

C-506



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

1-94-60

СМИРНОВ
Георгий Иванович

УДК 539.125.1; 539.143

**ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ
НУКЛОНОВ И ЯДЕР В ЭКСПЕРИМЕНТАХ
ПО ГЛУБОКОНЕУПРУГОМУ РАССЕЯНИЮ
МЮОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

Специальность: 01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1994

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
академик
доктор физико-математических наук,
профессор
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

А.М.Балдин

Л.Г.Ландсберг

В.Д.Хованский

Ведущая организация:

ФИАН им. П.Н.Лебедева, г.Москва

Защита состоится " 76 " мая 1994 г. в " " часов
на заседании Специализированного совета Д-047.01.06 при Лабора-
тории сверхвысоких энергий Объединенного института ядерных иссле-
дований, г.Дубна, Московская область.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного
института ядерных исследований.

Автореферат разослан:

" 31 " марта 1994 г.

Ученый секретарь Совета,
кандидат физико-математических наук


В.Г.Кривохижин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

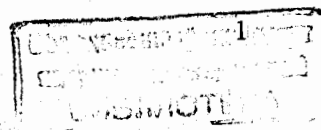
Важнейшим источником экспериментальной информации, на осно-
ве которой строятся представления о строении материи и, в частно-
сти, о структуре нуклона, являются опыты по рассеянию лептонов на
нуклонах и ядрах. При этом неизменно актуальны эксперименты, ко-
торые позволяют достичь больших значений квадрата передаваемого
4-импульса Q^2 и расширить область изменения Бьеркеновской пере-
менной x .

Новые возможности для изучения структуры нуклонов и ядер от-
крылись в конце 70-х годов в Европейском центре ядерных исследо-
ваний ЦЕРН, где на ускорителе СПС был создан интенсивный пучок
мюонов с максимальной энергией 300 ГэВ. Измерения структурных
функций (СФ) нуклонов $F_2(x, Q^2)$ и $R(x, Q^2)$ в новом диапазоне энер-
гий позволяли достичь значений Q^2 на порядок величины больших,
чем в предшествующих опытах на электронном ускорителе СЛАК.
С другой стороны, опыты на пучке мюонов обещали существенно по-
высить точность измерений СФ по сравнению с опытами в нейтрин-
ных пучках при тех же энергиях, что позволило бы осуществить про-
верку ряда положений кварк-партоновой модели (КПМ) и квантовой
хромодинамики (КХД).

Необходимость получения новых данных по СФ нуклонов для раз-
вития физики элементарных частиц послужила основанием для созда-
ния уникального магнитного спектрометра БЦДМС. Полученные с
его помощью результаты, в частности, по проблеме искажения СФ
свободного нуклона ядерной средой дали небывалый импульс разви-
тию теоретических исследований, инициировали новые эксперименты
по изучению структуры нуклонов и ядер.

Основная цель работы

Целью диссертационной работы являлись экспериментальные ис-
следования структурных функций связанных в ядре нуклонов мето-
дом ГНР мюонов, сопоставление полученных результатов с данными
других экспериментов и теоретическими расчетами, а также изучение
возможностей расширения области исследований структурных функ-
ций ядер в опытах по ГНР лептонов. В том числе ставились следую-
щие задачи:



1) Измерения с высокой статистической точностью и минимальными систематическими ошибками отношений структурных функций ядер азота и дейтерия (F_2^N/F_2^D) и ядер железа и дейтерия (F_2^{Fe}/F_2^D), а также количественных характеристик искажений структурных функций свободного нуклона ядерной средой для проверки и дальнейшего изучения *эффекта ЕМС*;

2) Измерение структурной функции ядра углерода вблизи границы однонуклонной кинематики в эксперименте по ГНР мюонов с энергией 200 ГэВ.

Научная новизна работы

Получены новые экспериментальные данные по ГНР мюонов на ядрах с помощью новой уникальной методики.

Экспериментальные данные получены в области больших значений квадрата передаваемого 4-импульса — $30 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 280 \text{ ГэВ}^2$, недоступной при использовании других методик регистрации ГНР лептонов на имевшихся в период проведения исследований пучках лептонов.

Получены прецизионные результаты измерения отношений структурных функций нуклона в ядрах железа и дейтерия, азота и дейтерия, отличающиеся существенно меньшими статистическими и систематическими погрешностями, чем результаты предшествующих экспериментов.

Впервые при значениях $Q^2 > 20 \text{ ГэВ}^2$ выполнены исследования влияния ядерной среды на структуру связанных нуклонов в зависимости от атомной массы ядра и переменных Q^2 и x .

Результаты исследований искажений структурных функций свободного нуклона ядерной средой стали первым правильным измерением эффекта ЕМС при больших значениях Q^2 в широкой области переменной x от 0,06 до 0,7, подтвержденные впоследствии другими экспериментами.

Впервые в области больших значений Q^2 ($Q^2 > 60 \text{ ГэВ}^2$) измерена структурная функция ядра при $x \geq 1$.

Научно-практическая ценность полученных результатов

Развиты методы обработки и анализа экспериментальных данных, регистрируемых большими спектрометрами, которые могут быть использованы и используются в других экспериментах.

Результаты исследования влияния ядерной среды на структуру связанных в ядре нуклонов продемонстрировали на кварковом уровне связь между структурой свободного нуклона и структурой ядра, являвшихся прежде предметами независимых исследований. Чрезвычайная важность этих результатов стимулировала быстрое развертывание новых исследований, в том числе в области $x < 0,1$, а также развитие теоретического аппарата для их объяснения. Измеренные количественные характеристики искажений, вносимых ядерной средой в структуру нуклона, уже сейчас применяются для анализа результатов экспериментов, выполненных с ядерными мишенями, в частности, результатов измерения спинзависимых структурных функций нуклона.

Подтверждены предсказания кварковых моделей о виде структурной функции ядра при $x > 1$. Опровергнуты ряд моделей, предсказывавших большое ($F_2^A \sim 10^{-3}$) значение структурной функции ядра при $x=1$. Получено первое экспериментальное подтверждение гипотезы кумулятивного ядерного эффекта в экспериментах с лептонами. Результаты измерения структурной функции ядра углерода позволяют установить связь с результатами экспериментов по изучению структуры ядер в адрон-адронных взаимодействиях, а также планировать проведение новых экспериментов по измерению структурных функций ядер, например, на электронном пучке ускорителя СЛАК, мюонном пучке ускорителя СПС ЦЕРН или Фермилаб США, а также на проектируемых комплексах УНК и ЛНС.

Вся совокупность результатов, полученных в диссертационной работе, является важным материалом для теоретических исследований, в частности, для работ в области кварковой теории ядерной материи.

Апробация работы

Результаты, вошедшие в диссертацию, докладывались автором на научных семинарах Лаборатории высоких энергий ОИЯИ и Института теоретической и экспериментальной физики, на научных Сессиях отделения ядерной физики АН СССР, на Рабочем Совещании по проблемам физики ядра, ЛИЯФ, Гатчина, 1989 г., на X Междунар. семинаре по проблемам физики высоких энергий, релятивистской ядерной физики и КХД, Дубна, 1990 г., на Междунар. рабочем совещании "Дубна Дейтрон - 91", 1991 г., на Междунар. рабочем совещании "Перспективы физики сильных взаимодействий при высоких энергиях на ускорителях адронов", Фермилаб, США, 1993 г. Материалы, со-

державшиеся в диссертации докладывались также на 20-й, 22-й и 23-й Международных конференциях по физике высоких энергий (1980, 1984 и 1986 гг.).

Публикации

Основное содержание диссертации отражено в 15 публикациях, список которых приведен в настоящем автореферате.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, семи глав и заключения. Она содержит 212 страниц текста, 74 рисунка и список литературы из 190 наименований.

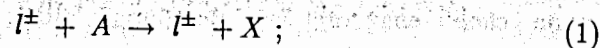
СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении обосновывается актуальность и раскрывается содержание темы диссертации, формулируется цель работы, ее новизна и научно-практическая ценность; дан план диссертации.

В первой главе дано краткое изложение истории изучения структуры нуклонов с помощью экспериментов в лептонных пучках, которое помогает очертить круг задач современного этапа исследований структуры нуклонов и ядер. Вводятся основные обозначения, используемые в диссертации.

Приведены формулы, связывающие измеряемые сечения ГНР лептонов со структурными функциями нуклона $F_i(x, Q^2)$, где $i = 1, 2, 3$, и $R(x, Q^2)$. В свою очередь, СФ нуклона с помощью формул КПМ связаны с функциями распределения кварков в нуклоне.

До появления публикации сотрудничества ЕМС об обнаружении отличия в x -зависимости структурных функций дейтерия и железа твердые (ядерные) мишени в опытах по исследованию ГНР лептонов использовались не для изучения структуры ядер, а с целью повышения светимости экспериментальной установки. Основанием для этого был ряд экспериментальных указаний на то, что в большей части кинематической области сечения реакций



на ядре A прямо пропорциональны сумме сечений на отдельных нуклонах, составляющих это ядро. Здесь l — налетающий лептон, X — нерегистрируемые продукты реакции.

Для значений $x < 0,05$ ожидалось, что эффекты экранирования уменьшат сечение глубоконеупругого рассеяния на ядре по сравнению со свободным нуклоном:

$$\sigma^A < A\sigma^N. \quad (2)$$

Напротив, в области $x > 0,7$ ожидалось, что распределение нуклонов в ядре по импульсам может быть представлено в модели ферми-газа нуклонов и, как следствие,

$$\sigma^A > A\sigma^N. \quad (3)$$

Таким образом, для области средних значений $0,05 < x < 0,7$ полагали, что СФ связанного в ядре нуклона $1/A F_2^A(x, Q^2)$ не отличается от СФ свободного нуклона $F_2^N(x, Q^2)$, а последняя с высокой степенью точности выражается через СФ ядра дейтерия:

$$F_2^N(x, Q^2) = 1/A F_2^A(x, Q^2), \quad (4)$$

$$F_2^N(x, Q^2) \equiv 1/2 (F_2^p(x, Q^2) + F_2^n(x, Q^2)) = 1/2 F_2^D(x, Q^2). \quad (5)$$

Из (4) и (5) следовало, что отношение отнормированных на число нуклонов в ядре структурных функций ядра A и дейтерия должно совпадать с единицей. Невысокая статистическая и, в особенности, систематическая точность измерения СФ нуклонов в экспериментах по ГНР лептонов в течение многих лет не позволяла составить достоверное представление о выполнимости соотношений (2) — (5), а также ряда других предположений о влиянии ядерной среды на структуру свободного нуклона. Впервые о нарушении (4) сообщила коллаборация ЕМС, обнаружившая, что

$$r^A(x) \equiv F_2^A(x)/F_2^D(x) \neq 1, \quad (6)$$

а уменьшается от $\approx 1,15$ до $\approx 0,83$ при увеличении x от 0,07 до 0,65.

Однако, этот результат, получивший название *эффекта ЕМС*, был подтвержден в опытах группы СЛАК-МИТ лишь в части кинематической области $x > 0,3$ и при $Q^2 < 20$ ГэВ². При $x < 0,3$ результаты двух экспериментов противоречили друг другу; причем данные СЛАК-МИТ указывали на отсутствие ядерных эффектов в этой

области. Кроме того, результат СЛАК-МИТ касался соотношения между сечениями ГНР электронов на дейтерии и на более тяжелых ядрах, а не соотношения между структурными функциями. Противоречия между этими двумя опытами определили в значительной степени программу наших экспериментальных исследований ядерных эффектов в СФ связанных в ядре нуклонов при $x < 0,7$.

С помощью выполненных нами расчетов [4, 5] показано, что при изучении ядерных эффектов в структурных функциях $F_2(x, Q^2)$ в области $x < 0,3$ определяющую роль играет точность измерения структурной функции $R(x, Q^2)$ и, в частности, ее зависимость от атомной массы A . Этот результат послужил обоснованием для постановки в СЛАК опытов по измерению $R(x, A)$ при $Q^2 < 20 \text{ ГэВ}^2$.

С момента введения А.М.Балдиным понятия структурной функции ядра в 1980 г. область $x > 1$ рассматривается как наиболее важная для понимания проблемы кварковой структуры ядер. Однако, развертывание исследований ядерных эффектов в СФ нуклонов и измерение СФ ядер в этой области затруднено рядом методических проблем. Выполненное в Главе 1 рассмотрение слабых сторон и недостатков опытов СЛАК, ЕМС и ранних опытов БЦДМС дает возможность сформулировать требования, которые должны предъявляться к установкам, создаваемым для опытов в области $x \geq 1$.

Во второй главе описан спектрометр БЦДМС, применявшийся в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию мюонов с энергиями от 120 до 280 ГэВ на ядрах, составивших основу исследований, вошедших в диссертационную работу.

Экспериментальная установка представляет собой тороидальный магнитный спектрометр длиной 50 м, в центральном отверстии которого размещаются модули мишеней. Тороидальные железные диски намагничены до состояния насыщения, так что магнитное поле внутри железа с хорошей точностью составляет 2 Тесла. Все частицы, за исключением мюонов, которые образуются в реакции ГНР и достигают тороида, поглощаются в его толще после нескольких длин соударения. В большей доле случаев только один рассеянный мюон продолжает свою траекторию в веществе спектрометра, вследствие чего установка является детектором одной вторичной частицы. Принцип работы спектрометра состоит в том, что вторичные мюоны, знак заряда которых совпадает со знаком заряда первичных мюонов, фо-

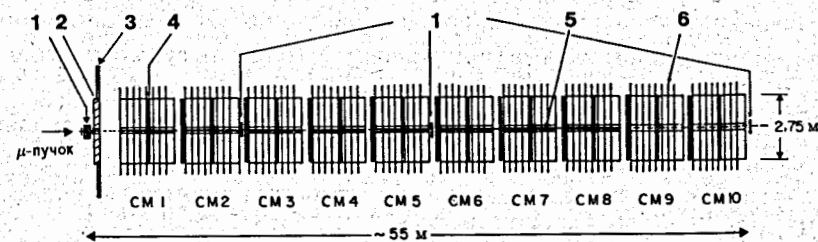


Рис.1. Схематический вид спектрометра БЦДМС (установка "С"): 1 — пучковые годоскопы; 2 — экран из железа; 3 — счетчики антисовпадений; 4 — сегментированные триггерные счетчики (19 плоскостей); 5 — углеродная мишень (8 модулей); 6 — МПП-камеры (80 плоскостей).

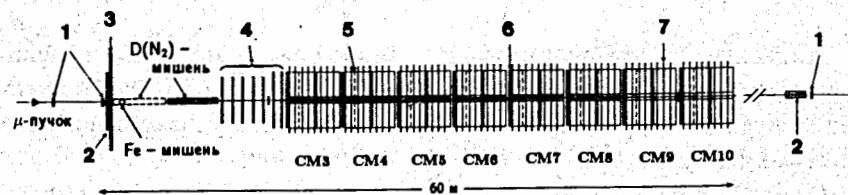


Рис.2. Схематический вид спектрометра БЦДМС (установка "Д"): 1 — пучковые годоскопы; 2 — экран из железа; 3 — счетчики антисовпадений; 4 — гексагональные МПП-камеры; 5 — мозаичные триггерные счетчики (восемь плоскостей); 6 — сегментированные триггерные счетчики (16 плоскостей); 7 — МПП-камеры (64 плоскости)

кусируются магнитным полем таким образом, что совершают периодические осцилляции внутри намагниченных железных дисков. Если пренебречь эффектами потерь энергии вторичным мюоном и многократного кулоновского рассеяния (МКР), то осцилляции симметричны по отношению к оси спектрометра, что обеспечивает удержание мюонов в намагниченном железе (при условии, что амплитуда осцилляций не превышает радиуса дисков).

Для набора данных на углеродной мишени применялась установка "С", схема которой приведена на рис.1. Набор данных на дейтериевой, азотной и железной мишенях осуществлялся с помощью установки "Д", показанной на рис.2.

Спектрометр установки "С" ("Д") составлен из десяти (восьми) идентичных супермодулей, каждый длиной 5,25 м, расположенных вдоль оси пучка с промежутками от 40 до 60 см. Эти промежутки необходимы для размещения токонесущих шин обмотки магнита, для подключения системы заполнения криогенных мишеней (установка "Д") жидким водородом, дейтерием или азотом, а также для размещения пучковых годоскопов. Каждый из супермодулей (рис.2.3) содержит:

- (а) отдельный модуль мишени;
- (б) намагниченное железо и обмотку магнита;
- (в) многопроволочные пропорциональные камеры (МППК) для определения траектории рассеянного мюона;
- (г) триггерные счетчики (ТС) для запуска спектрометра.

Приведена схема формирования мюонного пучка и его основные параметры. Описана система подавления гало пучка, предназначенная для снижения загрузки спектрометра мюонами, не удовлетворяющими требованиям триггера.

Описана конструкция детекторов, входящих в состав спектрометра БЦДМС и протяженных мишеней, составляющих одну из главных методических особенностей настоящего эксперимента. Полная длина углеродной мишени в установке "С" составляет 40,1 м, а криогенная мишень установки "Д" вмещает соответственно 48 или 112 кг жидкого водорода или дейтерия.

К основным преимуществам применявшейся методики по сравнению с другими опытами по исследованию процессов ГНР лептонов на ядрах относятся высокая светимость спектрометра и надежность идентификации трека рассеянного мюона.

Эти преимущества, однако, приобретены ценой ряда ограничений для методики измерения сечений процесса ГНР мюонов. Так, например, применение железного сердечника для магнитного спектрометра оставляет лишь те задачи, где исследуется образование мюонов в конечном состоянии. Во-вторых, многократное кулоновское рассеяние, которое испытывают вторичные мюоны в железном сердечнике, приводит к случайным искажениям траектории мюона в магнитном поле и, следовательно, к снижению точности определения его импульса.

Другое серьезное ограничение связано с необходимостью помещения обмотки магнита вдоль всей мишени, а также самой протяженной мишени в части пространства, куда испускаются вторичные мюоны. В результате, из-за невозможности перекрыть детекторами весь угловой интервал, в котором могут находиться рассеянные мюоны, эффективность спектрометра для углов $\theta < \theta_{min}$ равна нулю. Угол θ_{min} для установки "С" составляет 20 мрад, а для установки "Д" — 10 мрад.

Применение в спектрометре БЦДМС протяженных мишеней потребовало создания особой конструкции триггерной системы, которая обеспечивает одинаковые заданные условия регистрации событий на всей длине мишени. Вследствие этого была выбрана модульная система, названная "распределенным триггером", в которой каждому супермодулю спектрометра соответствовала своя триггерная станция. Описана логика формирования триггера 1-го и 2-го уровней, а также его особенности для установок "С" и "Д".

В третьей главе излагается процедура регистрации экспериментальных данных в опытах с углеродной, азотной, дейтериевой и железной мишенями и методика определения потока первичных мюонов. Всего было зарегистрировано около 1,5 млн. событий на углеродной мишени, 80 тыс. на азотной, 490 тыс. на дейтериевой и 480 тыс. на железной мишенях. Точность определения потока мюонов, прошедших через мишень, составила от 1 до 2,5%.

Модульность спектрометра БЦДМС и его протяженных мишеней обеспечивают возможность одновременного получения данных на различных по ядерному составу мишенях. При этом достигаются оптимальные условия для минимизации систематических погрешностей относительных измерений, которые неизбежны при традиционной постановке из-за неопределенностей в калибровках энергии первичных и рассеянных мюонов, в эффективностях детекторов и в относитель-

ной нормировке. Эти методические преимущества были использованы нами в опытах по одновременному облучению дейтериевой и железной, а также азотной и железной мишеней. Приведены конфигурации расположения мишеней в спектрометре в ходе набора данных и при проведении фоновых измерений [3].

Описаны опыты по регистрации событий фоновых процессов, в том числе и событий ГНР, обусловленных взаимодействиями первичных мюонов со стенками контейнеров дейтериевой и азотной мишеней. Точность определения примеси фоновых событий, образованных на стенках мишеней, составила 0,2 — 0,3 %. Суммарный фон физических процессов, имитирующих образование ГНР мюонов в мишени, (распады на лету π и K - мезонов и другие реакции) не превышает 0,1 % от полного числа событий, отобранных для определения структурных функций.

Точность учета потерь энергии налетающим и рассеянным мюонами при реконструкции кинематики реакции ГНР мюонов приобретает особенное значение для опытов со спектрометром типа БЦДМС.

Мы отказались от общепринятой процедуры учета потерь для мюонов с энергией порядка 10 — 300 ГэВ, по двум причинам: во-первых, табличные значения потерь энергий были получены теоретическими расчетами задолго до появления пучков мюонов высоких энергий и, во-вторых, отсутствовала их экспериментальная проверка в большей части энергетического диапазона. Разработанный нами подход состоял в:

(1) разработке процедуры расчета случайных потерь энергии на основе наиболее современных подходов к вычислениям сечений процессов ионизационных потерь, тормозного излучения, образования e^+e^- -пар и ядерных процессов;

(2) проведении измерений спектров потерь энергии мюонами в образцах из железа и углерода и проверке качества согласия экспериментальных результатов с теоретическими расчетами.

Проверка результатов расчета интегральных потерь осуществлялась в отдельном эксперименте, выполненном при четырех значениях энергии пучков положительных и отрицательных мюонов, проходящих через образцы поглощающего вещества [8]. Измеренные спектры потерь энергии мюонов, сравнивались со спектрами, рассчитанными с помощью Монте Карло. Результаты сравнения, приведенные для одного из опытов на рис.3, свидетельствуют о превосходном согласии теоретических расчетов (включая процедуру их применения) и

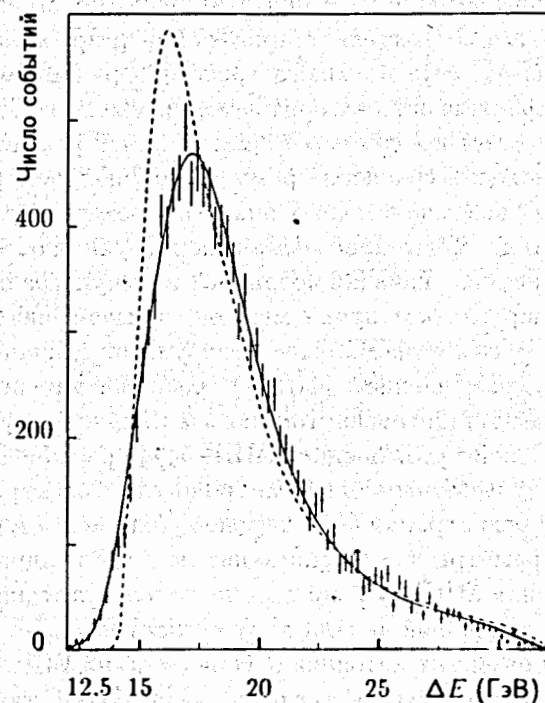


Рис.3. Спектр потерь энергии пучковыми мюонами ($E=120$ ГэВ) в образце железа длиной 930 см. Сплошной и пунктирной линиями показаны, соответственно, результаты теоретических расчетов с учетом и без учета экспериментального разрешения и эффективности регистрации

результатов эксперимента.

В четвертой главе описана обработка полученных экспериментальных данных, включающая распознавание мюонных треков в спектрометре БЦДМС, геометрическую реконструкцию событий и определение кинематических переменных, а также вычисление эффективностей детекторов.

Вследствие того, что частицы адронного ливня, сопровождающего реакцию ГНР мюона, быстро поглощаются в железе, из которого изготовлен магнит спектрометра, уже через 2 — 3 метра после вершины в спектрометре остается только трек рассеянного мюона. Кроме этого,

мюонный трек легко распознается благодаря высокой избыточности координатной информации: в каждой из проекций имеется один отсчет на 1,2 м. Эти обстоятельства позволили разработать надежный алгоритм распознавания мюонного трека программным путем. Найдено, что неэффективность алгоритма не превышает 1%.

Проверка работы программы геометрической реконструкции осуществлялась методом сравнения результатов, полученных в ходе обработки данных вспомогательных опытов, с результатами моделирования. Было найдено, что программа реконструкции обеспечивает несмещенность средних значений координат и импульсов по отношению к известным параметрам пучка мюонов, применявшегося для этих опытов. В то же самое время были обнаружены дополнительные (не объясняющиеся разрешением МППК) срабатывания проволочек камер вблизи траектории мюона. Как показал анализ результатов этих опытов, эффективное разрешение МППК $\sigma_{\phi\phi}$, расположенных в промежутках между железными дисками магнитного спектрометра, ухудшается за счет регистрации δ -электронов. Если исходить из того, что увеличение параметра $\sigma_{\phi\phi}$ происходит за счет квадратичного сложения разрешения МППК σ , определенного в отсутствие вещества на пути мюона, с величиной вклада σ' от δ -электронов, то $\sigma' \approx 0,1$ см.

Излагается развитая методика отбора событий ГНР мюонов, обеспечивающая как высокую эффективность обработки, так и практически полное подавление фоновых событий.

В пятой главе приведено описание методики определения СФ нуклонов и ядер в условиях искажений, вносимых аппаратурой, и результаты, полученные на углеродной мишени в области $x < 0,8$. Излагается процедура моделирования эксперимента, а также аргументы, обосновывающие возможность ее применения для анализа данных в исследуемой области переменных x и Q^2 .

Минимизация погрешностей, вносимых в обработку данных расчетами эффективности спектрометра по методу Монте Карло, была достигнута моделированием потерь энергии мюонами не в среднем, а статистическим методом. С этой целью разыгрывание потерь энергии ΔE мюоном в ходе его трассировки осуществлялось в соответствии с дифференциальными сечениями процессов ионизации, тормозного излучения, образования e^+e^- пар и ядерных реакций. Были использованы наиболее современные теоретические и феноменологические расче-

ты сечений этих процессов. Проверка всей системы расчетов, описанная в главе 3, доказала правильность разработанного метода и предоставила материал для оценок возможных систематических ошибок.

Расчеты эффектов МКР мюонов были выполнены в двух подходах — Гаусса и Мольера. Показано, что различия в функциях распределения случайного угла МКР, присущие этим двум рассмотрением, не сказываются на точности определения параметров реконструированных событий ГНР мюона во всей исследуемой области x и Q^2 .

Описан используемый метод выделения борновской амплитуды ГНР мюона на нуклоне и ядрах с помощью вычисления радиационных поправок (РП).

В результате обработки данных, полученных на углеродной мишени при энергии мюонов 120, 200 и 280 ГэВ [1, 2], было отобрано около 1,5 млн. "хороших" событий [11, 12]. Благодаря большому числу событий, мы имели возможность вводить жесткие критерии отбора без ущерба для статистической точности результата, уменьшая в то же самое время систематические погрешности.

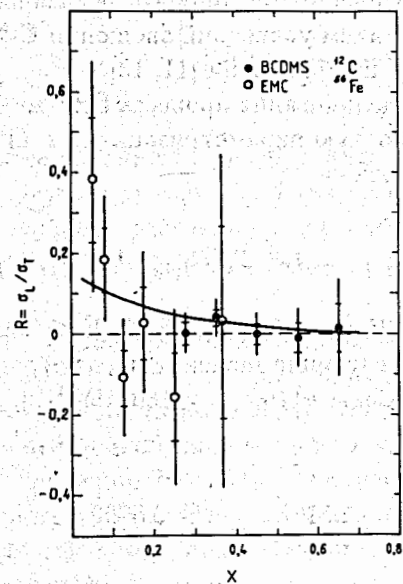


Рис.4. Структурная функция $R(x)$ (черные точки). Светлыми точками показаны результаты опыта EMC на железной мишени. Внутренние отрезки соответствуют величине статистических погрешностей, а внешние — добавленным к ним линейно систематическим ошибкам. Сплошной кривой показано предсказание КХД-модели.

Структурная функция $R = \sigma_L / \sigma_T$ определялась с помощью метода наименьших квадратов. В качестве условия определения значения R

требовалось достижение наилучшего согласия между всеми тремя наборами данных, рассматриваемых в каждом из интервалов переменной x . При этом мы считали, что в интервале $40 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 200 \text{ ГэВ}^2$ СФ $R(x)$ не зависит от Q^2 . Основанием для этого служит выполненное в рамках КХД рассмотрение СФ $R(x, Q^2)$, предсказывающее слабую (логарифмическую) зависимость этой СФ от Q^2 .

Усредненное по всей изучаемой области переменной x значение R , которое соответствует среднему значению $Q^2 = 60 \text{ ГэВ}^2$, составляет $R = 0,015 \pm 0,013_{\text{стат}} \pm 0,026_{\text{сист}}$.

На рис.4. приведены экспериментальные и вычисленные в КХД модели (сплошная кривая) значения $R(x)$. Для сравнения на рис.4 приведены значения $R(x)$, определенные в опыте ЕМС. Результаты обоих экспериментов хорошо согласуются как с использованным выше предположением $R = 0$, так и с расчетами в модели КХД. Этот факт дает основание воспользоваться параметризацией R , полученной в модели КХД, для объединения данных при трех значениях энергии и определения единого набора значений $F_2(x, Q^2)$, который показан на рис.5.

Приведенные на рис.5 данные отчетливо демонстрируют нарушение скейлинга во всех x -интервалах. Сплошными линиями показаны расчеты СФ нуклона, полученные решением уравнений эволюции СФ в несинглетном по ароматам кварков f приближении [11, 13].

В ряде случаев, в частности, для моделирования процесса ГНР мюонов на ядрах, удобно использовать простую параметризацию x и Q^2 -зависимости СФ связанного в ядре нуклона:

$$F_2^C(x, Q^2) \equiv F_2^f(x, Q^2) = (1-x)^a (b + cx + dx^2 + ex^3) (Q^2)^{f+gx} \quad (7)$$

Аппроксимация $F_2(x, Q^2)$ в области $0,25 \leq x \leq 0,8$ и $25 \leq Q^2 \leq 280 \text{ ГэВ}^2$ с помощью выражения (7) дает следующие значения параметров при значении χ^2 на число степеней свободы $\chi^2/\text{ч.с.с.} = 180/159$ [12]:

$$\begin{aligned} a &= 2,5693 & c &= 3,0437 & d &= -5,5172 & e &= 2,5790 \\ b &= 0,2739 & g &= -0,2185 & & & & \\ f &= -0,0303 & & & & & & \end{aligned} \quad (8)$$

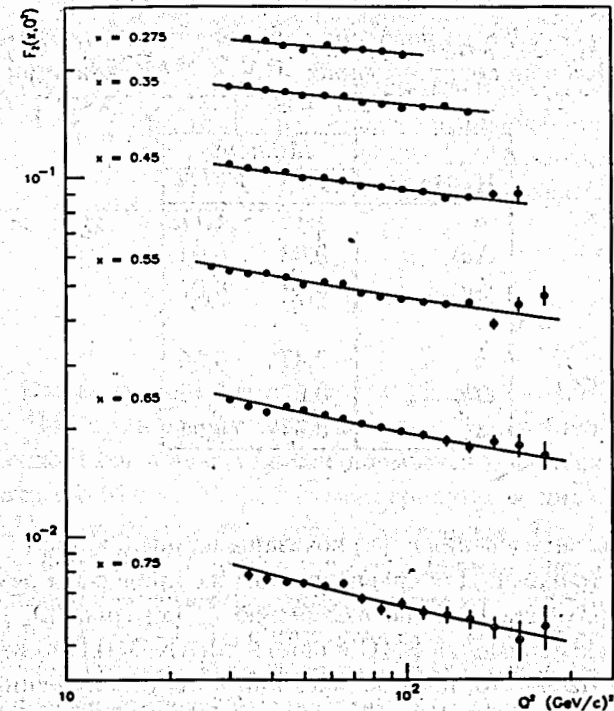


Рис.5. Структурная функция $F_2(x, Q^2)$, полученная объединением результатов измерений при трех энергиях пучка. Сплошными линиями показаны результаты расчета в КХД модели со значением параметра $\lambda_{\overline{MS}} = 230 \text{ МэВ}$

В шестой главе приводятся результаты исследований искажений структуры нуклона окружающей его ядерной средой, или так называемых ядерных эффектов в структурных функциях в области однонуклонной кинематики ($x < 1$). Результаты представляются в виде отношений СФ F_2^A/F_2^D , измеренных в зависимости от значений переменных x , Q^2 и атомной массы A . Показано, что, благодаря выбранной методике, создающей оптимальные условия для проведения относительных измерений значений СФ F_2^A и F_2^D , а также процедуре анализа, проверенной многочисленными калибровками спектрометра, величина систематических погрешностей в отношении $F_2^A(x)/F_2^D(x)$ не превышает 2%.

Таблица 1

Параметры a , b и их погрешности, полученные подгонкой результатов измерений на ядрах ^{14}N и ^{56}Fe зависимостью

$$r^A = a + bx$$

| Параметр | Мишень | |
|--------------------------|--------|--------|
| | N/D | Fe/D |
| a | 1,15 | 1,17 |
| $\Delta a_{\text{стат}}$ | 0,03 | 0,04 |
| $\Delta a_{\text{сист}}$ | 0,01 | 0,01 |
| b | -0,47 | -0,55 |
| $\Delta b_{\text{стат}}$ | 0,07 | 0,10 |
| $\Delta b_{\text{сист}}$ | 0,04 | 0,04 |

Результаты определения $r^A(x)$ показаны на рис.6 и рис.7 сплошными круглыми точками. Для сравнения там же приведены результаты первого эксперимента ЕМС по измерению $r^{Fe}(x)$ (рис.7а), результаты недавнего эксперимента ЕМС и опыта СЛАК-МИТ по измерению $r^C(x)$ (рис.6). На рис.7б, помимо значений $r^{Fe}(x)$, полученных в диссертационной работе, показаны отношения СФ, измеренные в опытах СЛАК на тяжелых ядрах (Fe и Cu).

Сравнение приведенных данных свидетельствует о том, что результаты, полученные нами в области $x > 0,2-0,3$, могут рассматриваться как еще одно (после опытов СЛАК-МИТ) подтверждение эффекта, обнаруженного ЕМС. Количественно это выражено с помощью значений параметров линейного фита результатов измерения $r^N(x)$ и $r^{Fe}(x)$, взятых в интервале $0,2 < x < 0,7$. Полученные по нашим данным значения параметров a и b (Таблица 1) совпадают со значениями, полученными в опытах ЕМС и СЛАК-МИТ.

Заметные отличия от первоначальных результатов ЕМС наблюдаются нами в области $x < 0,3$ как на ядрах азота (рис.6), так и на ядрах железа (рис.7а) [9]. Вместо линейного роста с уменьшением x от 0,3 до 0,06 отношение $r^{Fe}(x)$ выходит на плато. Его отличие

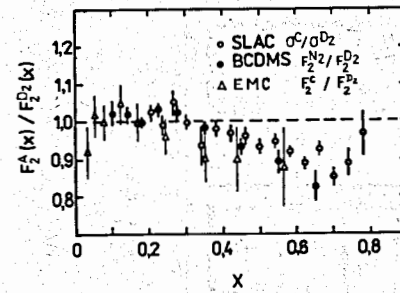


Рис.6. Отношение СФ $r^N(x)$, измеренное в настоящей работе (черные точки). Для сравнения приведены результаты опытов на углеродной/дейтериевой мишенях СЛАК (светлые точки) и ЕМС (треугольники)

от $r^A = 1$ составляет в области $x \simeq 0,06 \div 0,2$ $4,5\% \pm 0,5\%_{\text{стат}} \pm 2,0\%_{\text{сист}}$ [14], где в оценку систематической погрешности включена неопределенность в относительной нормировке данных (1,5%). Еще меньшее отклонение от $r^A = 1$ демонстрируют данные, полученные на ядрах азота, указывая на отсутствие ядерных эффектов в этой кинематической области. С учетом систематических погрешностей мы определили, что вероятность совпадения точек $r^N(x)$, принадлежащих интервалу $0,08 < x < 0,20$, с продолжением в эту область линейной зависимостью (Таблица 1) составляет менее 1% [6].

Нами впервые исследована зависимость отношений r^A от квадрата передаваемого 4-импульса Q^2 . Найдено, что в области $Q^2 > 20$ ГэВ² величина отношений F_2^{Fe}/F_2^D и F_2^N/F_2^D не зависит от Q^2 и согласуется с результатами, полученными в СЛАК при $Q^2 < 20$ ГэВ². Из этого следует, что причина разногласий, наблюдавшихся между опытами ЕМС и СЛАК в области $x < 0,3$, не связана с Q^2 -зависимостью измеряемого отношения и состоит в том, что данные коллаборации ЕМС при $x < 0,3$ ошибочны. Зависимость r^N от Q^2 , полученная из опытов на азотной и дейтериевой мишенях, приведена на рис.8.

Данные, полученные нами на ядрах азота и железа, а также данные опытов в СЛАК для семи других ядер, указывают на слабую A -зависимость эффекта ядерной среды: $r^A \sim A^\alpha$. Параметр $\alpha < 0$ и растет по модулю от 0 ($x = 0,3$) до $\approx 0,05$ ($x = 0,65$). Из этого следует, что СФ легчайшего из ядер — дейтерия, практически идентичны СФ свободного нуклона. Тем не менее важно получить количественную оценку проявлений ядерных эффектов непосредственно из эксперимента на дейтронах. С этой целью нами был выполнен анализ данных [15] ГНР-мюонов на водороде и дейтерии, полученных в опы-

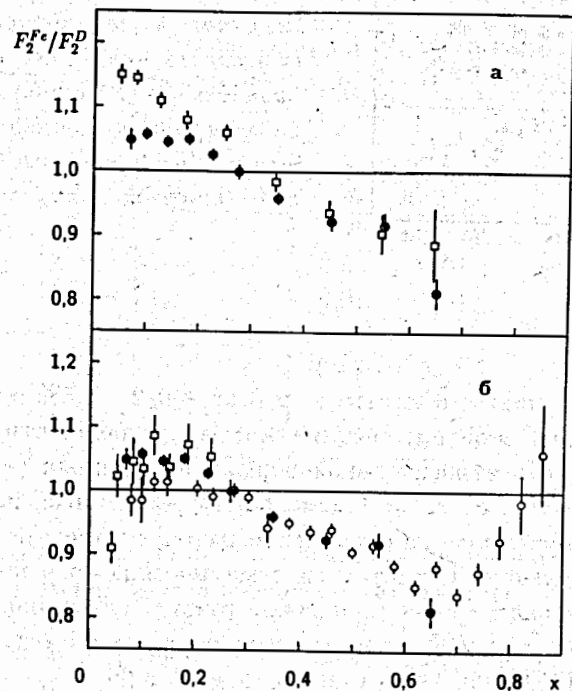


Рис.7. Результаты измерения $r^A(x)$, полученные в настоящей работе (черные точки). Для сравнения приведены результаты опытов ЕМС на железной/дейтериевой мишенях — (а) и опытов СЛАК — (б) на железной (светлые точки) и медной (квадраты) мишенях

тах на спектрометре БЦДМС. Установлено, что ядерные эффекты в дейтроне малы ($< 2 - 3\%$) по сравнению с погрешностями имеющихся экспериментальных данных, и что дальнейшее изучение этих эффектов возможно лишь при условии повышения точности нейтринных экспериментов.

Для объяснения искажений структурной функции свободного нуклона ядерной средой было предложено большое число теоретических моделей. Несмотря на значительные различия, все они могут быть объединены посылкой, что стандартный подход, рассматривающий ядро как систему связанных нуклонов, не является достаточно точным. Действительно, если передача импульса от мюона к ядру доста-

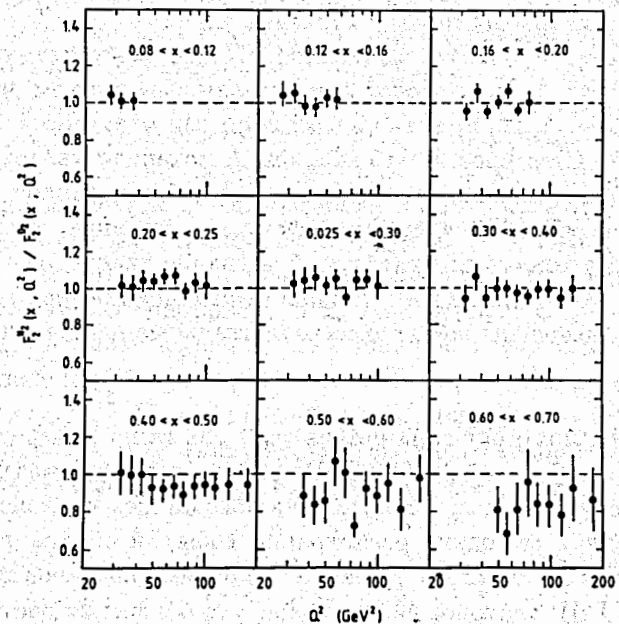


Рис.8. Зависимость r^N от Q^2 , определенная в интервалах по переменной x

точно велика (≥ 1 ГэВ), то ядро должно рассматриваться как релятивистское связанное состояние квантованных полей, т.е. как система с бесконечным числом степеней свободы. "Валентные" нуклоны такой системы несут только часть полного ее импульса (в системе отсчета с бесконечным импульсом). Остальная его часть должна принадлежать "морю" частиц-античастиц (мезонов, кварков, глюонов) из-за эффектов поляризации вакуума (образование и поглощение виртуальных частиц). В результате такого перераспределения уменьшается доля импульса валентных кварков в ядре (на один нуклон) и возрастает доля импульса "морских" кварков и глюонов. Эти общие представления релятивистского связанного состояния едины для всех моделей, которые были предложены для объяснения ЕМС-эффекта.

Как отмечается в обзоре [17], можно выделить четыре основных, отличающихся по существу, подхода, объясняющих рассматриваемое явление с помощью (1) эффектов структуры ядра, (2) изменением мас-

штаба переданного 4-импульса, (3) эффектами пионов в структуре ядра и (4) многокварковыми состояниями в ядрах.

Из сравнения результатов измерения $r^A(x)$ с соответствующими расчетами теоретических моделей нами сделан вывод о том, что наилучшее согласие с экспериментальными данными получено в моделях многокварковых кластеров, и что кварковый механизм является наиболее подходящим кандидатом для описания наблюдавшихся эффектов. Главным в описании ядерных эффектов с помощью кваркового подхода является то, что допускается образование кластеров с числом кварков $N > 3$. Из этого следует, что для решающей проверки кварковых моделей необходимы новые экспериментальные данные при $x \sim 1$ и $x > 1$.

В седьмой главе описаны результаты опыта по измерению СФ ядра углерода в области $Q^2 > 60 \text{ ГэВ}^2$ вблизи и за кинематическим пределом для случая рассеяния мюона на покоящемся нуклоне ($x=1$).

Использованная методика регистрации событий обладает несомненными преимуществами по сравнению с другими постановками экспериментов по ГНР лептонов на ядрах как с точки зрения достижения высокой статистики при $x \rightarrow 1$, так и с точки зрения надежности отбора событий исследуемого процесса.

Экспериментальные данные, включенные в настоящий анализ, существенно являются частью данных, полученных в эксперименте на установке "С" при энергии мюонов 200 ГэВ. Описаны отличительные особенности (по сравнению с анализом в области $x < 0,8$) моделирования событий и вычисления значений СФ. В частности, вводились жесткие критерии отбора событий, исключившие из анализа события ГНР мюонов, параметры которых могли быть в сильной степени искажены эффектами конечного разрешения спектрометра. В результате для анализа СФ было оставлено 74 тыс. событий из более, чем 600 тыс., полученных при этой энергии. Из этого количества 1356 событий реконструированы в области $x > 0,8$.

Для получения распределения моделированных событий $dN^r(x)/dx$ пробная СФ \tilde{F}_2^C вычислялась в соответствии с выражениями

$$\tilde{F}_2^C(x, Q^2) = F_2^f(x, Q^2), \quad x \leq 0,75 \quad (9)$$

$$\tilde{F}_2^C(x, Q^2) = F_2^f(x = 0,75, Q^2) \cdot \exp[-s(x - 0,75)], \quad x > 0,75, \quad (10)$$

а структурная функция $R(x, Q^2)$ полагалась равной нулю. Входящая

в эти выражения функция $F_2^f(x, Q^2)$ определяется формулой (7) с фиксированными параметрами (8); параметр s в формуле (10) — свободный. Основанием для параметризации $F_2^C(x)$ с помощью экспоненты послужили предсказания моделей, описывающих ядерные эффекты в СФ при $x \geq 1$ с помощью малонуклонных корреляций в ядрах или же многокварковых кластеров.

Для исследования Q^2 -зависимости СФ F_2^C кинематическая область была разделена на три интервала по Q^2 : 52 — 70 ГэВ², 70 — 100 ГэВ² и 100 — 200 ГэВ². Результаты вычисления F_2^C , относящиеся к центру соответствующего интервала, показаны на рис.9. Внутри каждого Q^2 -интервала F_2^C подгонялись экспоненциальной зависимостью $\exp(-sx)$; полученные параметры приведены в Таблице 2. В пределах ошибок s не зависит от Q^2 . В то же самое время данные согласуются со слабой зависимостью s от Q^2 (нарушение скейлинга), которая предсказывается пертурбативной моделью КХД и отчетливо проявляется в области $x < 0,8$.

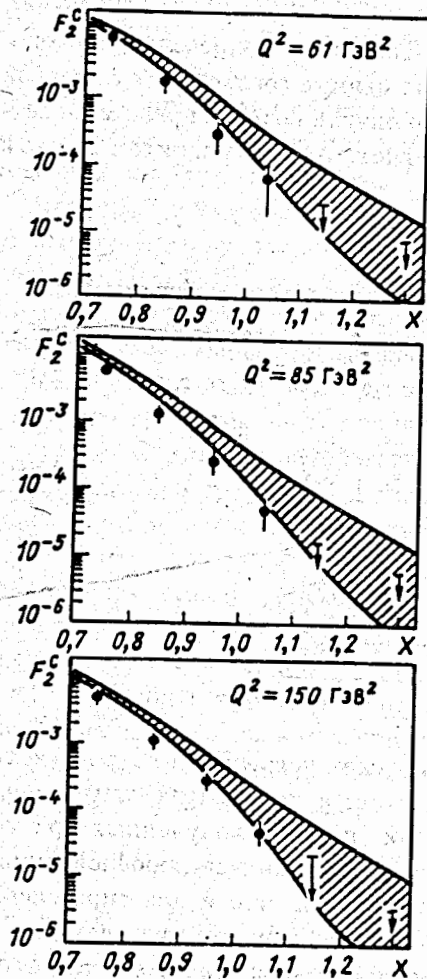
Таблица 2

Параметр наклона s , определенный в области $x > 0,8$. Δs обозначает полную экспериментальную ошибку, включающую статистическую и систематическую погрешности, сложенные квадратично.

| Q^2 (ГэВ ²) | s | Δs |
|------------------------------|------|--------------|
| 52 — 70 | 16.8 | +1.7 -0.6 |
| 70 — 100 | 16.9 | +1.3 -0.6 |
| 100 — 200 | 16.3 | +0.8 -0.6 |
| 52 — 200 | 16.5 | +0.8 -0.6 |

Проводится изучение систематических погрешностей, роль которых может возрастать с приближением к кинематическому порогу $x=1$, в частности, осуществлен анализ данных, полученных при той же энергии первичного пучка мюонов на жидководородной мишени. Для анализа применялся тот же подход, что и для определения $F_2^C(x, Q^2)$ в области $x > 0,8$. Условия регистрации этих данных, за исключением состава вещества мишени, полностью идентичны усло-

виям получения данных на углероде. Вследствие этого, анализ результатов определения СФ протона F_2^p предоставляет наилучшую возможность изучения влияния эффектов разрешения спектрометра и других систематических эффектов на измерение $F_2^C(x, Q^2)$ в области больших значений x , увеличивая тем самым достоверность наблюдения ядерных эффектов, отсутствующих в мишенях, содержащих только протоны.



Внутри охваченной настоящим анализом области $52 < Q^2 < 200$ ГэВ² СФ $F_2^C(x, Q^2)$ достигает в точке $x=1$ значения $(1, 2_{-0,6}^{+0,4}) \cdot 10^{-4}$. Привлекая для интерпретации этого результата модель многокварковых кластеров, в которой $F_2^C(x, Q^2)$ представлена в виде суммы чистой нуклонной и шестикварковой компонент, находим, что величина примеси шестикварковой конфигурации $\sim 5\%$ [16, 18].

Тот факт, что найденное в наших опытах значение $F_2^C(x=1)$ меньше величины, предсказанной рядом кварковых моделей, еще не может рассматриваться как противоречие с кварковым подходом. Это связано с тем, что кварк-глюонный формализм использует ряд параметров, определение которых является задачей экспериментов по ГНР лептонов в области $x > 1$.

Рис.9. Структурная функция ядра F_2^C в зависимости от переменной x , полученная в трех разных интервалах по Q^2

Для сравнения с нашими результатами на рис.9 приведены расчеты Франкфурта и Стрикмана, основанные на предсказании малонуклонных корреляций внутри ядра. Наш вывод, с учетом возможной коррекции параметров, состоит в том, что данные согласуются с рассматриваемой моделью. Важная особенность выполненного сравнения состоит в том, что авторы модели использовали для расчетов $F_2^C(x, Q^2)$ результаты определения структурной функции протона, полученные нами в области $x > 0,4$. Применение наших результатов по измерению F_2^p минимизирует влияние систематических погрешностей определения F_2^C на сравнение с предсказаниями модели.

Полученное в нашем опыте значение параметра $s = 16,5 \pm 0,6$ свидетельствует о том, что ядерные структурные функции убывают с ростом x , значительно быстрее, чем это следует из анализа кумулятивных спектров π^\pm и K^\pm - мезонов. Наклон спектров кумулятивных частиц обычно характеризуют параметром $\langle X \rangle$, связанным с s соотношением $\langle X \rangle = 1/s$. Существуют экспериментальные данные, указывающие на уменьшение $\langle X \rangle$ от 0,14 до 0,105 при увеличении энергии налетающих адронов. На основании этого можно ожидать, что найденное значение s является асимптотическим пределом, достигающимся в опытах по кумулятивному образованию частиц с ростом энергии первичных адронов.

Анализируются методические проблемы, связанные с задачей повышения точности измерения СФ ядер. Существенный прогресс в этой области может быть достигнут в рамках методики тороидального магнитного спектрометра с железным магнитом с помощью регистрации полной энергии адронного ливня, сопровождающего образование ГНР мюона. Предлагается эксперимент по измерению F_2^A , использующий мишень-калориметр [7, 10], что позволит значительно повысить разрешение экспериментальной установки в области переменной $0,8 \leq x \leq 1,5$. Показано, что реализованная в спектрометре БЦМС методика регистрации ГНР мюона может эффективно применяться для организации запуска установки событиями, принадлежащими области больших значений x ($x > 0,5$).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Развита методика обработки и анализа данных, регистрирующихся уникальным магнитным спектрометром с крупнейшей в мире криогенной мишенью:

- разработана методика распознавания элементов трека для случая тороидального модульного магнитного спектрометра, с помощью которой достигнута эффективность автоматического отбора событий ГНР мюонов на уровне $> 99\%$.

- найдено, что эффективное разрешение МППК в условиях регистрации трека μ -мезона, проходящего через железный поглотитель, ухудшается за счет регистрации δ -электронов. Получено численное значение вклада от этого эффекта в координатное разрешение детектора.

- разработана методика анализа и подавления вклада фоновых по отношению к процессу ГНР мюонов событий (гало - мюоны) и реакций распадов на лету π и K - мезонов, чем обеспечено уменьшение примеси фоновых событий до уровня $< 0,1\%$.

2. Впервые в области энергий $E_\mu > 50$ ГэВ выполнены прецизионные измерения потерь энергии ΔE мюонами в веществе и показано, что теоретические расчеты ΔE согласуются с экспериментом с точностью $\leq 1\%$.

3. Разработана методика моделирования процесса ГНР мюонов, регистрация которых осуществляется магнитным спектрометром типа БЦДМС. Минимизация погрешностей, вносимых в обработку данных за счет неточностей моделирования, была достигнута привлечением наиболее детальных на сегодняшний день расчетов потерь энергии и расчетов радиационных поправок.

4. Получены новые экспериментальные данные по глубоконеупругому рассеянию мюонов на нуклонах и ядрах в области больших значений квадрата передаваемого 4-импульса — $30 \text{ ГэВ}^2 < Q^2 < 280 \text{ ГэВ}^2$, недоступные для регистрации с помощью других методик. Всего в опытах с углеродной, азотной, железной и дейтериевой мишенями получено $\sim 2,5$ млн. событий ГНР мюонов.

Использована методика одновременного набора данных на двух мишенях различного ядерного состава, чем достигнуто существенное повышение точности измерения отношений структурных функций F_2^A/F_2^D по сравнению с предшествующими экспериментами, в частности, получено, что систематические погрешности отношения

F_2^A/F_2^D ниже статистических ошибок в соответствующих кинематических интервалах по переменной x .

5. Впервые в области $Q^2 > 20 \text{ ГэВ}^2$ измерены количественные характеристики искажений структурной функции свободного нуклона $F_2(x, Q^2)$ ядерной средой, в частности, определены зависимости отношений F_2^{Fe}/F_2^D и F_2^N/F_2^D от переменных x и Q^2 .

Характер найденной x - зависимости отношения $r^A(x) = F_2^A/F_2^D$ меняется с ростом x от 0,07 до 0,7 следующим образом: $r^A(x) > 1,0$ при $0,07 < x < 0,3$ и $r^A(x) < 1,0$ при $x > 0,3$. Небольшое превышение $r^A(x)$ над единицей (2–4 %) увеличивается с ростом A . При $x > 0,3$ это отношение убывает по линейному закону и достигает значения $\approx 0,8$ при $x = 0,65$.

Полученные результаты означают, что вопреки теоретическим предсказаниям, построенным на модели ферми-движения связанного в ядре нуклона, структурная функция ядра $F_2^A(x)$ не может быть представлена как сумма структурных функций составляющих его нуклонов даже в области $0,2 < x < 0,7$. Тем самым, установлена на кварковом уровне связь между физикой атомного ядра и физикой элементарных частиц.

Найдено, что в области $Q^2 > 20 \text{ ГэВ}^2$ величина отношений F_2^{Fe}/F_2^D и F_2^N/F_2^D не зависит от Q^2 и согласуется с результатами, полученными в СЛАК при $Q^2 < 20 \text{ ГэВ}^2$.

Установлено, что ядерные эффекты в дейтроне малы по сравнению с погрешностями имеющихся экспериментальных данных и что дальнейшее изучение этих эффектов возможно лишь при условии повышения точности нейтринных экспериментов.

Показано, что при исследовании ядерных эффектов в структурных функциях $F_2(x, Q^2)$ в области $x < 0,3$ определяющую роль играет точность измерения структурной функции $R(x, Q^2)$ и, в частности, ее зависимость от атомной массы A .

6. Впервые измерена структурная функция ядра углерода $F_2^C(x, Q^2)$ вблизи границы однонуклонной кинематики $x \sim 1$.

Получено первое экспериментальное подтверждение гипотезы кумулятивного эффекта (наблюдавшегося ранее в адрон-ядерных процессах) в опытах по рассеянию лептонов на ядрах.

Установлено, что предсказания кварковых моделей о величине $F_2^C(x)$ вблизи $x = 1$ выполняются при условии, что величина вклада от шестикварковых конфигураций составляет $\approx 5\%$. Значение $F_2^C(x)$

при $x = 1$, определенное в границах области $52 < Q^2 < 200 \text{ ГэВ}^2$, составляет $(1, 2_{-0,6}^{+0,4}) \cdot 10^{-4}$.

Найдено, что изменение структурной функции ядра ^{12}C при $x \approx 1$ характеризуется экспоненциальной зависимостью $F_2^C(x) \sim \exp(-sx)$ с параметром $s = 16, 5 \pm 0, 6$, что значительно выше, чем получено из анализа кумулятивных спектров π^\pm и K^\pm – мезонов.

7. Выполнен обзор теоретических работ по интерпретации искажений структурной функции свободного нуклона ядерной средой. Отмечено, что (а) наилучшее согласие с экспериментальными данными получено в моделях многокварковых кластеров и что кварковый механизм является наиболее подходящим кандидатом для описания наблюдавшихся эффектов; (б) для решающей проверки кварковых моделей необходимы новые экспериментальные данные при $x \sim 1$ и $x > 1$.

Предложены опыты по измерению структурных функций ядер и методика, позволяющая повысить точность измерений $F_2(x)$ с помощью спектрометра типа БЦДМС.

Основные результаты диссертации опубликованы

в работах : [1], [2], [3], [4], [5], [6], [7], [8], [9], [10], [14], [15], [16], [17], [18].

Список литературы

- [1] Bollini D., Frabetti P.L.,... Smirnov G.I. e.a., Deep inelastic muon-nucleon scattering at high Q^2 , JINR, E1-81-44, Dubna, 1981; Submitted to the XX Intern.Conf. on High Energy Physics, Madison, USA, 1981.
- [2] Bollini D., Frabetti P.L.,... Smirnov G.I. e.a., A measurement of the nucleon structure function from muon carbon deep inelastic scattering at high Q^2 , JINR, E1-81-544, Dubna, 1981; Phys.Lett., 1981, 104B, P.403.
- [3] Benvenuti A.C., Bollini D.,... Smirnov G.I. e.a., Study of nuclear effects in the determination of nucleon structure functions with

heavy targets, Proc. 22d Intern.Conf. on High Energy Physics, Leiptzig, 1984; E1-84-626, JINR, Dubna, 1984.

- [4] Савин И.А., Смирнов Г.И., О ядерных эффектах в глубоко-неупругом рассеянии электронов и мюонов, Краткие сообщ. ОИЯИ, Дубна, 1984, No 2, С.3-7; Доклад на 22-й Междунар.конфер.физ.выс.энергий, No 809, Лейпциг, 1984.
- [5] Savin I.A., Smirnov G.I., Nuclear effects in structure functions and compatibility of experimental results, Phys.Lett., 1984, 145B, P.438-440.
- [6] Bari G., Benvenuti A.C.,... Smirnov G.I. e.a., A measurement of nuclear effects in deep inelastic muon scattering on deuterium, nitrogen and iron targets, Phys.Lett., 1985, 163B, P.282-286; Preprint CERN-EP/85-132, Aug. 20, 1985.
- [7] Baranov S.P., Bardin D.Yu.,... Smirnov G.I., e.a., Study of nucleon structure functions from nuclei up to and beyond the kinematic limit, JINR Communications, E1-85-524, Dubna, 1985; CERN/SPSC-85-44/I166.
- [8] Kopp R., Argento A.,... Smirnov G.I., e.a., A measurement of energy loss distributions of energetic muons in iron, Z.Phys. C., 1985, Vol.28, P.171.
- [9] Benvenuti A.C., Bollini D.,... Smirnov G.I., e.a., New results on nuclear effects in deep inelastic muon scattering on deuterium and iron targets, E1-86-591, JINR, Dubna, 1986; Submitted to 23d Intern.Conf. on High Energy Physics, Berkeley, USA, 17-23 July 1986.
- [10] Bardin D.Yu., Dodokhov V.Kh., ... Smirnov G.I. e.a., Study of nuclear effects in nucleon structure functions up to and beyond the kinematic limit, Czechoslovak Journr. Phys., 1986, B36, P.1288-1302.
- [11] Benvenuti A.C., Bollini D.,... Smirnov G.I., e.a., A high-statistics measurement of the nucleon structure function $F_2(x, Q^2)$ from deep inelastic muon-carbon scattering at high Q^2 , JINR, E1-86-650, Dubna, 1986; Submitted to the 23d Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, USA, 17-23, July 1986.
- [12] Benvenuti A.C., Bollini D., ... Smirnov G.I. e.a., A high statistics measurements of the nucleon structure function $F_2(x, Q^2)$ from deep inelastic muon-carbon scattering at high Q^2 , JINR, E1-87-549, Dubna, 1987; Phys.Lett., 1987, 195B, P.91-96.

- [13] Benvenuti A.C., Bollini D.,... Smirnov G.I. e.a., Test of QCD and a measurement of Λ from scaling violations in the nucleon structure function $F_2(x, Q^2)$ at high Q^2 , Phys.Lett., 1987, 195B, P.97.
- [14] Benvenuti A.C., Bollini D.,... Smirnov G.I. e.a., Nuclear effects in deep inelastic muon scattering on deuterium and iron targets, E1-87-99, JINR, Dubna, 1987; Phys.Lett., 1987, 189B, P.483.
- [15] Ледницки Р., Пешехонов Д.В., Смирнов Г.И., Оценка величины EMC-эффекта в дейтроне, ЯФ, 1990, Т.52, С.865-867.
- [16] Smirnov G.I., Measurement of the structure function $F_2^A(x, Q^2)$ of the bound nucleon in deep inelastic muon scattering from carbon, Proc. Xth Intern. Seminar on High Energy Phys. Problems, Dubna, USSR, 24-29 Sept., 1990, pp.208-213, World Scientific, Eds. A.M.Baldin, V.V.Burov, L.P.Kaptari.
- [17] Савин И.А., Смирнов Г.И., Влияние ядерной среды на структуру связанных нуклонов, ЭЧАЯ, 1991, Т.22, С.1005-1066.
- [18] Benvenuti A.C., Bollini D.,... Smirnov G.I. e.a., Nuclear structure functions in carbon near $x = 1$, E1-93-133, JINR, Dubna, 1993.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 марта 1994 года.