



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2-96-41

К-206

На правах рукописи
УДК 539.171.017
+539.128.2

КАПТАРЬ
Леонид Петрович

ЭФФЕКТЫ ЯДЕРНОЙ СТРУКТУРЫ В РЕАКЦИЯХ
ГЛУБОКО НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЛЕПТОНОВ

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1996

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Первые целенаправленные экспериментальные исследования структурных функций (СФ) нуклонов в реакциях глубоко неупругого рассеяния (ГНР) электронов начались на линейном ускорителе Станфордской национальной лаборатории (SLAC). Результаты этих экспериментов послужили блестящим обоснованием основных принципов квантовой хромодинамики (КХД) и стимулировали планирование и проведение новых широкомасштабных экспериментов в CERN, на синхротроне в Германии (DESY), на ускорителе CEBAF, нейтринные эксперименты (CDHS), целью которых является дальнейшая проверка и уточнение КХД. В большинстве соотношений и правил сумм КХД участвуют кварковые распределения *свободного нейтрона*, экспериментальное исследование которого затруднено в силу известных трудностей с созданием нейтронной мишени, поэтому неминуемо использование ядерных мишеней. Первоначально предполагалось, что кварковые распределения ядерных нуклонов идентичны (за исключением небольших кинематических поправок, связанных с их фермиевским движением) кварковым распределениям свободных нуклонов и для определения СФ нейтрона достаточны опыты на мишенях из водорода и легких ядер. Первая же непосредственная проверка этого предположения коллаборацией EMC дала неожиданный результат: ядерные СФ отличаются от СФ свободного нуклона во всем измеренном интервале изменения кинематических переменных. Впоследствии этот первый, или как его еще называют "старый", EMC-эффект был подтвержден и в других экспериментах (BCDMS, SLAC). Отметим, что существенно раньше в ЛВЭ ОИЯИ в реакциях кумулятивного мезонообразования в адрон-ядерных столкновениях было установлено отличие кварковой структуры ядра от кварковой структуры свободного нуклона, которое определяется не только кварковыми распределениями связанных нуклонов, но и более сложными конфигурациями: шести-, девяти-, ... кварковыми кластерами. Это дало основание А.М. Балдину ввести понятие структурной функции ядра и обратить внимание на важность исследований ГНР лептонов на ядрах.

Второй EMC-эффект, или "спиновой кризис", суть которого заключается в том, что на первый взгляд, спин кварков не участвует в формировании спина протона, привел к необходимости постановки

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им.
Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор Г.М. Зиновьев

доктор физико-математических наук Л.А. Кондратюк

доктор физико-математических наук В.А. Карманов

Ведущая организация:

Научно-исследовательский институт физики С.-Петербургского государственного университета, г. С.-Петербург.

Защита состоится "3" апреля 1996 г. в 16 часов на заседании специализированного совета Д 047.01.01 по адресу: 141980, г. Дубна, ЛТФ, ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

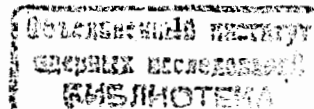
Автореферат разослан "23" февраля 1996 г.

Ученый секретарь

специализированного совета

кандидат физико-математических наук

В.И. Журавлев



экспериментов на поляризованных ядрах. Естественно, что проблема последовательного учета ядерных поправок при определении спиновых СФ нейтрона и здесь становится первостепенной, поскольку вся совокупность экспериментальных данных свидетельствует о том, что атомные ядра не могут быть рассмотрены как простая сумма $Z + N$ квазисвободных протонов и нейтронов. Ядро является гораздо более сложной системой, в его структурные функции помимо нуклонов, могут давать вклад другие степени свободы (многокварковые конфигурации, мезоны, Δ - изобары), а также проявиться влияние различных структурных факторов, такие как связность, многонуклонные корреляции на малых расстояниях и т.д. Все эти ядерные эффекты необходимо надежно выделить из СФ, с тем чтобы проводить комбинированный анализ данных на водороде и на ядрах получить достоверную экспериментальную информацию о СФ свободного нейтрона. Очевидно, что все эффекты ядерной структуры по своей природе характеризуются большими расстояниями, где методы КХД неприменимы и их исследование следует провести на основе современных эффективных ядерных моделей.

Итак, представляется весьма важным и актуальным построить теорию ГНР на ядрах, которая с единых позиций объяснила бы разнообразную экспериментальную информацию о кварковом распределении в ядрах и позволила бы надежно вычислить ядерные структурные поправки с тем, чтобы получить достоверную информацию о СФ свободного нейтрона.

Одна из проблемных задач релятивистской ядерной физики - это исследование релятивистских эффектов в реакциях с большой передачей импульса в том числе и в реакциях ГНР. При этом предпочтительно исследовать эффекты релятивизации на основе решения точных релятивистских уравнений, допускающие точные, или хотя бы хорошо обоснованные приближенные, решения. Одним из таких уравнений является широко известное спинор - спинорное уравнение Бете - Солпитера, решение которого, с реалистическим взаимодействием потенциала однобозонного обмена, позволило бы не только всесторонне исследовать релятивистские эффекты в ГНР, но также сопоставлять результаты ковариантных расчетов различных реакций с большой передачей импульса с результатами нерелятивистских вычислений с ис-

пользованием волновой функции ядер в том же, но нерелятивистском, потенциале однобозонного обмена.

Цель работы состоит в разработке эффективной теории реакций глубоко неупругого рассеяния на ядрах для объяснения с единых позиций имеющейся разнообразной экспериментальной информации и для надежного вычисления ядерных поправок и релятивистских эффектов при экспериментальном определении структурных функций нейтрона и проверке правил сумм КХД.

Научная новизна и практическая ценность

Новым является создание самосогласованной теории глубоко неупругого рассеяния лептонов на ядрах с учетом ядерных структурных эффектов в реакциях ГНР. На ее основе впервые с единых позиций проанализированы имеющиеся экспериментальные данные как с поляризованными, так и с неполяризованными частицами.

Впервые проведено последовательное исследование вклада мезонных обменных токов и эффектов связности нуклонов в СФ ядер. В частности, получены замкнутые аналитические выражения для структурных функций с выделением отдельно вклада импульсного приближения и эффектов ядерного взаимодействия. Полученные формулы имеют простую физическую интерпретацию, а параметры модели фиксируются из независимых экспериментов.

Предложен математический метод извлечения СФ нейтрона, как для неполяризованных, так и поляризованных измерений, из комбинированного анализа данных на водороде и легких ядрах. Впервые структурная функция нейтрона извлечена из экспериментальных данных коллаборации BCDMS с учетом эффектов связности и мезонных обменных токов и дана ее простая и удобная в практическом применении параметризация.

Проведено систематическое исследование поведения СФ ядер на границе однонуклонной кинематики и в кумулятивной области. Исследована роль многокварковых конфигураций и изобарных степеней свободы в этой области, а также впервые установлено поведение моментов структурных функций при больших n с учетом последних экспериментальных данных в кумулятивной области.

Всесторонне исследована роль релятивистских эффектов в СФ дей-

трона. С этой целью впервые решено спинор-спинорное уравнение Бете-Солпитера (БС) для амплитуды с реалистическим потенциалом однобозонного обмена для немассовых частиц. В полностью ковариантном подходе вычислены структурные функции дейтрона $F_2(x)$, $g_1(x)$ и выполнены методические расчеты функций $b_{1,2}(x)$.

Развита теория стриппинга дейтрона в формализме Бете-Солпитера. Исследован вклад эффектов релятивизации в тензорную анализирующую способность T_{20} и в передачу поляризации κ .

В целом результаты работы развивают новое направление в ядерной физике - теорию реакций глубоко неупругого рассеяния на атомных ядрах. Полученные теоретические результаты существенно расширили представления о роли ядерной структуры и нуклонных степеней свободы в таких реакциях, о механизме формирования ядерной СФ, о природе наблюдаемых эффектов в процессах ГНР. Разработанные теоретические подходы и методы используются как в теоретических разработках других авторов, так и при анализе экспериментальных данных, а выполненные предсказательные расчеты - в планировании экспериментов.

Для защиты выдвигаются следующие основные результаты, полученные в диссертации

1. Построена теория реакций глубоко неупругого рассеяния лептонов ядрами на основе метода операторного разложения в эффективной теоретико-полевой мезон нуклонной теории. Предложенный подход позволяет теоретически исследовать роль ядерных эффектов как в нерелятивистском пределе, так и в полностью ковариантном подходе.

2. В нерелятивистском случае получены замкнутые аналитические выражения для моментов структурных функций и самих функций в виде отдельных слагаемых, характеризующих вклады импульсного приближения, эффектов немассовости и мезонных обменных токов. Установлено, что хорошо известная феноменологическая модель x -рескейлинга является частным случаем развиваемой модели.

3. Всесторонне исследована роль мезонных обменных токов в реакциях ГНР. Установлено, что мезонные поправки по порядку величины не превосходят экспериментальных ошибок и в практических вычислениях ими можно пренебречь, внося их в систематические погрешности эксперимента. Однако, учет мезонных обменных токов позволяет в

точности восстановить правило сумм энергии-импульса, нарушаемое в импульсном приближении, что является принципиально важным для теории.

4. Разработаны и предложены алгоритмы определения структурной функции свободного нейтрона из комбинированного анализа данных на водороде и легких ядрах. Получены экспериментальные СФ нейтрона во всем интервале, измеренном коллаборацией BCDMS, x и Q^2 и на основе полученных данных проанализировано правило сумм Готтфрида и данные коллаборации NMC на протоне и дейтроне при малых x .

Установлено, что учет влияния связности нуклонов в ядре и мезонных обменных токов позволяет с единых позиций понять разнообразный экспериментальный материал в реакциях ГНР поляризованных и неполяризованных лептонов ядрами и дает основание проверки правил сумм Бьеркена, Готтфрида, Эллиса-Джаффе.

5. Исследован вклад нуклонных степеней свободы, Δ -изобар и мультикварковых конфигураций в СФ дейтрона. Найдено, что наибольшее влияние Δ -изобар следует ожидать в спиновых СФ, где поправки доходят до 10% при малых x и до 4% в интегральных характеристиках.

Установлено, что учет шести-кварковых конфигураций в дейтроне существенно меняют поведение структурных функций в кумулятивной области $x > 1$.

6. Установлена зависимость моментов СФ m_n от n и от структурных ядерных характеристик. Показано, что в противоположность предположениям модели Q^2 -рескейлинга, зависимость m_n от n должна быть не линейно убывающей, а степенной растущей. Этот вывод подтвержден последними экспериментальными данными BCDMS на углероде в кумулятивной области.

7. Предложенный теоретический подход обобщен на реакции ГНР с поляризованными частицами. Получены замкнутые аналитические выражения для спиновых СФ с учетом импульсного приближения и эффектов спин-орбитальной структуры ядер и взаимодействия нуклонов в ядре. Исследованы имеющиеся экспериментальные данные на поляризованных легких ядрах и на примере анализа процессов на зеркальных ядрах гелия и трития продемонстрирована роль ядерных эффектов в

правиле сумм Бьеркена.

8. Развита ковариантный подход для исследования релятивистских эффектов в реакциях ГНР. С этой целью разработан метод решения спинор-спинорного уравнения Бете-Солпитера в лестничном приближении с реалистическим взаимодействием и получены его численные решения для парциальных амплитуд. Показано, что релятивистские поправки приводят к заметному вкладу в структурные функции $F_2^D(x)$, $g_1^D(x)$ и $b_1(x)$ и их необходимо учитывать.

9. Исследованы релятивистские эффекты в реакциях расщепления поляризованного дейтрона поляризованными протонами. Показано, что учет P -компонент в амплитуде Бете-Солпитера для дейтрона, отсутствующие в нерелятивистских уравнениях, приводит к улучшению согласия с экспериментом для тензорной анализирующей способности реакции T_{20} и передачи поляризации κ .

Апробация диссертации и публикации.

Основные результаты диссертации неоднократно докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики им Н.Н. Боголюбова ОИЯИ, были представлены и докладывались на Международных семинарах по проблеме физики высоких энергий, Дубна-1982, 1986, 1988, 1990, 1992, 1994; Международных рабочих совещаний по дейтрону, Дейтрон-91, 93, 95; Международных конференциях по проблемам малочастичных систем, Харьков-1992, США -1994; Международной конференции по частицам и ядрам, PANIC XXIII, Италия 1993; на XI Международном симпозиуме по проблемам физики спина при высоких энергиях, США, 1994; на Международной зимней школе по проблемам физики частиц и космологии, Канада - 1994, на Международной летней школе "Рассеяние электронов нуклонами и ядрами", Прага 1994. По теме диссертации опубликовано 38 работ в отечественной и зарубежной печати.

Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, семи глав основного содержания, заключения и двух приложений; содержит 273 страниц текста, включая 7 таблиц, 57 рисунков и библиографический список из 207 названий.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении кратко изложена постановка физической задачи и дано обоснование актуальности и важности исследуемых проблем.

В первой главе рассматривается феноменология реакций ГНР. Здесь определяется кинематика процесса, объясняется физический смысл структурных функций, обсуждаются экспериментальные результаты и существующие теоретические подходы. На примере применения конволюционной формулы всесторонне исследуются влияние ядерной структуры на СФ, вычисляются мезонные поправки, приведено сравнение с экспериментом. Показано, что основные закономерности ЕМС-эффекта можно объяснить фермиевским движением немассовых нуклонов и мезонными обменными токами. Типичные результаты расчетов приведены на рисунках 1 и 2. На Рис. 1 приводится пример расчета отношения СФ ядер к СФ изоскалярного нуклона с применением конволюционной формулы:

$$F_2^{N/A}(x) = \int_x^{M_A/m} f^{N/A}(y) \cdot F_2^N(x/y) dy, \quad (1)$$

где

$$f^{N/A}(y) = \int \frac{dk}{(2\pi)^3} d\varepsilon S(k, \varepsilon) \cdot \left(1 + \frac{k_3}{m}\right) \delta\left(y - \left[1 + \frac{\varepsilon}{m} + \frac{k_3}{m}\right]\right) \quad (2)$$

есть "распределение нуклона" как функция доли продольного импульса мишени, $S(k, \varepsilon)$ - ядерная спектральная функция, k и ε обозначают импульс и энергию связанного нуклона. Все ядерные эффекты в (1)-(2) содержатся в определении y через δ -функцию, а также в спектральной функции $S(k, \varepsilon)$. Так, если для расчета спектральной функции использовать простую одночастичную модель ядра (которая не воспроизводит, например, полную энергию связи ядер), то описание ЕМС-эффекта получается неудовлетворительным, см. Рис. 1 (левый рисунок, пунктирная линия).

На недостатки такого расчета было сразу обращено внимание, и для хорошего описания данных в группе Г.М. Ваградова было предложено учесть в спектральной функции более сложные, глубоко-лежащие квази-одночастичные уровни. С этой целью при расчете спектральной

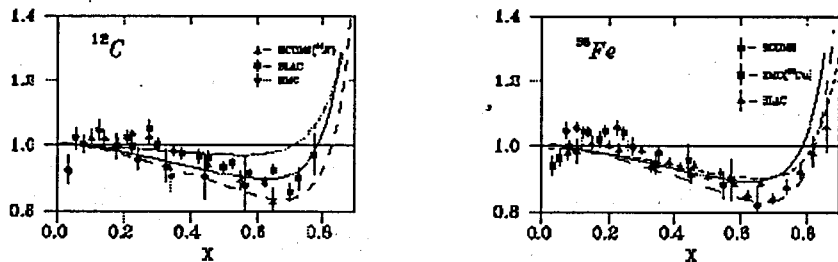


Рис. 1: Отношение $F_2^A(x)/F_2^N(x)$ для углерода и железа. Сплошные линии и длинные пунктиры - результаты расчетов по конволюционной формуле в модели когерентной флуктуации плотности (МКФП) без учета и с учетом потокового фактора, соответственно; пунктирная линия на левом рисунке - расчет в приближении Хартри, на правом - отношение СФ железа и дейтрона в модели МКФП.

функции ядра следует использовать реалистические модели ядра, которые хорошо описывают все характеристики основного состояния, такие как, например, полная энергия связи, центроиды энергий и пр. Одной из таких моделей является модель когерентной флуктуации ядерной плотности (МКФП) и на Рис. 1 показаны примеры расчета отношения $F_2^A(x)/F_2^N(x)$ для углерода и железа со спектральной функцией, рассчитанной в этой модели. Из рисунка видно, что описание ЕМС-эффекта в этом случае удовлетворительное. Из сравнения результатов расчетов с двумя спектральными функциями следует вывод, что основные особенности реакций ГНР на ядрах объясняются рассеянием лептонов на глубоко-лежащих немассовых нуклонах.

Отличительная особенность данной модели состоит в том, что связанные нуклоны переносят лишь часть полного импульса ядра-мишени. Поэтому естественно, что подобная модель конволюции (с конститuentами только одного типа) формально приводит к нарушению закона сохранения энергии и энергетических правил сумм, которое на самом деле является следствием неполного описания самого ядра. Действительно, в этом описании существенный момент - сильная связность нуклонов в ядре ($\langle \epsilon \rangle_s \approx -40$ МэВ), однако физическое существо этого факта в стандартных анализах ГНР на ядрах до сих пор не учиты-

валось. В настоящее время общепринято, что NN -потенциал, обусловлен обменом мезонами. Ядро, таким образом, есть система нуклонов и других виртуальных конститuentов ядра (мезонов), которые тоже необходимо учитывать в СФ ядра.

В партонной модели вклад мезонных степеней свободы в ядерные СФ может быть записан в виде:

$$\delta F_2^M(x) = \sum_M \int_0^{y_{max}} dy F_2^M(x/y) f^{M/A}(y), \quad (3)$$

F_2^M - СФ мезона M ; $f^{M/A}$ - распределение мезонов M в ядре A по доле продольного импульса; суммирование в (3) идет по всем сортам мезонов. Поскольку мезоны не несут барионного заряда, то при учете мезонов нормировка ядерной СФ на полный заряд остается без изменений. В энергетическом правиле сумм появляется мезонная поправка (импульс ядра переносится всеми конститuentами) и закон сохранения энергии для СФ ядра выглядит следующим образом:

$$\frac{Am}{M_A} \cdot [\langle y \rangle_{N/A} + \langle y \rangle_{M/A}] = 1, \quad (4)$$

где $\langle y \rangle_{M/A} = \sum_M \int_0^{y_{max}} dy y f^{M/A}(y)$. Конкретный учет вкладов отдельных мезонов можно провести вычислением мнимых частей соответствующих обменных диаграмм. Например, для вклада σ -мезонов в дейтроне получается:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} F_2^{\mu/D} &= \int_x^{M_D/m} d\eta f_\mu(\eta) F_2^\mu(x/\eta), \\ f_\sigma(\eta) &= 2g_\sigma^2 \int \frac{d^3 p_1 d^3 p_2}{(2\pi)^6} \frac{1}{3\Omega_\sigma^4} \sum_M \Psi_D^{M+}(\mathbf{p}_1) \Psi_D^M(\mathbf{p}_2) \cdot \\ &\quad \cdot (k_0 + k_z) \delta(\eta - (k_0 + k_z)/m) \Theta(k_0 + k_z) \end{aligned} \quad (5)$$

где $\Omega^2 = (k_0^2 - \omega_\mu^2)$, $\mu = \pi, \omega, \sigma$.

На Рис. 2 приведен результат расчета вклада отдельных мезонов в СФ дейтрона и углерода.

Энергетическое правило сумм может проанализировано, исходя из (5) с применением теоремы вириала. В диссертации показано, что при

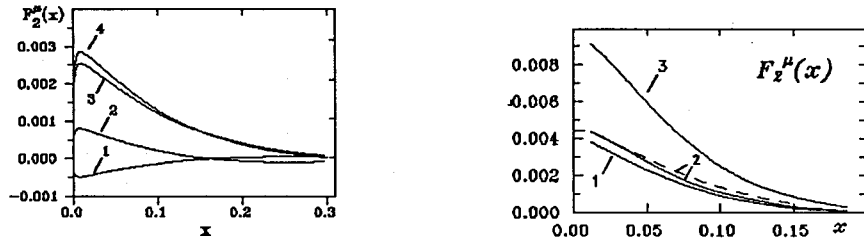


Рис. 2: Абсолютные вклады мезонных токов. Левый рисунок - дейтрон. Кривые: 1-3 - вклады ω - σ - π - мезонов соответственно; кривая 4 - суммарный вклад всех мезонов. Правый рисунок - углерод. Кривые: 1 - расчет с ядерной плотностью Вудса-Саксона и мезонами потенциала Миллера-Грина (МГ), 2 - с плотностью Скимр-I и двумя наборами мезонов (МГ-сплошная кривая, σ и ω -мезоны боннского потенциала - пунктир). Кривые 1, 2 рассчитаны с параметрами обрезания Λ соответствующих потенциалов. Кривая 3 - расчеты с плотностью Скимр-I и мезонами МГ при $\Lambda \rightarrow \infty$.

учете вкладов обмена мезонами закон сохранения энергии (4) выполняется в точности.

Таким образом, в конце первой главы делается вывод о том, что закономерности ЕМС-эффекта могут быть объяснены связностью нуклонов в ядре и учетом мезонных обменных токов.

Вторая глава посвящена построению самосогласованной эффективной мезон-нуклонной теории реакций ГНР с неполяризованными частицами. Основа подхода составляет применение операторного разложения в мезон-нуклонной теории.

В первом разделе даются общие теоретические сведения о методе операторного разложения (ОРЕ) в теории поля, и на примере применения свободной теории КХД к процессам ГНР показывается, что метод ОРЕ в точности воспроизводит результаты кварк партонной модели. Показано, что для самосогласованного теоретического описания ядерных СФ необходимо, чтобы и соответствующие операторы, и вектора основного состояния и матричные элементы были рассчитаны в едином подходе, с использованием одного и того же гамильтониана системы. Для этого в следующем разделе метод ОРЕ применяется в

рамках эффективной мезон-нуклонной теории. Используя известную технику редукции спинорных полей, определяется явный вид операторов ГНР в нерелятивистском пределе, вектора основного состояния адронной мишени и вычисляются соответствующие матричные элементы. Отдельно исследуется случай нуклонной мишени; определены волновые функции, вычислены моменты физического нуклона в терминах "голых" конституэнтов, определены соответствующие контрчлены. В дальнейшем выражения для моментов физического нуклона используются при вычислении ядерных матричных элементов. В результате получены аналитические выражения для ядерных структурных функций и их моментов в терминах хорошо определенных величин: структурных функций и моментов физических нуклонов и мезонов, кинетической и потенциальной энергий ядерных нуклонов, химического потенциала и ядерных спектральных функций. Например для дейтрона:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{M_D}{m} \right)^n \cdot M_n(F_2^D) = \quad (6)$$

$$= M_n(F_2^N) \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} |\Psi_D(p)|^2 \left(1 + \frac{p_z}{m}\right) \cdot \left(1 + \frac{p_z}{m} + \frac{p^2}{2m^2}\right)^n + \quad (7)$$

$$+ M_n(F_2^N) \int \frac{d^3 p d^3 k}{(2\pi)^6} \Psi_D^\dagger(p) V(k) \Psi_D(p+k) \frac{1}{k_z} \left[\left(1 + \frac{k_z}{2m}\right)^n - \left(1 - \frac{k_z}{2m}\right)^n \right] - \quad (8)$$

$$- M_n(F_2^M) \int \frac{d^3 p d^3 k}{(2\pi)^6} \Psi_D^\dagger(p) V(k) \Psi_D(p+k) \frac{m}{\omega^2(k)} \cdot \frac{(1 + (-1)^{n+1})}{2} \cdot \left(\frac{k_z}{m}\right)^{n+1}, \quad (9)$$

где Ψ_D - обычная нерелятивистская волновая функция дейтрона, $\omega^2(k) = (k^2 + \mu^2)$; $V(k)$ - NN- потенциал однобозонного обмена.

Видно, что поскольку в выражении для моментов зависимость от n факторизуется в виде произведения моментов физических нуклонов и мезонов и функций, зависящих только от структуры мишени, то обратное преобразование Меллина восстановит структурные функции в виде конволюции, причем таких конволюционных членов будут три: импульсное приближение (рассеяние на свободном нуклоне с импульсом p , распределенном согласно волновой функции $\Psi_D(p)$), вклад взаимодействия, учитывающий связность нуклона в ядре и вклад мезонных обменных токов.

Закон сохранения энергии-импульса в данном подходе проверяется непосредственно из (7)-(9) при $n = 2$. С помощью теоремы вириала

доказано, что закон сохранения энергии - импульса выполняется точно.

Показано, что предложенный подход при некоторых разумных допущениях в точности воспроизводит феноменологические формулы известной модели x -рескейлинга; также приводится простая и удобная в применении приближенная формула модели для вычисления ядерных СФ:

$$\frac{1}{2}F_2^{N/D} = F_2^{N/D}(IA) + \frac{\langle V \rangle}{m} x \cdot \frac{dF_2^N}{dx} = F_2^{N/D}(IA) + \frac{\varepsilon_D - \langle T \rangle}{m} x \cdot \frac{dF_2^N}{dx}, \quad (10)$$

где $F_2^{N/D}(IA)$ - вклад импульсного приближения, $\langle T \rangle$ - средняя кинетическая энергия нуклонов в дейтроне. В случае тяжелых ядер формула (10) модифицируется с учетом того, что:

$$\langle V \rangle_A = 2(\varepsilon_A - \langle T \rangle_A), \quad (11)$$

где $\varepsilon_A \approx -8$ Мэв - средняя энергия связи ядер на один нуклон, $\langle T \rangle_A$ - средняя кинетическая энергия нуклона в ядре.

Численные расчеты показывают, что приближенные формулы (10) и (11) дают результаты очень близкие к точным расчетам $F_2^{N/D}$, что дает возможность рассчитать СФ ядра, не вдаваясь в подробности его внутренней структуры - достаточно лишь иметь экспериментально измеренные нуклонные СФ, импульсное распределение и среднюю потенциальную и кинетическую нуклонов в ядре.

Детально анализируется как вклад нуклонной компоненты, так и мезонных поправок в ядерные СФ, выполнены численные расчеты и даны сравнения с экспериментальными данными. На Рис. 3 приведены типичные результаты применения предложенного подхода к вычислению СФ.

В конце главы приведены основные результаты и выводы.

В третьей главе исследуются процессы ГНР с поляризованными частицами. В начале главы приводятся основные кинематические соотношения для определения спиновых СФ, обсуждается физический смысл правил сумм Бьеркена и Эллиса-Джаффе, дается краткий анализ существующих экспериментальных данных. Приводятся результаты феноменологического анализа спиновых СФ ядер, показана важность учета спин-орбитальной структуры при проверке правила сумм Бьеркена с использованием зеркальных ядер.

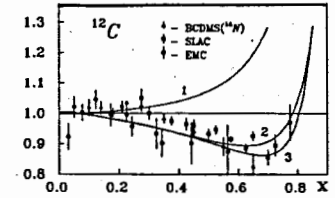
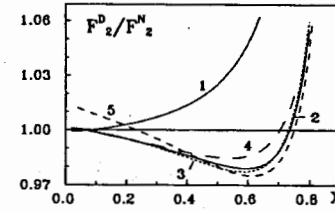


Рис. 3: Отношение СФ ядер и изоскалярного нуклона. Левый рисунок - дейтрон. Кривые: 1- фермиевское движение нуклонов на массовой поверхности (импульсное приближение); 2 - фермиевское движение с учетом связности нуклонов (сплошная кривая); 3 - результаты вычислений по приближенной формуле (пунктир); 4 - результаты модели x -рескейлинга; 5- суммарный вклад импульсного приближения, связности и мезонных токов. Правый рисунок - углерод. Кривые: 1- фермиевское движение нуклонов на массовой поверхности (импульсное приближение); 2- результаты модели x -рескейлинга; 3 - фермиевское движение с учетом связности нуклонов (вычисленное в рамках предложенного в диссертации подхода).

Предлагается теоретический подход, аналогичный обсуждаемому во второй главе, для исследования ядерных эффектов в процессах с поляризованными частицами. В этом случае получены явные выражения для аксиальных операторов и векторов основного состояния легчайших ядер с учетом их спиновой структуры, вычислены соответствующие матричные элементы. Спиновые СФ и их моменты получены в явном аналитическом виде, что позволяет исследовать отдельно вклад импульсного приближения и эффекты взаимодействия нуклонов в ядре. Полученные формулы легко обобщаются на случай тяжелых ядер, а также показано, что их можно свести к феноменологическим формулам модели конволюции. Приводится простая приближенная формула для вычисления спиновой СФ, хорошо воспроизводящая точные, но громоздкие теоретические выражения:

$$\frac{1}{2}g_1^D(x) = g_1^{IA}(x) - \frac{d}{dx}(xg_1^N(x)) \cdot \frac{\langle \{S_z, V\}(\mathbf{k}) \rangle}{m_N}, \quad (12)$$

где $\langle \{S_z, V\} \rangle$ среднее значение антикоммутатора оператора спина и потенциала в поляризованном дейтроне. Второй член в (12) это поправки

к импульсному приближению за счет эффектов связности. Видно, что эти поправки малы ($\sim \langle V_{OBE} \rangle / m_N$) и зависят от поведения нуклонной ССФ $g_1^N(x)$ и ее первой производной.

Проведены численные расчеты СФ дейтрона и ^3He , получено хорошее согласие с экспериментом (на Рис. 4 приводятся типичные результаты вычисления спиновой СФ дейтрона и сравнение с экспериментальными данными Спиновой Мюонной Коллаборации), оценен вклад ядерной структуры, показано, что в поправки от взаимодействия играют важную роль в этих процессах, однако основной эффект в спиновых СФ обусловлен спин-орбитальной структурой ядра.

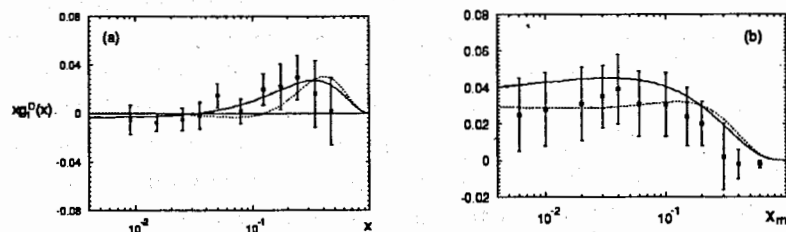


Рис. 4: Спиновая структурная функция дейтрона $xg_1^D(x)$ (a) и ее первый момент $M_1(g_1^D) = \int_{x_{\min}}^{m_D/m_N} g_1^D(x) dx$ как функция нижнего предела интегрирования x_{\min} , (b). Сплошные и пунктирные кривые иллюстрируют чувствительность результатов к выбору параметризации нуклонной СФ.

В конце приведены основные результаты третьей главы.

В четвертой главе используются результаты второй и третьей глав для извлечения структурных функций свободного нейтрона из комбинированного анализа данных на водороде и легких ядрах. Для этого предварительно исследуется величина поправки, обусловленной возможным изменением функциональной зависимости СФ ядерного нуклона за счет эффектов немассовости. Рассмотрение проводится в рамках той же мезон-нуклонной теории с результатом, что такие поправки в процессах ГНР пренебрежимо малы по сравнению с ядерными эффектами и для их экспериментального обнаружения предлагается использовать полуинклюзивные реакции, в которых предсказывается их существенное усиление. Далее рассматриваются два различных математических метода извлечения СФ нейтрона из экспери-

мента. Первый метод, известный в литературе как метод "размазки", применяется для анализа данных коллаборации BCDMS на водороде и дейтроне для извлечения СФ неполяризованного нейтрона. Получены экспериментальные значения СФ нейтрона с учетом эффектов связности и мезонных обменных токов, дается удобные параметризации СФ протона и нейтрона, описывающие данные BCDMS во всем интервале измеренных x и Q^2 , обсуждаются неопределенности, связанные с моделями, используемыми в процедуре извлечения нейтронной СФ (см. Рис. 5 и Рис. 6).

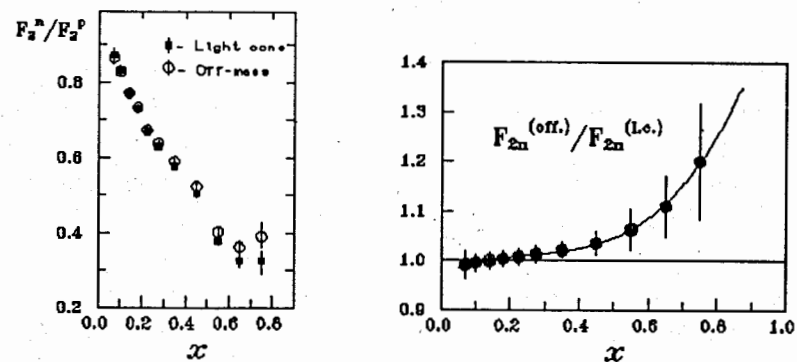


Рис. 5: Отношение СФ нейтрона, извлеченная из эксперимента двумя способами, к экспериментальной СФ протона. Черные кружки - вычисления в кинематике светового конуса. Открытые кружочки - учет эффектов немассовости + мезонные обменные токи.

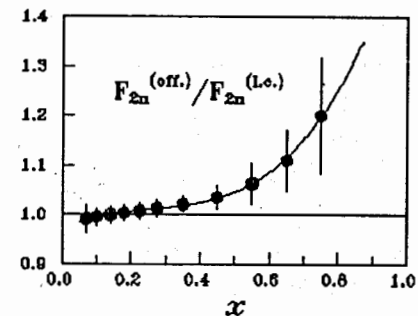


Рис. 6: Иллюстрация модельных неопределенностей в процедуре извлечения нейтронной СФ. Сплошная кривая - простой фит полученных данных.

На основе полученных результатов исследуется правило сумм Готфрида и последние данные НМС. Показано, что в противоположность выводам коллаборации о ненаблюдении каких-либо ядерных эффектов в дейтроне при малых x , эти данные скорее всего наоборот, свидетельствуют о обнаружении двух эффектов - влияния мезонных обменных токов и экранировки. Проведенная оценка показала, что они близки

по величине, но противоположны по знаку, так что в сумме они сокращаются и результат выглядит как отсутствие ядерных эффектов.

Метод "размазки" не может быть применен для извлечения спиновых СФ, так как он содержит сингулярности в точках, где спиновые СФ имеют нули. Для анализа поляризационных экспериментов предлагается другой математический метод решения интегральных уравнений, который свободен от недостатков первого и позволяет извлекать спиновые СФ во всем интервале измеренных x и Q^2 . Это показывается на примере извлечения СФ $g_1^n(x, Q^2)$ из данных SMC.

В конце приведены основные выводы четвертой главы.

В пятой главе исследуется роль других, отличных от мезонных, степеней свободы в СФ ядер, а именно роль Δ -изобар и мультикварковых конфигураций. Используется модель конволюции, параметры шестикварковых распределений берутся из эксперимента по кумулятивному мезонообразованию в адрон-ядерных столкновениях. Поскольку передача импульса здесь существенно меньше, чем в процессах ГНР, то для согласования расчетов решалось уравнение Алтарелли - Паризи. В результате кварковые распределения претерпевали эволюцию до значений передних импульса Q^2 , характерных для реакций ГНР. Показано, что проявление многокварковых степеней свободы можно ожидать в кумулятивной области при $x \geq 1.5$. Однако в этой области экспериментальные данные пока отсутствуют, есть только данные BCDMS на углероде при $x < 1.5$, где нуклонная компонента СФ хоть и подавлена, но может играть большую роль. С целью исследования нуклонного вклада вблизи предела однонуклонной кинематики в последующих разделах пятой главы используется предложенный метод для анализа СФ при $x \rightarrow 1$, а также моментов M_n при больших n . Показывается, что метод дает хорошее согласие с экспериментальными данными и в кумулятивной области. Для сравнения теоретических расчетов моментов M_n с экспериментом необходимо предварительно обработать данные по СФ для получения самих экспериментальных M_n . Оказалось, что эта процедура неоднозначна, а именно, в зависимости от предположения о поведении СФ при $x \rightarrow 1$ можно получить совершенно разное поведение экспериментальных M_n как функции n . Так, если предположить, что $F_2^A(x)|_{x \rightarrow 1} \rightarrow 0$ (такое поведение часто использовалось до появления кумулятивных данных BCDMS) то мо-

менты монотонно падают с ростом n , (прерывистые линии и квадратички на Рис. 7); но если допустить (что совершенно естественно), что $F_2^A(x)$ отлична от нуля в кумулятивной области, то поведение моментов качественно изменится и становится растущей степенной функцией n . Именно такое поведение предсказывается в нашем подходе; эксперименты коллаборации BCDMS подтверждают такой вывод (Рис. 7, черные кружочки и сплошные кривые).

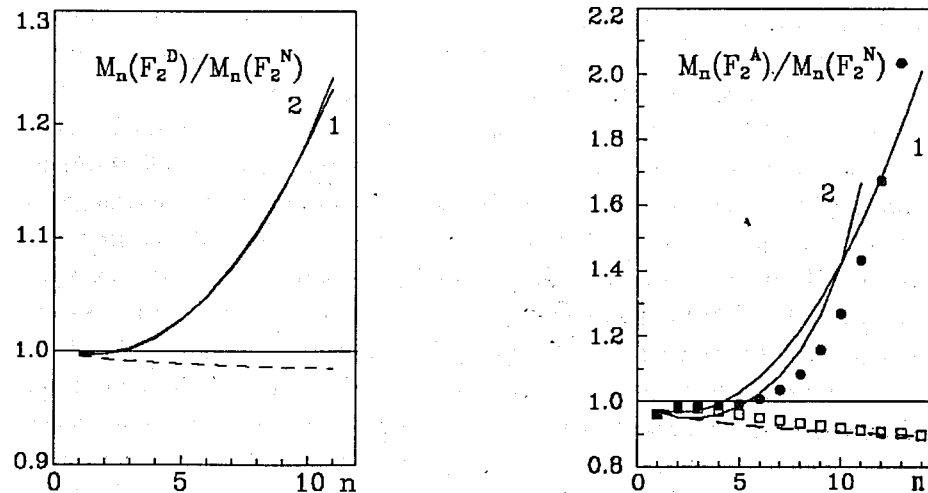


Рис. 7: Отношение моментов $M_n^A(F_2^A)/M_n^N(F_2^N)$ для дейтрона (левая панель) и для углерода (правая панель). Сплошные кривые - результаты предложенного в диссертации подхода, прерывистые - модель Q^2 -рескейлинга, кружочки (квадратики) - экспериментальные моменты с учетом (без учета) данных BCDMS в кумулятивной области.

В этой же главе исследуется причина того, что известная модель Q^2 -рескейлинга не дает правильного поведения моментов при больших значениях n . Оказалось, что параметр ξ_A модели должен зависеть от n . Более того, в рамках предложенного подхода такая зависимость установлена в терминах характеристик ядерной структуры - среднего потенциала и средней кинетической энергии, численные расчеты параметра ξ_A по предложенным формулам показали, что для малых n найденные значения совпадают с соответствующими значениями, по-

догнанными в рамках модели Q^2 -рескейлинга для описания данных в области средних x . С ростом n параметр ξ_A медленно убывает и становится меньше единицы для n , соответствующим области, где ядерная СФ становится больше нуклонной.

В конце главы приводятся основные выводы.

Шестая глава посвящена теоретическому исследованию релятивистских эффектов в реакциях ГНР на дейтроне. С этой целью решается спинор-спинорное уравнение Бете - Солпитера (БС) в лестничном приближении с потенциалом однобозонного обмена. Для нахождения численного решения амплитуда БС разлагается по полному набору дираковских Γ -матриц и выписывается система интегральных уравнений на коэффициенты разложения, исследуются их трансформационные свойства относительно преобразований симметрии, установлена связь с коэффициентами разложения, используемыми другими авторами. Показано, что после поворота Вика полученная система уравнений вещественна и не содержит сингулярностей. Разработан метод численного решения такой системы, полученные решения (параметры, обеспечивающие сходимость процедуры численного решения системы уравнений приведены в Таблице 1) проверяются вычислением известных наблюдаемых в дейтроне (квадрупольного и магнитного моментов, вероятности примеси D -волн и пр.).

Таблица 1: *Параметры модели.*

мезоны	константы связи	масса	обрезание	изоспин
B	$g_B^2/(4\pi); [g_t/g_v]$	$\mu_B, \text{ГэВ}$	$\Lambda, \text{ГэВ}$	T
σ	12.2	0.571	1.29	0
δ	1.6	0.961	1.29	1
π	14.5	0.139	1.29	1
η	4.5	0.549	1.29	0
ω	27.0; [0]	0.783	1.29	0
ρ	1.0; [6]	0.764	1.29	1
$m_N = 0.939 \text{ ГэВ}, \quad \varepsilon_d = -2.225 \text{ МэВ}$				

Затем, используя операторное разложение и метод Мандельштама, вычисляются структурные функции дейтрона $F_2^D(x)$, $g_1^D(x)$ и $b_{1,2}(x)$.

Найдено, что ядерные эффекты в вышеуказанных СФ дейтрона в релятивистском случае больше, чем в нерелятивистском, оставаясь при этом тем не менее малыми поправками.

В седьмой главе полученные решения уравнения БС используются для исследования релятивистских эффектов в реакциях развала поляризованного дейтрона высоко энергетическими протонами. В таких реакциях измеряется тензорная анализирующая способность T_{20} и передача поляризации κ , совместный анализ которых дает ценную информацию о спиновой структуре дейтрона и о его высокоимпульсных компонент. До настоящего времени теоретическое исследование T_{20} и κ основывалось на вычислении поправок к результатам импульсного приближения в нерелятивистском (или в схеме минимальной релятивизации) приближении. Прделанный полностью ковариантный анализ реакций развала дейтрона в формализме БС показал, что релятивистские эффекты в T_{20} и κ важны (см. Рис. 8), тем не менее в области больших импульсов даже релятивистское импульсное приближение не описывает экспериментальные данные. По-видимому, здесь большую роль играют эффекты взаимодействия в конечном состоянии и проявления шестикварковых конфигурации в дейтроне.

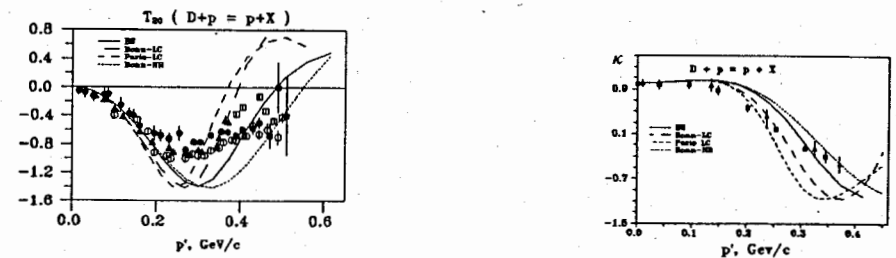


Рис. 8: Тензорная анализирующая способность T_{20} и передача поляризации κ , вычисленные в разных подходах, и сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

В заключении подведены итоги исследований, представленных в диссертации.

В приложениях приводятся наиболее громоздкие формулы, которые затруднили бы чтение соответствующих глав, но необходимы для целостности изложения и понимания основного материала.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Л.П. Каптарь, Б.Л. Резник, А.И. Титов, А.Ю. Умников, Письма ЖЭТФ, 47 (1988) 428.
2. Л.П. Каптарь, Б.Л. Резник, А.И. Титов, А.Ю. Умников, IX Межд. Сем. по Проб. Физики Высоких Энергий, Дубна, ОИЯИ D12-88-652, Т. 2, с.23.
3. Л.П. Каптарь, А.И. Титов, А.Ю. Умников, ЭЧАЯ, 47 (1991) 839.
4. A. Antonov, L.P.Kaptari, V.A.Nikolaev and A.Yu.Umnikov, Nuovo Cimento, A104 (1991) 487.
5. A. Antonov, L.P. Kaptari, V.A.Nikolaev and A.Yu. Umnikov, Краткие Сообщения ОИЯИ, 1990, 2[41] p.14.
6. L.P.Kaptari, A.I. Titov, E.L. Bratkovskaya and A.Yu.Umnikov, Nucl. Phys., A512 (1990) 684.
7. Л.П. Каптарь, А.И. Титов, А.Ю. Умников, ЯФ, 51 (1990) 864.
8. L.P.Kaptari and A.Yu. Umnikov, Z. fur Phys., (1992) A341, p.353
9. L.P. Kaptari, K.Yu. Kazakov and A.Yu. Umnikov, Phys. Lett. B293 (1992) 219.
10. L.P. Kaptari, K.Yu. Kazakov and A.Yu.Umnikov, ICTP, Trieste, Int. Report, IC/92/151, 1992, 14p.
11. Л.П. Каптарь, А.Ю. Умников, XI Межд. Сем. по Проб. Физики Высоких Энергий, Дубна, 1992, in "Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics", World Sci., Singapore, 1991, p.222 (editors A.M. Baldin, V.V. Burov).
12. L.P. Kaptari, K.Yu. Kazakov and A.Yu. Umnikov, Int. Conf. on Few Body Systems Kharkov, 1992, Ukraine, p.32.
13. Л.П. Каптарь, К.Ю. Казаков, А.Ю. Умников, ЯФ, 55 (1992) 3300.
14. F.C. Khanna, L.P. Kaptari and A. Yu. Umnikov, Czechoslovak Journal of Physics (1995) 45, 363.
15. Л.П. Каптарь, А.Ю. Умников, Препринт ОИЯИ E2-92-170, Дубна, 1992, 21с.

16. C. Ciofi degli Atti, L.P.Kaptari, A.Yu. Umnikov et al., Phys. Rev., C51 (1995) 52.
17. L.P. Kaptari, K.Yu. Kazakov, A.Yu. Umnikov and B. Kämpfer, Phys. Lett. B321 (1994) 271.
18. L.P. Kaptari, K.Yu. Kazakov, A.Yu. Umnikov, Dubna, Int. Deuteron Workshop "Deuteron-93", Dubna, E94-95, 1994, p.211.
19. L.P.Kaptari, A.Yu.Umnikov, Phys. Lett., 240B (1990) 203.
20. Л.П. Каптарь, А.И. Титов, А.Ю. Умников, Препринт ОИЯИ P2-86-264, Дубна, 1986, 4с.
21. Бажанский И.И., Каптарь Л.П., Резник Б.Л., Титов А.И., Умников А.Ю., Труды VIII Межд. Семинара по Проблемам Физики Высоких Энергий, ОИЯИ, 1987, D1, 2-86-668, Т. 1, С. 318-325.
22. L.P. Kaptari, K.Yu. Kazakov, A.Yu. Umnikov and F. Khanna, Lake Louise Winter Institute Canada, 1994, in: " Particle Physics & Cosmology", World Sci., Singapore, 1995, p.539 (editors A.Astbury et al.).
23. L.P. Kaptari, F. Khanna and A.Yu. Umnikov, Z. Phys. A348 (1994) 211.
24. A.Yu. Umnikov, L.P. Kaptari, and F. Khanna, Phys. Rev. C53 (1996) 377; Preprint Alberta-Thy-38-94, Univ. Alberta, 1994.
25. L.P. Kaptari, A.Yu. Umnikov, Phys. Lett., 259B (1991) 155.
26. L.P. Kaptari, A.Yu. Umnikov, ICTP, Trieste, Int. Report, IC/91/39, 1991, 14p.
27. Л.П. Каптарь, А.Ю. Умников, X Межд. Сем. по Проб. Физики Высоких Энергий, Дубна, 1990, in "Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics", World Sci., Singapore, 1991, p.222 (editors A.M. Baldin, V.V. Burov and L.P. Kaptari).
28. L.P. Kaptari, A.Yu. Umnikov, Phys. Lett., 272B (1991) 359.
29. L.P. Kaptari, A.Yu. Umnikov, Dubna, Int. Deuteron Workshop "Deuteron-91", Dubna, E92-25, 1992, p.45
30. L.P.Kaptari, A.Yu.Umnikov, Краткие Сообщения ОИЯИ

1988, 6[32] p.17.

31. L.P. Kaptari, A.Yu. Umnikov and B. Kämpfer,
Phys. Rev. **D47** (1993) 3804.
32. Л.П. Каптарь, К.Ю. Казаков, А.Ю. Умников, Б. Кемпфер,
ЯФ, **56** (1993) 181.
33. A.Yu. Umnikov, L.P. Kaptari, and F. Khanna,
Phys. Lett. **B334** (1994) 163.
34. L.P.Kaptari, A.Yu.Umnikov and F. Khanna,
XII Int. Conf. on Part. and Nucl., 1994, p.351, Perugia, Italy.
35. A.Yu. Umnikov, L.P. Kaptari, K.Yu. Kazakov, F.C. Khanna,
14-th Int. Conf. on Few Body Problems in Physics,
USA, May 26-31, 1994, 4p.
36. A.Yu. Umnikov, L.P. Kaptari, K.Yu. Kazakov, F.C. Khanna,
XI Int. Symp. High Energy Spin Physics,
USA, September, 1994 , 4p.
37. A.Yu. Umnikov, L.P. Kaptari, K.Yu. Kazakov, F.C. Khanna,
Preprint Alberta Thy 29-94 (bulletin board hep-ph/9410241);
XI Int. Symp. High Energy Spin Physics, USA, September, 1994,
38. L.P. Kaptari, A.Yu. Umnikov, B. Kämpfer and F. Khanna,
Phys. Lett. (1995) **B351** 400.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 февраля 1996 года.