с результатами коллаборации CHARM.

Материалы диссертации опубликованы в работах:

1. Н.И.Божко, А.А.Борисов, А.П.Бугорский, А.С.Вовенко, В.Н.Горячев, Ю.А.Зудин, М.М.Кирсанов, А.С.Кожин, В.И.Кравцов, А.А.Кузнецов, А.В.Куликов, В.В.Липаев, А.И.Мухин, В.Н.Рыченков, Ю.И.Соломатин, Ю.М.Сапунов, Ю.М.Свиридов, А.В.Сидоров, В.В.Сытник, В.Л.Тумаков, Р.М.Фахрутдинов, С.К.Черниченко, К.Е.Шестерманов, Г.Л.Щукин, Д.Киш, З.Яки, Л.С.Барабаш, С.А.Баранов, Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.Ю.Валуев, О.Ю.Денисов, М.Ю.Казаринов, А.Г.Карев, О.Л.Климов, О.М.Кузнецов, Е.А.Ладыгин, В.В.Люков, Ю.А.Нефёдов, В.П.Обудовский, Б.А.Попов, С.Н.Прахов, В.И.Снятков "Поиск прямых мюонных нейтрино во взаимодействиях 70 ГэВ протонов с ядрами железа" Препринт ИФВЭ 92-110, Протвино, 1992.
2. S.Varanov, Y.Batusov, S.Bunyatov, O.Klimov, V.Lyukov, Y.Nefedov, V.Popov, V.Valuev, A.Borisov, V.Goryachev, M.Kirsanov, A.Kozhin, V.Kravtsov, A.Spiridonov, V.Tumakov, A.Vovenko, D.Kiss "Search for heavy neutrinos at the IHEP-JINR Neutrino Detector" Phys. Lett. В 302, p.336-340, 1993.
3. Л.С.Барабаш, С.А.Баранов, Ю.А.Батусов, А.А.Борисов, С.А.Бунятов, В.Ю.Валуев, А.С.Вовенко, В.Н.Горячев, О.Ю.Денисов, Ю.А.Зудин, М.Ю.Казаринов, А.Г.Карев, М.М.Кирсанов, О.Л.Климов, А.С.Кожин, В.И.Кравцов, В.В.Липаев, В.В.Люков, П.В.Мойсенз, А.И.Мухин, Ю.А.Нефёдов, Б.А.Попов, С.Н.Прахов, Ю.И.Соломатин, Ю.М.Свиридов, В.И.Снятков, В.Л.Тумаков, С.К.Черниченко, К.Е.Шестерманов, Г.Л.Щукин "Поиск мюонных антинейтрино от распада очарованных частиц на нейтринном детекторе ИФВЭ-ОИЯИ в эксперименте по полному поглощению железом протонного пучка с энергией 70 ГэВ" Ядерная Физика 57, стр.2050-56, 1994.
4. Ю.А.Нефёдов "Программа восстановления импульса мюона в

нейтринном детекторе ИВФЭ–ОИЯИ” Препринт ОИЯИ Р10-95-422, Дубна, 1995.

5. С.А.Бунятов, Ю.А.Нефёдов ”Сечение образования очарованных частиц в pN -взаимодействиях при 70 ГэВ по результатам протонного beam-dump эксперимента на нейтринном детекторе ИВФЭ–ОИЯИ” Ядерная Физика **60**, стр.1045-48, 1997.

Литература

- [1] Asratyan A.E. et al., Phys. Lett. **В 79**, p.497, 1978.
- [2] Aleev A.N. et al., Z. Phys. **С 23**, p.333, 1984; **С 37**, p.243, 1988; Алеев А.Н. и др., Ядерная Физика **56**, вып.9, стр.147, 1993.
- [3] Божко Н.И. и др., Ядерная Физика **31**, стр.1246, 1980.
- [4] Belikov S.V. et al., Preprint *ИЯЭ 90-180*, Protvino, 1990.
- [5] Blümlein J. et.al., Phys.Lett. **В279**, p.405, 1992.
- [6] Аммосов В.В. и др., Ядерная Физика **53**, стр.999, 1991.
- [7] Беликов С.В. и др., Ядерная Физика **58**, стр.1993, 1995.
- [8] Tavernier S.P.K. Rep. Prog. Phys. **50**, p.1439, 1987.
- [9] Frixione S. et al., Nucl. Phys. **В 432**, p.453, 1994.
- [10] Particle Data Group, Phys. Rev. **Д 54**, 1996.
- [11] Bergsma F. et al., Phys. Lett. **В 128**, p.361, 1983; Dorenbosch J. et al., Phys. Lett. **В 166**, p.473, 1986.
- [12] Bernardi G. et al., Phys. Lett. **В 166**, p.479, 1983; **В 203**, p.332, 1988.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 марта 1998 года.