



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б-912

2-90-528

БУРОВ
Валерий Васильевич

УДК 539.1.01
539.17.01

ИССЛЕДОВАНИЕ
ФОРМФАКТОРОВ ЯДЕР
С УЧЕТОМ МЕЗОННЫХ
И КВАРКОВЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ

Специальность 01.04.16 - физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1990

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук,
академик

А.М.БАЛДИН

Доктор физико-математических наук,
профессор

Г.М.ЗИНОВЬЕВ

Доктор физико-математических наук

А.В.ШЕВЕКО

Ведущая организация - Институт ядерных исследований АН СССР, Москва.

Защита диссертации состоится 26 декабря 1990 г. в _____ час. на заседании Специализированного совета Д 047.01.01 при Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан 26 ноября 1990 года

Ученый секретарь специализированного совета
кандидат физико-математических наук

В.И.Журавлев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

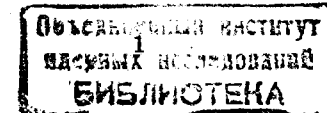
Актуальность темы. Атомное ядро - система взаимодействующих нуклонов, бесцветных трехкварковых кластеров. Таким образом возникает проблема исследования кварковых степеней свободы ядра. Здесь весьма существенным фактором является конфайнмент кварков, понимание природы которого могло бы облегчить изучение кварковых взаимодействий в ядре. Однако эта фундаментальная проблема квантовой хромодинамики больших расстояний остается пока открытой. Именно поэтому весьма важным является исследование проявлений кварковых степеней свободы в ядре, которое в данном случае служит уникальным полигоном по изучению многокварковых систем. Естественно предположить, что в основном и слабозбужденных состояниях ядра ($E \approx M_A \approx AM$, где E - энергия системы, M - масса нуклона) они составляют небольшие примеси к основному, нуклонному каналу в полной волновой функции ядра

$$\Psi = \Psi(AN) + C\Psi(3Aq), \quad (1)$$

т.е. $|C(E \approx AM)|^2 \ll 1$. Вероятность таких примесей можно оценить как вероятность k нуклонам (флуктону) "нуклонного газа" из частиц собраться в малом объеме V_ℓ

$$\beta_k^A = C_k^A (V_\ell / AV_0)^{k-1} = C_k^A (\tau_\ell / \tau_0)^{3k-1} / A^{k-1}. \quad (2)$$

Здесь $\tau_0 = 1.2$ фм - средний радиус нуклон - нуклонного взаимодействия в ядре, а параметр $\tau_\ell = 0.75$ фм - порядка радиуса кора NN - сил. Последний связан с радиусом конфайнмента. Идея флуктонов как единой системы из скоррелированных на малых расстояниях нуклонов, была выдвинута Д.И.Блохинцевым в 1957 году для интерпретации выхода частиц за пределы двухнуклонной кинематики в экспериментах группы М.Г.Мещерякова при промежуточных энергиях в несколько сотен МэВ. А в 1971 г. А.М.Балдиным была выдвинута идея о кварковой природе явлений в области физики ядерных столкновений при высоких энергиях, и возможность предсказания их характеристик на основе идеи скейлинга. Это привело к интенсивному экспериментальному исследованию этого явления в ЛВЭ ОИЯИ, которое получило название кумулятивного эффекта. Теоретические исследования кумулятивного эффекта, начавшиеся в ЛТФ ОИЯИ показали, что идея флуктонов и масштабных преобразований NN сечений в область запрещенной кинематики может дать объяснение этого эффекта. В то же время были проведены исследования рождения протонов в заднюю полусферу в ИТЭФ, которые также потребовали для своего объяснения введения необычных, сильно скоррелированных объектов типа флуктонов. В дальнейшем появились данные из Беркли при меньших энергиях, подтвердившие кумулятивный эффект. Для понимания природы этого эффекта были проведены эксперименты по исследованию рождения различного сорта частиц (π^\pm , K^\pm , p , \bar{p}) в pA - столкновениях при различных энергиях и для разных ядер, от дейтрона до свинца. Природу флуктонов можно понять, если ввести концепцию о многокварковых системах. Исследования этих систем в рамках моделей мешков показали, что их массы значительно превышают массы соответствующих ядер, то есть $E_\lambda = M_\lambda + \Delta_\lambda$,



где $\Delta_\lambda \geq 0.2$ ГэВ. Таким образом, эти состояния являются специфическими и должны проявляться как резонансы в соответствующих амплитудах рассеяния. Кумулятивный эффект стимулировал экспериментальные и теоретические исследования в различных областях физики элементарных частиц и атомного ядра. Здесь следует отметить глубоконеупругое рассеяние мюонов и электронов (*EMC* - эффект), упругое рассеяние электронов при больших переданных импульсах, исследование дибарионов. Более того планируются эксперименты в *CEBAF* по изучению кумулятивного эффекта в *eA* - рассеянии, весьма интенсивно ведутся работы по релятивистской ядерной физике в Брукхейвене, ЦЕРНе, ОИЯИ, где завершаются работы по созданию нуклотрона. Естественно, что при этом исследования по релятивистской ядерной физике уделяется весьма значительное место на крупных международных конференциях и совещаниях, например, *ICONEPANS - PANIC*, международных традиционных семинарах в Дубне (*VI - X*). Итак, проблема заключается в исследовании свойств многокварковых систем и их проявлений в различных ядерных реакциях. В данной работе изучается упругое рассеяние электронов легкими ядрами с учетом ненулевых степеней свободы. При этом совершенно естественно возникает вопрос о наиболее полном и последовательном их учете.

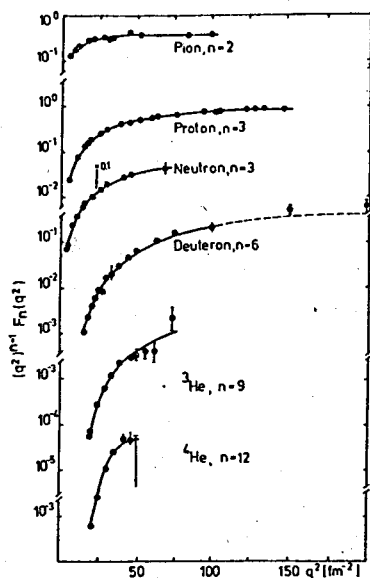


Рис.1

Отношение C_{Nq}^2 в зависимости от q^2 . Линии проведены по точкам.

Согласно этим представлениям при асимптотически больших переданных импульсах формфакторы имеют степенное поведение (правила кваркового счета

В упругом рассеянии электронов ядрами, в первую очередь, необходимо учесть мезонные степени свободы, релятивистские эффекты, а также эффекты проявления малых многокварковых примесей к волновой функции ядра. В настоящее время анализу упругого рассеяния электронов ядрами посвящено значительное число теоретических работ, в которых исследовались, так называемые, вариации плотности ядерного заряда. В дальнейшем, при развитии экспериментальных исследований формфакторов ядер, появились указания на проявления кварковых степеней свободы в ядре. Измерения формфакторов легчайших ядер 2D , 3H , 3He проведены при больших переданных импульсах $q^2 \gg 1$ (ГэВ/с)². Это означает, что электрон проникает в очень малый объем пространства с размером порядка $r \sim q^{-1} \sim 0.2$ фм, где по современным представлениям должна проявляться кварковая структура ядерной материи.

Матвеева - Мурадяна - Тавхелидзе, Бродского - Фаррара). На рис. 1 показано, как выходит на плато соотношение

$$(q^2)^{N-1} F_N(q^2) = C_{Nq}^2 \quad (3)$$

при $q^2 > 1$ (ГэВ/с)² для адронов и легчайших ядер. Видно, что для дейтрона мы только подходим к асимптотической области, а для ядер 3,4He эта область еще не достигается. Более того вклад *N* - кварковой примеси C_{Nq}^2 зависит от аппроксимации формфакторов в предасимптотической области и составляет несколько процентов. Это значит, что нуклонный канал необходимо принимать во внимание как главную часть ядерной волновой функции. Видно, что имеются экспериментальные указания на возможное проявление кварковых степеней свободы в этих ядрах.

Цель работы состоит в разработке теории мезонных обменных токов и проявлений многокварковых примесей в волновой функции ядра для объяснения с единых позиций формфакторов ядер в широкой области переданных импульсах и получении предсказаний для постановки новых экспериментов в упругом *eA* - рассеянии, по изучению свойств многокварковых систем, кварк - кварковых взаимодействий, кварковой структуры ядер.

Научная новизна и практическая ценность

В настоящей работе новым является создание модели ядра с учетом мезонных и кварковых степеней свободы. На основе данной модели впервые рассчитаны формфакторы дейтрона и легких ядер в широкой области переданных импульсов.

Впервые проведено последовательное исследование мезонных степеней свободы с учетом πNN - токов, $\rho\pi\gamma$ - процессов и эффектов запаздывания. Выявлена роль сильных вершинных формфакторов. Исследования проведены для реалистического парижского нуклон - нуклонного потенциала и для Боннского мезоно - обменного потенциала согласованного с мезонными обменными токами. Впервые систематически изучены структурные функции $A(q^2)$, $B(q^2)$ и тензор поляризации T_{20} дейтрона в широкой области переданных импульсов импульсов на основе единого подхода. Продемонстрирована важность согласования потенциала и мезонных обменных токов.

Впервые рассмотрены формфакторы дейтрона с учетом мезонных и кварковых степеней свободы. При этом проведены исследования формфакторов многокварковых систем в рамках релятивистского гармонического осциллятора с учетом спина кварков. Развита модель релятивистского гармонического осциллятора с учетом спина кварков.

Проанализированы формфакторы трехкварковых систем (нуклонов) с целью фиксации параметров модели при переходе к исследованию формфакторов шестикварковых систем. Предсказана сильная чувствительность поляризационных

характеристик к малым шестикварковым примесям в волновой функции дейтрона, что стимулировало экспериментальные исследования тензора поляризации дейтрона T_{20} в Новосибирске, МИТ (Кембридж, США) и было учтено при планировании экспериментов в СЕВАФ (США).

Впервые показано влияние флюктуонов на формфакторы ядер при больших переданных импульсах. Впервые рассмотрены формфакторы легких ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ с учетом многокварковых примесей и интерференции нуклонного и кваркового каналов. На основе анализа формфактора ядра ${}^3\text{He}$ предсказано поведение формфактора трития при больших переданных импульсах, которое было подтверждено экспериментально. Проведен анализ влияния эффектов ортогонализации волновых функций ядер на значения вероятностей существования многокварковых примесей в ядрах. Выявлена определяющая роль эффектов интерференции нуклонного и кваркового каналов в объяснении экспериментальных данных. Показано значительное снижение эффективного вклада многокварковых конфигураций в формфакторы ядер вследствие взаимной частичной компенсации "прямых" и интерференционных членов.

Впервые проведен анализ трех и шестикварковых систем с учетом коллективных эффектов в рамках модели гиперсферических гармоник. Выяснено влияние спин - цветового взаимодействия на формфакторы многокварковых систем. Впервые получено на единой основе описание основного и монополюсного состояний трехкварковой системы.

В целом результаты работы развивают новое направление в ядерной физике - теорию мезонных и кварковых степеней свободы атомных ядер. Полученные теоретические результаты расширили представления о структуре многокварковых систем, динамике взаимодействия мезонных и кварковых систем в ядрах, природе упругих электромагнитных взаимодействий в ядерных процессах при больших переданных импульсах. Разработанные теоретические подходы и методы используются в расчетах других авторов, а выполненные предсказательные расчеты - в планировании и проведении экспериментов по упругому рассеянию электронов ядрами.

Для защиты выдвигаются следующие основные результаты, полученные в диссертации

1. Выдвинуто и разработано направление теоретических исследований, где обосновывается необходимость совместного учета вклада нуклонных, мезонных и кварковых степеней свободы в процессах электромагнитного взаимодействия с ядрами, их специфической роли в разных кинематических областях и механизмах электрон - ядерного рассеяния.
2. В рамках модели релятивистского гармонического осциллятора с учетом спина кварков получены формфакторы многокварковых систем, проанализированы формфакторы нуклона.

3. Исследованы свойства кварк - кварковых взаимодействий в рамках модели гиперсферических функций, также проанализированы спектры и формфакторы трехкварковых систем.
4. Развита теория мезонных обменных токов на основе унитарного преобразования Окубо, построена диаграммная техника вычисления мезонных обменных токов, учтены эффекты запаздывания.
5. Построены формфакторы и поляризация дейтрона с учетом мезонных и кварковых степеней свободы.
6. Проведен анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию электронов дейтронами и получена информация о шестикварковой примеси в дейтроне.
7. Предсказано поведение формфакторов и поляризации дейтрона при больших переданных импульсах. В том числе качественные эффекты:
 - (а) Наличия минимума в структурной функции дейтрона $B(q^2)$. Предсказание подтвердилось.
 - (б) Качественного изменения поведения тензора поляризации при больших переданных импульсах. Предсказание проверяется.
8. Построена модель формфакторов легких ядер с учетом многокварковых конфигураций.
9. Оценены вклады шести-, девятикварковых- и двенадцатикварковых примесей в легких ядрах.
10. Предсказано поведение формфактора трития при больших переданных импульсах. Предсказание подтвердилось.
11. Выявлена важная роль интерференции нуклонных и кварковых каналов в легких ядрах.

Апробация диссертации и публикации. Основные результаты диссертации неоднократно докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики, Лаборатории физики высоких энергий в ОИЯИ, Института ядерных исследований АН СССР, Института теоретической и экспериментальной физики, Научно - Исследовательского института ядерной физики МГУ, Харьковского физико - технического института, Физического института АН СССР им. Лебедева, Института атомной энергии им. Курчатова, Дальневосточного государственного университета, Института теоретической физики АН УССР, Института ядерной физики и атомной энергетики БАН НРБ, Центрального института ядерных исследований Росендорф (ГДР), Института теоретической физики Франкфурт на Майне (ФРГ), Университета в Гессене (ФРГ), Университета в Майнце (ФРГ),

ГСИ Дармштадт (ФРГ), Университета в Риме (Италия), Университета в Турине (Италия), Массачусетского технологического института (США), Индианского университета (США). Они также были представлены на Международных семинарах по проблемам физики высоких энергий (Дубна - 1978, 1981, 1984, 1986, 1988, 1990), Международной конференции по малочастичным и кварк - адронным процессам (Дубна - 1987), Международной конференции по физике малонуклонных систем (Тбилиси - 1976; Токио - 1986), Международной школе по ядерной физике (Варна, НРБ - 1982), Международной весенней школе по ядерной физике (Хольцхау, ГДР - 1987), Международной школе по структуре ядра (Алушта - 1985), Международной конференции по ядерной физике (Дубровник - 1986), Всесоюзных совещаниях по электромагнитным взаимодействиям (Харьков - 1981, 1982, 1983, 1986, 1987), Всесоюзной конференции по физике малонуклонных систем (Киев - 1985), Всесоюзной школе по физике малонуклонных систем (Бологое - 1982, Паланга - 1985). Часть работ диссертации вошла в цикл работ "Многокварковые состояния в ядрах и ядерных процессах", удостоенных первой премии ОИЯИ за 1983 год. По теме диссертации опубликовано 26 работ в советской и зарубежной печати.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и четырех приложений; содержит 180 страниц наборного текста, включая 10 таблиц, 86 рисунков, библиографический список литературы из 250 названий.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В первой главе - Введении кратко изложена постановка физической задачи и обоснована актуальность и важность исследуемых проблем.

Во второй главе излагается модель учета шестикварковых примесей в дейтроне применительно к описанию упругого рассеяния электронов дейтронами.

В разделе 2.1 поставлена задача включения в дейтрон кварковых степеней свободы. К настоящему времени известно, что основу теории сильных взаимодействий составляет квантовая хромодинамика. Все сильновзаимодействующие частицы состоят из цветных кварков, обменивающихся глюонами, причем в свободном состоянии кварки не наблюдаются. Дейтрон в этом случае состоит на расстояниях $r > 2$ фм из нуклонов как трехкварковых кластеров, а на расстояниях порядка кова нуклон - нуклонного взаимодействия дейтрон представляет собой шестикварковый кластер.

В разделе 2.2 вычисляются зарядовый и квадрупольный формфакторы в обычной модели дейтрона, которые необходимы при анализе сечения eD - рассеяния, компоненты тензора поляризации T_{20} и отношения R . Волновая функция дейтрона как связанного состояния нейтрона и протона может быть представлена в виде суммы S и D состояний:

$$\Psi_d^M = \Psi_S^M + \Psi_D^M \quad (4)$$

Функции Ψ_S^M и Ψ_D^M описывают состояния с проекцией полного момента M и являются произведениями радиальных волновых функций и функций, зависящих от спин-угловых переменных:

$$\Psi_S^M = \frac{u(r)}{r} [Y_0(\Omega_r) \otimes \chi_1]_{1M} \quad (5)$$

$$\Psi_D^M = \frac{w(r)}{r} [Y_2(\Omega_r) \otimes \chi_1]_{1M} \quad (6)$$

Тогда зарядовый F_C и квадрупольный F_Q формфакторы с учетом неточности нуклонов имеют вид:

$$F_C = G_E^p(q^2) \int_0^\infty (u^2(r) + w^2(r)) j(qr/2) dr \quad (7)$$

$$F_Q = G_E^p(q^2) \int_0^\infty (2u(r)w(r) - w^2(r)/\sqrt{2}) j(qr/2) dr \quad (8)$$

Здесь $G_E^p(q^2)$ - электрический формфактор протона.

В разделе 2.3 обсуждается гибридная модель дейтрона, выводятся формулы для зарядового и квадрупольного формфакторов. Вычисляются поляризационные характеристики дейтрона в рамках формализма матрицы плотности. Волновую функцию дейтрона с учетом его кварковой структуры естественно представить в виде:

$$\Psi_d^M = C_1 \hat{A}(\phi_n \phi_p \Psi^M) + \sum_\lambda C_\lambda \Psi_\lambda. \quad (9)$$

Здесь функция относительного движения Ψ^M (M - проекция спина дейтрона) трехкварковых кластеров (нуклонов) ϕ_n и ϕ_p определяется нуклон-нуклонными (NN) силами, так что кварки распределены в области локализации нуклонов ($r \sim 0,8$ фм), находящихся на расстоянии $r \approx r_d \approx 2$ фм. Второй член определяется шестикварковыми конфигурациями с квантовыми числами дейтрона. Они локализованы в центральной области дейтрона с размерами порядка кова NN - сил $r \approx r_c \approx 1$ фм. \hat{A} - оператор антисимметризации по кваркам, принадлежащим разным нуклонам. При этом было показано, что в случае использования реалистических NN - потенциалов эффекты антисимметризации весьма малы и дают вклад в формфактор дейтрона порядка нескольких процентов, в то же время вклад интерференции шестикваркового и NN - каналов в формфактор составляет уже несколько десятков процентов. Поэтому ниже мы будем анализировать влияние на поляризацию только интерференции $6q$ - и NN - каналов. Забегая вперед, отметим, что влияние ее на поляризацию мало. Тем более можно пренебречь вкладом в поляризацию эффектов антисимметризации. Это дает нам основание не усложнять выкладки и с самого начала исключить в формуле (9) оператор антисимметризации по кваркам, принадлежащим разным нуклонам. В то же время антисимметризация при перестановке самих нуклонов, естественно, будет учтена при построении функции их относительного движения. Таким образом, волновую функцию дейтрона будем записывать в виде

$$\Psi_d^M = C_1(\phi_n \phi_p \Psi^M) + C_2 \Psi_{6q}. \quad (10)$$

где функции ϕ_n и ϕ_p симметричны по пространственным переменным $3q$ - кластеров и антисимметричны по цветовым

$$\phi_p = \phi(\xi_1, \xi_2) \phi_p^c, \quad \phi_n = \phi(\eta_1, \eta_2) \phi_n^c \quad (11)$$

Функция Ψ^M относительного движения нуклонов ($3q$ - кластеров) определяется формулами (5), (6).

Волновую функцию Ψ_{6q} запишем в виде, который дает модель релятивистского гармонического осциллятора (МРГО) (см. Приложение В) для N - кварков, а именно:

$$\Psi_{Nq}(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_{N-1}, P) = (\alpha_N / \pi N)^{N-1} \exp\{\alpha_N / 2N \sum_{i=1}^{N-1} [\xi_i^2 - 2(P\xi_i)^2 / M_{Nq}^2]\}. \quad (12)$$

Здесь $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_{N-1}$ - 4-координаты Якоби N - кварковой системы, P - полный 4-импульс.

Электрический формфактор дейтрона с учетом кварковой структуры определим следующим образом:

$$F_{M,M'} = \langle \Psi_d^M | \sum_j e_j \exp(-i\vec{q}\vec{r}_j) | \Psi_d^{M'} \rangle \quad (13)$$

где e_j и \vec{r}_j - соответственно заряд и координата j - того кварка. Окончательное выражение для формфактора дейтрона после ряда преобразований на основе выражений (9)-(13) приобретает следующий вид:

$$F_{M,M'} = (C_1^2 F_C + 2C_1 C_2 F_{int}^{l=0} + C_2^2 F_{6q}) \delta_{M,M'} + (C_2^2 F_Q + 2C_1 C_2 F_{int}^{l=2}) S_{M,M'} \equiv G_C \delta_{M,M'} + G_Q S_{M,M'}, \quad (14)$$

где

$$S_{M,M'} = \sqrt{12\pi/5} (-1)^M C_{1-M_1 M'}^{2M''} Y_{2M''}^*(\Omega_q). \quad (15)$$

Формфактор же N - кварковой системы в МРГО может быть записан (см. Приложение В) в следующем виде:

$$F_{Nq} = (1 + q^2 / 2M_{Nq}^2)^{-N+1} \exp\{-(N-1)q^2 / [4\alpha_N(1 + q^2 / 2M_{Nq}^2)]\}. \quad (16)$$

Здесь параметрами задачи являются $\alpha_N = N\sqrt{N}\mathcal{K}$ (\mathcal{K} - осцилляторный параметр) и масса M_{Nq} . Отметим, что в пределе $q^2 \gg M_{Nq}^2$ формфактор N - кварковой системы начинает зависеть от переданного импульса q^2 степенным образом: $F_{Nq}(q^2) \sim (q^2)^{-N+1}$, так, как предписывается правилами кваркового счета (3). В уравнении (16) F_C и F_Q есть обычные зарядовый (7) и квадрупольный (8)

формфакторы дейтрона. Электрический формфактор нейтрона мы положили равным нулю. Интерференционным формфактором можно пренебречь и в итоге:

$$A(q^2) = G_C^2(q^2) + G_Q^2(q^2). \quad (17)$$

Вес s^6 - конфигурации C_2^2 будем определять из условия совпадения $A(q^2)$ с экспериментом при больших q^2 , C_1^2 - из условия нормировки $A(q^2 = 0) = 1$.

В экспериментах по исследованию поляризации дейтронов отдачи планируется измерение компоненты тензора поляризации $T_{20} = p_{zz} / \sqrt{2}$, отношения R векторной поляризации p_z к тензорной p_{zz} . Особенность этих характеристик состоит в том, что они не включают зависимость от формфакторов нуклонов, составляющих дейтрон, и в рамках обычных представлений о дейтроне их поведение определяется только волновой функцией относительного движения нуклонов. В случае же предположения о $6q$ - примеси в дейтроне ее влияние на T_{20} и R оказывается нетривиальным и требует специального анализа. Приведем формулы, связывающие векторную и тензорную поляризации дейтрона с его зарядовым, квадрупольным и магнитным формфакторами. Так, чтобы получить выражение для тензора поляризации, исходим из матрицы плотности

$$\rho_{M,M'} = \sum_{M''} \langle \Psi_d^M | \sum_j e_j \exp(-i\vec{q}\vec{r}_j) | \Psi_d^{M''} \rangle \langle \Psi_d^{M''} | \sum_j e_j \exp(-i\vec{q}\vec{r}_j) | \Psi_d^{M'} \rangle \quad (18)$$

Тогда, сравнивая (13) и (18), выразим матрицу плотности через формфакторы дейтрона:

$$\rho_{M,M'} = \sum_{M''} F_{M,M''} F_{M'',M'}^* \quad (19)$$

Разлагая матрицу плотности $\rho_{M,M'}$ по сферическим тензорам $\tau_{k,q}$, получим тензор поляризации дейтрона:

$$T_{k,q} = Sp(\rho \tau_{k,q}) / Sp(\rho), \quad (20)$$

являющийся сферическим тензором второго ранга. Тогда для частного случая

$$\tau_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (21)$$

подставляя (21) и (20) и используя (14) и (19), получим

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1+X}{1+X^2/8} \quad (22)$$

где

$$X = \frac{2\sqrt{2}G_C}{G_Q} = \frac{C_1^2 F_C + 2C_1 C_2 F_{int}^{l=0} + C_2^2 F_{6q}}{C_2^2 F_Q + 2C_1 C_2 F_{int}^{l=2}} \quad (23)$$

Аналогично можно получить выражение для отношения R векторной поляризации p_z к тензорной p_{zz} :

$$R = \frac{p_z}{p_{zz}} = (1+X) \frac{2\sqrt{1+\eta} \sin(\theta/2)}{9\sqrt{1+\eta} \sin^2(\theta/2)} \quad (24)$$

Здесь $\eta = q^2/4M_2^2$, θ - угол рассеяния электрона.

Итак, T_{20} и R зависят от вида формфакторов F_C , F_Q и F_{6q} . Поэтому интересно проследить, как влияют особенности поведения формфакторов и величина C_2^2 на T_{20} и R , в какой области передач q^2 следует ожидать проявления шестикварковых примесей.

В разделе 2.4 обсуждаются численные результаты и приводятся основные выводы:

1. Предположение о существовании в дейтроне с вероятностью $C_2^2 = 7 - 8,5\%$ шестикварковой s^6 - конфигурации с радиусом $r_{6q} = 0,77$ фм позволяет описать сечение упругого eD -рассеяния при больших переданных импульсах q^2 . При этом качественно изменяется поведение тензора поляризации T_{20} и отношения R векторной поляризации p_x к тензорной p_{xx} в области передач импульса $25 \text{ фм}^{-2} < q^2 < 120 \text{ фм}^{-2}$.
2. Включение в расчет релятивистских эффектов в рамках модели Гросса с одновременным учетом $6q$ - примесей, а также интерференция $6q$ - и NN - каналов изменяют $A(q^2)$, T_{20} , R в пределах 10 - 20%, при этом предпочтительным оказывается случай, когда амплитуда примеси имеет отрицательный знак.
3. Измерения поляризации дейтрона могли бы служить хорошим тестом для проверки моделей дейтрона, включающих такие тонкие эффекты, как релятивизация, вид "хора" NN - сил, заряд нейтрона, $6q$ - примесь и т.д.

В третьей главе исследуется влияние вкладов в зарядовый, квадрупольный и магнитный формфакторы дейтрона мезонных обменных токов. Рассмотрены диаграммы, соответствующие парному току, $\rho\pi\gamma$ - процессу и запаздыванию.

В разделе 3.1 ставится задача учета мезонных обменных токов при описании упругого рассеяния электронов дейтронами. Эффективные нуклон - нуклонные потенциалы, на которых основано нерелятивистское описание ядерных сил, обусловлены обменом мезонами. Присутствие мезонов в дейтроне позволяет описать полное сечение теплового захвата нейтронов протонами. Причем, других серьезных причин для объяснения величины экспериментального сечения указать нельзя. В электроразвале дейтрона сечение измерено в области небольших передач импульса, и здесь размораживание мезонных и барионных степеней свободы оказалось также решающим. И фотозахват нейтрона, и электроразвал дейтрона объединяет то обстоятельство, что в эти процессы дают вклад изовекторные мезонные обменные токи. Существование же изоскалярных токов, проявляющихся только в упругом eD - рассеянии, установлено менее надежно.

На рис. 2-3 изображены диаграммы мезонных обменных токов, вклады которых в формфакторы дейтрона исследуются в этой главе. Заметим, что вклад нуклон - антинуклонной пары (парный ток, рис. 1) является релятивистской поправкой к волновой функции дейтрона. В диаграмме парного тока учитывается обмен только π - мезонами, так как вкладом от обмена более тяжелыми мезонами можно пренебречь. Взаимодействие γ - кванта с мезонами, которыми

обмениваются нуклоны, определяет вклад $\rho\pi\gamma$ - процесса (рис. 1). Другие диаграммы, где электрон рассеивается на промежуточном мезоне, вклада в упругое рассеяние не дают, так как связаны с изовекторными токами. Диаграмма перенормировки (рис. 3) необходима, чтобы избежать двойного учета обмена мезонами и в волновой функции дейтрона и в поправке к оператору зарядовой плотности.

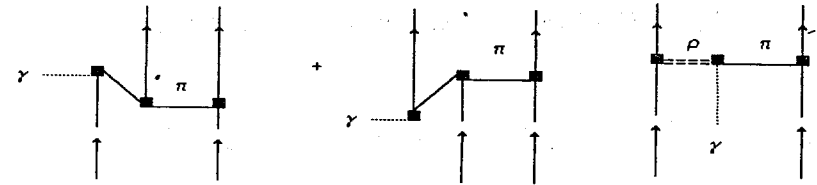


Рис.2

Вклад парного тока и $\rho\pi\gamma$ - процесса. В заштрихованных вершинах учтены формфакторы. Предполагается, что ρ - мезон имеет конечную ширину.

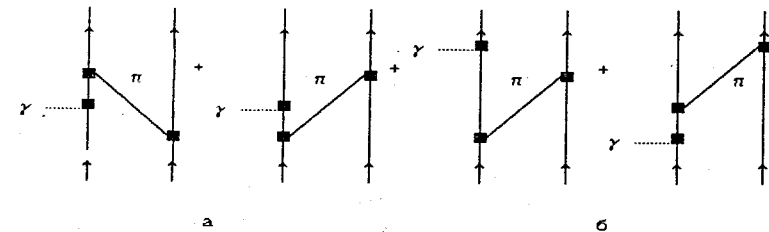


Рис.3

Диаграммы отдачи (а) и перенормировки (б).

Весьма важной представляется проблема определения зависимости формфакторов дейтрона от электромагнитных формфакторов нуклонов и мезон - нуклонных формфакторов. По современным представлениям требуется, чтобы мезон - нуклонные вершины при больших значениях переданного импульса имели асимптотическое поведение $(q^2)^{-3}$. Такие мезон - нуклонные формфакторы убывают с ростом переданного импульса значительно быстрее, чем использованные ранее в работах многих авторов, поэтому это должно вызвать изменение вклада мезонных обменных токов в формфактор дейтрона.

В разделе 3.2 определяются вершинные электромагнитные и сильные формфакторы, которые входят в операторы мезонных обменных токов. Вершинные формфакторы для диаграмм, показанных на рис. 2-3, являются как электромагнитными, так и сильными формфакторами. Изоскалярная часть γNN вершины параметризуется следующим образом:

$$G_E^S = F_1^S - \frac{t}{4M^2} F_2^S, \quad (25)$$

$$G_M^S = F_1^S + F_2^S, \quad (26)$$

Электрический формфактор нейтрона всюду будем полагать равным нулю. Электрический и магнитный формфакторы (25), (26) определим из кварковой модели релятивистского гармонического осциллятора (см. формулу (16)).

Сильные вершины имеют вид:

а) πNN вершина

$$\langle N(p') | J^{\pi^l} | N(p) \rangle = -ig_{\pi NN} K_{\pi NN}(t) \bar{U}(p') \tau^l \gamma_5 U(p), \quad (27)$$

б) ρNN вершина

$$\langle N(p') | J_\mu^{\rho^l} | N(p) \rangle = ig_{\rho NN} K_{\rho NN}(t) \bar{U}(p') \tau^l [\gamma_\mu - \frac{\kappa_\nu}{2M} \sigma_{\mu\nu} (p' - p)_\nu] U(p). \quad (28)$$

Константы, входящие в (27), (28), имеют значения: $g_{\pi NN} = 13,5$; $g_{\rho NN} = 2,56$; $\kappa_\nu = 3,71$.

Мезон - нуклонные формфакторы выбираются так, чтобы в области небольших передач импульса воспроизводилось обычное монополюсное поведение, а в пределе больших переданных импульсов поведение $K_{\pi NN}$, $K_{\rho NN}$, определялось кварковыми степенями свободы

$$K_\alpha(t) = \frac{\Lambda_{1\alpha}^2 \Lambda_{2\alpha}^4}{\Lambda_{1\alpha}^2 + t \Lambda_{2\alpha}^4 + t^2}, \quad (\alpha = \pi NN, \rho NN), \quad (29)$$

где

$$\Lambda_{1\pi NN} = 0,99 \text{ ГэВ/с}, \quad \Lambda_{2\pi NN} = 2,58 \text{ ГэВ/с}, \quad (30)$$

$$\Lambda_{1\rho NN} = 0,77 \text{ ГэВ/с}, \quad \Lambda_{2\rho NN} = 2,58 \text{ ГэВ/с}. \quad (31)$$

Формфактор $K_{\rho\pi\gamma}(t)$ определяется в модели векторной доминантности

$$K_{\rho\pi\gamma}(t) = \frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 + t} \quad (m_\omega = 784 \text{ МэВ}). \quad (32)$$

В разделе 3.3 дан вывод формул для кулоновского оператора. Кулоновский оператор для двухчастичных мезонных обменных токов представляется в факторизованном виде так, что спиновые и угловые переменные, от которых зависит волновая функция дейтрона, отделяются.

Определив вершинные формфакторы, изложим далее схему расчета вклада мезонных обменных токов. Для диаграмм, показанных на рис. 2-3, необходимо сделать нерелятивистское приближение, так как ядерные волновые функции (в данном случае дейтронные волновые функции) приходится выбирать нерелятивистскими. Для этого из S - матрицы выделяют ядерный ток

$$S - 1 = \frac{i}{(2\pi)^2} \delta^4(p_1' + p_2' - p_1 - p_2 - q) A_\mu(q) J_\mu \quad (33)$$

Тогда ток в координатном пространстве в точке \vec{x} определяется фурье - образом тока в импульсном пространстве

$$J_\mu(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^6} \int \delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{q}) \exp(i\vec{k}_1 \vec{r}_1 + i\vec{k}_2 \vec{r}_2 - i\vec{q} \vec{x}) J_\mu d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 d\vec{q}. \quad (34)$$

Переменные \vec{r}_1 и \vec{r}_2 в (34) есть радиус - векторы первого и второго нуклонов, δ - функция обеспечивает закон сохранения импульса. Переходя в систему центра масс дейтрона $\vec{R} = (\vec{r}_1 + \vec{r}_2)/2$, $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, можно получить для тока (34)

$$J_\mu(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^6} \int \exp(i\vec{q}(\vec{R} - \vec{x}) - i\vec{k} \vec{r}) J_\mu(\vec{k}, \vec{q}) d\vec{k} d\vec{q}. \quad (35)$$

Нулевая компонента полного тока $J_0(\vec{x}) = \rho_T(\vec{x})$ определяет кулоновский оператор

$$M_{JM}^{Coul} = \frac{1}{e} \int j_J(qx) Y_{JM}(\Omega_x) \rho_T(\vec{x}) d\vec{x} \quad (36)$$

здесь e - заряд электрона. Зная вклад обменных токов в оператор зарядовой плотности и магнитного тока, можно вычислить соответствующие поправки к зарядовому F_C , квадрупольному F_Q и магнитным F_M формфакторам дейтрона

$$F_C(q^2) = \sqrt{4\pi} \langle 11 | M_{00}^{Coul} | 11 \rangle \quad (37)$$

$$F_Q(q^2) = \frac{2\sqrt{10\pi}}{q^2} \langle 11 | M_{20}^{Coul} | 11 \rangle \quad (38)$$

$$F_M(q^2) = \frac{2\sqrt{6}m_N}{iq} \langle 11 | T_{10}^{Mag} | 11 \rangle \quad (39)$$

здесь $|11\rangle$ есть волновая функция дейтрона с полным спином $J = 1$ и проекцией $M_J = 1$. Тогда, получим для кулоновского оператора выражение, связывающее (36) с плотностью заряда в импульсном пространстве

$$M_{JM} = \frac{(-i)^J}{2e(2\pi)^4} \int \exp(-i\vec{k} \vec{r}) Y_{JM}(\Omega_q) \rho(\vec{k}, \vec{q}) d\vec{k} d\Omega_q \quad (40)$$

где

$$\rho(\vec{k}, \vec{q}) = \sum_{\lambda=0}^2 [|\vec{\sigma}(1) \otimes \vec{\sigma}(2)\rangle_\lambda \otimes \rho_\lambda(\vec{k}, \vec{q})]_0 \vec{\tau}(1) \vec{\tau}(2) \quad (41)$$

здесь $\vec{\sigma}(1)$, $\vec{\sigma}(2)$ - матрицы Паули, действующие в спиновом пространстве 1 и 2 нуклонов, $\vec{\tau}(1)$ и $\vec{\tau}(2)$ - также матрицы Паули, но они соответствуют изоспину нуклонов.

Сделав пересвязку моментов в (40) получим окончательное выражение для кулоновского оператора ($\lambda = \sqrt{2\lambda + 1}$)

$$M_{JM}^{Coul} = \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_{l, \lambda, J_1, J_2, J_3} i^{J+l} (-1)^{J_1+J_2} \frac{\bar{J}_1 \bar{J}_2 \bar{J}_3}{\bar{\lambda} \bar{J}} \left\{ \begin{matrix} \lambda & l & J_1 \\ J & J_3 & J_2 \end{matrix} \right\} \times \int dk k^2 [\bar{O}_{(\lambda)}^J \otimes \mathcal{M}_{(J)}^{(J_2, \lambda) J_3}]_{JM} \quad (42)$$

где

$$\mathcal{O}_{(\lambda)}^{J_1} = \vec{\tau}(1)\vec{\tau}(2)j_1(kr)[[\vec{\sigma}(1) \otimes \vec{\sigma}(2)]_{\lambda} \otimes Y_1(\Omega_r)]_{J_1}; \quad (43)$$

$$\mathcal{M}_{(J_1)}^{(J_2\lambda)J_3} = \frac{1}{e} \int [[Y_J(\Omega_q) \otimes Y_I(\Omega_k)]_{J_2} \otimes \rho_{\lambda}]_{J_3}. \quad (44)$$

Пересвязка моментов осуществлена в (40) таким образом, что выражение для $\mathcal{O}_{(\lambda)}^{J_1}$ зависит только от переменных, входящих в волновую функцию дейтрона. Это позволяет независимо от вида диаграмм рассчитать матричные элементы по дейтронным волновым функциям

$$\begin{aligned} \langle 11 | \mathcal{O}_{(\lambda)}^{J_1 M_1} | 11 \rangle &= \langle 00 | \vec{\tau}(1)\vec{\tau}(2) | 00 \rangle I_{LL'}^1 \sqrt{3} \bar{J}_1 C_{11J_1 M_1}^{11} \left\{ \begin{array}{ccc} \lambda & l & J_1 \\ 1 & L' & 1 \\ 1 & L & 1 \end{array} \right\} \times \\ &\times \langle 1 | [[\vec{\sigma}(1) \otimes \vec{\sigma}(2)]_{\lambda}] | 1 \rangle \langle L' | Y_1(\Omega_r) | L \rangle, \end{aligned} \quad (45)$$

Здесь

$$I_{LL'}^1(k) = \int_0^{\infty} u_L(r) u_{L'}(r) j_1(kr) dr. \quad (46)$$

В формуле (46) по определению $u_{L=0} \equiv u(r)$, $u_{L=2} \equiv w(r)$.

В разделе 3.4 обсуждаются вклады парного и $\rho\pi\gamma$ -токов в зарядовый, квадрупольный и магнитный формфакторы. Анализируется влияние ширины ρ -мезона на формфакторы дейтрона. Приведены соответствующие выражения для $F_C^{\rho\pi\gamma}(q^2)$, $F_Q^{\rho\pi\gamma}(q^2)$.

Таким образом, зарядовый и квадрупольный формфакторы с учетом парного и $\rho\pi\gamma$ -токов имеют вид

$$F_X(q^2) = F_X^{i\pi p}(q^2) + F_X^{\pi NN}(q^2) + F_X^{\rho\pi\gamma}(q^2) \quad (47)$$

где $X \equiv C, Q$. Формфакторы $F_C^{i\pi p}(q^2)$ определены в (7) и (8). Далее проведены численные расчеты и сделаны следующие выводы:

1. Учет только πNN и $\rho\pi\gamma$ -диаграмм приводит к завышенным значениям структурной функции дейтрона $A(q^2)$ при $q^2 < 75 \text{ фм}^{-2}$, поэтому необходим учет диаграмм отдачи и перенормировки.
2. Поведение тензора поляризации дейтрона оказывается чувствительным к вкладам мезонных обменных токов.

Раздел 3.5 посвящен эффектам запаздывания в мезонных обменных токах. Анализируются относительные вклады парного тока, $\rho\pi\gamma$ -процесса и эффектов запаздывания в формфакторы дейтрона. Диаграммы отдачи и перенормировки (рис. 3) есть времени-упорядоченные диаграммы, требующие использования нековариантной теории возмущений. Диаграмма отдачи означает, что взаимодействие фотона с нуклоном происходит в такой интервал времени, когда нуклоны обмениваются мезонами. Обычно рассматривается только обмен π -мезонами,

так как вклад остальных мезонов менее значителен. Заменяв пропагатор промежуточного нуклона в диаграмме отдачи его положительно-частотной частью, эту диаграмму можно в определенном порядке по обратной массе нуклона рассчитать методом S -матрицы. Диаграмму перенормировки таким способом рассчитать нельзя, она показывает, что часть мезонных обменных токов учтена в волновой функции дейтрона при решении уравнения Шредингера с потенциалами, обусловленными одномезонными обменами. Тем не менее, эти диаграммы тесно связаны.

Существуют два равноценных метода перенормировки волновой функции - метод унитарных преобразований и метод проекций. В обоих методах рассматривается гамильтониан мезон-нуклонной системы, состоящий из свободной части H_0 и мезон-нуклонного взаимодействия H_I

$$H\Psi = (H_0 + H_I)\Psi = E\Psi \quad (48)$$

здесь H_0 состоит из операторов кинетической энергии нуклонов и мезонов, E - полная энергия системы. Задача перенормировки волновой функции состоит в том, чтобы в полном состоянии Ψ исключить мезонные степени свободы, которые учитываются при построении операторов мезонных обменных токов. Для этого вводят проекционные операторы, которые разбивают полное гильбертово пространство состояний на два ортогональных подпространства. Оператор η выделяет в полной волновой функции нуклонное подпространство, а оператор Λ - мезон-нуклонное подпространство

$$\Psi = \eta\Psi + \Lambda\Psi = \Phi_N + \Phi_M, \quad (49)$$

Используя проекционные операторы можно построить систему связанных уравнений, которой удовлетворяют функции Φ_N , Φ_M

$$\begin{pmatrix} \eta H \eta & \eta H \Lambda \\ \Lambda H \eta & \Lambda H \Lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_N \\ \Phi_M \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \Phi_N \\ \Phi_M \end{pmatrix} \quad (50)$$

Из системы уравнений (50) следует, что для Φ_N не выполняется обычное условие нормировки $\langle \Phi_N | \Phi_N \rangle \neq 1$ и это затрудняет вероятностную интерпретацию Φ_N . Унитарное преобразование Окубо диагонализует систему уравнений (50)

$$\begin{pmatrix} \Phi_N \\ \Phi_M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} \\ U_{21} & U_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_N \\ \phi_M \end{pmatrix} \quad (51)$$

Для параметризации элементов унитарной матрицы U вводят оператор F , связывающий нуклонное и мезон-нуклонное состояния

$$\Phi_M = F\Phi_N, \quad F = \Lambda F \eta, \quad F^+ = \eta F^+ \Lambda \quad (52)$$

$$\eta F = F \Lambda = 0 \quad (53)$$

Полагают, что элементы матрицы U выражаются через оператор F следующим образом:

$$\begin{aligned} U_{11} &= (1 + F^+ F)^{-1/2}, & U_{12} &= -F^+ U_{22} \\ U_{21} &= F U_{11}, & U_{22} &= (1 + F F^+)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (54)$$

Из условия диагональности системы уравнений на состояния χ_N , ϕ_M следует уравнение движения для оператора F :

$$\Lambda(H + [H, F]_- - F H F)\eta = 0. \quad (55)$$

Отметим, что нуклонное состояние χ_N , удовлетворяющее уравнению

$$(\eta + F^+ F)^{-1/2}(\eta + F^+)H(\eta + F)(\eta + F F^+)^{1/2}\chi_N = E\chi_N, \quad (56)$$

обладает вероятностной интерпретацией, так как

$$\langle \chi_N | \chi_N \rangle = 1 \quad (57)$$

Уравнение (56) может быть записано в форме уравнения Шредингера с некоторым эффективным потенциалом $V_{eff}(F, F^+)$:

$$(T_N + V_{eff}(F, F^+))\chi_N = E\chi_N, \quad (58)$$

где полная волновая функция (см. (49)) связана с χ_N соотношением

$$\Psi = \eta\Phi_N + \Lambda\Phi_M = (\eta + \Lambda F)\Phi_N = (\eta + Q(F, F^+))\chi_N, \quad (59)$$

здесь оператор $Q(F, F^+)$ определяется унитарным преобразованием (54), (55). При расчете диаграммы перенормировки возникают матричные элементы вида

$$T_{ji} = \langle \Psi_j | \hat{O} | \Psi_i \rangle, \quad (60)$$

где $\Psi_{i(j)}$ есть полная волновая функция, включающая мезонную часть, в начальном (конечном) состоянии. Исключение мезонных степеней свободы в (60) приводит к появлению эффективных операторов

$$T_{ji} = \langle \chi_j | \hat{O}_{eff} | \chi_i \rangle, \quad (61)$$

где

$$\hat{O}_{eff} = (\eta + Q^+(F, F^+))\hat{O}(\eta + Q(F, F^+)). \quad (62)$$

Таким образом, видно, что и уравнение Шредингера (58) и мезонные обменные операторы (62) должны строиться согласованным образом, так как зависимость от унитарного преобразования (54) содержится и в (58) и в (62).

Мы будем следовать методу унитарных преобразований, в рамках которого можно показать, что в порядке $O(1/M^2)$ токи отдачи и перенормировки сокращаются. Сумма этих диаграмм в порядке $O(1/M^3)$ (эффект запаздывания) для оператора зарядовой плотности представлена в этом разделе.

Специфическая зависимость $\rho = \rho(\vec{k}_2)$ позволяет взять интегралы в кулоновском операторе (40) в явном виде и лишь затем считать матричные элементы по волновым функциям дейтрона (см. (7), (8)). В этом состоит отличие техники расчета вкладов в зарядовый и квадрупольный формфакторы эффектов запаздывания от расчетов для парного и $\rho\pi\gamma$ -токов. Подробности расчетов изложены в Приложении С.

В конце раздела, посвященного эффектам запаздывания, приведены выводы, полученные из анализа экспериментальных данных по дейтрону:

1. Учет эффектов запаздывания наряду с парными и $\rho\pi\gamma$ -диаграммами улучшает согласие структурной функции дейтрона с экспериментальными данными в области передач импульса $q^2 < 75 \text{ фм}^{-2}$.
2. В области больших передач импульса $q^2 > 100 \text{ фм}^{-2}$ необходим учет кварковых степеней свободы.
3. Эффекты мезонных обменных токов проявляются в поведении компоненты тензора поляризации дейтрона незначительно.

В разделе 3.6 мы приведем результаты исследований мезонных и кварковых степеней свободы в дейтроне для парижского потенциала. В частности проведем анализ структурной функции $A(q^2)$ и тензора поляризации дейтрона. Будем предполагать, что дейтрон с вероятностью C_1^2 находится в нуклон-нуклонном канале, а с вероятностью C_2^2 - в кварковом. Мезонные обменные токи в таком подходе определяют поправки к нуклон-нуклонному каналу. Зарядовый и квадрупольный формфакторы теперь приобретают следующий вид:

$$F_C(q^2) = C_1^2[F_C^{imp}(q^2) + F_C^{MOT}(q^2)] + 2C_1C_2F_{int}^{l=0}(q^2) + C_2^2F_{q_2}(q^2), \quad (63)$$

$$F_Q(q^2) = C_1^2[F_Q^{imp}(q^2) + F_Q^{MOT}(q^2)] + 2C_1C_2F_{int}^{l=2}(q^2), \quad (64)$$

где ($X \equiv C, Q$)

$$F_X^{MOT}(q^2) = F_X^{NN}(q^2) + F_X^{\pi\pi\gamma}(q^2) + F_X^{\pi\pi}(q^2). \quad (65)$$

Вероятность шестикварковой примеси C_2^2 определяется из условия совпадения $A(q^2)$ с экспериментальными данными при больших q^2 .

Численный анализ структурной функции дейтрона в рамках парижского потенциала с учетом мезонных и кварковых степеней свободы позволил сделать следующие выводы:

1. Учет мезонных и кварковых степеней свободы позволяет описать структурную функцию дейтрона во всей измеренной области передач импульса.
2. Основной эффект включения мезонных обменных токов заключается в снижении значения вероятности шестикварковой компоненты в дейтроне с 8,5% до 3,5%.

3. Учет $6q$ - состояния качественно меняет поведение компоненты тензора поляризации дейтрона, что подтверждает вывод главы 2 о сильной чувствительности тензорной поляризации к кварковым степеням свободы.

В четвертой главе исследованы структурные функции $A(q^2)$, $B(q^2)$ и тензор поляризации $T_{20}(q^2)$ дейтрона с учетом мезонных обменных токов в рамках боннской модели. Сделан вывод о необходимости учета мезонных обменных токов в полном объеме, включая эффекты запаздывания. Показано, что для случая $A(q^2)$ учет эффектов запаздывания не зависит от выбора вершинных формфакторов, тогда как для $B(q^2)$ вклад эффектов запаздывания существенно зависит от выбора сильных вершин. При этом наилучшее согласие с экспериментом достигается для Боннского релятивистского потенциала.

В разделе 4.1 представлены основные положения Боннской модели.

В разделе 4.2 проводился расчет структурных функций и тензора поляризации проводился с учетом изоскалярных обменных токов: парного тока и $\rho\pi\gamma$ - процесса (рис. 1), а также тока запаздывания (рис. 3), включающего токи отдачи и перенормировки.

Помимо расчетов с вершинным формфактором (29) проводился расчет с формфактором:

$$F_{\alpha}(\vec{k}^2) = \left(\frac{\Lambda_{\alpha}^2 - m_{\alpha}^2}{\Lambda_{\alpha}^2 + k^2} \right)^{n_{\alpha}}, \quad (66)$$

где Λ_{α} - параметр обрезания боннской модели.

В разделе 4.3 проведен полный анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию электронов ядрами.

В разделе 4.4 сделаны следующие выводы:

1. Вклады мезонных обменных токов при больших переданных импульсах необходимо учитывать в полном объеме, включая эффекты запаздывания.
2. Учет эффектов запаздывания весьма важен и для случая $A(q^2)$ заметно ухудшает согласие с экспериментальными данными, заставляя учитывать другие эффекты, влияющие на $A(q^2)$, например, кварковые степени свободы.
3. Для $B(q^2)$ эффекты запаздывания весьма важны в случае сильноубывающего вершинного формфактора (29) и пренебрежимо малы для слабоубывающего формфактора (66). При этом наилучшее согласие с экспериментом достигается для боннского релятивистского потенциала.
4. Вклад мезонных обменных токов в $T_{20}(q^2)$ для формфакторов (29) и (66) в области переданных импульсов $q > 4.5 - 5$ фм в принципе одинаков, что не позволит при появлении в этой области экспериментальных данных дискриминировать эти формфакторы.
5. Необходим также учет кварковых эффектов, влияющих на структурные функции дейтрона.

В пятой главе в предположении о примеси шестикваркового состояния в волновой функции дейтрона анализируется упругое рассеяние электронов с учетом мезонных степеней свободы. Вычисления проводились с двумя типами Боннского потенциала: Боннская полная модель и Боннский релятивистский потенциал. Показано, что шестикварковая примесь с весом до 2% позволяет не только описать структурную функцию дейтрона при больших переданных импульсах $q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$, но и качественно меняет поведение компоненты тензора поляризации T_{20} и отношения компоненты вектора поляризации p_x к компоненте тензора поляризации p_{xx} по сравнению с потенциальными и релятивистскими моделями дейтрона. Проведен анализ предварительных экспериментальных данных для T_{20} , полученных в МИТ при больших переданных импульсах (до 4.6 фм^{-1}), а также данных при малых q , из Новосибирска и Аргоннской лаборатории (доклад Д. Бека на XII PANIC конференции, Кембридж, июнь 1990, США). Результатом анализа является уменьшение верхней оценки на шестикварковую примесь в дейтроне до 0.5-1%.

Обращено внимание на важность постановки поляризационных экспериментов в области больших переданных импульсов (проект СЕБАФ) с целью получения важной информации о структуре дейтрона на малых расстояниях.

В разделе 5.1 поставлена задача исследования мезонных и кварковых степеней свободы в дейтроне для Боннского потенциала.

В разделах 5.2 - 5.4 проведен анализ $A(q^2)$, $B(q^2)$ и T_{20} и получены следующие результаты:

1. Учет мезонных и кварковых степеней свободы позволяет описать структурные функции дейтрона $A(q^2)$ и $B(q^2)$ во всей измеренной области переданного импульса.
2. Основным эффектом включения мезонных обменных токов в рамках боннской модели заключается в снижении значения вероятности шестикварковой компоненты в дейтроне с 3.5% (для парижского потенциала) до 0.5-1%.
3. Учет $6q$ - состояния качественно меняет поведение компоненты тензора поляризации дейтрона, что подтверждает вывод главы 2 и 3 о сильной чувствительности тензорной поляризации к кварковым степеням свободы.
4. В настоящее время экспериментальные данные по T_{20} позволяют сделать вывод о том, величину $6q$ - примеси следует выбирать 0.5%.
5. Измерения поляризации дейтрона при $q^2 > 1 (\text{ГэВ}/c)^2$ могли бы служить хорошим тестом для проверки моделей дейтрона, включающим такие тонкие эффекты, как релятивизация, вид "кора" NN - сил, заряд нейтрона, $6q$ - примесь и т.д.

В шестой главе построена модель формфакторов легких ядер с учетом многокварковых систем в ядрах и проведено сравнение с экспериментом.

В разделе 6.1 поставлена задача и обоснована актуальность исследований многокварковых систем в легких ядрах.

В разделе 6.2.1 построена модель и получен общий вид формфактора трехнуклонной системы. При построении формфактора исходим из волновой функции трехнуклонного ядра, которая наряду с нуклонным каналом Ψ_1 включает примеси многокварковых систем с малой амплитудой

$$\Psi = C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2 + C_3 \Psi_3 \quad (67)$$

Здесь Ψ_2 - компонента волновой функции ${}^3\text{He}$ с выделенным $6q$ -кластером, примесь которой входит с весом C_2^2 , Ψ_3 - функция $9q$ -кластера с весом C_3^2 . Итак, запишем:

$$\Psi_1 = \Psi_{3q}(\xi_1, \eta_1) \Psi_{3q}(\xi_2, \eta_2) \Psi_{3q}(\xi_3, \eta_3) \Psi(\rho, r), \quad (68)$$

$$\Psi_2 = \Psi_{6q}(\xi_1, \eta_1, \xi_2, \eta_2, r/\sqrt{2}) \Psi_{3q}(\xi_3, \eta_3) \Phi(\rho), \quad (69)$$

$$\Psi_3 = \Psi_{9q}(\xi_1, \eta_1, \xi_2, \eta_2, r/\sqrt{2}, \rho\sqrt{2/3}), \quad (70)$$

где ξ_1, η_1, \dots координаты Якоби кварков в Nq -системе; ρ, r - координаты центров $3q$ -кластеров. По определению зарядовый формфактор есть

$$F_A = \langle \Psi | \sum_{i,j} e_j^{(i)} \exp(i\vec{q}\vec{r}_j^{(i)}) | \Psi \rangle, \quad (71)$$

где $e_j^{(i)}$ - заряд i -го кварка из j -го нуклона ($3q$ -кластера), $\vec{r}_j^{(i)}$ - его координата. Подставляя (67) в (71), получаем

$$F_A = \sum_{i,j} F_{ij}, \quad (72)$$

где F_{ij} определяются отдельными компонентами Ψ_k полной функции

$$F_{ij} = \langle \Psi_i | \sum_{l,k} e_k^{(l)} \exp(i\vec{q}\vec{r}_k^{(l)}) | \Psi_j \rangle. \quad (73)$$

В разделе 6.2.2 приведены выражения для мультикварковых систем, полученные в модели релятивистского гармонического осциллятора.

В разделе 6.2.3 получены формфакторы интерференции нуклонного и мультикварковых каналов и сделан ряд качественных оценок.

Таким образом, можно провести расчеты формфактора (72) при этом выясняется весьма важная роль интерференции нуклонного и кваркового каналов. Было показано, что знак C_2 с необходимостью надо выбирать отрицательным.

В разделе 6.3 проведен анализ эффектов ортогонализации и выявлен физический смысл C_k .

В разделе 6.4 проведено сравнение с экспериментом. Выбор C_2, C_3 (C_1 определяется из условия нормировки $F_{{}^3\text{He}}$ так, чтобы получить согласие с экспериментом во всей области q^2). Окончательные результаты для $6q$ - и $9q$ -примеси дают значения $C_2^2 = 15\%$ и $C_3^2 = 0.54\%$.

В разделе 6.4.2 анализируется формфактор ${}^3\text{He}$.

На рис. 4 приведены расчеты и сравнение с экспериментом формфактора $|F_{{}^3\text{He}}|$. При этом в качестве (штрих-пунктир) взяты расчеты, выполненные численным решением уравнений Фаддеева для SdT -потенциала.

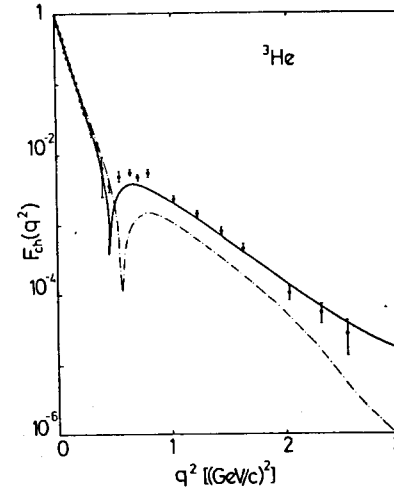


Рис.4

Формфактор $|F_{{}^3\text{He}}|$: сплошная линия - учтены $6q$ -, $9q$ -примеси, штрих-пунктир - расчет в рамках трехтельной задачи.

В разделе 6.4.3 анализируется формфактор ${}^3\text{H}$. Расчет формфактора ядра $|F_{{}^3\text{H}}|$ в области больших переданных импульсов $q^2 > 0.5$ ($\text{ГэВ}/c$)² также необходимо делать с учетом кварковых степеней свободы, а именно шести- и девятикварковых систем. При этом мезонные степени свободы не играют здесь большой роли, так как вклад мезонных обменных токов в формфактор $|F_{{}^3\text{H}}|$ вследствие частичной компенсации изоскалярного и изовекторного токов оказывается пренебрежимо малым. Параметры для ${}^3\text{H}$ выбирались такими же, что и для ядра ${}^3\text{He}$. Как и в случае $|F_{{}^3\text{He}}|$, здесь важную роль играют интерференционные формфакторы. Отметим, что вклад $|F_{6qTot}|$ и $|F_{9qTot}|$ при $q^2 = 0$ составляет примерно 2% и 0,01%, соответственно; хотя значения $C_2^2 = 15,4\%$ и $C_3^2 = 0,54\%$. Это связано с тем, что интерференционные формфакторы $2C_1C_2F_{12}$ и $2C_2C_3F_{23}$ имеют отрицательный знак ($C_2 < 0!$).

В разделе 6.5 построена модель для формфактора ${}^4\text{He}$.

В данном параграфе проведем исследование формфактора ${}^4\text{He}$, аналогично тому, как это было сделано для трехнуклонных ядер.

Используя стандартное определение формфактора и выделение движения центра масс ядра, можно получить формфакторы отдельных вкладов в виде:

$$F_{6qTot} = 2C_1C_2F_{12} + C_2^2F_{22}, \quad (74)$$

$$F_{9qTot} = 2C_2C_3F_{23} + 2C_1C_3F_{13} + C_3^2F_{33}, \quad (75)$$

$$F_{12qTot} = 2C_2C_4F_{24} + 2C_1C_4F_{14} + 2C_3C_4F_{34} + C_4^2F_{44}, \quad (76)$$

которые вместе с ядерным формфактором нуклонного канала $C_1^2F_{11}$ определяют $F_{{}^4\text{He}}$:

$$F_{{}^4\text{He}} = C_1^2F_{11} + F_{6qTot} + F_{9qTot} + F_{12qTot}. \quad (77)$$

Здесь F_{11} представляет собой формфактор в нуклонном канале, который вычислялся с NN -потенциалом Хамады - Джонстона с включением трехчастичных сил. Конкретные выражения для отдельных частей F_{ij} получаются по аналогии с

трехнуклонным случаем. Отметим также, что для тех частей формфактора, которые связаны с движением кварков в нуклонных и многокварковых мешках, мы использовали расчеты в рамках релятивистского гармонического осциллятора (см. Приложение В). Оказалось, что амплитуду $6q$ - примеси C_2 необходимо выбирать отрицательной, как и для 3H и 3He , так как только в этом случае случая можно получить согласие с экспериментальными данными.

Итак, анализ показал, что вклад $6q$ - примеси составляет $C_2^2 = 17.64\%$, $9q$ - примеси $C_3^2 = 1.25\%$, $12q$ - примеси $C_4^2 = 0.02\%$. Эффективный вклад же этих каналов оказался значительно меньше вследствие частичной компенсации интерференционных и прямых формфакторов: $F_{6qTot}(0) = 0.073$, $F_{9qTot}(0) = 0.0082$, $F_{12qTot}(0) = 0.0001$.

В разделе 6.6 приведены выводы:

1. Учет многокварковых примесей в ядрах 3H и 3,4He необходим для объяснения поведения формфакторов при больших q^2 .
2. Амплитуды C_2 и C_3 для 3H и 3He одинаковы.
3. Интерференция многокварковых и нуклонных каналов играет определяющую роль в интерпретации эксперимента.
4. Расчеты показывают, что вклады нуклонного, шестикваркового и девятикваркового каналов разделены по переданному импульсу.
5. Формфакторы 3H , 3,4He рассчитанные с помощью уравнений Фаддеева - Якубовского, не описывает экспериментальные данные.
6. Учет интерференции приводит к частичной компенсации прямых и интерференционных членов, что существенно уменьшает эффективный вклад многокварковых примесей в формфакторы легких ядер.

В главе 7 проведено исследование структуры многокварковых систем в методе гиперсферических функций.

В разделе 7.2 метод гиперсферических функций применен к решению задачи трехкварков. Получены аналитические выражения для эффективного потенциала. Показана неаддитивность вклада спин - спинового взаимодействия, что приводит к изменению ширины кора и глубины ямы для эффективного потенциала. Вторым решением задачи на собственные значения в трехкварковой системе найдены состояния, отвечающие дыхательной моде возбуждения.

В разделах 7.3 - 7.5 исследовался спектр $3q$ -, $6q$ - систем и формфактор упругого eN - рассеяния. Были сделаны следующие выводы:

1. В методе гиперсферических функций с кварк - кварковым потенциалом типа:

$$V_{qq} = \sum_{ij} \lambda_i \lambda_j V_{ij}(r), \quad (78)$$

где

$$V_{ij} = (Ae^{-r^2/\alpha^2} + Br^2 + C) + [K(1 + \frac{2}{3}\vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j) e^{-r^2/\Lambda^2}] = V_{ij}^c + V_{ij}^g, \quad (79)$$

удается описать:

- (a) $N - \Delta$ - разность масс,
 - (b) среднеквадратичный радиус нуклона,
 - (c) формфактор упругого eN - рассеяния,
2. Найдены энергии возбуждения и плотности для основного и монополюно - возбужденного состояния N - частицы.
 3. Показано, что включение спин - спинового потенциала V_{ij}^g существенно изменяет эффективный потенциал $W(\rho)$ (кор и глубину), то есть V_{ij}^g входит в V_{qq} неаддитивно.
 4. Отмечено, что предлагаемый подход может быть использован для изучения также $9q, 12q$ - систем.

В главе 8 -Заклучении перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

В приложениях вынесены некоторые вопросы математического и справочного характера, а также ряд полезных соотношений.

Результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах:

- [1] Буров В.В. и др. Флуктуации плотности ядра и рассеяние электронов большой энергии. - ЯФ, 1978, т.28, вып.3, с.321-329.
- [2] Буров В.В., Лукьянов В.К. О возможном проявлении кварковой структуры 3He , 4He в зарядовых формфакторах. - Препринт ОИЯИ Р2-80-68, 1980, Дубна, 8с.
- [3] Burov V.V., Dorkin S.M., Lukyanov V.K., Titov A.I. On the Six-Quark Structure in the Deuteron Form-Factors. - Z.Phys., Ser. A: Atoms and Nuclei, 1982, vol. 306, No. 1, p. 149-154. (О шестикварковой структуре в формфакторе дейтрона.)
- [4] Burov V.V., Dorkin S.M., Dostovalov V.N. Polarization in Elastic $e - D$ Scattering at Large Transfer Momenta and Quark Structure of the Deuteron. - Z.Phys., Ser.A: Atoms and Nuclei, 1984, vol. 315, p. 205-211. (Поляризация в упругом $e - D$ рассеянии при больших импульсах и кварковая структура дейтрона.)

- [5] **Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I.** The Six - Quark - Admixture in the Form Factor of the ${}^3\text{He}$ at Large Transfer Momenta. - *Z.Phys. A: Atoms and Nuclei*, 1984, v. **318**, p. 67-74. (Шестикварковая примесь в формфакторе ${}^3\text{He}$ при больших переданных импульсах.)
- [6] **Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И.** Многокварковые системы в ядерных процессах. - *ЭЧАЯ*, 1984, т.15, с.1249-1295.
- [7] **Буров В.В., Достовалов В.Н.** Проявление обменных мезонных токов и кварковой структуры дейтрона в упругом eD -рассеянии. - Препринт ОИЯИ, P2-85-928, Дубна, 1985, 14с.
- [8] **Буров В.В., Лукьянов В.К.** Многокварковые системы и формфакторы легчайших ядер. - В кн: Труды Международной школы по структуре ядра, ОИЯИ, Д4-85-851, Дубна, 1985, с.283-294.
- [9] **Буров В.В., Достовалов В.Н.** Проявление мезонных обменных токов и кварковой структуры дейтрона в упругом eD - рассеянии. - Препринт ОИЯИ, P2-85-928, Дубна, 1985, 14с.
- [10] **Буров В.В., Лукьянов В.К.** Упругое рассеяние электронов и кварковая структура ядра ${}^3\text{He}$. - В кн.: Физика многочастичных систем, Киев, Наукова Думка, 1986, вып. **10**, с.57-60.
- [11] **Буров В.В., Достовалов В.Н.** Формфакторы и поляризация в упругом eD - рассеянии с учетом мезонных и кварковых степеней свободы в дейтроне. - Препринт ОИЯИ, P2-86-163, Дубна, 1986, 20с.
- [12] **Буров В.В., Достовалов В.Н., Суськов С.Э.** Мезонные обменные токи и магнитный формфактор дейтрона. - Письма в ЖЭТФ, 1986, т.44, с.357-359.
- [13] **Буров В.В., Шитикова К.В.** Исследование структуры трехкварковой системы в методе гиперсферических функций и упругое eN - рассеяние. - Препринт ОИЯИ P2-86-543, 1986, Дубна, 11с.
- [14] **Буров В.В., Шитикова К.В.** Исследование структуры многокварковых систем в методе гиперсферических функций. - В кн: VIII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, 1986, D1,2-86-668, т.1, с.419-429.
- [15] **Буров В.В. и др.** Формфакторы и кварковая структура легчайших ядер. - Исследование структуры В кн: VIII Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, 1986, D1,2-86-668, т.1, с.352-363.
- [16] **Буров В.В., Лукьянов В.К., Мартинес Р.** Упругое $e{}^3\text{H}$ - рассеяние и кварковая структура трития. - Краткие Сообщения ОИЯИ, 1986, т.15, с.13-18.

- [17] **Буров В.В., Лукьянов В.К., Мартинес Р.** Упругое рассеяние электронов при больших переданных импульсах и кварковая структура ${}^4\text{He}$. - Краткие Сообщения ОИЯИ, 1986, т.18, с.25-29.
- [18] **Burov V.V., Dostovalov V.N.** Form Factors and Polarization in the Elastic eD - Scattering with Inclusion of Meson and Quark Degrees of Freedom of a Deuteron. - *Z. Phys. A-Atoms and Nuclei*, 1987, **326**, p.245-253. (Формфакторы и поляризация в упругом eD рассеянии с учетом мезонных и кварковых степеней свободы.)
- [19] **Буров В.В., Достовалов В.Н.** Упругое рассеяние электронов с учетом мезонных обменных токов и кварковой структуры. - В кн: Ядерные реакции и кварковая структура ядер, 1987, Владивосток, ДВГУ, с.23-35.
- [20] **Буров В.В., Гой А.А., Достовалов В.Н.** Эффекты запаздывания в обменных мезонных токах и упругое eD - рассеяние. ЯФ, 1987, т.45 с.994-998.
- [21] **Буров В.В., Лукьянов В.К.** Ненуклонные степени свободы и формфакторы легчайших ядер. - В кн: Малочастичные и кварк - адронные системы, ОИЯИ, Д4-87-692, Дубна, 1987, с.312-324.
- [22] **Burov V.V., Lukyanov V.K.** Form Factors of Deuteron, ${}^3\text{H}$ and ${}^3\text{He}$ with Quark and Mesonic Degrees of Freedom Included, *Nucl. Phys.*, 1987, **A463**, p. 263-271. (Формфакторы дейтрона ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ с учетом кварковых и мезонных степеней свободы.)
- [23] **Burov V.V., Lukyanov V.K.** Multiquark Systems in ${}^3\text{He}$ and ${}^3\text{H}$ and Elastic Electron Scattering at Large Transfer Momenta. - *Few - Body Systems*, 1988, v.4, p.1-15. (Многокварковые системы в ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ и упругое рассеяние электронов при больших переданных импульсах.)
- [24] **Burov V.V., Dostovalov V.N., Sus'kov S.Eh.** Magnetic Form Factor of the Deuteron with Allowance for Meson Exchange Currents. - Preprint JINR E2-89-542, 1989, Dubna, 12p. (Магнитный формфактор дейтрона с учетом мезонных обменных токов.)
- [25] **Burov V.V., Dostovalov V.N., Sus'kov S.Eh.** Magnetic Form Factor of the Deuteron with Allowance for Retardation Effects in Exchange Meson Currents. - *JINR Rapid Communication*, 1989, **4(37)-89**, p.24-29. (Магнитный формфактор дейтрона с учетом эффектов запаздывания в мезонных обменных токах.)
- [26] **Буров В.В., Достовалов В.Н., Суськов С.Э.** Структурные функции дейтрона с учетом мезонных обменных токов. - Препринт ОИЯИ P2-90-432, 1990, Дубна, 25с.