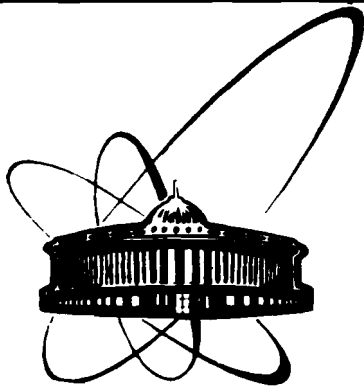


89-564



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-89-564

К 206

Л.П.Каптарь, А.И.Титов, А.Ю.Умников*

О ВКЛАДЕ МЕЗОННЫХ ОБМЕННЫХ ТОКОВ
В ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НА ЯДРАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* ДВГУ, Владивосток

1989

1. Введение

Активное теоретическое изучение ненуклонных степеней свободы в ядрах в последние пять лет инициировано нетривиальными результатами, полученными при экспериментальном исследовании структурных функций различных ядер в глубоконеупругом рассеянии (ГНР) лептонов ядрами - EMC-эффект^{/1-4/}. Существующие теоретические подходы к описанию ядерных структурных функций $F_{1,2}^A$ и объясняющие их A-зависимость (A - атомный вес ядра) можно условно разбить на два направления^{/5/}. Первое предполагает изменение кварковых распределений нуклонов ядра за счет возможного изменения в ядре условий Q^2 -эволюции нуклонных структурных функций (Q^2 -рескейлинг)^{/6/}. При этом внутриядерным движением нуклонов практически пренебрегается. В настоящее время параметр рескейлинга не удается ни вычислить теоретически, ни определить из независимых экспериментов. Поэтому он выбирается из условия наилучшего фитирования эксперимента (EMC, BCDMS, SLAC ...). Второе направление, наоборот, объясняет отличие $F_{1,2}^A$ при различных A за счет корректного учета внутриядерного движения нуклонов и их немассовости, оставляя кварковые распределения самих нуклонов в ядре без изменения. Это направление учитывает тот факт, что свойства ядерных квазичастиц-нуклонов отличаются от свободных нуклонов. В частности, связанные нуклоны обладают эффективной массой m^*m , которая зависит от энергии оболочки. Это приводит к перенормировке масштабной переменной $x \rightarrow m^*/m \cdot x$ (x -рескейлинг)^{/7,8/}. В этом подходе уже нет свободного параметра. Однако здесь, из-за связности нуклонов, возникает проблема нарушения энергетического правила сумм (ПС). Оказывается, что доля импульса, переносимого кварками, в связанном нуклоне меньше, чем в свободном. Можно попытаться восстановить ПС за счет учета мезонных полей в ядрах, поскольку качественно ясно, что мезоны должны давать вклад в $F^A(x)$ в области малых x ($x \approx \mu_n/m$, μ_n - масса мезона)^{/8/}. В ранних работах^{/9/} учет вклада мезонных степеней свободы при описании экспериментов по ГНР на ядрах по существу был феноменологическим, т. к. параметры моделей определялись из этих же экспериментов. Поэтому вопрос об абсолютной величине мезонных поправок к сечению ГНР и их способности восстановить энергетическое ПС оставался открытым.

Детальное количественное исследование данной проблемы для дейтрона было проведено в работах^{/10/}, где на основе методов теории мезонных обменных токов (МОТ) самосогласованным образом описаны мезонные степени свободы в реакциях ГНР лептонов на дейтроне и эффекты немассовости связанных нуклонов. В данном подходе дейтрон представлялся как система взаимодействующих нуклонных и мезонных полей; самосогласованным

способом определяются уравнение для волновой функции связанных нуклонов и основные мезонообменные диаграммы, дающие вклад в структурную функцию $F_2^D(x)$. Самосогласованность понимается в том смысле, что одни и те же мезоны (со своими константами, характеризующими мезон-нуклонное взаимодействие) определяют как уравнение Шредингера с ОВЕ-потенциалом (например в потенциале боннской группы^{/11/} это π -, ω -, σ -...-мезоны) для волновой функции дейтрона, так и основные характеристики реакции ГНР: структурные функции, вклад МОТ, эффекты связности, энергетическое ПС. Для "точнорешаемой" ядерной системы - дейтрона, эту задачу удалось провести до конца. Было показано, что качественно отношение структурных функций дейтрона и свободного нуклона - $R^{D/N}$ ведет себя так же, как и отношение структурных функций тяжелого ядра и нуклона^{/7,8/}, однако глубина минимума при $x \approx 0.5+0.7$ здесь значительно меньше из-за относительной малости энергии связи дейтрона. Непосредственным вычислением было также показано, что мезонные поправки лишь частично (~ 60 %) восстанавливают энергетическое правило сумм, нарушаемое эффектами немассовости нуклонов в дейтроне, что не согласуется с выводами, полученными в статическом приближении^{/10,12/}.

В настоящей работе исследуется вклад МОТ в ГНР на более тяжелых ядрах. Для построения ядерной многочастичной функции мы используем обычное приближение Хартри (ПХ) и однобозонный NN-потенциал миллера-Грина^{/13/}, параметры которого специально подгонялись для описания основных состояний ядер в ПХ. В остальном используем тот же самосогласованный подход теории МОТ, что и для описания дейтрона^{/10/}. В этом подходе рассчитана структурная функция ядра углерода ^{12}C с учетом мезонных поправок и проанализировано энергетическое ПС. Подробно обсуждается роль вершинных мезон-нуклонных формфакторов.

2. Амплитуда ГНР на ядре с учетом МОТ

Процедура нерелятивистской редукции системы уравнений взаимодействующих полей и выделение вклада мезонных обменных токов в различных упругих и квазиупругих процессах развивалась многими авторами^{/14-15/}. Несмотря на отличие в их теоретических методах и используемых приближениях, конечные результаты оказываются близкими. Общий рецепт вычисления матричных элементов любого оператора \hat{F} по состояниям ядра следующий:

а) переход к нерелятивистскому пределу в уравнениях движения взаимодействующих мезонных и нуклонных полей и получение уравнения для определения волновой функции ядра;

б) представление ковариантного, релятивистского выражения для оператора \hat{F} в терминах нуклонных и мезонных полей;

в) нерелятивистская редукция оператора \hat{F} и вычисление соответствующего матричного элемента.

Далее мы будем следовать методу, предложенному в работе^{/14/} для описания упругого и квазиупругого электрон-дейтронного рассеяния и развитому нами в применении к ГНР на дейтроне^{/10/}. Прежде чем напомнить суть метода и показать, как его можно распространить на реакции ГНР, отметим, что, следуя работам^{/10, 14/}, все последующие вычисления будут ограничены "точностью" до g^2 (g -константа мезон-NN взаимодействия).

Классические уравнения движения взаимодействующих нуклонов с мезонами M имеют вид

$$(i\partial - m) N(x) = g_N \Gamma_N \Phi_N(x) N(x), \quad (1a)$$

$$(\square + \mu_N^2) \Phi_N(x) = g_N \bar{N}(x) \Gamma_N N(x), \quad (1b)$$

где $N(x)$, $\Phi_N(x)$ - нуклонные и мезонные поля соответственно, m и μ_N - соответствующие массы, Γ_N - MNN-вершина. Набор мезонных полей определяется выбором конкретной модели MNN-взаимодействия (см., например^{/11, 13/}). После исключения в нуклонных спинорах $N(x)$ малых компонент $\phi(x)$ приходим к уравнению движения для больших компонент $f(x)$. Функции $f(x)$ не имеют вероятностной интерпретации^{/16/} из-за нарушения условий нормировки и правил сумм для барионного заряда.

Поэтому находится другая функция $\psi(x) = (\hat{I} + 0) f(x)$ (\hat{I} - единичный оператор), которая удовлетворяет необходимым условиям. Уравнение движения для $f(x)$ и условие нормировки для $\psi(x)$ приводят к уравнению движения для поля $\psi(x)$. В представлении вторичного квантования $\psi^\dagger(x)$ и $\psi(x)$ являются операторами рождения и уничтожения нуклонов (в отличие от точных релятивистских уравнений (1) здесь антинуклоны отсутствуют), и с их помощью можно получить любое многонуклонное состояние. Аналогичные операторы рождения и уничтожения существуют и для мезонных полей.

Основное состояние ядра $|A\rangle$ представляется в виде разложения по состояниям с A "гольми" нуклонами и n мезонами ($n=0, 1, 2, \dots$), которые получают "действием" на вакуум указанными выше операторами рождения:

$$|A\rangle = \sqrt{1-Z} \alpha_0 |N_1 N_2 \dots N_A\rangle + \alpha_1 |N_1 N_2 \dots N_A M\rangle + \alpha_2 |N_1 N_2 \dots N_A M M\rangle + \dots \quad (2)$$

где константа перенормировки Z определяется из условия $\langle A|A\rangle = 1$, а коэффициенты разложения α_i в (2) - из уравнения

$$(H_0 + H_{int}^M) |A\rangle = M_A |A\rangle, \quad (3)$$

где H_{int}^M - обычный нерелятивистский гамильтониан мезон-нуклонного

взаимодействия, M_A - масса ядра. Проектируя (3) на различные состояния (2), можно, в принципе, найти явный вид волновых функций α_i . Тогда матричные элементы операторов, относящихся к реакциям ГНР, будут полностью определяться параметрами соответствующих мезонов (константы связи, массы, вершинные формфакторы). В случае $A = 2$ (дейтрон) для решения этой задачи не нужно делать никаких дополнительных допущений. При этом α_0 удовлетворяет уравнению Шредингера с потенциалом однобозонного обмена (например, с каким-нибудь реалистическим ОВЕ-потенциалом), а $\alpha_{1,2}$ являются функциями α_0 и матричных элементов H_{int}^M ^{/14/}. Для случая $A \gg 2$ при построении многочастичных волновых функций α_i неизбежно применение приближенных методов. Действительно, нуклонная волновая функция α_0 удовлетворяет многочастичному уравнению Шредингера с нерелятивистским двухчастичным потенциалом мезонного обмена:

$$(Am - M_A + \sum_{i=1}^A T_i) \alpha_0 + \frac{1}{2} \sum_N \sum_{i,j} \int \frac{dk}{(2\pi)^3} V_N(k) \alpha_0(\dots p_i + k, \dots p_j - k, \dots) = 0, \quad (4)$$

где T_i - одночастичная кинетическая энергия, $V_N(k)$ - мезонообменный NN-потенциал. В силу того, что точно решить уравнение (4) невозможно, мы будем использовать хорошо известное в теории атомного ядра ПХ. Тогда, аналогично^{/14/}, функции $\alpha_{1,2}^H$ можно выразить через α_0^H и матричные элементы H_{int}^M , а сама α_0^H представляет собой произведение одночастичных функций, уравнения для которых получаются из (4) интегрированием. Таким образом оказывается возможным в одинаковых предположениях описать (приближенно) как структуру ядра, так и ГНР на этом ядре.

Напомним, что основной величиной, измеряемой в реакциях ГНР, является ядерный тензор $W_{\mu\nu}^A$, который связан оптической теоремой с мнимой частью амплитуды упругого рассеяния вперед $T_{\mu\nu}^A$ виртуального γ -кванта ядром-мишенью:

$$M_A W_{\mu\nu}^A = \text{Im} T_{\mu\nu}^A, \quad (5)$$

где $T_{\mu\nu}^A$ - матричные элементы некоторого оператора $\hat{O}_{\mu\nu}^A$ по основному состоянию ядра. Явное выражение этого оператора для системы взаимодействующих полей, строго говоря, неизвестно. Получить его можно, воспользовавшись связью $W_{\mu\nu}^A$ с тензором энергии-импульса:

$$\int F_2(x) dx = \frac{1}{m} \langle A | \Theta_\lambda^\lambda | A \rangle, \quad (6)$$

где $F_2(x) = -xg^{\mu\nu} W_{\mu\nu}(p, q)$, $x = -q^2/2mq_0$, а Θ_λ^λ - след тензора энергии-импульса, который для системы взаимодействующих спинорных, скалярных и векторных полей (соответственно ψ , ϕ и V^α) имеет вид^{/17/}

квазиодночастичных уровней, удастся удовлетворительно описать ядерные структурные функции в области средних x ($x \geq 0.3$)^{/7/}. В нашем случае (в ПХ) явное выражение для структурной функции F_2 имеет вид

$$F_{2A}^{IA}(x_A) = \sum_{\lambda} \int \frac{dp}{(2\pi)^3} |\Psi_{\lambda}^A(p)|^2 (1+p_z/m) F_{2N}(mx/(p_{\lambda 0}+p_z)), \quad (13)$$

где $x_A = -q^2/2M_A q_0$, $x = -q^2/2m q_0$, и для удобства мы вместо α_0 ввели более привычные одночастичные волновые функции Ψ_{λ}^A (λ - номерует состояния); эффекты связанности содержатся в $p_{\lambda 0}$ и p_z . По определению модели, $p_{\lambda 0} = m + \epsilon_{\lambda}$, где ϵ_{λ} - энергия одночастичного состояния. Отметим, что полученное выражение (13) отличается от соответствующей формулы^{/7/} на фактор $(1+p_z/m)$, который в нашем случае появляется автоматически вследствие нерелятивистской редукции оператора $\hat{O}_{\mu\nu}^A$ (см. (10)-(11)). Необходимость включения этого фактора в расчеты $F^A(x)$ обсуждалась в работе^{/19/}, а также^{/12, 20-21/}. Этот фактор не меняет общую нормировку функции Ψ^A и, следовательно, не нарушает закон сохранения барионного заряда, однако его включение несколько уменьшает глубину "кармана" при $0.7 \geq x \geq 0.3$ в отношении $R^{A/D}$ структурных функций тяжелого ядра и дейтрона^{/12, 21/}. Формулу (13) можно переписать в конволюционной форме:

$$\frac{1}{A} F_{2A}^{IA}(x) = \int d\xi F_{2N}(x/\xi) f_{N/A}(\xi), \quad (14)$$

где функция $f_{N/A}(\xi)$ имеет смысл вероятности распределения нуклонов в ядре с долей импульса ξ :

$$f_{N/A}(\xi) = \frac{1}{A} \sum_{\lambda} \int \frac{dp}{(2\pi)^3} |\Psi_{\lambda}^A(p)|^2 (1+p_z/m) \delta(\xi - (p_{\lambda 0}+p_z)/m). \quad (15)$$

Теперь можно определить средний импульс, уносимый кварками в ядре, и сравнить его с соответствующим импульсом ГНР на нуклоне. Из (15) получаем

$$\frac{A_m}{M_A} \int \frac{dx}{dx} \frac{F_{2A}^{IA}(x)}{F_{2N}(x)} = \frac{A_m}{M_A} \langle \xi \rangle, \quad \langle \xi \rangle = \int f_{N/A}(\xi) \xi d\xi \approx 1 + \frac{\langle \epsilon \rangle}{m} - \frac{2\langle T \rangle}{3m} < 1, \quad (16)$$

где усреднение ведется по основному состоянию ядра: $\langle \epsilon \rangle = \frac{1}{A} \sum \epsilon_{\lambda} = \langle V \rangle + \langle T \rangle$ (V , T - потенциальная и кинетическая энергии нуклона). Из формулы (16) видно, что учет немассовости нуклонов в ядре приводит к тому, что средний импульс, уносимый кварками в ядерном нуклоне меньше, чем в свободном. В "нуклон-мезонной" модели ядра мезоны, обеспечивающие связанность ядра, также уносят определенную долю импульса. Для определения величины этой доли импульса и сравнения ее с недостающим импульсом в (16) необходимо вычислить мезонные поправки к импульсному приближению (диаграммы б)-д) на рис. 1).

4. Мезонные поправки и энергетические правила сумм

Диаграммы б) и в) на рис. 1 в литературе принято называть диаграммами перенормировки и отдачи. Далее мы будем пренебрегать поправками от этих диаграмм, поскольку, с одной стороны, их суммарный вклад в ПС (16) пропорционален g^4 , а наши вычисления ограничены поправками до g^2 , с другой - анализ их вклада в упругие и квазиупругие процессы, выполненный разными авторами^{/14, 15/}, показал, что он либо точно равен нулю (диаграммы "сокращаются"), либо исчезает в пределе малых передач импульса. Оставшиеся диаграммы носят обменный характер и обусловлены обменными мезонными токами (МТ).

Прежде чем переходить к вычислению мезонных поправок к ГНР на ядре, следует выбрать конкретный мезонообменный NN-потенциал, т. е. набор мезонов, которые будут в дальнейшем приняты в рассмотрение. Наиболее подходящим, с этой точки зрения, является "обобщенный" ОВЕ-потенциал Миллера-Грина^{/13/} (МГ), который далее и будет использоваться. Этот потенциал по форме является обычным потенциалом однобозонного обмена и включает скалярные σ - и ϵ -, векторный изоскалярный ω - и векторный изовекторный ρ -мезоны. Параметры ϵ - и ω -мезонов таковы, что их вклады в статический потенциал сокращаются, а вкладом ρ -мезона при описании сферических ядер можно пренебречь. Отметим, что параметры потенциала МГ выбраны так, чтобы описать основные свойства сферических ядер в ПХ, вследствие чего (а также из-за отсутствия π -мезона, который в этом приближении не дает вклада в одночастичный потенциал для сферических ядер) этот потенциал не является реалистическим NN-потенциалом, т. е. не описывает NN-рассеяние и свойства дейтрона. Аргументом в пользу такой модификации может служить утверждение, что NN-взаимодействия в пустоте и среде (ядре) различны, кроме того, возможно, что такая параметризация эффективно учитывает нуклонные корреляции, которые явно исключаются в ПХ. Подробное обсуждение вопросов, связанных с использованием мезонных потенциалов в ядерной физике, содержится в работе^{/22/}. Таким образом, с данным набором мезонов на основе развиваемого подхода мы можем рассчитывать на самосогласованное описание ГНР на сферическом ядре, в качестве которого мы выбрали ядро углерода. Для сравнения мы также выполним расчеты с реалистическим боннским потенциалом (σ - и ω -мезоны).

Вклад скалярных мезонов в структурную функцию ядра в ПХ имеет вид (см. также^{/12/})

$$F_2^S(x) = 2g_s^2 \int \frac{dk}{(2\pi)^3} F_2^M(mx/k_3) (k_3/\omega_s^4) \rho(r_1) \rho(r_2) e^{ik(r_1-r_2)} dr_1 dr_2, \quad (17a)$$

где $\omega_s^2 = k^2 + \mu_s^2$, $\rho(r)$ - обычная скалярная ядерная плотность. С принятой в

наших вычислениях точностью ($\sim g^2$) вклад векторных мезонов определяется формулой, аналогичной (17а):

$$F_2^V(x) = -2g_V^2 \int \frac{dk}{(2\pi)^3} F_2^H(mx/k_3) (k_3/\omega_V^4) \rho(r_1) \rho(r_2) e^{ik(r_1-r_2)} dr_1 dr_2, \quad (17б)$$

Теперь закон сохранения полного импульса, уносимого кварками и глюонами в ядре, принимает вид

$$\begin{aligned} \langle x_q \rangle_A &= \frac{Am}{M_A} [\langle x_q \rangle_N \langle \xi \rangle + \langle x_q \rangle_s \langle \eta_s \rangle + \langle x_q \rangle_v \langle \eta_v \rangle + \dots], \\ \langle x_g \rangle_A &= \frac{Am}{M_A} [\langle x_g \rangle_N \langle \xi \rangle + \langle x_g \rangle_s \langle \eta_s \rangle + \langle x_g \rangle_v \langle \eta_v \rangle + \dots], \end{aligned} \quad (18)$$

где смысл введенных обозначений очевиден. Складывая правые и левые части (18) и используя соотношения $M_A \approx 1 - \frac{e_A}{m}$, $e_A = \frac{1}{2}\langle V \rangle + \langle T \rangle$, получаем ПС для средних значений импульсов конститuentов ядра:

$$1 = 1 + \delta_N + \langle \eta_s \rangle + \langle \eta_v \rangle + \dots, \quad \delta_N = \frac{\langle V \rangle + 4/3\langle T \rangle}{2m}. \quad (19)$$

Посмотрим, как выполняется (19) в нашем случае. Для примера положим, что в ядре есть только скалярные σ -мезоны. Тогда вместо (19) мы должны получить равенство $\delta_N = -\langle \eta_s \rangle$, где согласно (17)

$$\langle \eta_s \rangle = \frac{2g_s^2}{Am} \int \frac{dr_1 dr_2 dk}{(2\pi)^3 \omega^4} k_3^2 \rho(r_1) \rho(r_2) e^{ik(r_1-r_2)} \theta(k_3). \quad (20)$$

С использованием теоремы вириала выражение (20) нетрудно переписать в виде^{/12, 10/}:

$$\langle \eta_s \rangle = -[1/2\langle V \rangle + 2/3\langle T \rangle] / m, \quad (21)$$

Сравнивая (19) и (21), убеждаемся, что

$$\delta_N = -\langle \eta_s \rangle, \quad (22)$$

т.е. правило сумм выполняется в точности. Можно показать, что (21)-(22) выполняется и для остальных мезонов, только для каждого из них в теореме вириала будет фигурировать соответствующая часть потенциала, и в сумме мы опять получим (19). Таким образом, учет мезонообменных поправок к структурным функциям в ГНР полностью восстанавливает энергетическое ПС, нарушенное в ИП связанностью нуклонов. Для вывода формулы (22) существенно предположение, что g^2 - константа.

Отметим, что определение мезонных вкладов в ядерную структурную функцию на основе (5)-(8) содержит некоторый произвол, т.к. соотношение (6) является интегральным. Так, при рассмотрении ГНР на ядре в рамках модели валечки^{/23/} было показано, что вклад векторных полей, помимо (17б), может содержать и другие поправки. Однако при

анализе ПС (19) эти поправки в точности сокращаются, и интегрально (17б) совпадает с результатом работы^{/23/} для векторных мезонов.

5. Результаты расчетов и выводы

Формулы (14), (15) и (17) позволяют рассчитать структурную функцию ядра с учетом МТ. Видно, что вклады импульсного приближения и МТ выражаются через обычные ядерные плотности, которые можно, в принципе, не вычислять в ПХ с ОВЕ-потенциалом, а взять из независимых источников - из эксперимента или какой-либо реалистической модели. Мы используем в расчетах плотности для ядра ^{12}C рассчитанные с силами Скирм-1^{/24/} и, для сравнения, плотности полученные в потенциале Вудса-Саксона.

На рис.2 приведен результат расчета отношения $R^{A/D}(x)$ структурных функций ядра ^{12}C и дейтрона по формулам (14), (15) и (17). Структурная функция дейтрона взята из работ^{/10/}. Отметим, что вклад МТ в $R^{A/D}$ мал - кривые, рассчитанные с различными мезонными вкладами (рис. 3), отличаются в пределах узкой заштрихованной области при $x < 0.2$.

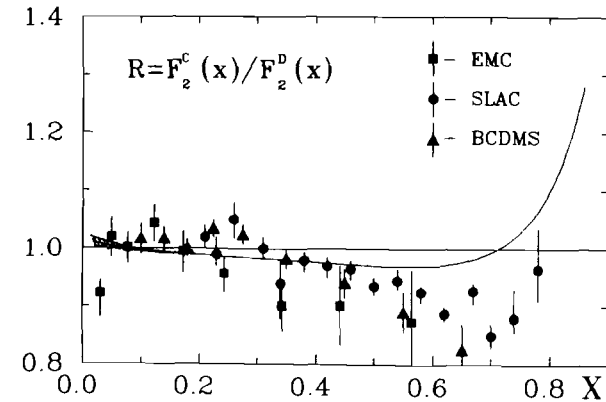


Рис. 2. Отношение $R = F_2^C(x)/F_2^D(x)$ структурных функций ядра ^{12}C и дейтрона. Кривая на рисунке представляет результат настоящей работы: F_2^C рассчитана в приближении Хартри с силами Скирм-1^{/24/}, F_2^D из работ^{/10/}. Узкая заштрихованная область при $x < 0.2$ - демонстрирует вклады мезонных поправок, рассчитанных в разных предположениях (см. текст и рис. 3). Экспериментальные точки: EMC^{/2/}, SLAC^{/3/}, BCDMS^{/4/} (^{14}N).

В численных расчетах мы использовали выражения для структурных функций ГНР на свободных нуклонах и мезонах F_{2N} и F_2^μ в следующем виде

$$F_{2N}(x) = \frac{5}{18} \left[x^{0.58} [2.69(1-x)^{2.7} + 1.56(1-x)^{3.7}] + 0.8(1-x)^7 \right], \quad (23)$$

$$F_2^\mu(x) = \frac{5}{18} [1.5x^{0.5}(1-x) + 3(1-x)^5]. \quad (24)$$

Из рис. 2 видно, что, в отличие от^{7/}, $R^{A/D}$ не описывает эксперимент в области $x = 0.5+0.7$. Это связано, во-первых, с наличием фактора $(1+p_3/m)$ в "ядерной спектральной функции" (13), а во-вторых, с тем, что в развиваемом подходе не учитываются коллективные эффекты, которые могут привести к образованию глубоколежащих квазиодночастичных уровней. В этом плане наши результаты согласуются с результатами работы^{21/}.

На рис. 3 приведены результаты расчетов мезонных вкладов в структурную функцию. Кривые 1 и 2 (сплошная и пунктирная) соответствуют двум разным наборам мезонов (потенциалы МГ и боннский) и разным ядерным плотностям (Скирм-I и Вудс-Саксон). Видно, что результаты этих расчетов практически совпадают, что, по-видимому, свидетельствует о правомерности сделанных нами предположений при выборе мезонных потенциалов и ядерных плотностей.

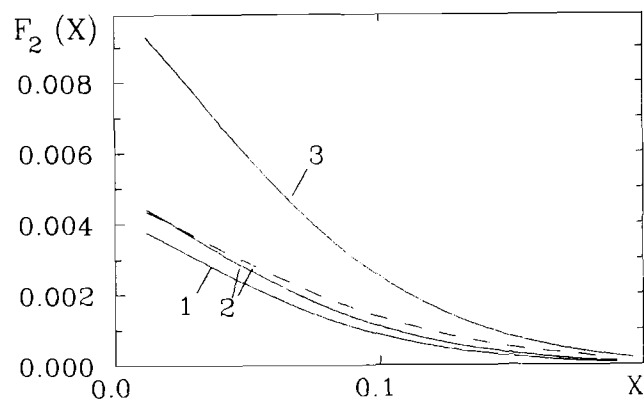


Рис. 3. мезонные вклады в структурную функцию ядра ^{12}C . Кривые: 1 - расчет с ядерной плотностью Вудса-Саксона и мезонами потенциала Миллера-Грина^{13/}(МГ), 2 - с плотностью Скирм-I^{24/} и двумя наборами мезонов (МГ - сплошная кривая, σ - и ω -мезоны боннского потенциала^{11/} - пунктир). Кривые 1,2 рассчитаны с параметрами обрезания Λ из соответствующих потенциалов. Кривая 3 - расчет с плотностью Скирм-I и мезонами МГ при $\Lambda \rightarrow \infty$.

Численный расчет правила сумм (19) (Скирм-I) дал следующий результат: $\delta_N = (A\mu/M_A)(\xi-1) \approx -0.0046$ (см. для сравнения^{21/}), а суммарный вклад всех мезонов (МГ) - $\Sigma \langle \eta_\mu \rangle \approx 0.0023$. Таким образом, видно, что численно мезонные поправки лишь частично (~ 50%) восстанавливают энергетическое ПС. Чисто формально это расхождение с (22) объясняется k^2 -зависимостью формфакторов $g(k^2)$, которая не учитывалась при выводе (22), но, как обычно, учтена в расчетах МТ.

Итак, на основе самосогласованного подхода, позволяющего, в принципе, описать, как структуру ядра, так и ядерные реакции, получены выражения для структурной функции ядра в ГНР. Результаты расчетов структурной функции ядра ^{12}C показывают, что мезонные токи частично, примерно на 50%, восстанавливают энергетическое правило сумм для кварковых распределений в ядре, нарушаемое в импульсном приближении. Исключение формфакторов из обменных диаграмм полностью восстанавливает правила сумм, но при этом нарушается самосогласованность метода. Полученные результаты не описывают имеющихся экспериментальных данных, оставляя тем самым место для других механизмов: учета коллективных ядерных эффектов, рескейлинга и др.

Авторы благодарят Е. Л. Братковскую, В. В. Бурова, С. А. Кулагина, Е. М. Левина, В. К. Лукьянова, Б. Л. Резника и А. Г. Шуваева за полезные обсуждения, а также В. М. Шилова за расчеты волновых функций ядра ^{12}C .

Литература

1. Aubert J.J. et al. -Phys. Lett., 1983, v. 123B, p. 275; Bodek A. et al. -Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 1431.
2. Ashman J. et al. -Phys. Lett., 1988, v. 202B, p. 603.
3. Arnold R.G. et al. -Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 727.
4. Bari G. et al. -Phys. Lett., 1985, v. 163B, p. 282.
5. Jaffe R.L. -Nucl. Phys., 1988, v. A478, p. 3.
6. Close F.E., Roberts R.G., Gross G.G. -Phys. Lett., 1983, v. 129B, p.346; Jaffe R.L., Close F.E., Roberts R.G., Gross G.G. -Phys. Lett., 1984, v. 134B, p.449; Phys. Rev., 1985, v. D31, p. 1004; Cleymans J., Thews R.L. -Phys. Rev., 1985, v. D31, p. 1014.
7. Акулиничев С.В., Ваградов Г.М., Кулагин С.А. -Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 45, с. 105; Akulinichev S.V., Kulagin S.A., Vagrado G.M. -Phys. Lett., 1985, v. 158B, p. 475; J. Phys. 1985, v. G11, p. L245.
8. Birbrair B.L. et al. -Phys. Lett., 1986, v. 166B, p. 119.
9. Llewellyn Smith C.H. -Phys. Lett., 1983, v. 128B, p. 107;

- Ericson M., Thomas A.W. -Phys. Lett., 1983, v. 128B, p. 112;
 Титов А.И. -ЯФ. 1984, т. 40, с. 76; Berger E.L., Coester F.,
 Wiringa R.B. -Phys. Rev., 1984, v. D29, p. 398; Саперштейн Э.Е.,
 Шматиков М.Ж. -Письма в ЖЭТФ. 1985, т. 41, с. 44; Умников А.Ю. -В:
 Ядерные реакции и кварковая структура ядер. ДВГУ, Владивосток:
 1987, с. 58.
10. Каптарь Л.П., Резник Б.Л., Титов А.И., Умников А.Ю. -Письма в ЖЭТФ
 1988, т. 47(9), с. 428; Bratkovskaya E.L., Kaptari L.P., Titov A.I.,
 Umnikov A.Yu. Preprint JINR, E2-89-306, Dubna, 1989;
 11. Machleid R. et al. -Phys. Rep. 1987, v. 149, p. 1.
 12. Бирбраир Б.Л., Левин Е.М., Шуваев А.Г. -В: "Физика атомного ядра".
 Материалы XXI Зимней школы ЛЯФ, Ленинград: 1986, с.3;
 Birbrair B.L., Levin E.M., Shuvaev A.G. -Nucl. Phys., 1989, v. A491,
 p. 618.
 13. Miller L.D., Green A.E. -Phys. Rev., 1972, v. C5, p. 241.
 14. Rosa-Clot M., Testa. M. -Nuovo Cim. 1983, v. 78A, p. 113.
 15. Chemtob M. -In: Mesons in Nuclei. Amsterdam, North-Holland, 1976,
 p.555. Gari M., Nuyga H. -Z. Phys., 1976, v. A277, p.291; Кирхбах М.,
 Труглик Э. -ЭЧАЯ. 1980, т.17, с.224; Burov V.V., Dostovalov V.N., -
 Z. Phys. Atoms and Nuclei, 1987, v. 326, p. 245.
 16. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика, М.:
 Наука, 1969.
 17. Callan C.G., Coleman S., Jackiw R. -Ann. Phys., 1970, v. 59, p. 42.
 18. Bodek A., Ritchie J.L. -Phys. Rev., 1981, v. D23, p. 1970;
 Phys. Rev., 1981, v. D24, p. 1400; Frankfurt L.L., Strikman M.I. -
 Phys. Rep., 1981, v. 76C, p. 215; Berlad G. et al. -Phys. Rev.,
 1980, v. D22, p. 1547.
 19. Frankfurt L.L., Strikman M.I. -Phys. Lett., 1987, v. 183B, p. 254.
 20. Jung H., Miller G.A. -Phys. Lett., 1988, v. 200B, p. 351.
 21. Li G.L., Liu K.F., Brown G.E. -Phys. Lett., 1988, v. 213B, p. 531.
 22. Крутов В.А. -Известия АН СССР, сер. Физика, т. 49, с. 951.
 23. Birbrair B.L., Levin E.M., Shuvaev A.G. Preprint LNPI-1296,
 Leningrad, 1987.
 24. Vauterin D., Brink D.M. -Phys. Rev., 1972, v. C5, p. 29.

Рукопись поступила в издательский отдел
 25 июля 1989 года.

Каптарь Л.П., Титов А.И., Умников А.Ю.
 О вкладе мезонных обменных токов
 в глубоконеупругое рассеяние на ядрах

P2-89-564

Развит самосогласованный метод учета мезонных обменных токов в глубоконеупругом рассеянии мюонов ядрами. Само-согласованность понимается в том смысле, что из одних и тех же принципов получены уравнения движения нуклонов и операторы мезонных обменных токов. Конкретный расчет структурной функции ядра ^{12}C показал, что мезонные обменные токи лишь частично (примерно наполовину) восстанавливают энергетическое правило сумм для кварковых распределений в ядре, нарушаемое немассовостью нуклонов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов.

Kaptari L.P., Titov A.I., Umnikov A.Yu.
 On the Contribution of Meson Exchange Currents
 in Deep Inelastic Scattering on Nuclei

P2-89-564

A self-consistent approach with taking into account of the meson exchange currents in deep-inelastic scattering of the muons on nuclei is developed. Self-consistency means that from the same principles the equations of motion and meson exchange currents operators are found. It is found that the mesonic corrections only partially (about 60%) restore the energy sum rule breaking because of the nucleon off-mass-shell effects in nuclei.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989