

МЕЗОННЫЕ ОБМЕННЫЕ ТОКИ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НА ДЕЙТРОНЕ

Л.П.Каптарь, Б.Л.Резник, А.И.Титов, А.Ю.Умников

Рассчитаны основные диаграммы, определяющие мезонные поправки к структурной функции дейтрона $F_2^D(x)$. Вычислен вклад одно- и двухпионного обмена в $F_2^D(x)$. Показано, что учет мезонных токов лишь наполовину восстанавливает энергетическое правило сумм для кваркового распределения дейтрона, нарушаемое немассовостью нуклонов.

1. Представляется очевидным, что мезонные обменные токи (МОТ) должны давать вклад в глубоконеупругое рассеяние (ГНР) электронами ядрами, подобном тому, как они проявляют себя в других ядерных процессах¹⁻⁴. Неудивительно поэтому, что именно мезоны явились первыми кандидатами на объяснение ЕМС-эффекта, наблюдаемого отклонения от единицы отношения структурных функций тяжелого ядра и дейтерия $R^{A/D}$. Предполагалось, что в тяжелых ядрах, из-за сильного взаимодействия нуклонов, существует некоторый избыток числа мезонов (пионов) δn_M , приходящихся на один нуклон, по сравнению с не взаимодействующими нуклонами – которым объяснялся подъем $R^{A/D}$ при $x \lesssim 0,2$ ⁵⁻⁷. Слабым местом этих работ было то, что величина δn_M не вычислялась, а задавалась либо как параметр, либо как функция от неизвестных величин, которые сами являлись эффективными параметрами. Это практически означает, что вопрос о количественном вкладе ядерных мезонов в структурную функцию пока еще не решен. Построение самосогласованной теории МОТ в ГНР на тяжелых ядрах – дело будущего, однако, проследить основные качественные моменты этой теории можно на примере ядерной "точнорешаемой модели" – дейтрона. Расчет вклада МОТ в ГНР на дейтроне и составляет содержание данной статьи.

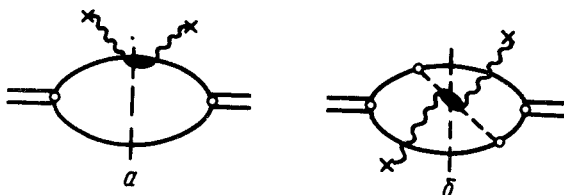


Рис. 1. Диаграммы ГНР на дейтроне

2. Поскольку адронный тензор $W_{\mu\nu}^D$, содержащий всю информацию о ГНР, определяется мнимой частью амплитуды упругого рассеяния виртуального γ -кванта дейтроном, то для нашей цели можно применить теорию МОТ, развитую для описания упругого рассеяния электронов легчайшими ядрами^{1, 2, 4}. В сечении ГНР, так же как и в случае упругого рассеяния дают вклад диаграммы импульсного приближения (ИП) и диаграммы МОТ, которые, в свою очередь, состоят из диаграмм мезонных токов (МТ), токов отдачи, перенормировки и т. д. Можно показать⁴, что часть диаграмм МОТ взаимно сокращается, а часть – эффективно учитывается в диаграммах импульсного приближения, так что в итоге $W_{\mu\nu}^D$ представляется в виде суммы диаграмм – ИП и МТ, приведенных соответственно на рис. 1а, б. Самосогласованность теории подразумевает, что при расчете диаграмм МТ должны учитываться те мезоны, которые генерируют NN -взаимодействие в дейтроне. В наших расчетах используются два потенциала: потенциал однобозонного обмена ($\pi + \sigma + \omega + \rho + \delta + \eta$) "боннской" группы⁸ и "парижский" потенциал⁹, который при $r > 0,8$ Фм представлен $\pi + 2\pi + \omega$ – обменным потенциалом, а при $r < 0,8$ Фм содержит феноменологическое отталкивание.

3. Расчет структурной функции дейтрона в ИП сводится к вычислению свертки

$$F_2^{ND}(x) = \int F_2^N(x/\xi) \varphi(\xi) d\xi, \quad (1)$$

где $F_2^N(x)$ — структурная функция нуклона, а $\varphi(\xi)$ — распределение связанных нуклонов в дейтроне по доле продольного импульса $\xi = (p_0 + p_3)/M$, $p_0 = M_D - (M^2 + p^2)^{1/2}$. Распределение $\varphi(\xi)$ удовлетворяет условию нормировки на барионный заряд 1^0 и связано с волновой функцией (ВФ) дейтрона 1^1 :

$$\varphi(\xi) = \int (1 + p_3/M) |\psi_D(\mathbf{p})|^2 \delta\left(\xi - \frac{p_0 + p_3}{M}\right) \frac{d^3p}{(2\pi)^3}. \quad (2)$$

Для F_2^N использовалась параметризация

$$F_2^N(x) = \frac{5}{18} (x^{0,58}(2,69(1-x)^{2,7} + 1,56(1-x)^{3,7}) + 0,8(1-x)^7).$$

Результат расчета $F_2^{ND}(x)$ представлен на рис. 2 в виде отношения $R^{ND/N} = F_2^{ND}/F_2^N$ (кривая 1). Качественно $R^{ND/N}$ ведет себя так же, как отношение структурных функций тяжелого ядра и нуклона 1^2 , однако глубина минимума при $x \approx 0,5 - 0,7$ здесь значительно меньше из-за относительной малости энергии связи дейтрона. Эффект связности нуклонов приводит к известному (см., например, 1^1) нарушению энергетического правила сумм:

$$\int F_2^{ND}(x) dx = (1 - \delta) \int F_2^N(x) dx, \quad (3)$$

где расчет, соответственно с ВФ дейтрона в "боннском" и "парижском" потенциалах, дает $\delta_B = 4,7 \cdot 10^{-3}$, $\delta_P = 5,0 \cdot 10^{-3}$.

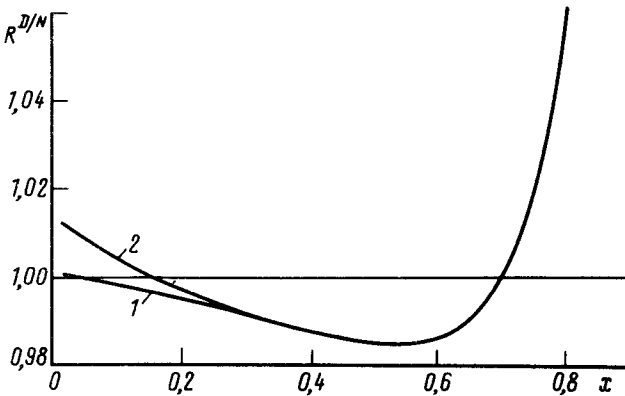


Рис. 2. Отношение структурных функций дейтрона и нуклона (расчет с использованием ВФ дейтрона в "боннском" потенциале). Кривые: 1 — $R^{ND/N} = F_2^{ND}/F_2^N$, 2 — $R^{D/N} = (F_2^{ND} + \delta F_2^{\pi D} + \delta F_2^{2\pi D})/F_2^N$

4. Вклад однопионного обмена в структурную функцию имеет вид

$$\delta F_2^{\pi D} = \int \frac{d^3 p_1 d^3 p_2}{(2\pi)^6} \frac{(k_0 + k_3)}{\sqrt{2E_1 2E_2} M} F_2^{\pi} \left(\frac{xM}{(k_0 + k_3)} \right) \frac{g_{\pi}^2(k)}{(k^2 - m_{\pi}^2)^2} \Phi(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \theta(k_0 + k_3), \quad (4)$$

где m_{π} — масса пиона, $k = (k_0, \mathbf{k}) = (M_D - E_1 - E_2, \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)$ — его 4-импульс, $g_{\pi}(k)$ — вершинная функция пион-нуклонного взаимодействия $8, 9$, M — масса нуклона, M_D — масса дейтрона, $E_{1,2} = (M^2 + \mathbf{p}_{1,2}^2)^{1/2}$. Для F_2^{π} нами использовалась параметризация $F_2^{\pi}(x) = (5,0,75\sqrt{x}(1-x) + 20,0,075(1-x)^5)/9$. Функция $\Phi(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ связана с S- и D-

компонентами дейтронной ВФ u и w соотношением:

$$\Phi(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = 4\pi[k^2(2f(p_1)f(p_2) - 3(u(p_1)u(p_2) + w(p_1)w(p_2)/P_2(\cos\theta))) + 2(P_2(\cos\theta) - 1)(p_1^2 f(p_1)w(p_2) + p_2^2 f(p_2)w(p_1))] ,$$

где $f(p) = w(p) + \sqrt{2}u(p)$, $p = |\mathbf{p}|$, θ — угол между \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 , $P_2(\cos\theta)$ — полином Лежандра. Результаты расчетов $\delta F_2^{\pi D}(x)$ приведены на рис. 3 (кривые 1, 2). Отметим, что более массивные 2π - и ω -мезонные вклады подавлены по сравнению с однопионным. Для иллюстрации на рис. 3 (кривые 3, 4) приведен расчет вклада 2π — обменного тока, который как обычно, аппроксимировался обменом скалярным σ -мезоном⁸. На рис. 2 (кривая 2) приведен результат расчета отношения:

$$R^{D/N} = (F_2^{ND} + \delta F_2^{\pi D} + \delta F_2^{2\pi D}) / F_2^N .$$

Видно, что учет МТ приводит к подъему $R^{D/N}$ при $x \lesssim 0,25$. При этом МТ лишь частично ($\sim 60\%$) восстанавливают энергетическое правило сумм, поскольку $(\langle x \rangle_{\pi}^D + \langle x \rangle_{2\pi}^D) / \langle x \rangle_N \approx 3 \cdot 10^{-3}$. Отличие $\langle x \rangle_D / \langle x \rangle_N$ от единицы вызвано некоторым нарушением самосогласованности расчета: область кора в реалистических потенциалах по существу задается феноменологически.

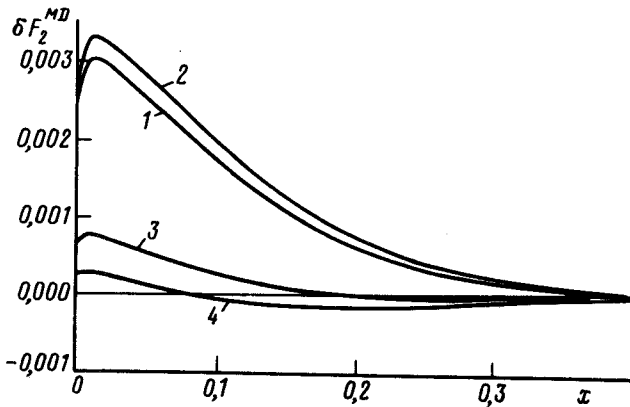


Рис. 3. Вклад МТ в структурную функцию дейтрона. Кривые: 1, 2 — $\delta F_2^{\pi D}$; 3, 4 — $\delta F_2^{2\pi D}$ (1, 3 — расчет в "боннском", 2, 4 — в "парижском" потенциалах)

Итак, проведенное исследование показывает, что представление о ядре как системе, состоящей только из нуклонов, является неполным. Такой же вывод на основе качественного рассмотрения ЕМС-эффекта был сделан в работе¹³. Включение мезонной компоненты приводит к диаграммам мезонных токов. Поведение структурной функции при учете только нуклонной компоненты (ИП) качественно напоминает ЕМС-эффект при $x > 0,25$ и нарушает энергетическое правило сумм. МТ частично восстанавливают это нарушение, оставляя место для других механизмов: размораживание конволюционной модели, перенормировка вершинных MVN -функций, учет вклада многокварковой структуры дейтрона на малых NN -расстояниях и т. д.

Авторы благодарят В.К.Лукиянова, В.В.Бурова, В.А.Карманова, М.Кирхбах, Е.М.Левина, Е.Л.Братковскую за полезные обсуждения.

Литература

1. *Chemtob M.* In: *Mesons in Nuclei.* Amsterdam, North-Holland, 1979, p. 555.
2. *Чванов Е.А., Труглиц Э.* ЭЧАЯ, 1981, 12, 492.
3. *Кирхбах М., Труглиц Э.* ЭЧАЯ, 1986, 17, 224.
4. *Gari M., Nuyga H.* Z. Phys., 1976, A277, 291.
5. *Ericson M., Thomas A.W.* Phys. Lett., 1983, B128, 112.
6. *Титов А.И.* ЯФ, 1984, 40, 76.
7. *Саперштейн Э.Е., Шматиков М.Ж.* Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 44.
8. *Machleidt R. et al.* Phys. Rep., 1987, 149, 1.
9. *Lacombe M. et al.* Phys. Rev., 1980, C21, 861.
10. *Frankfurt L.L., Strikman M.I.* Phys. Rep., 1981, 76, 215.
11. *Бурбраур Б.Л. и др.* Мат. XXI зимней школы ЛИЯФ, Л., 1986, с. 3.
12. *Акулиничев С.В. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 105.
13. *Карманов В.А.* В кн.: Труды симпозиума "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях", Л.: ЛИЯФ, 1986, с. 496.

Поступила в редакцию

22 февраля 1988 г.

После переработки

4 апреля 1988 г.