

T-51



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

2-94-111

ТОКАРЕВ
Михаил Владимирович

УДК 539.12, 539.14,
539.17

КОВАРИАНТНЫЙ ПОДХОД В ПЕРЕМЕННЫХ
СВЕТОВОГО КОНУСА И ПРИМЕНЕНИЕ ЕГО
ДЛЯ ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССОВ
С УЧАСТИЕМ ДЕЙТРОНА

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1994

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Александр Евгеньевич
Дорохов

доктор физико-математических наук,
профессор Виктор Викторович
Глаголев

доктор физико-математических наук Алексей Валентинович
Ставинский

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета, г. Москва

Защита диссертации состоится "19" мая 1994 года в "10"³⁰
часов на заседании специализированного совета Д-047.01.02 при Лабо-
ратории высоких энергий Объединенного института ядерных исследо-
ваний по адресу:

141980, г. Дубна Московской области, ЛВЭ ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "8" апреля 1994 г.

Ученый секретарь
специализированного совета М.Ф. Лихачев
доктор физ.-мат. наук, профессор

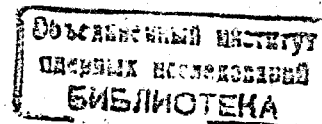
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы.

Поиск закономерностей, обусловленных кварк-глюонной структурой адронов и ядер, изучение релятивистских эффектов представляет актуальную задачу релятивистской ядерной физики.

Своеобразие ядерной физики в области энергий, где импульсы ядерных конstituентов порядка массы нуклона в том, что сами адроны, являющиеся составными частями ядра, обладают внутренней структурой и поэтому естественно встают вопросы: в какой степени ядра могут быть описаны как адронные (нуклонные, мезонные и т.д.) системы, какова роль релятивистских эффектов, каким образом в ядре проявляется кварк-глюонная структура адронов, каковы закономерности перехода от адронных к кварковым степеням свободы. Все эти вопросы неразрывно связаны с решением проблемы релятивистского описания связанных и возбужденных состояний внутриадронной материи. Теоретические трудности решения этой проблемы обусловлены, с одной стороны, невозможностью полностью перейти на кварковый уровень описания ядерных систем в рамках квантовой хромодинамики в силу непертурбативного характера взаимодействия между кварками и глюонами, а с другой - отсутствием последовательной релятивистской адронной теории сильных взаимодействий.

Традиционно ядерные системы в нерелятивистской физике описываются волновыми функциями, являющимися решениями уравнения Шредингера или его модификаций с заданными потенциалами. Однако, использование нерелятивистских уравнений для описания малых межнуклонных расстояний неправомерно, а понятие потенциала в этой области определено плохо. Поэтому требуется введение релятивистских волновых функций (РВФ), удовлетворяющих релятивистским уравнениям. Уравнение Бете - Солшителя является наиболее общим из таких уравнений. Хорошо известны также его приближения - уравнения Гросса, Бланкенбеккера - Шугара, Кадышевского, Логунова - Тавхелидзе. Релятивистские ядерные волновые функции (ВФ), являющиеся решениями этих уравнений представляют собой новый квантово - полевой объект, уже само определение которого представляет известные трудности. Одна из основных задач релятивистской теории ядерных систем заключается в построении таких РВФ, которые бы удовлетворяли общим требованиям релятивистской ковариантности, имели физически простую вероятностную интерпретацию, а в нерелятивистском пределе переходили в известные нереля-



тивистские волновые функции. Построение релятивистской теории ядер даже в терминах нуклонных ВФ представляется реальным лишь для наиболее простых систем, в первую очередь для дейтрона.

С точки зрения квантовой хромодинамики (КХД) дейтрон представляет собой чрезвычайно сложную систему, состоящую как минимум из шести валентных кварков с возможным добавлением кварков моря и глюонов. В то же время нерелятивистская физика с успехом описывает дейтрон как частицу, составленную из протона и нейтрона. Переход между этими описаниями и связанное с ним обнаружение проявления кварковых степеней свободы требуют изучения нуклонных ВФ дейтрона в релятивистской области. Только располагая определенными предсказаниями в рамках нуклонной модели реального дейтрона, учитывающими вклад релятивистских эффектов при описании процессов с его участием, можно по отклонению от них судить о выходе на качественно иной, кварковый структурный уровень описания.

Дейтрон представляет собой наиболее удобный объект для построения релятивистской теории и анализа различных теоретических подходов, применяемых для релятивистского описания ядерных систем. Он является простейшей ядерной системой, состоящей из двух нуклонов с малой энергией связи $\epsilon_D = 2.22$ МэВ. В литературе представлено большое количество экспериментальной информации как в нерелятивистской, так и в релятивистской областях по разнообразным процессам с его участием. Этим объясняется большой интерес, проявляемый к релятивистскому описанию дейтрона. До энергий нескольких гигаэлектрон-вольт имеющиеся экспериментальные факты укладываются в нуклонную картину строения дейтрона и не требуют радикального перехода на кварковый уровень описания. При более высоких энергиях становятся существенны релятивистские эффекты. В ядрах это приводит к тому, что свойства нуклона заметно отличаются от его свойств в свободном состоянии. Вовлечение больших фермиевских импульсов ядерных конstituентов приводит к естественному переходу от адронных к кварковым степеням свободы.

Теория дейтрона развивается уже не одно десятилетие и, тем не менее, интерес к этой системе не только не ослабевает, но в настоящее время значительно усилился благодаря интенсивным экспериментальным и теоретическим исследованиям области малых межнуклонных расстояний, направленным на решение проблемы конфайнмента, поискам новых ядерных эффектов, обусловленных кварк-глюонной структурой ядерной материи и сложной структурой вакуума. Качественно новый этап в исследовании

структуры дейтрона связан с созданием поляризованных пучков релятивистских дейтронов. Это открывает новые возможности и перспективы для изучения поляризационной структуры дейтрона в кумулятивной области и является первым шагом для изучения свойств поляризованной ядерной материи.

В литературе хорошо известны релятивистские подходы: ковариантные подходы Бете-Солпитера и Гросса, операторная формулировка динамики на световом фронте для систем с фиксированным числом частиц, квантово-полевой подход на гиперповерхности светового фронта, динамическое приближение, базирующееся на дисперсионном представлении амплитуды рассеяния, учитывающей пространственно-временную картину взаимодействия, модифицированный дисперсионный подход, ковариантный подход в технике дисперсионного интегрирования по массам составных частиц. Они используются для релятивистского описания дейтрона и процессов с его участием. Развитие альтернативных подходов является актуальной задачей, решение которой позволит выявить преимущества тех или иных подходов в описании процессов, установить общие закономерности изучаемых явлений, проверить теоретические предсказания новых эффектов.

Целью диссертационной работы является развитие ковариантного подхода в переменных светового конуса и применение его для описания широкого круга процессов с участием поляризованного и неполяризованного дейтрона:

1. Общетеоретическое рассмотрение форм-факторов и амплитуд взаимодействия дейтрона при высоких энергиях в переменных светового конуса и построение релятивистской волновой функции дейтрона.
2. Проведение на основе построенной волновой функции расчетов электромагнитных форм-факторов дейтрона, сечений, структурных функций и поляризационных характеристик процессов упругого, глубоко-неупругого лептон-дейтронного рассеяния, эксклюзивной реакции электроразвала дейтрона, упругого протон-дейтронного рассеяния на большие углы, кумулятивного мезообразования и процессов фрагментации дейтрона.
3. Сравнение полученных теоретических результатов с имеющимися экспериментальными данными и их анализ, необходимый для получения новой информации о структуре высокоимпульсной компоненты дейтрона.

4. Предсказание новых эффектов, позволяющих расширить наши представления о структуре дейтрона в высокоимпульсной области и установить связь явлений происходящих в дейтроне с фундаментальными проблемами физики элементарных частиц и релятивистской ядерной физики (проблемой конфайнмента и структуры вакуума).

В диссертации ставится задача показать возможность использования ковариантного подхода в переменных светового конуса для анализа экспериментальных данных широкого круга процессов и теоретически обоснованного планирования новых экспериментов с участием дейтрона на установках ОИЯИ, ИФВЭ, ИТЭФ, СПИЯФ, ИЯФ (Россия), ХФТИ (Украина), ЦЕРН (Швейцария), СЛАК, СЕБАФ (США), ДЕЗИ (Германия), Сакле (Франция), КЕК (Япония) и др.

Научная новизна и практическая ценность работы.

Развит новый релятивистский подход для описания малонуклонной ядерной системы - дейтрона, ковариантный подход в переменных светового конуса. Показана реальная возможность применения этого подхода для описания широкого круга процессов с электромагнитным и сильным взаимодействием с участием дейтрона. Сочетание явно ковариантного описания с преимуществом использования выделенной системы отсчета позволило конструктивно подойти к вопросу о построении РВФ дейтрона, а использование функции Бете-Солпитера, суженной по виртуальности одного из нуклонов на массовую оболочку, позволило уменьшить число независимых РВФ и установить с меньшей неопределенностью структуру компонент ВФ в релятивистской области.

Предложена новая процедура построения (релятивизации) РВФ дейтрона. Она отличается от общепринятой и не сводится к формальной замене аргумента у нерелятивистской волновой функции. Построенная РВФ описывает статические характеристики дейтрона и имеет в качестве нерелятивистского предела известную нерелятивистскую ВФ для парижского потенциала.

Проведен последовательный, в рамках единого подхода, анализ широкого круга процессов с участием поляризованного и неполяризованного дейтрона, который дает основание считать, что ковариантный подход в переменных светового конуса дает адекватное описание этих процессов и весьма перспективен.

В плане практического применения построенные РВФ дейтрона могут быть использованы и используются для релятивистского описания процессов с электромагнитным, слабым и сильным взаимодействием, а также

анализа экспериментальных данных по процессам с участием дейтрона в осуществляемых и планируемых исследованиях в ОИЯИ, ИФВЭ, ИТЭФ, СПИЯФ, ИЯФ (Россия), ХФТИ (Украина), ЦЕРН (Швейцария), СЛАК, СЕБАФ (США), ДЕЗИ (Германия), Сакле (Франция), КЕК (Япония) и др.

Конкретные предсказания по ряду процессов представляют интерес как для экспериментальной проверки, так и для сравнения с результатами, полученными в рамках других релятивистских подходов, что в целом стимулирует дальнейшее развитие релятивистской теории ядерных систем.

Апробация работы и публикации.

Основные материалы диссертации докладывались и обсуждались на специализированном семинаре по релятивистской ядерной физике в ЛВЭ ОИЯИ, семинарах ЛТФ ОИЯИ, ИТЭФ, Санкт-Петербургского университета, на Всесоюзных школах по малочастичным и кварк-адронным системам (Бологое, 1982; Паланга, 1986), Всесоюзных семинарах по электромагнитным взаимодействиям в резонансной области энергий (Харьков, 1983, 1985, 1987), Всесоюзных конференциях по теории систем с сильным взаимодействием (Ленинград, 1983; Киев, 1985; Ташкент 1989), III Симпозиуме "Нуклон-нуклонное и адрон-ядерное взаимодействие при промежуточных энергиях" (Гатчина, 1986) и представлялись на Международных конференциях "Частицы и ядра" (Гейдельберг, 1984; Перуджи, 1993), "Проблемы малого числа тел в физике" (Сендай, 1986; Ванкувер, 1989; Ужгород, 1990; Аделаида, 1992; Харьков, 1992; Амстердам, 1993), "Мезоны и легкие ядра" (Прага, 1988), "Псион-нуклонные и нуклон-нуклонные взаимодействия" (Гатчина, 1989), Международном семинаре по проблемам в физике высоких энергий (Дубна, 1986, 1988, 1990, 1992), Рабочих совещаниях "Дубна Дейтрон" (Дубна, 1991, 1993), "Спиновые явления в физике высоких энергий" (Протвино, 1991, 1993) и опубликованы в 26 работах.

Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, трех глав, включающих 11 параграфов, заключения, двух приложений и списка литературы, содержащего библиографию на 307 наименований. В работе приводятся 43 рисунка, 7 таблиц. Общий объем 180 страниц машинописи.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении представлен обзор литературы по проблеме, обосновы-

вается актуальность и раскрывается содержание темы диссертации, сформулирована цель работы, изложена новизна и научно - практическая значимость полученных результатов, представлен план диссертации.

В первой главе показано, что вершинная часть DNN с одним нуклоном вне массовой оболочки в переменных светового конуса играет роль ВФ при вычислении форм-факторов дейтрона в импульсном приближении. Результат, полученный для скалярных частиц, имеет общий характер. Учет спинов, как показано в последующих главах, не меняет принципиальных выводов. Показано, что амплитуды взаимодействия дейтрона при высоких энергиях также выражаются через ВФ с одним нуклоном на массовой оболочке. Получены формулы для электромагнитных форм-факторов реального дейтрона в релятивистском импульсном приближении. Предложена новая процедура построения (релятивизации) ВФ и построена РВФ дейтрона, согласованная с его статическими свойствами и имеющая нерелятивистский предел в виде ВФ для парижского потенциала.

В §1.1 рассматривается форм-фактор дейтрона $F_\mu(q)$, который в импульсном приближении представляется как интеграл по импульсу виртуального нуклона-спектатора. Показано, что при использовании переменных светового конуса $k_\pm = (k_0 \pm k_z)/\sqrt{2}$ он выражается через вершину Γ с нуклоном-спектатором на массовой оболочке. Показано, что на плоскости комплексного переменного k_- особенности подынтегрального выражения для форм-фактора $F_\mu(q)$ дейтрона происходят из-за особенностей по трем виртуальностям нуклонов k^2 , k_1^2 и k_2^2 , расположенным в областях, где существуют соответствующие промежуточные состояния. Часть этих особенностей (полосные) выделяется явно в виде пропагаторов, остальная - связана с вершинными частями Γ и нуклонным форм-фактором f . В импульсном приближении пренебрегается зависимостью f от виртуальностей k_1^2 и k_2^2 . Рассмотрение областей, содержащих оставшиеся особенности, происходящие от k^2 , k_1^2 и k_2^2 , показывает, что для того чтобы интеграл по k_- был отличным от нуля, необходимо, чтобы особенности по k_- лежали по разные стороны от вещественной оси. Последнее возможно, когда знаки k_+ и p_+ одинаковы. При этом появляется ограничение на область изменения k_+ : $0 \leq k_+ \leq p_+ - k_+$. Замыкание контура интегрирования на особенности по k_- в нижней полуплоскости с учетом вклада нуклонного полюса в соответствие с импульсным приближением, позволяет получить "+" компоненту форм - фактора $F_\mu(q)$. Указанная процедура соответствует выведению нуклона - спектатора на массовую оболочку с учетом ограничения

на область интегрирования по переменной k_+ . Показано, что инвариантный характер этого ограничения обусловлен выбором специальной системы отсчета, в которой $q_+ = 0$. Отмечается, что при выводе $F_+(q)$, с использованием переменных светового конуса, необходимо следить за существованием интегралов. Это обстоятельство диктует выбор именно "+" - компоненты для форм - фактора $F_\mu(q)$. Для форм-фактора скалярного дейтрона получена формула:

$$F(q^2) = \int_0^1 \frac{dx}{2x} \int \frac{d^2 k_\perp}{(2\pi)^3} x f(q^2, k_1^2, k_2^2) \varphi(k_1^2) \varphi(k_2^2),$$

где введена функция $\varphi(k_1^2)$. Переменные k_1^2 и k_2^2 выражаются через скейлинговую переменную $x = k_+/p_+$ и k_\perp . Функция $\varphi(k_1^2)$ выполняет роль ВФ дейтрона: она входит в форм-фактор в такой же форме, как нерелятивистская ВФ в нерелятивистский форм-фактор. Нетривиальными являются только выбор аргументов и область интегрирования. Показано, что условие нормировки форм-фактора дает условие нормировки волновой функции $\varphi(k_1^2)$ и позволяет придать функции φ вероятностное истолкование: квадрат модуля ее дает вероятность обнаружить в релятивистском дейтроне нуклоны с поперечными импульсами $\pm k_\perp$ и долями продольного импульса дейтрона x и $1 - x$ для спектатора и активного нуклона, соответственно.

Показано, что волновая функция $\varphi(k_1^2)$ зависит только от одного аргумента - виртуальности активного нуклона:

$$k_1^2(x, k_\perp) = (1 - x)M^2 + (1 - 1/x)m^2 + k_\perp^2/x.$$

В этом ее главное преимущество по сравнению с ВФ в переменных светового конуса, которые строятся в технике Вайнберга как фоковские компоненты дейтронного состояния на гиперповерхности $x_+ = 0$. В отличие от последних, $\varphi(k_1^2)$ не является симметричной относительно обоих нуклонов. Это обстоятельство естественно с физической точки зрения, поскольку спектатор и активный нуклон играют различные роли в процессе наблюдения. Отмечается, что в приближении, когда зависимостью вершинной части от виртуальности вообще пренебрегается, ВФ сводится к полюсу. В этом случае переменные x и k_\perp объединяются в аргумент $m_\perp^2/[x(1 - x)]$, симметричный относительно замены $x \leftrightarrow 1 - x$. Именно эта величина используется в качестве аргумента у РВФ дейтрона в ряде альтернативных релятивистских подходов.

Ценность использования переменных светового конуса в том, что при вычислении интеграла для форм-фактора F_μ необходимо помимо полюса

нуклона-спектратора учитывать еще два полюса активного нуклона, отвечающих процессу рождения нуклон-антинуклонных пар из вакуума. Вклад этих полюсов сокращает часть вклада от полюса нуклона-спектратора, отвечающую области $k_+ > p_+$, и приводит к возникновению ограничения $k_+ < p_+$ в точном результате. При малых значениях q^2 этот вклад мал, однако его роль растет с ростом q^2 , так что он становится вполне ощутим при релятивистских q^2 . Использование переменных светового конуса позволяет учесть этот вклад автоматически и строго в виде условия $k_+ < p_+$ под знаком интеграла в выражении для $F_+(q)$.

В §1.2 показано, что результаты, полученные для форм-фактора, могут быть распространены на более сложные амплитуды взаимодействия дейтрона при высоких энергиях. В том случае, когда энергия дейтрона велика, амплитуды взаимодействия дейтрона удается выразить через введенные волновые функции $\varphi(k_1^2)$, связанные с вершинами DNN с нуклоном-спектратором на массовой оболочке.

Показано, что амплитуда рассеяния произвольной скалярной частицы (h) на дейтроне (D) в импульсном приближении записывается в виде интеграла по импульсу виртуального нуклона-спектратора

$$A_D^h = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i} \cdot a_N^h(l_1, k_1, q) \cdot \frac{\Gamma(k^2, k_1^2) \cdot \Gamma(k^2, k_2^2)}{(m^2 - k_1^2)(m^2 - k^2)(m^2 - k_2^2)}$$

Амплитуда a_N^h описывает рассеяние частицы h с импульсом l_1 на составляющем виртуальном нуклоне с импульсом k_1 и является функцией четырех переменных $s_1 = (l_1 + k_1)^2$, q^2 , k_1^2 и $k_2^2 = (k_1 + q)^2$.

При вычислении амплитуды A_D^h в переменных светового конуса рассматривается интеграл по k_- . Показано, что на плоскости комплексного переменного k_- в дополнение к прежним особенностям для форм-фактора появятся две новые, происходящие от правого и левого разрезов амплитуды a_N^h как функции s_1 . В общем случае переход от форм-фактора к амплитудам приводит к тому, что наряду с полюсом от спектратора приходится учитывать и другие особенности подынтегрального выражения от амплитуды a_N^h и, тем самым, строгое выведение спектратора на массовую оболочку оказывается невозможным. Положение упрощается при переходе в область больших энергий. Показано, что положение этих особенностей относительно вещественной оси полностью совпадает с уже рассмотренными для случая форм-фактора: вне области $0 \leq k_+ \leq p_+$ они лежат там же, где особенность k^2 , а внутри этой области они лежат сверху от вещественной оси. Поэтому вклад дает только указанная область зна-

чений k_+ и значение интеграла по k_- дается вычетом в полюсе, происходящем от спектратора. Показано, что с учетом $x = k_+/p_+$, амплитуда рассеяния на дейтроне A_D^h при высоких энергиях в импульсном приближении выражается через амплитуду рассеяния на составляющем нуклоне a_N^h и введенную волновую функцию $\varphi(k_1^2)$, связанную с вершинной функцией Γ с нуклоном-спектратором на массовой оболочке. Как и в случае форм-фактора, в импульсном приближении пренебрегается зависимостью амплитуды a_N^h от виртуальностей k_1^2 и k_2^2 .

Полученный результат непосредственно обобщается на более сложные амплитуды взаимодействия с участием дейтрона при высоких энергиях. Конкретные приложения приведены в последующих главах.

В §1.3 описана процедура построения (релятивизации) РВФ реального дейтрона.

При учете спинов ВФ дейтрона ψ_α , определенная как DNN вершина с одним из нуклонов на массовой оболочке с включенными пропагаторами активного нуклона, является вектором по спину и матрицей 4x4 по спиновым индексам нуклонов. Тогда структура волновой функции ψ_α окажется такой же, как у стандартной векторной вершины спинорного нуклона с начальным или конечным нуклоном на массовой оболочке:

$$\psi_\alpha = k_\alpha [u_1 + u_2(m + \hat{k})] + \gamma_\alpha [u_3 + u_4(m + \hat{k})].$$

Здесь k и m - импульс и масса активного нуклона, $u_i(k^2)$ - скалярные компоненты ВФ дейтрона. Следуя общим требованиям ковариантности вершинной функции DNN, релятивистский дейтрон описывается четырьмя скалярными функциями, в отличие от нерелятивистского, для которого используются две S - и D -волновые компоненты.

В системе покоя дейтрона в нерелятивистском пределе из входящего в определение ψ_α релятивистского пропагатора остается только положительно - частотный вклад ψ_α^+ . Показано, что с точностью до нормировки нерелятивистский предел чувствует только две из четырех РВФ дейтрона. Нерелятивистская ВФ имеет ту же спиновую структуру, что и РВФ в нерелятивистском пределе. Их сравнение дает возможность связать компоненты РВФ в нерелятивистском пределе с известными S - и D -волновыми компонентами. Точная связь требует учета условия асимптотической нормировки, т.е. поведения ВФ на больших расстояниях, что эквивалентно, значению константы связи DNN, когда все три частицы физические.

Релятивистские волновые функции a_i строятся в виде суммы полюсных членов, выбирая положение полюсов в соответствии с аналитическими

свойствами:

$$a_{1,3}(k_1^2)/(m^2 - k_1^2) = \sum_1^N \xi_i^{(1,3)}/(t_i - k_1^2)$$

$$a_{2,4}(k_1^2) = \sum_2^L \xi_i^{(2,4)}/(t_i - k_1^2),$$

где $t_1 = m^2$, $t_i > m^2$ при $i > 1$. Удобство такого представления связано с тем, что известные нерелятивистские волновые функции u и w также обычно представляются в виде аналогичной суммы полюсных членов. Поэтому согласие с нерелятивистским пределом достигается при выборе полюсов и вычетов линейных комбинаций a_i в соответствии с известными полюсами и вычетами нерелятивистских волновых функций. Часть вычетов $\xi_i^{(k)}$ остаются свободными, поскольку РВФ четыре, а не две. Условия сходимости интегралов по k_+ , k_- для форм-факторов накладывают определенные ограничения на поведение a_i , когда $|k_1^2| \rightarrow \infty$, которые сводятся к требованию убывания величин $a_{1,3}$ и $a_{2,4}$. Это дает шесть условий на вычеты, из которых три выполняются в нерелятивистском пределе, а три являются новыми. В итоге остаются $2L-5$ неизвестных вычета. Они определяются из условий нормировки электромагнитных форм-факторов дейтрона в нуле, т.е. из известных заряда, магнитного и квадрупольного моментов дейтрона:

$$F_e(0) = 1, F_m(0) = \mu_D, F_Q(0) = Q_D.$$

Вышеописанная схема релятивизации осуществлена на примере двух нерелятивистских волновых функций - Журдена и Парижской. В первом случае проведены численные расчеты с нерелятивистской ВФ дейтрона, содержащей по 4, а во - втором - с наиболее совершенной в настоящее время ВФ для парижского потенциала, содержащей по 13 полюсных членов в S - и D -волнах. В обоих случаях число членов (L) в представлении функций $a_{2,4}$ равно трем. В этом параграфе представлены результаты оптимального выбора свободных параметров $\xi_4^{(2)}$, $\xi_{3,4}^{(4)}$ вместе с остальными параметрами РВФ дейтрона.

Показана связь двух наборов функций $\{a_i\}$ и $\{u, v_{s,t}, w\}$ и приведены результаты расчетов РВФ дейтрона $u, v_{s,t}, w$, полученных релятивизацией ВФ Журдена и Парижской. Особенностью первой является отсутствие кора в S -волне. Последняя учитывает наличие кора в S -волне, что проявляется в характерном поведении графика u в области

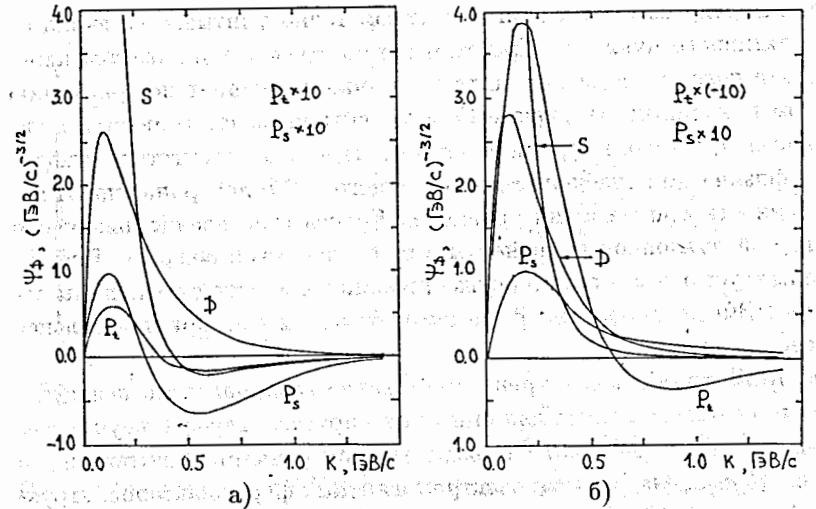


Рис. 1. Релятивистские волновые функции дейтрона S -, P -, D -волн с кором (а) и без кора (б).

$0.4 < |k| < 0.5$ (ГэВ/с) и известно в литературе как динамическое усиление D -волны.

Показано, что при $|k| < 0.4$ (ГэВ/с) нуклонные компоненты - u, w по величине превышают антинуклонные - v_s, v_t . В области $|k| > 0.4$ (ГэВ/с) относительный вклад последних увеличивается. Установлено, что поведение антинуклонных компонент $v_{s,t}$ для РВФ с кором существенно отличается от поведения соответствующих компонент для волновой функции без кора. Это связано с тем, что процедура релятивизации эффективно учитывает структуру нерелятивистской ВФ дейтрона в области кора. Показано, что структура S - и D -компонент построенных РВФ дейтрона качественно сходна со структурой соответствующих нерелятивистских компонент. Однако, у компонент РВФ с ростом $|k|$ наблюдается более медленное убывание. Поведение P -волновых компонент не обнаруживает при проведении процедуры релятивизации четко выраженных закономерностей и не позволяет сделать однозначных выводов о ее структуре. Предложенная процедура релятивизации допускает естественным образом исследование различных аналитических продолжений РВФ дейтрона в высокоимпульсную область путем увеличения числа полюсных членов в разложении вершинных функций a_2, a_4 и наложении дополнительных условий на их убывание.

Сделан вывод, что принципиальное отличие ковариантного подхода в

переменных светового конуса от подхода Гросса заключается в том, что в первом наряду со спекторным полюсом точно учитывается вклад от полюса активного нуклона. При этом автоматически учитывается кинематическое подавление вклада антинуклонных компонент по сравнению с вкладом нуклонных. В подходе Гросса дейтрон рассматривается в системе покоя, где такого ограничения нет. При этом отсутствие информации о физически ненаблюдаемой компоненте РВФ дейтрона вносит неопределенность при решении уравнения Гросса в поведении физически наблюдаемой нуклонной компоненты в релятивистской области. Все это свидетельствует о том, что при осуществлении конкретной процедуры построения РВФ дейтрона выбор системы отсчета имеет принципиальное значение.

Во второй главе рассмотрено применение ковариантного подхода в переменных светового конуса для описания упругого, глубоко-неупругого лептон-дейтронного рассеяния и эксклюзивной реакции электроразвала дейтрона. Проведены расчеты электромагнитных форм-факторов, структурных функций (СФ), поляризационных характеристик этих процессов, сравнение с имеющимися экспериментальными данными и представлены предсказания.

В §2.1 рассмотрены электромагнитные форм-факторы дейтрона в релятивистском импульсном приближении в переменных светового конуса. Электромагнитная дейтронная вершина имеет общую ковариантную структуру

$$F_{\mu}^{\alpha\beta} = -2p_{\mu}^{*} g^{\alpha\beta} F_1(q^2) + (g_{\mu}^{\alpha} q^{\beta} - g_{\mu}^{\beta} q^{\alpha}) F_2(q^2) + 2p_{\mu}^{*} q^{\alpha} q^{\beta} F_3(q^2) / M^2.$$

Здесь q - импульс фотона, $p_1(p_2)$ - импульс дейтрона в начальном (конечном) состоянии, $p^{*} = (p_1 + p_2) / 2$. Вершина $F_{\mu}^{\alpha\beta}$ параметризуется тремя скалярными функциями $F_{1,2,3}(q^2)$. Они связаны с электрическим - F_e , магнитным - F_m и квадрупольным - F_Q форм-факторами дейтрона соотношениями:

$$F_e = F_1 + \frac{2}{3} \eta F_Q, \quad F_m = F_2, \quad F_Q = F_1 - F_2 + (1 + \eta) F_3, \quad \eta = Q^2 / 4M^2.$$

Для электромагнитной дейтронной вершины $F_{\mu}^{\alpha\beta}(q)$ в рамках ковариантного подхода в переменных светового конуса в импульсном приближении получена формула

$$F_{\mu}^{\alpha\beta} = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(m^2 - k^2) \theta(k_0) \theta(p_+ - k_+) S p \{ f_{\mu}^N \cdot \bar{\psi}^{\alpha}(k_1) (m + \hat{k}) \psi^{\beta}(k_2) \}.$$

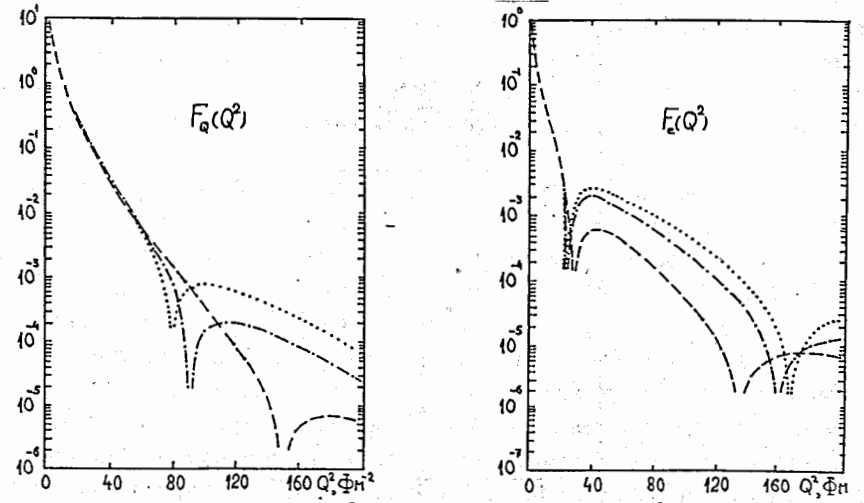


Рис. 2. Электрический $F_e(Q^2)$ и квадрупольный $F_Q(Q^2)$ форм-факторы дейтрона в релятивистском импульсном приближении. Кривые \cdots , $-\cdot-$, $---$ - расчеты с параметром $p = 0, 1, \infty$.

Анализ структуры этого выражения позволил выразить форм-факторы дейтрона F_i ($i = e, m, Q$) через интегралы по x и k_{\perp} от линейных комбинаций скалярных вершинных функций. Эти формулы являются основными для дальнейших расчетов и приведены в Приложении I. Они использовались для расчета электрического, магнитного, квадрупольного форм-факторов дейтрона и анализа процесса упругого $e-D$ рассеяния в рамках импульсного приближения. Эти же формулы использовались для расчета статических характеристик дейтрона при проведении процедуры релятивизации.

Результаты расчета электрического - F_e , магнитного - F_m и квадрупольного - F_Q форм-факторов дейтрона с нуклонными форм-факторами, в качестве которых использовались дипольная аппроксимация и скэйлинговый закон, показали, что имеется сильная, особенно для F_Q , зависимость от выбора электрического форм-фактора нейтрона в области больших $Q^2 > 80$ ($\text{ГэВ}/c$)². Полученные результаты представляют интерес для проверки реалистических нуклонных форм-факторов, вычисляемых в рамках различных подходов (потенциального описания, пертурбативного и непертурбативного описания в КХД) и моделей нуклона (модели мешков).

Проведены расчеты структурных функций $A(Q^2)$, $B(Q^2)$ процесса упругого $e-D$ рассеяния в релятивистском импульсном приближении. Пока-

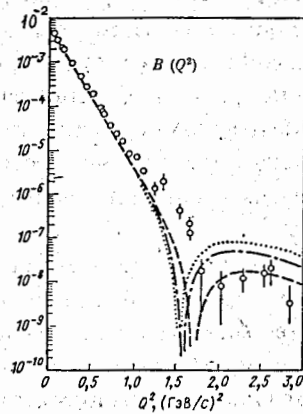
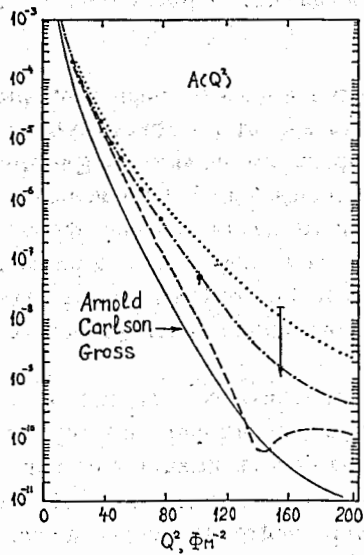
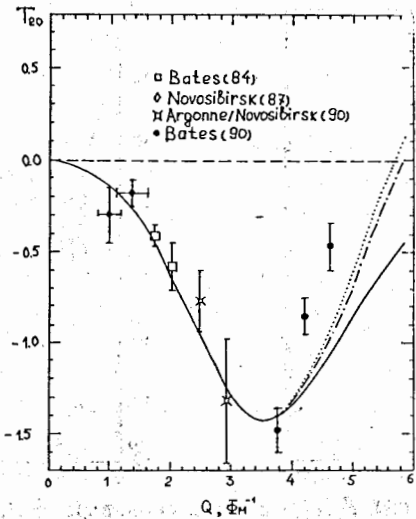


Рис. 3. Структурные функции $A(Q^2)$, $B(Q^2)$ и тензор поляризации $T_{20}(Q^2)$ процесса упругого $e - D$ рассеяния. Кривые \dots , $-\cdot-\cdot-$, $---$ - расчеты в релятивистском импульсном приближении с параметром $p = 0, 1, \infty$.

зано, что СФ, также как и форм-факторы, чувствительны к поведению электрического форм-фактора нейтрона. Получено хорошее описание экспериментальных данных для $A(Q^2)$ до $Q^2 < 120$ (Фм^{-2}) и $B(Q^2)$ в области $Q^2 < 1.0$ ($\text{ГэВ}/c$)² при выборе параметра $p = 1$ в параметризации $F_e^n(Q^2) = -\tau/(1 + p\tau) \cdot F_m^n(Q^2)$. Хорошее качественное описание получено для $B(Q^2)$ в области $Q^2 > 1.0$ ($\text{ГэВ}/c$)², что в целом подтверждает обоснованность использования импульсного приближения. Показано, что релятивистские расчеты Гросса и Тюна, в этом же приближении, лежат значительно ниже наших расчетов и не описывают экспериментальные данные. Тем самым, в этом частном случае, показано преимущество используемого подхода перед вышеуказанными. Результаты, полученные для $A(Q^2)$, $B(Q^2)$ в области $Q^2 > 100$ ($\text{ГэВ}/c$)², являются предсказательными.

При рассеянии продольно-поляризованных электронов на неполяризованной дейтронной мишени у дейтронов отдачи возникает векторная и тензорная поляризация и возможно разделение вкладов от зарядового и квадрупольного форм-факторов. Они выражаются через электромагнитные форм-факторы дейтрона: F_e , F_m и F_Q .

Проведены предсказательные расчеты векторных p_x , p_z и тензорных p_{zz} , $p_{xx} - p_{yy}$, T_{20} поляризационных характеристик процесса упругого электрон-дейтронного рассеяния в релятивистском импульсном приближении при $\theta_e = 40^\circ$. Показано, что с ростом параметра p происходит смещение точки пересечения графиков с осью Q^2 в сторону больших Q^2 . Существенное отличие результатов проведенного нами расчета от аналогичных в походе Гросса наблюдается в области $Q^2 > 10$ (Фм^{-2}). В наших расчетах точки пересечения графиков лежат в интервале $30 < Q^2 < 50$ (Фм^{-2}), а в расчетах Гросса - в интервале $15 < Q^2 < 25$ (Фм^{-2}).

Получено хорошее согласие $T_{20}(Q^2)$ с экспериментальными данными в области $Q < 4$ Фм^{-1} , что указывает на обоснованность импульсного приближения в этой области и подтверждает модельные представления о существовании области, где D -волна в дейтроне динамически усилена.

Рассмотрен процесс упругого рассеяния продольно-поляризованных электронов на векторно-поляризованных дейтронах. Сечение процесса выражается через антисимметричный тензор

$$W_{\mu\nu}^D = i\epsilon_{\mu\nu\sigma\lambda} q^\sigma \{s_D^\lambda M G_1^D + [p_1^\lambda(qs_D) - s_D^\lambda(qp_1)] G_2^D/M\}.$$

Структурные функции $G_{1,2}^D$ выражаются через электромагнитные форм-факторы дейтрона. Рассмотрена продольная $A_{||}$ и поперечная A_{\perp} асимметрии этого процесса. Исследована зависимость асимметрии $A_{||}$, A_{\perp} от

квадрата переданного импульса Q^2 при $\theta_e = 10^\circ$. Установлено, что при $Q^2 < 1.6$ (ГэВ/с)² все кривые имеют сходное поведение, а при $Q^2 > 1.6$ (ГэВ/с)² значительно различаются, показывая явную зависимость от поведения электрического форм-фактора нейтрона. Проведен предсказательный расчет структурной функции $G_1^D(Q^2)$ в импульсном приближении. Установлено, что в области $Q^2 > 2.0$ (ГэВ/с)² кривая с $p = \infty$ лежит ниже кривых с $p = 0, 1$ и нуль $G_1^D(Q^2)$ смещен в область больших значений Q^2 . Экспериментальные исследования асимметрии процесса $\bar{e} + \bar{D} \rightarrow e + D$ и структурных функций $G_{1,2}^D(Q^2)$ могут дать независимую информацию об электромагнитных форм-факторах дейтрона и нейтрона, а также представляют интерес для проверки релятивистских моделей дейтрона, пределов применимости импульсного приближения и изучения вкладов других механизмов реакции (например, мезонных обменных токов).

В §2.2 рассмотрена эксклюзивная реакция электроразвала дейтрона в квазиупругой кинематике. Эта реакция является одной из ключевых для экспериментального и теоретического изучения импульсной и спиновой структуры дейтрона, роли эффектов взаимодействия в конечном состоянии, мезонных обменных токов, немассового поведения электромагнитных нуклонных форм-факторов и поиска эффектов обусловленных кварковыми степенями свободы. Основное преимущество эксклюзивной постановки эксперимента в том, что можно кинематически выделить область, где доминирует какой либо один из механизмов реакции, что позволяет с определенной степенью обоснованности использовать то или иное приближение и проводить теоретические расчеты.

В рамках ковариантного подхода сечение эксклюзивной реакции электроразвала дейтрона в импульсном приближении определяется выражением

$$\frac{d^5\sigma}{dk_{20}d^2\Omega_k d^2\Omega_{p_2}} = \frac{\alpha^2}{64\pi^3} \cdot K \cdot \frac{l_{\mu\nu} W_{\alpha\beta}^{\mu\nu} \rho^{\alpha\beta}}{q^4 M} \cdot \frac{k_{20}}{k_{10}}$$

где K - кинематический фактор, $l_{\mu\nu}$ - лептонный тензор, $\rho_{\alpha\beta}$ - поляризационная матрица плотности дейтрона, q - 4-х импульс фотона, $k_{10}(k_{20})$ - энергия налетающего (рассеянного) электрона.

В релятивистском импульсном приближении проведен расчет сечения, с учетом прямых и интерференционных амплитуд t и u - каналов. Выбор кинематики в эксперименте Сакле позволил ограничиться вкладом только t и u - канальных амплитуд, при этом, как показали и результаты расчетов, доминирующий вклад происходит от t - полюса и импульсное

приближение при проведении расчетов обоснованно. Тензор $W_{\alpha\beta}^{\mu\nu}$ для прямого вклада t - амплитуды в сечение процесса имеет вид

$$W_{\alpha\beta}^{\mu\nu} = Sp\{(m - \hat{k})\bar{\Gamma}_\alpha(m + \hat{p}_1)\Gamma_\beta(m - \hat{k})F^\mu(m - \hat{p}_2)\bar{F}^\nu\}.$$

Величина F_μ представляет электромагнитный форм-фактор нуклона с одной частицей вне массовой оболочки. Общая структура, F_μ диктуемая требованием ковариантности совместно с уравнением связи в виде уравнения Дирака для свободного нуклона, определяется шестью скалярными функциями $F_i(q^2, k^2)$. Ввиду отсутствия экспериментальной информации о немассовом поведении F_μ , в работе проведены расчеты с форм-фактором

$$F_\mu = (\gamma_\mu - k_\mu \hat{q} / (k^* q)) \cdot F_1(q^2) + i(\sigma_{\mu\nu} q^\nu) / 2m \cdot F_2(q^2).$$

Такой выбор F_μ удовлетворяет условию калибровочной инвариантности и может рассматриваться как одно из возможных немассовых продолжений реальных нуклонных форм-факторов. Параметр α , входящий в определение вектора $k^* = q + \alpha \cdot k$, характеризует зависимость F_μ от импульса виртуального нуклона. Он может рассматриваться как характеристика немассовости электромагнитной нуклонной вершины F_μ и определен из фитирования экспериментальных данных. Скалярные функции $F_{1,2}(q^2)$ выражаются через электрический F_e и магнитный F_m форм-факторы нуклона. Для последних использовались дипольные формулы и скейлинговый закон. Для электрического форм-фактора нейтрона использовалась та же параметризация, что и при расчетах структурных функций упругого $e-D$ рассеяния. Выбор параметра $p = 1$ гарантирует хорошее описание структурных функций $A(Q^2), B(Q^2)$ и тензора поляризации $T_{20}(Q^2)$. Проведены расчеты сечений процесса $D(e, e'p)n$ и сравнение с данными, полученными в трех кинематиках эксперимента Сакле. Установлено, что в области малых импульсов нуклонов-спектаторов $p_1 < 160$ (МэВ/с) величина релятивистского эффекта немассовости незначительна и теоретические кривые хорошо описывают экспериментальные данные. С ростом p_1 величина эффекта увеличивается, при этом кривые с $\alpha = 0$ и $\alpha = \infty$ располагаются симметрично от экспериментальных данных. Показано, что во всех трех кинематиках $t - t$ амплитуда вносит основной вклад в сечение процесса, вклад $t - u$ и $u - u$ амплитуд незначительный.

Сделан вывод, что для согласованного описания сечений в высокоимпульсной области, даже при малых переданных импульсах q^2 , эффект немассовости нуклонной вершины $F_\mu(q, k)$ должен приниматься во внимание.

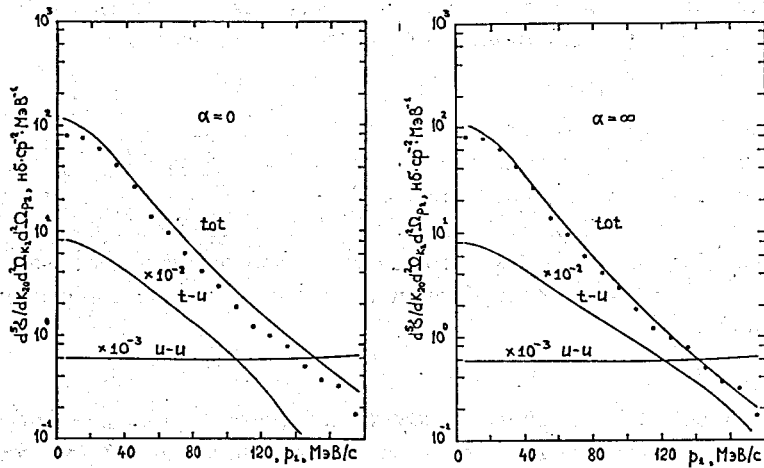


Рис. 4. Дифференциальное сечение эксклюзивной реакции электроразвала дейтрона $D(e, e'p)n$. Экспериментальные данные: \bullet - Сакле. Кривые - расчеты в релятивистском импульсном приближении с немассовым поведением вершины $\gamma^* NN$.

В этом разделе рассмотрен также вопрос о возможности факторизации сечения. Интерес к этой проблеме вызван необходимостью получить ответ на вопрос: возможно ли безмодельным образом извлечь из дейтронного сечения информацию об импульсном распределении нуклонов в дейтроне, выделив из него сечение взаимодействия на свободных нуклонах. Установлено, что в случае, когда вклады прямого и интерференционного вкладов одного порядка, факторизация сечения невозможна. Показано, что в случае, когда доминирует прямой канал ($t-t$), строгой (аналитической) факторизации нет. Тем не менее, расчеты с РВФ дейтрона в области малых виртуальностей активного нуклона ($k^2 \simeq m^2$) показали, что возможна динамическая факторизация сечения, которая заметно нарушается при импульсах нуклона - спектатора $p_1 > 200$ (МэВ/с).

В §2.3 рассмотрен процесс глубоко-неупругого рассеяния лептонов на дейтроне. В релятивистском импульсном приближении сечение выражается через мнимую часть амплитуды рассеяния вперед виртуального γ^* -кванта на дейтроне

$$W_{\mu\nu}^D = -(g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2) \cdot W_1^D + (p_\mu - q_\mu (pq)/q^2)(p_\nu - q_\nu (pq)/q^2) \cdot W_2^D / M^2.$$

В рамках ковариантного подхода в переменных светового конуса тензор $W_{\mu\nu}^D = W_{\mu\nu}^{\alpha\beta} \cdot \rho_{\alpha\beta}^V$ выражается через РВФ дейтрона с одним нуклоном на

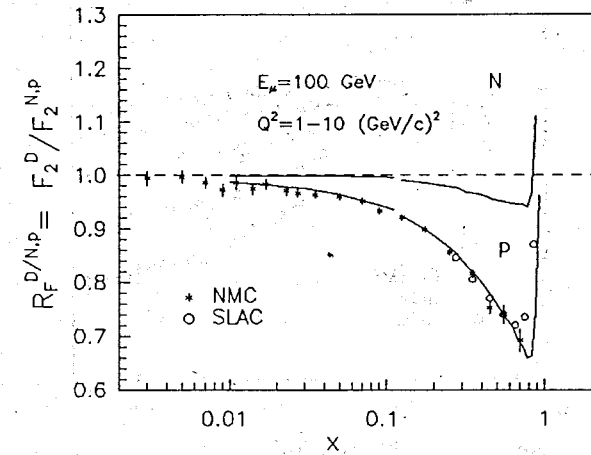


Рис. 5. Отношение $R_F^{D/N,p} \equiv F_2^D / F_2^{N,p}$ структурных функций дейтрона, протона и нуклона для процесса глубоко-неупругого $e-D$ рассеяния. Экспериментальные данные: \circ - SLAC, $*$ - NMC. Кривые - расчеты в рамках ковариантного подхода в переменных светового конуса с РВФ дейтрона.

массовой оболочке

$$W_{\mu\nu}^{\alpha\beta} = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^3} \delta(m^2 - k^2) \theta(k_0) \theta(p_+ - k_+) Sp\{w_{\mu\nu}^N \cdot \bar{\psi}^\alpha(k_1) \cdot (m + \hat{k}) \cdot \psi^\beta(k_1)\}.$$

Структурная функция $F_2^D \equiv \nu W_2^D$ представима известным образом

$$F_2^D(\alpha, Q^2) = \int_\alpha^1 dx d^2 k_\perp p(x, k_\perp) \cdot F_2^N(\alpha/x, Q^2),$$

где функция $p(x, k_\perp)$ описывает вероятность того, что активный нуклон уносит долю импульса дейтрона $x = k_+ / p_+$ и поперечный импульс k_\perp . Эта функция выражается через РВФ дейтрона. Формула, полученная для F_2^D , сходна по структуре с используемыми в многочисленных работах, но отличается от них тем, что $p(x, k_\perp)$ включает не только S - и D -волновые компоненты, но представляет комбинацию всех четырех РВФ дейтрона.

Эта формула использовалась для описания экспериментальных данных BCDMS, SLAC, NMC по дейтронной структурной функции F_2^D и процедуры извлечения нейтронной СФ из протонных и дейтронных данных.

Для извлечения нейтронной структурной функции $F_2^N(x, Q^2)$ использовались экспериментальные данные (NMC) для отношения структурных

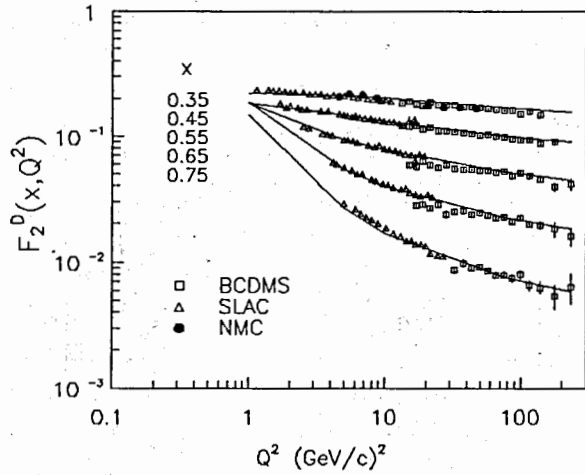


Рис. 6. Дейтронная структурная функция $F_2^D(x, Q^2)$. Экспериментальные данные: \square - BCDMS, \triangle - SLAC, \bullet - NMC. Кривые - расчеты в рамках ковариантного подхода в переменных светового конуса с РВФ дейтрона.

функций $R_F^{D/p} = F_2^D/F_2^p$. Из условия согласования теоретически рассчитанного отношения с экспериментальным, получена параметризация для $F_2^D(x, Q^2)$.

Оценена величина ядерного эффекта в дейтроне, обусловленного фермиевским движением. Показано, что отношение $R_F^{D/N} = F_2^D/F_2^N$ увеличивается с ростом x и достигает $\sim 6\%$ при $x \simeq 0.7$. Поведение $R_F^{D/N}(x, Q^2)$ воспроизводит ядерный ЕМС эффект и в области $x < 0.7$ практически не зависит от Q^2 .

С извлеченной нейтронной СФ, проведены расчеты $F_2^D(x, Q^2)$ и получено хорошее согласие с экспериментальными данными BCDMS, SLAC, NMC. Такой результат свидетельствует о согласованности процедуры извлечения нейтронной СФ с использованной моделью дейтрона.

Проверено, с извлеченной нейтронной СФ, правило сумм Готтфрида и установлена сильная зависимость $S_G(x, Q^2)$ от Q^2 . Показано, что с ростом Q^2 нарушение правила сумм увеличивается, что противоречит простой кварк - партонной картине. Такой результат свидетельствует об усилении асимметрии распределений морских \bar{u} и \bar{d} кварков с ростом Q^2 .

В §2.4, в рамках развиваемого подхода и модели дейтрона, рассмотрен процесс глубоко-неупругого рассеяния поляризованных электронов (мюонов) на векторно-поляризованных дейтронах. Вычислена спин-зависимая структурная функция $g_1^D(x, Q^2)$ и оценена величина ядерного эффекта,

обусловленного фермиевским движением. Предложена процедура извлечения нейтронной структурной функции $g_1^D(x, Q^2)$ из экспериментальных данных $g_1^p(x, Q^2)$ и $g_1^n(x, Q^2)$.

Показано, что спин-зависимые СФ дейтрона $G_{1,2}^D(\nu, Q^2)$ связаны с мнимой частью амплитуды рассеяния вперед виртуального $\vec{\gamma}^*$ - кванта на векторно-поляризованном дейтроне.

$$G_{\mu\nu}^D = i\epsilon_{\mu\nu\sigma\lambda}q^\sigma \{s_D^\lambda M G_1^D + [p_1^\lambda(qs_D) - s_D^\lambda(qp_1)] G_2^D/M\}.$$

В импульсном приближении тензор $G_{\mu\nu}^D = G_{\mu\nu}^{\alpha\beta} \cdot \rho_{\alpha\beta}^V$ выражается через РВФ дейтрона с одним нуклоном на массовой оболочке

$$G_{\mu\nu}^{\alpha\beta} = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} \delta(m^2 - k^2) \theta(k_0) \theta(p_+ - k_+) S_P \{G_{\mu\nu}^N \bar{\psi}^\alpha(k_1)(m + \hat{k})\psi^\beta(k_1)\}.$$

Показано, что при снятии интегрирования по k_- , структурная функция g_1^D определяется выражением

$$g_1^D(\alpha, Q^2) = \int_\alpha^1 dx d^2k_\perp \Delta p(x, k_\perp) \cdot g_1^N(\alpha/x, Q^2),$$

где $g_1^N = (g_1^p + g_1^n)$, а $\Delta p(x, k_\perp)$ - функция, описывающая распределение по спиральности активного нуклона, уносящего долю импульса дейтрона $x = k_{1+}/p_+$ и поперечный импульс k_\perp . Она выражается через РВФ дейтрона и включает наряду с обычными S - и D - волнами также и P - волновые компоненты. Последние описывают вклад механизма рождения $N\bar{N}$ - пар из вакуума.

В этом разделе исследована зависимость $xg_1^D(x, Q^2)$ от x и Q^2 . В расчетах использовалась модель Карлица-Каура для спин-зависимых нуклонных СФ с реалистическими партонными распределениями. Показано, что величина xg_1^D слабо зависит от Q^2 и ее зависимость от x напоминает поведение протонной структурной функции xg_1^p . Получено хорошее согласие с экспериментальными данными SMC.

Оценена величина ядерного эффекта в дейтроне, обусловленного фермиевским движением. Эта величина описывается отношением $R_g^{D/N}(x, Q^2) = g_1^D(x, Q^2)/g_1^N(x, Q^2)$ спин - зависимых структурных функций. Установлено, что в широком кинематическом диапазоне $x = 10^{-3} - 0.7$ и $Q^2 = 1 - 80$ (ГэВ/с)² это отношение $R_g^{D/N}$ практически постоянно и не зависит от партонных распределений. Также установлено, что это отношение не зависит и от выбора нуклонных моделей, что свидетельствует об универсальном поведении (скейлинге) $R_g^{D/N}$, определяемом поведением

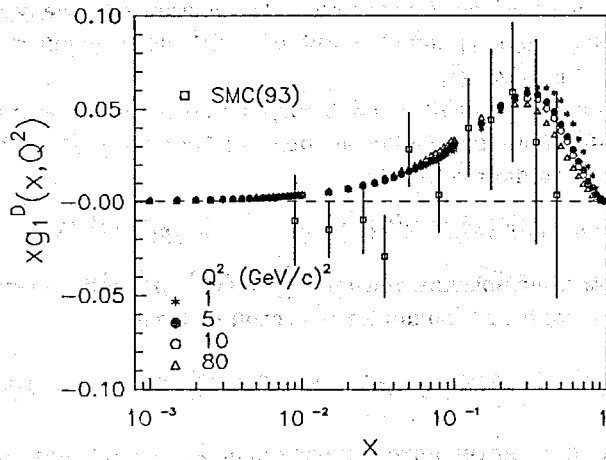


Рис. 7. Спин-зависимая структурная функция дейтрона $xg_1^D(x, Q^2)$ для процесса глубоко-неупругого лептон-дейтронного рассеяния. Экспериментальные данные: \square - SMC. $*$, \bullet , \circ , \triangle - расчеты в рамках ковариантного подхода в переменных светового конуса с РВФ дейтрона.

только РВФ дейтрона. Показано, что величина эффекта релятивистского фермиевского движения составляет $\sim 9\%$ при $x = 10^{-3} - 0.7$. Показано, что отношения $R_g^{D/N}$ может быть использовано для извлечения нейтронной структурной функции g_1^n из экспериментальных данных для дейтронной и протонной структурных функций. Отмечается, что имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные для g_1^p и g_1^D , не позволяют использовать процедуру извлечения g_1^n из отношения $R_g^{D/p} = g_1^D/g_1^p$ с точностью достаточной для проверки правила сумм Бьеркена. Показано, что отношение $R_g^{D/p}$, в отличие от $R_g^{D/N}$, сильно зависит как от выбора партонных распределений, так и моделей нуклона. Поэтому извлечение спин-зависимой СФ нейтрона из экспериментально измеренного отношения $R_g^{D/p}$ с последующим расчетом абсолютных значений $g_1^D(x, Q^2)$ представляет удобную процедуру получения информации о $g_1^n(x, Q^2)$ и проверки протонных и дейтронных моделей.

Оценена ядерная поправка для интеграла Бьеркена $S_{Bj}(x, Q^2)$. Установлено, что она составляет $\sim (11 - 16)\%$ в диапазоне $x = 10^{-3} - 0.7$ и $Q^2 = 1 - 80$ (ГэВ/с) 2 . Получена слабая зависимость $S_{Bj}(x, Q^2)$ от Q^2 , а величина интеграла при $x = 10^{-3}$ значительно меньше ожидаемой из правила сумм Бьеркена $S_{Bj} = 0.189$.

В §2.5 ковариантный подход в переменных светового конуса применен

для описания процесса глубоко - неупругого рассеяния электронов на тензорно - поляризованном дейтроне.

Развитие струйных поляризованных дейтериевых мишеней на электронных ускорителях высоких энергий дает принципиальную возможность проведения экспериментов по глубоко - неупругому рассеянию на тензорно - поляризованных дейтронах. В отличие от экспериментов с векторно - поляризованными дейтронными пучками, тензорные пучки открывают перспективу исследования новой структурной функции W_3^D , существование которой обусловлено наличием у дейтрона квадрупольного момента и, следовательно, импульсного распределения конstituентов в новом, отличном от векторного, тензорном поляризационном состоянии дейтрона. Изучение высокоимпульсного спинового распределения конstituентов в тензорном состоянии дейтрона позволит прояснить закономерности перехода адронных спиновых степеней свободы в кварковые.

Новая спин-зависимая СФ дейтрона W_3^D связана с мнимой частью амплитуды рассеяния вперед виртуального γ^* - кванта на тензорно - поляризованном дейтроне. В импульсном приближении квадрупольная часть дейтронного тензора $W_{\mu\nu}^{(T)}$ выражается через РВФ дейтрона с одним нуклоном на массовой оболочке

$$W_{\mu\nu}^{(T)} = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^3} \delta(m^2 - k^2) \theta(k_0) \theta(p_+ - k_+) Sp\{w_{\mu\nu}^N \cdot \bar{\psi}^\alpha(k_1) \cdot (m + \hat{k}) \cdot \psi^\beta(k_1)\} S_{\alpha\beta}$$

Структурная функция W_3^D

$$W_3^D(\alpha, Q^2) = \int_\alpha^1 dx d^2k_\perp p_T(x, k_\perp) \cdot F_2^N(\alpha/x, Q^2),$$

выражается в виде интеграла по x и k_\perp с функцией распределения $p_T(x, k_\perp)$, описывающей вероятность того, что в квадрупольном состоянии активный нуклон уносит долю импульса дейтрона $x = k_{1+}/p_+$ и поперечный импульс k_\perp . Эта функция выражается через РВФ дейтрона ψ^α и квадрупольную часть поляризационной матрицы плотности дейтрона.

Проведены предсказательные расчеты структурной функции W_3^D в зависимости от переменной $W = (m^2 - Q^2 + 2q_0 m)^{1/2}$ в кинематике: $\theta_e = 18^\circ$, $\epsilon_e = 17$ (ГэВ), $2 < Q^2 < 14$ (ГэВ/с) 2 . Полученные результаты для структурной функции $W_3^D(\alpha, Q^2)$ представляют интерес при планировании нового эксперимента по изучению высокоимпульсного распределения $S-$, $P-$, $D-$ волн квадрупольного состояния дейтрона.

В третьей главе ковариантный подход в переменных светового конуса применен для описания процессов сильного взаимодействия с участием поляризованного и неполяризованного дейтрона - упругого протон-дейтронного рассеяния на большие углы, кумулятивного мезообразования и $D - p$ фрагментации.

В §3.1 рассмотрен процесс упругого протон-дейтронного рассеяния на большие углы.

Изучение процесса упругого $p - D$ рассеяния на большие углы имеет длительную историю. Процесс передачи большого импульса слабосвязанной системе без ее развала интерпретировался как взаимодействие с конфигурацией имеющей размеры порядка или меньше размера нуклона (флуктон Блохинцева). В этом случае конститuentами ядра должны выступать уже не нуклоны, потерявшие свою индивидуальность, а кварки и глюоны. Для интерпретации экспериментальных данных широко используется также механизм подхвата.

Основная цель многочисленных экспериментальных и теоретических исследований - получить информацию о высокоимпульсной компоненте, спиновой структуре дейтрона, роли релятивистских эффектов при описании различных механизмов этой реакции. Сечение этой реакции чувствительно к структуре РВФ в высокоимпульсной области так как оно пропорционально $|\Psi_D|^4$ и может использоваться для проверки различных РВФ дейтрона. Сечение этого процесса в системе центра масс выражается формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} = \frac{1}{64\pi^2 s} |M|^2.$$

Здесь M - амплитуда упругого $p-D$ рассеяния, $s = (k_1 + p_1)^2$ - энергия, k_1, p_1 - импульсы протона и дейтрона в начальном состоянии. Все кинематические инварианты выражаются через импульс k^* и угол рассеяния θ^* протона в системе центра масс реакции.

В этом разделе исследован вклад механизма однонуклонного обмена в сечение, тензорную анализирующую способность T_{20} , векторные и тензорные коэффициенты передачи поляризации и асимметрию этого процесса.

Проведены расчеты дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega^*$ при угле рассеяния $\theta^* = 180^\circ$ в зависимости от импульса вторичного нуклона (q) в системе покоя начального дейтрона. Полученные результаты показали, что во всей экспериментально исследованной области механизм однонуклонного обмена является фоновым. Подтверждены выводы сделанные авторами, использующими альтернативные подходы, что детальная структура

определяется другими возможными механизмами - обменом барионным резонансом, однократным и двукратным рассеянием, резонансными механизмами с π -мезоном и Δ -изобарой, взаимодействием в начальном и конечном состояниях. Следует признать, что вопрос об относительном вкладе этих механизмов остается до настоящего времени окончательно не решенным.

В области $q < 0.2$ (ГэВ/с) в экспериментальных данных наблюдается пик. Вклад однонуклонного обмена в сечение процесса также дает быстрое падение с ростом импульса налетающего протона k_p и монотонный рост с увеличением угла рассеяния θ_p^* . Максимум сечения достигается при $\theta_p^* = 180^\circ$. Теоретические расчеты с РВФ показали, что в области $q < 0.2$ (ГэВ/с) вклад этого механизма превышает экспериментальное сечение в ~ 3 раза. Этот эффект связывается с механизмом взаимодействия в начальном и конечном состояниях. В области $q = 0.2 - 0.4$ (ГэВ/с) в данных наблюдается наплыв, связанный с механизмом резонансного рождения Δ -изобары. Результаты расчетов сечения с РВФ дейтрона, имеющими разное поведение в области кора, показали заметное отличие в высокоимпульсной области. Установлено, что наибольшее отличие наблюдается для реалистической волновой функции. Сделан вывод, что извлечение информации о структуре дейтрона, особенно в высокоимпульсной области, непосредственно связано с корректным описанием вкладов механизмов отличных от спектаторного.

Тензорная анализирующая способность T_{20} процесса упругого $D - p$ рассеяния при высоких энергиях на угол 0° измерялась в Сакле и Дубне. Экспериментальные данные по T_{20} , совместно с данными о сечениях, необходимы для анализа механизмов отличных от однонуклонного обмена, оценки их вкладов в измеряемые величины и получения информации о спиновой структуре высокоимпульсной компоненты дейтрона.

В этом разделе проведены расчеты T_{20} в приближении однонуклонного обмена. Показано, что поведение T_{20} в области $0.3 < q < 0.2$ (ГэВ/с) отражает динамическую структуру РВФ дейтрона. В области минимума доминирует D-волна, вклад которой с ростом q , уменьшается. Экспериментальные данные при $0.2 < q < 0.4$ (ГэВ/с) обнаруживают поведение, связанное с наплывом в сечении. Показано, что при больших q теоретическая кривая T_{20} выходит на асимптотику в области отрицательных значений. Полученный результат качественно отличается от поведения T_{20} , предсказываемого в других подходах, где T_{20} становится положительной и не обнаруживает асимптотического поведения. Этот результат яв-

ляется следствием релятивистского эффекта немассовости, приводящего к невозможности факторизации сечения в релятивистской области.

Значительный интерес для изучения спиновой структуры дейтрона представляют также процессы с векторной ($p + \vec{D} \rightarrow D + \vec{p}$, $p + \vec{D} \rightarrow \vec{D} + p$) и тензорной ($p + \vec{D} \rightarrow \vec{D} + p$) передачей поляризации, а также измерения асимметрии реакции $\vec{p} + \vec{D} \rightarrow D + p$. Экспериментальные данные по этим процессам позволят получить более детальную информацию о спиновой структуре дейтрона, механизмах реакции, проверить теоретические модели и необходимы для перехода на кварковый уровень описания. В этом разделе проведены расчеты импульсных и угловых зависимостей векторного и тензорного коэффициентов передачи поляризации и асимметрии соответствующих процессов. Установлен вклад однонуклонного механизма в измеряемые величины в нерелятивистской и релятивистской областях.

В §3.2 ковариантный подход и построенная РВФ дейтрона применены для описания кумулятивного рождения π^+ , K^+ - мезонов в реакции $p + D \rightarrow h(180^\circ) + X$.

Систематические исследования рождения кумулятивных пионов на дейтроне проводятся в ЛВЭ ОИЯИ. Получены экспериментальные данные по угловым и энергетическим зависимостям инклюзивных сечений этого процесса. Для объяснения экспериментальных данных используются различные модели дейтрона (например, флуктонная) и механизмы взаимодействия (парных корреляций и жестких перерасеяний). В отличие от спектаторного механизма рождения протонов в реакции $D-p$ фрагментации рождение кумулятивных пионов и каонов происходит за счет прямого механизма и механизма перерасеяния. Первый связан с рождением кумулятивной частицы на одном из нуклонов ядра с большим фермиевским импульсом. Вклад его определяется высокоимпульсной компонентой РВФ дейтрона. Второй механизм вовлекает в образование кумулятивной частицы оба нуклона и не зависит от наличия такой компоненты.

Рождение кумулятивных пионов (каонов) на дейтроне на большие углы происходит в основном за счет прямого механизма, хотя определенный вклад дает и перерасеяние. В рамках развиваемого подхода вклад прямого механизма выражается через инклюзивное сечение рождения пионов (каонов) на нуклоне, проинтегрированное по x и k_\perp с РВФ дейтрона

$$\rho_D^\pi(\alpha, r_\perp) = \int_0^1 dx \int d^2 k_\perp \cdot p(x, k_\perp) \cdot \rho_N^\pi\left(\frac{\alpha}{x}, r_\perp - \frac{\alpha}{x} k_\perp\right).$$

Величина ρ_N^π есть инклюзивное сечение рождения π -мезона на непо-

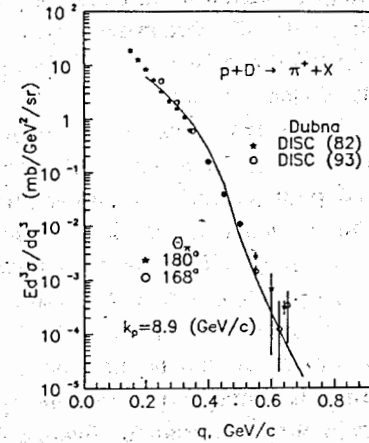


Рис. 8. Импульсная зависимость инвариантного сечения рождения π^+ - мезонов в реакции $p + D \rightarrow \pi^+ + X$. Экспериментальные данные: *, o - Дубна (ДИСК). Кривая - расчет в рамках ковариантного подхода в переменных светового конуса с РВФ дейтрона при импульсе налетающего протона $k_p = 8.9$ (GeV/c) и угле рассеянного пиона $\theta_\pi = 180^\circ$.

лиризованном нуклоне, функция $p(x, k_\perp)$ описывает фермиевское распределение нуклонов в дейтроне. Используя построенные ВФ дейтрона ψ_α и известные из эксперимента инклюзивные сечения рождения пионов на протоне, вычислено инклюзивное сечение рождения π^+ на дейтроне на угол 180° . Установлено, что спектр кумулятивных пионов $\rho_D^{\pi^+}$ сильно зависит от поведения сечений $\rho_p^{\pi^+}$ в области $x \rightarrow 1$. Выбор $\rho_p^{\pi^+}$, полученный из анализа экспериментальных данных при энергии 8.9 (ГэВ/с) (ДИСК, ЛВЭ ОИЯИ), позволил описать экспериментальные данные по рождению π^+ на дейтроне при этой же энергии. Такой результат мы связываем с усилением фермиевского движения нуклонов в дейтроне за счет релятивистского эффекта немассовости. Отметим, что для объяснения этих же данных другими авторами в качестве альтернативного механизма использовался флуктонный механизм.

Проведены расчеты угловой зависимости спектра кумулятивных пионов при $\theta_\pi > 100^\circ$. Показано, что сечение $\rho_D^{\pi^+}$ монотонно убывает с ростом угла вылета пиона, достигая минимума при $\theta_\pi = 180^\circ$. Экспериментальные данные, полученные в ЛВЭ ОИЯИ на установке ДИСК, лежат несколько выше, но их поведение не обнаруживает заметного качественного различия. Как экспериментальные данные, так и теоретическая кривая

указывают на слабую угловую зависимость сечения рождения кумулятивных пионов на большие углы. Полученные результаты подтверждают предположение о доминирующем вкладе прямого механизма рождения кумулятивных π^+ -мезонов на большие углы.

Для планирования экспериментов является важным выделить кинематическую область, где наиболее сильно должны проявиться эффекты, обусловленные структурой дейтрона в области кора ядерных сил. Проведены расчеты инклюзивных сечений рождения π^+ и K^+ - мезонов на дейтроне на угол 180° и установлено, что наиболее целесообразно исследовать закономерности кумулятивного рождения π^+ и K^+ - мезонов на дейтроне в областях $r_\pi > 0.5$ (ГэВ/с) и $r_K > 0.3$ (ГэВ/с).

Показано, что прямой механизм рождения может быть использован также для оценок сечений рождения антипротонов в реакции $p + D \rightarrow \bar{p} + X$ при высоких энергиях в кумулятивной области. В этом случае по кинематическим причинам рождение антипротонов происходит на хвосте импульсного распределения, тем самым обеспечивается режим глубокой кумуляции ядра.

Таким образом, сделан вывод, что изучение структуры дейтрона в высокоимпульсной области возможно как при рождении высокоэнергичных легких частиц (π и K - мезонов при $r_\pi > 0.5$ (ГэВ/с) и $r_K > 0.3$ (ГэВ/с), соответственно), так и низкоэнергичных тяжелых (например, антипротонов при $r_{\bar{p}} > 0.1$ (ГэВ/с)).

Рассмотрен прямой механизм рождения кумулятивных π, K - мезонов протонами на тензорно - поляризованном дейтроне. Этот процесс представляет интерес с точки зрения получения новой информации о поляризационной структуре высокоимпульсной компоненты дейтрона. Проведены предсказательные расчеты угловой и импульсной зависимостей тензорной анализирующей способности T_{20} реакции $p + \vec{D} \rightarrow h + X$. Показано, что с уменьшением угла вылета регистрируемой частицы θ_h величина T_{20} уменьшается. Наибольший эффект предсказывается при угле $\theta_h = 180^\circ$ в области импульсов $0.4 < r_\pi < 0.6$ (ГэВ/с) и $0.25 < r_K < 0.4$ (ГэВ/с), соответственно для π^+ и K^+ - мезонов.

Интерес к изучению выходов π^+ и K^+ - мезонов на ядрах в кумулятивной области вызван утверждением, что в этой области происходит усиление рождения частиц, содержащих морские кварки, а установленный экспериментальный факт, что отношение инклюзивных сечений $\rho_A^{\pi^+} \simeq \rho_A^{K^+}$ примерно постоянно, связан с более жесткой, чем обычно предполагалось, структурной функцией морских кварков в ядре.

В этом разделе проведен расчет отношения $R_D^{\pi^+/K^+}(X) = \rho_D^{\pi^+}/\rho_D^{K^+}$ инклюзивных сечений в зависимости от переменной X для угла $\theta_h = 180^\circ$. Установлено, что поведение $R_D^{\pi^+/K^+}(X)$ в области $1.1 < X < 1.6$ определяется структурой ВФ дейтрона в области кора. В глубоко-кумулятивной области $X > 1.8$ предсказывается падение отношения $R_D^{\pi^+/K^+}(X)$ с ростом X . Такой результат может интерпретироваться, как указание на единую природу явления, наблюдаемого для тяжелых ядер и, возможно, имеющего место в глубоко-кумулятивной области для легкого ядра дейтерия. Экспериментальная проверка сделанного предсказания представляет интерес для развития кинематического анализа процессов и выделения области, где происходит переход от адронных к кварковым степеням свободы и существенны эффекты, связанные со структурой вакуума.

В §3.3 ковариантный подход в переменных светового конуса применен для описания процесса $D - p$ фрагментации с поляризованными и неполяризованными дейтронами.

Наибольший интерес представляет рождение частиц на дейтроне в кумулятивной области т.е. в области, запрещенной в кинематике на свободных нуклонах. Систематические экспериментальные исследования процесса $D - p$ фрагментации с поляризованными и неполяризованными дейтронами проводятся в Дубне на пучках протонов ($k_p = 8.9$ (ГэВ/с)) и дейтронов ($k_d = 8.9$ (ГэВ/с)) и в Сакле ($k_d = 3.5$ (ГэВ/с)). Получены экспериментальные данные по сечениям, тензорной анализирующей способности T_{20} и векторному коэффициенту передачи поляризации. Эти данные используются для проверки моделей дейтрона, оценки вкладов несекторных механизмов и необходимы для перехода к описанию спиновой структуры дейтрона на кварковом уровне в кумулятивной области.

В этом разделе рассмотрено рождение кумулятивных нуклонов, образование которых на большие углы идет в основном за счет секторного механизма.

Инклюзивное сечение рождения нуклонов-спектаторов при высоких энергиях представляется в виде

$$Ed^3\sigma/dq^3 = K \cdot \sigma_{NN}^{tot}(s_1) Sp\{\bar{\psi}^\beta(k_1)(m + \hat{q})\psi^\alpha(k_1)\hat{k}_p\}\rho_{\alpha\beta},$$

где K - кинематический фактор, $\sigma_{NN}^{tot}(s_1)$ - полное сечение, $\rho_{\alpha\beta}$ - поляризационная матрица плотности дейтрона.

Исследована зависимость инклюзивного сечения рождения протонов - спектаторов от импульсов налетающего и регистрируемого протонов. Получено в целом хорошее согласие с экспериментальными данными (АЛЬФА,

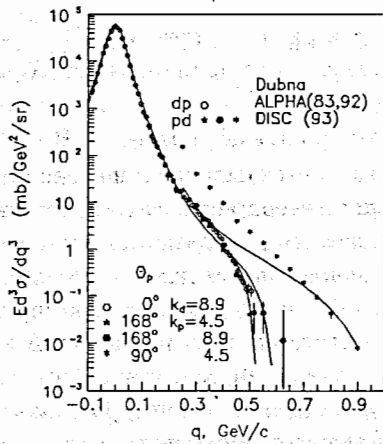


Рис. 9. Импульсная зависимость инвариантного сечения рождения протонов в реакции $D - p$ фрагментации. Экспериментальные данные: \circ - Дубна (АЛЬФА), \star, \bullet, \ast - Дубна (ДИСК). Кинематические условия: (а) $k_p = 4.5$ (ГэВ/с), $\theta_p = 90^\circ, 168^\circ$ и $k_p = 8.9$ (ГэВ/с), $\theta_p = 168^\circ$; (б) $k_d = 8.9$ (ГэВ/с), $\theta_p = 0^\circ$. Кривые - расчеты спектаторного механизма в релятивистском импульсном приближении с РВФ дейтрона.

ДИСК; ЛВЭ ОИЯИ) вдали от кинематической границы. В высокоимпульсной области эффект кинематической границы существенен. Проведены расчет вклада спектаторного механизма на угол 90° и сравнение с экспериментальными данными (ДИСК, ЛВЭ ОИЯИ). Показано, что спектаторный механизм доминирует в высокоимпульсной области $q > 0.7$ (ГэВ/с). При $q < 0.7$ (ГэВ/с), как показано в работах других авторов, существенный вклад дает механизм жестких перерассеяний и прямой фрагментации.

Тензорная анализирующая способность T_{20} является другой независимой характеристикой процесса $D - p$ фрагментации с тензорно - поляризованными дейтронами. Она определяется как среднее значение квадратурной части поляризационной матрицы плотности дейтрона. В рамках ковариантного подхода T_{20} при высоких энергиях определяется выражением

$$T_{20} = \frac{\sqrt{2} S p \{ \bar{\psi}^\beta(k_1)(m + \hat{q})\psi^\alpha(k_1)\hat{k}_p \} S_{\alpha\beta}}{3 S p \{ \bar{\psi}^\beta(k_1)(m + \hat{q})\psi^\alpha(k_1)\hat{k}_p \} \rho_{\alpha\beta}}$$

Проведены расчеты зависимости T_{20} от импульса протона q , регистрируемого под углом $\theta_p = 180^\circ$. Показано, что T_{20} во всей рассматриваемой

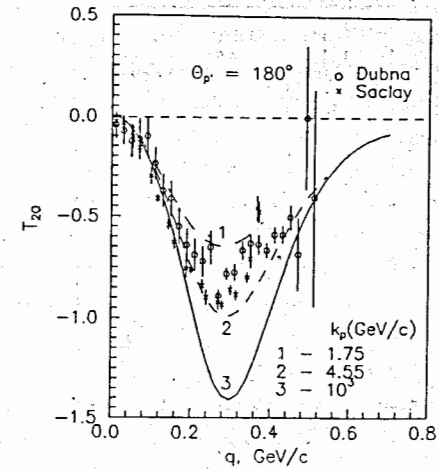


Рис. 10. Тензорная анализирующая способность T_{20} процесса $p + \bar{D} \rightarrow p' + X$. Экспериментальные данные: \circ - Дубна, \times - Сакле. Кривые - расчеты спектаторного механизма в релятивистском импульсном приближении с РВФ дейтрона.

области импульсов принимает отрицательные значения. Этот результат качественно отличается от результатов полученных другими авторами. Он обусловлен релятивистским эффектом немассовости, приводящем к невозможности факторизации сечения в высокоимпульсной области. Величина T_{20} имеет характерное поведение в области $0.2 < q < 0.4$ (ГэВ/с), которое обусловлено динамическим усилением D -волны в дейтроне.

Получено хорошее качественное согласие с экспериментальными данными при $k_d = 8.9$ (ГэВ/с). Исследована зависимость T_{20} от импульса налетающего протона k_p . Показано, что в случае, когда спиновая структура в амплитуде взаимодействия налетающего протона с нуклоном ядра отлична от асимптотической, наблюдается заметная зависимость T_{20} от импульса k_p . Предсказывается асимптотическое поведение T_{20} с увеличением k_p и q .

Показано, что с увеличением угла рассеяния θ_p' кривая T_{20} имеет тенденцию подниматься и, начиная с некоторого угла, пересекает ось q и становится положительной.

Экспериментальный факт - наплыв в сечении, не описывается в рамках спектаторного механизма. В ряде работ он объясняется механизмом резонансного пионного усиления. Однако, окончательный анализ абсолютного вклада этого механизма требует более детальной проверки с учетом, в ча-

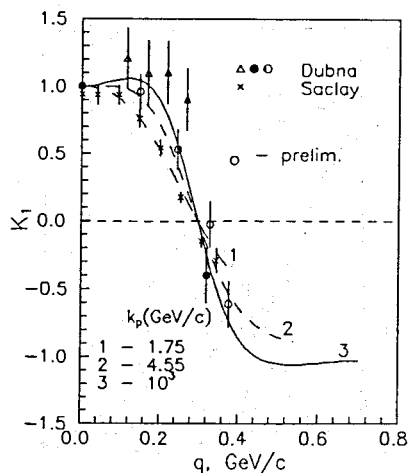


Рис. 11. Векторный коэффициент передачи поляризации K_1 процесса $p + \vec{D} \rightarrow \vec{p}' + X$. Экспериментальные данные: Δ , \bullet , \circ - Дубна, \times - Сакле. Кривые - расчеты спектаторного механизма в релятивистском импульсном приближении с РВФ дейтрона.

стности, угловых зависимостей сечения.

Рассмотрен процесс передачи поляризации от векторно-поляризованного дейтрона к регистрируемому поляризованному протону в реакции $p + \vec{D} \rightarrow \vec{p}' + X$.

Систематические экспериментальные исследования этого процесса ведутся в Дубне и Сакле на пучках релятивистских векторно-поляризованных дейтронов.

Этот процесс характеризуется векторным коэффициентом передачи поляризации $K_{1,2,3}$, представляющим собой среднее по дейтрону от векторной части поляризационной матрицы плотности дейтрона для поляризованных протонов. В рамках развиваемого подхода $K_{1,2,3}$ при высоких энергиях определяется выражением

$$K_{1,2,3} = \frac{Sp\{\bar{\psi}^\beta(k_1)\gamma_5 s_p(m + \hat{q})\psi^\alpha(k_1)\hat{k}_p\}\rho_{\alpha\beta}^V}{Sp\{\bar{\psi}^\beta(k_1)(m + \hat{q})\psi^\alpha(k_1)\hat{k}_p\}\rho_{\alpha\beta}}$$

где $\rho_{\alpha\beta}^V$ - поляризационная матрица плотности дейтрона, s_p , s_D - векторы поляризации протона и дейтрона.

Проведены расчеты зависимости коэффициента передачи поляризации $K_{1,2,3}$ от импульса протона q для угла рассеяния 180° при различных импульсах налетающего протона k_p и ориентациях векторов поляризаций

\vec{s}_p и \vec{s}_D по отношению к плоскости рассеяния. Полученные результаты для K_1 хорошо согласуются с данными, полученными в ЛВЭ ОИЯИ на установке АЛЬФА. Предсказывается асимптотическое поведение $K_{1,2,3}$ в кумулятивной области. Экспериментальные измерения K_1 в области $q = 0.5 - 0.6$ (ГэВ/с) представляют значительный интерес для понимания спиновой структуры дейтрона в высокоимпульсной области и проверки теоретических предсказаний.

Показано, что анализ по рождению кумулятивных нуклонов - спектров при взаимодействии дейтрона с протоном непосредственно обобщается и на процессы фрагментации быстрого дейтрона с ядрами типа $D + A \rightarrow p + X$.

Рассмотрен вопрос о возможности факторизации сечения и тензорной анализирующей способности. Факторизация означает, что сечение или другая динамическая характеристика процесса взаимодействия частицы p с ядром D представимы в виде произведения сечения взаимодействия частицы p с нуклоном ядра N и функции, описывающей импульсное распределение нуклонов в ядре.

Полученные результаты для T_{20} и K_1 дают основания утверждать, что при нерелятивистском движении нуклонов факторизация оправдана, а в релятивистской области $q > 0.3$ (ГэВ/с) нарушается и дает больший эффект, чем релятивизация ВФ и ее отсутствие определяет выход на асимптотику T_{20} и K_1 в отрицательной области значений.

В Заключении сформулированы основные результаты работы, выносимые на защиту.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Разработан новый релятивистский подход для описания дейтрона и процессов с его участием - ковариантный подход в переменных светового конуса. Предложен новый способ релятивизации волновых функций дейтрона. Построена новая релятивистская волновая функция дейтрона, согласованная с его статическими характеристиками (электрическим, магнитным и квадрупольным моментами) и известным нерелятивистским пределом в виде волновой функции для парижского потенциала.
2. В рамках развиваемого подхода проведены расчеты электромагнитных форм - факторов дейтрона - $G_e(Q^2)$, $G_m(Q^2)$, $G_Q(Q^2)$, структурных функций - $A(Q^2)$, $B(Q^2)$ и тензора поляризации $T_{20}(Q^2)$ процесса упругого электрон - дейтронного рассеяния в релятивистском

- импульсном приближении и их сравнение с имеющимися экспериментальными данными. Показано преимущество в описании этих величин по сравнению с подходами Гросса и Бете-Солпитера.
3. Сделаны предсказания о продольной $A_{\parallel}(Q^2)$, поперечной $A_{\perp}(Q^2)$ асимметриях и структурной функции $G_1^D(Q^2)$ процесса упругого рассеяния поляризованных электронов на векторно-поляризованном дейтроне.
 4. В рамках предложенной модели дейтрона показана возможность описания сечений по эксклюзивной реакции электроразвала дейтрона в квазиупругой кинематике при учете эффекта немассовости электромагнитной нуклонной вершины в релятивистской области. Показана важность учета релятивистского эффекта немассовости РВФ дейтрона для описания сечений этого процесса в высокоимпульсной области.
 5. Проведены расчеты структурной функции дейтрона $F_2^D(x, Q^2)$ для реакции глубоко-неупругого лептон-дейтронного рассеяния и получено хорошее согласие с экспериментальными данными BCDMS, SLAC, NMC.
 6. Предложена и проведена новая процедура выделения информации о нейтронной структурной функции $F_2^n(x, Q^2)$ из экспериментальных данных о протонной - $F_2^p(x, Q^2)$ и дейтронной - $F_2^D(x, Q^2)$ структурных функциях.
 7. Оценена величина ядерного эффекта, обусловленного фермиевским движением нуклонов в дейтроне для спин-независимой структурной функции дейтрона $F_2^D(x, Q^2)$. Величина эффекта составляет $\sim 6\%$ при $x \simeq 0.7$. Получен принципиально новый результат - зависимость отношения структурных функций $R_F^{D/N}$ от x качественно воспроизводит ядерный EMC эффект на тяжелых ядрах.
 8. Проверено с извлеченной из экспериментальных данных структурной функцией нейтрона $F_2^n(x, Q^2)$ правило сумм Готтфрида и установлено усиление нарушения партонного правил сумм Готтфрида с увеличением Q^2 .
 9. В рамках развиваемого подхода проведены вычисления спин-зависимой структурной функции дейтрона $g_1^D(x, Q^2)$ процесса глубоко-неупругого

рассеяния поляризованных мюонов на векторно-поляризованном дейтроне. Сделанные предсказания, подтверждены в эксперименте, проведенном в ЦЕРН коллаборацией SMC.

10. Оценена величина ядерного эффекта, обусловленного фермиевским движением нуклонов в дейтроне для спин - зависимой структурной функции дейтрона $g_1^D(x, Q^2)$ процесса глубоко - неупругого рассеяния поляризованных мюонов на векторно поляризованном дейтроне. Показано, что отношение структурных функций $R_g^{D/N} \simeq 9\%$ постоянно в широком кинематическом диапазоне $x = 10^{-3} - 0.7$, $Q^2 = 1 - 80$ (ГэВ/с). Предложена процедура извлечения спин - зависимой структурной функции нейтрона $g_1^n(x, Q^2)$ из экспериментальных данных о протонной - $g_1^p(x, Q^2)$ и дейтронной - $g_1^D(x, Q^2)$ структурных функциях.
11. Проведен анализ механизма однонуклонного обмена в реакции упругого рассеяния $p - D$ назад. Впервые в рамках развиваемого подхода и модели дейтрона проведены расчеты сечений, тензорной анализирующей способности, векторных и тензорных коэффициентов передачи поляризации, асимметрии. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными и установлен вклад этого механизма в измеряемые величины в релятивистской и нерелятивистской областях.
12. Получено описание экспериментальных данных по импульсной зависимости инклюзивного сечения рождения кумулятивных π^+ - мезонов в реакции $p + D \rightarrow \pi^+(180^\circ) + X$, измеренной в ЛВЭ ОИЯИ на установке ДИСК. Показана важность учета релятивистского эффекта немассовости для описания сечения этого процесса в кумулятивной области.
13. Сделаны предсказания об отношении $R^{\pi^+/K^+}(X)$ выходов π^+ и K^+ - мезонов в реакции $p + D \rightarrow h(180^\circ) + X$ и указана область кинематических переменных ($1.1 < X < 1.6$), где структура кора нуклон - нуклонного взаимодействия должна проявиться наиболее ярко.
14. Впервые проведены расчеты и сделаны предсказания об импульсной и угловой зависимостях тензорной анализирующей способности T_{20} процесса $p + D \rightarrow h + X$ ($h = \pi^+, K^+$) кумулятивного рождения мезонов. Показано, что рассматриваемая величина может дать новую

информацию о спиновой структуре высокоимпульсной компоненты дейтрона в области динамического усиления D -волны.

15. Проведены расчеты вклада спектаторного механизма в инклюзивное сечение, тензорную анализирующую способность T_{20} и векторные коэффициенты передачи поляризации $K_{1,2,3}$ процесса $p + D \rightarrow p' + X$. Получено хорошее описание экспериментальных данных для K_1 , измеренного на установке АЛЬФА в ЛВЭ ОИЯИ. Предсказано асимптотическое поведение T_{20} и $K_{1,2,3}$ в кумулятивной области.
16. Предсказано качественное поведение импульсной зависимости тензорной анализирующей способности T_{20} реакции $D + {}^{12}\text{C} \rightarrow p'(0^0) + X$, подтвержденное в экспериментах на установках АЛЬФА и АНОМАЛОН в ЛВЭ ОИЯИ.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Браун М.А., Токарев М.В. Релятивистские электромагнитные факторы дейтрона. Вестник ЛГУ, 1983, N22, вып.4, с.9-14.
2. Kobushkin A.P., Tokarev M.V. Relativistic effects in the nucleon momentum distribution in deuteron. J. Phys. G: Nucl. Phys., 1984, v.10, L5-L9.
3. Браун М.А., Токарев М.В. Релятивистский расчет механизма одно-нуклонного обмена в упругом рассеянии p - d назад. Вестник ЛГУ, 1984, N22, вып.4, с.66-69.
4. Токарев. Электромагнитные процессы с участием релятивистского дейтрона и эффект немассовости. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Общая и ядерная физика, 1986, вып. 1(34), с.89-91.
5. Браун М.А., Токарев М.В. Релятивистские волновые функции и электромагнитные свойства дейтрона. Вестник ЛГУ, 1986, сер.4, вып.1, с.7-15.
6. Браун М.А., Токарев М.В. Электромагнитные и кумулятивные процессы с участием релятивистского дейтрона. В сб.: Материалы III Симпозиума "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях", Ленинград, 1986, с.311-318.

7. Токарев М.В. Эксклюзивная реакция электроразвала дейтрона и эффект немассовости. В сб.: "Теория квантовых систем с сильным взаимодействием", Калинин, 1987, с.97-101.
8. Токарев М.В. Асимметрия рождения кумулятивных протонов в реакции $\bar{p} + D \rightarrow \bar{p} + X$. Изв. ВУЗов, ФИЗИКА, 1987, N8, с.96-98.
9. Токарев М.В. Эффект немассовости релятивистской волновой функции дейтрона и электромагнитной нуклонной вершины в реакции $D(e, e'p)n$. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Общая и ядерная физика, 1987, вып.2(38), с.64-66.
10. Tokarev M.V. Tensor analyzing power T_{20} of the $pD \rightarrow Dp$ process and the effect of nucleon stretching In: Proc. IV Inter. Symp. "Mesons and Light Nuclei", Prague, 1988, 2p.
11. Tokarev M.V. Exclusive deuteron electrodisintegration process and off shell effect. Few-Body Systems, 1988, v.4, p.133-140.
12. Braun M.A., Tokarev M.V. Antiproton cumulative production in the $pD \rightarrow \bar{p}X$ reaction. In: Proc. XII Inter. Conf. on Few-Body Problem in Physics. Vancouver, Canada, 1989, 2p.
13. Braun M.A., Tokarev M.V. Polarization characteristics of processes with the relativistic deuteron. In: Proc. III Inter. Symposium "Pion-nucleon and nucleon-nucleon physics", Gatchina, April 17-22, 1989, v.2, p.398-404.
14. Tokarev M.V. Deep-inelastic electron-deuteron structure functions for polarized and unpolarized targets. In: Proc. XII European Conf. on Few-Body Physics, Uzhgorod, June 1-5, 1990, p.200-204.
15. Tokarev M.V. Tensor analyzing power T_{20} and vector polarization transfer coefficient K for $p + D \rightarrow (h, p) + X$ process. In: JINR Rapid Communication 3[49]-91, 1991, p. 27-33.
16. Браун М.А., Токарев М.В. Релятивистское описание дейтрона и процессов с его участием в рамках ковариантного подхода в переменных светового конуса. ЭЧАЯ, 1991, т.22 вып.6, с.1237 - 1291.
17. Tokarev M.V. Relativistic impulse approximation and deuteron spin structure. In: Proc. National Conf. on Physics of Few - Body and Quark - Hadronic Systems, Kharkov, Ukraine, June 1-5, 1992, 11 p.

18. Tokarev M.V.: Spin - dependent structure function $G_1^D(Q^2)$ of elastic electron - deuteron scattering. In: Book of Contribution XIII Inter. Conf. on Few - Body Problems in Physics, Flinders University, Adelaide, Australia, January 5-11, 1992, p.226-227.
19. Tokarev M.V. Momentum dependence of tensor analyzing power T_{20} and vector polarization transfer coefficient K for the $p+D \rightarrow (h, p)+X$ process. In: Book of Contribution XIII Inter. Conf. on Few-Body Problems in Physics, Flinders University, Adelaide, Australia, January 5-11, 1992, p.282-283.
20. Tokarev M.V. Relativistic impulse approximation and deuteron spin structure. JINR preprint, E2-92-264, 1992, 12 p.
21. Tokarev M.V. Deuteron spin structure from processes of p-D interaction. In: Proc. XI Inter. Seminar on High Energy Physics Problems "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics", Dubna, Russia, September 7 - 12, 1992, 18 p.
22. Tokarev M.V. Deep inelastic deuteron structure functions and effect of relativistic fermi motion. In: Book of abstract XIII Inter. Conf. Particles and Nuclei (PANIC), 28 June - 2 July, Perugia, Italy, 1993, p.235-236.
23. Tokarev M.V. The deuteron spin - dependent structure function $g_1^D(x, Q^2)$ and effect of relativistic Fermi motion. Preprint JINR E2-93-211, Dubna, 1993, 10 p.; Phys. Lett., 1993, v.B318, p.559-564.
24. Averichev G.S., ..., Tokarev M.V. et al. Momentum and angular spectra of cumulative pion and proton production in p-D collisions. In: Proc. Inter. Symposium "DUBNA DEUTERON - 93", Dubna, Russia, 14-18 September, 1993, 12 p.
25. Braun M.A., Tokarev M.V. Effect of relativistic Fermi motion in deuteron. In: Proc. V Workshop on High Energy Spin Physics (SPIN93), 20-24 September, 1993, Protvino, Russia, 8 p.
26. Braun M.A., Tokarev M.V. Deuteron and neutron structure functions and effect of relativistic Fermi motion. JINR preprint E2-93-184, Dubna, 1993, 10 p.; In: Proc. Inter. Symposium "DUBNA DEUTERON - 93", Dubna, Russia, 14-18 September, 1993, 11 p.; Phys. Lett., 1994, v.B320, p.381-387.

ЛИТЕРАТУРА

1. Браун Дж.Е., Джексон А.Д. Нуклон - нуклонные взаимодействия. //М.: Атомиздат, 1979, 247 с.
2. Эрикссон Т., Вайзе В. Пионы и ядра. //М.: Наука, 1991, 205с.
3. Brodsky S.J. Quantum chromodynamics in few nucleon systems. //Nucl. Phys. - 1984. - v.A416. - p.3-24.
4. Frankfurt L.L., Strikman M.I. High-energy phenomena, shortrange nuclear structure and QCD. //Phys. Rep. - 1981. - v.76, No4. - p.215-347.
5. Балдин А.М. Физика релятивистских ядер. //ЭЧАЯ. - 1977. - т.8, вып.3. - с.429-477.
6. Ставинский В.С. Предельная фрагментация ядер - кумулятивный эффект. //ЭЧАЯ. - 1979. - т.10, вып.5. - с.949-995.
7. Gavrilov V.V., Leksin G.A. Preprint ИТЕР 128-89, Moscow, 1989, 28p.
8. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Многокварковые системы в ядерных процессах. //ЭЧАЯ. - 1984. - т.15, вып.6. - с.1249-1295.
9. Неудачин В.Ф., Обуховский И.Т., Смирнов Ю.Ф. Кварковые конфигурации в легчайших ядрах. //ЭЧАЯ. - 1984. - т.16, вып.6. - с.1165-1207.
10. Карманов В.А. Релятивистские составные системы в динамике на световом фронте. //ЭЧАЯ. - 1988. - т.19, вып.3. - с.525-578.
11. Савин И.А., Смирнов Г.И. Влияние ядерной среды на структуру связанных нуклонов. //ЭЧАЯ. - 1991. - т.22, вып.5. - с.1005-1066.
12. Agneodo M. Preprint CERN-PPE/92-113 (1992).
13. Лыкасов Г.И. Релятивистские явления в дейтроне и процессы его фрагментации на нуклоне. //ЭЧАЯ. - 1993. - т.24, вып.1. - с.140-179.
14. Dorokhof A.E., Kochelev N.I., Zubov Yu.A. Proton spin within non-perturbative QCD. //Inter. Jour. Mod. Phys. - 1993. - v.A8, No4. - p.603-651.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 марта 1994 года.