

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-86-127

В.В.Буров, А.А.Гой*, В.Н.Достовалов*

ЭФФЕКТЫ ЗАПАЗДЫВАНИЯ
В ОБМЕННЫХ МЕЗОННЫХ ТОКАХ
И УПРУГОЕ eD -РАССЕЯНИЕ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Дальневосточный государственный университет

1986

Структурная функция дейтрона $A(q^2)$ измерена в упругом eD -рассеянии ^{/1,2/} в широкой области переданных импульсов $q^2 \leq 200 \text{ фм}^{-2}$. Для её объяснения необходим учет релятивистских ^{/3/}, кварковых ^{/4/} эффектов и мезонных обменных токов (МОТ) ^{/5-7/}. В работе ^{/5/} было показано, что при учете МОТ вклад πNN - и $\rho\pi\gamma$ -диаграмм приводит к завышенным значениям $A(q^2)$ в области переданных импульсов $q^2 < 100 \text{ фм}^{-2}$. В этой связи в работах ^{/6,7/} были учтены ещё диаграммы отдачи и перенормировки. Под перенормировкой понимается выделение нуклонной компоненты из полной волновой функции мезон-нуклонной системы. Это можно сделать методом унитарных преобразований ^{/7/} или методом проектировки ^{/8/}, которые, в принципе, эквивалентны. Было показано ^{/7/}, что диаграммы отдачи и перенормировки компенсируют друг друга в порядке $O(1/M^2)$; отличный от нуля вклад остается в порядке $O(1/M^3)$ (M - масса нуклона). Последний вклад называется эффектом запаздывания в МОТ. Учет этого эффекта, с использованием нуклон-нуклонного потенциала Рейда ^{/9/}, в работе ^{/6/} привел к незначительному уменьшению $A(q^2)$ в области $q^2 < 25 \text{ фм}^{-2}$. Однако этот расчет был выполнен около 10 лет назад с мезон-нуклонными формфакторами, известными в то время весьма приближенно. Наш недавний расчет вклада МОТ без учета эффекта запаздывания, но с включением новых данных по мезон-нуклонным формфакторам ^{/10/} показал ^{/11/}, что при этом возникают весьма существенные отличия в поведении структурной функции $A(q^2)$ от рассчитанных ранее ^{/5/}. При этом мы использовали теоретически обоснованные в работе ^{/10/} вершинные формфакторы, которые имеют монопольное поведение при малых q^2 , что соответствует обычно используемым феноменологическим формфакторам, и убывают как $(q^2)^{-3}$ в пределе больших переданных импульсов, что соответствует требованиям квантовой хромодинамики. Было показано ^{/11/}, что при учете πNN - и $\rho\pi\gamma$ -диаграмм полученное ранее согласие ^{/5/} исчезает, так как в области $q^2 < 75 \text{ фм}^{-2}$ теоретическая кривая идет значительно выше экспериментальных данных, а в области $q^2 > 75 \text{ фм}^{-2}$ - ниже.

Цель настоящей работы состоит в учете, помимо πNN - и $\rho\pi\gamma$ -диаграмм, эффекта запаздывания с новыми мезон-нуклонными вершинами ^{/10/}. При этом для расчета структурной функции дейтрона $A(q^2)$ и тензора поляризации $T_{20}(q^2)$ будем использовать феноменологический парижский нуклон-нуклонный потенциал ^{/12/}.

Рассмотрим зарядовый и квадрупольный формфакторы дейтрона, определяемые через матричные элементы от кулоновского оператора:

$$F_c(q^2) = \sqrt{4\pi} \langle 11 | M_{00} | 11 \rangle, \quad (1)$$

$$F_2(q^2) = 2\sqrt{10\pi} \langle 11 | M_{20} | 11 \rangle, \quad (2)$$

где $|11\rangle$ - волновая функция дейтрона с проекцией полного спина $m = 1$. На рис. 1 схематично представлена диаграмма двухчастичного тока, где p_1, p_2 (p'_1, p'_2) - начальные (конечные) импульсы нуклонов, а q - переданный импульс.

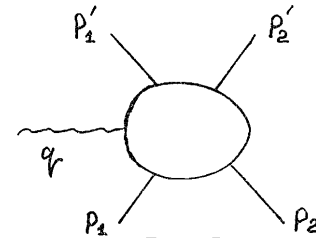


Рис. 1

Кинематика двухчастичных токов.

Кулоновский оператор в системе центра масс дейтрона имеет следующий вид:

$$M_{JM} = \frac{(-i)^J}{2(2\pi)^4} \frac{1}{\epsilon} \int d\vec{k}_2 d\Omega_q \exp(i\vec{q}\vec{r}/2 - i\vec{k}_2\vec{r}) \rho(\vec{k}_2, \vec{q}), \quad (3)$$

где $\rho(\vec{k}_2, \vec{q})$ - оператор плотности заряда в импульсном пространстве, а $\vec{k}_1 = \vec{p}'_1 - \vec{p}_1$; $\vec{k}_2 = \vec{p}'_2 - \vec{p}_2$. Как и в ^{/6/}, мы исследуем эффект запаздывания с точностью до $O(1/M^3)$, определяемый следующими диаграммами:

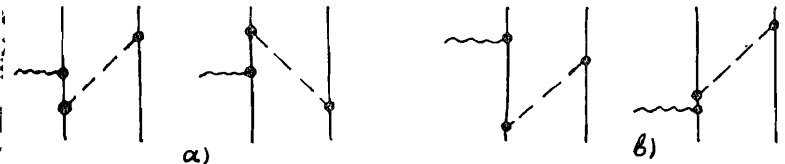


Рис. 2

Диаграммы отдачи (а) и перенормировки волновой функции (б).

Соответствующая поправка к оператору плотности заряда может быть представлена в виде ^{/6/}:

$$\rho(\vec{k}_2, \vec{q}) = - \frac{F_1^S(q^2)}{4M} \left(\frac{g_{\pi NN}}{2M} \right)^2 \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 \vec{q} \cdot \vec{k}_2 \vec{e}_1 \cdot \vec{k}_2 \vec{e}_2 \cdot \vec{k}_2 \times \quad (4)$$

$$\times \frac{K_{\pi NN}^2(\kappa_2^2)}{\kappa_2^2 + m_\pi^2}.$$

В этом выражении m_π - масса π -мезона, $g_{\pi NN} = 13,5$ - константа связи, $F_1^S(q^2)$ - изоскалярный формфактор протона, определяемый нами в модели релятивистского осциллятора ^{/13-16/}, а $K_{\pi NN}(\kappa_2^2)$ - мезон-нуклонный формфактор, который с учетом указанных выше соображений мы берем из работы ^{/10/} в виде

$$K_{\pi NN}(\kappa_2^2) = \frac{\Lambda_1^2}{\Lambda_1^2 + \kappa_2^2} \frac{\Lambda_2^4}{\Lambda_2^4 + \kappa_2^4}. \quad (5)$$

Здесь $\Lambda_1 = 0,99$ ГэВ/с, $\Lambda_2 = 2,58$ ГэВ/с - параметры получены из анализа нуклонных формфакторов. Заметим, что при выводе (4) в работе ^{/6/} учтен обмен только π -мезонами, который, однако, как показано в ^{/5/}, преобладает над вкладом от обмена более тяжелыми мезонами. После подстановки (4) в определение формфакторов (1), (2), получаются следующие поправки к зарядовому и квадрупольному формфакторам, обусловленные эффектом запаздывания:

$$F_c^{ret}(q^2) = - \frac{q F_1^S(q^2)}{4M^3} \left(\frac{g_{\pi NN}}{2M} \right)^2 \int_0^\infty dr j_2(qr/2) \times \quad (6)$$

$$\times [-I_1(r)(u^2(r) + w^2(r)) + \frac{2}{5}(-2I_1(r) + 3I_2(r))(2\sqrt{2}u(r)w(r) - w^2(r))],$$

$$F_a^{ret}(q^2) = \frac{\sqrt{2}}{5} \frac{q F_1^S(q^2)}{M^3} \left(\frac{g_{\pi NN}}{2M} \right)^2 \int_0^\infty dr [j_2(qr/2) \times \quad (7)$$

$$\times A_1(r) + j_3(qr/2) A_2(r)],$$

$$A_1(r) = -I_1(r) u^2(r) - \frac{\sqrt{2}}{10} (-2I_1(r) + 3I_2(r)) u(r) w(r) + \quad (8)$$

$$+ \frac{1}{4} (I_1(r) + 6I_2(r)) w^2(r),$$

$$A_2(r) = -\frac{3}{2} I_2(r) u^2(r) + \frac{3\sqrt{2}}{20} (3I_1(r) + 8I_2(r)) u(r) w(r) - \quad (9)$$

$$- \frac{3}{8} (-3I_1(r) + 2I_2(r)) w^2(r),$$

здесь $u(r)$ и $w(r)$ - S-и D-волны в дейтроне. Функции $I_1(r)$ и $I_2(r)$ зависят от мезон-нуклонного формфактора

$$I_1(r) = \int_0^\infty d\kappa_2 \kappa_2^5 j_1(\kappa_2 r) K_{\pi NN}^2(\kappa_2^2) / (\kappa_2^2 + m_\pi^2)^2, \quad (10)$$

$$I_2(r) = \int_0^\infty d\kappa_2 \kappa_2^5 j_3(\kappa_2 r) K_{\pi NN}^2(\kappa_2^2) / (\kappa_2^2 + m_\pi^2)^2. \quad (11)$$

Таким образом, зарядовый и квадрупольный формфакторы дейтрона будут складываться из членов, соответствующих импульсному приближению, парному току, $p\pi\gamma$ -процессу и эффекту запаздывания

$$F_{c,a}(q^2) = F_{c,a}^{imp}(q^2) + F_{c,a}^{\pi NN}(q^2) + F_{c,a}^{p\pi\gamma}(q^2) + F_{c,a}^{ret}(q^2). \quad (12)$$

Выражения для формфакторов парного тока и $p\pi\gamma$ -процесса даны в работе ^{/5/}. (При этом необходим ряд исправлений, которые сделаны в ^{/11/}). В $p\pi\gamma$ -диаграмме учтена ширина ρ -мезона ^{/5,17,18/}. В дальнейшем будет обсуждаться поведение структурной функции дейтрона $A(q^2)$, и компоненты тензора поляризации $T_{20}(q)$ (см., например, работы ^{/4/}):

$$A(q^2) = F_c^2(q^2) + F_a^2(q^2), \quad (13)$$

$$T_{20}(q) = (1 + X) / (\sqrt{2} (1 + X^2/8)), \quad X = 2\sqrt{2} F_c / F_a.$$

Заметим, что при нерелятивистском описании T_{20} не зависит от вида формфактора нуклона ^{/3,19/}.

Напомним, что численные расчеты проводились в основном с парижской волновой функцией ^{/12/} (расчеты с волновой функцией Рейда

приводят к близким результатам). Из рис. 3. видно, что учет обменных поправок приводит к сдвигу минимума $|F_c(q^2)|$ в сторону меньших q^2 , это имеет определенное значение для $T_{20}(q)$ (см. ниже). Влияние эффектов запаздывания на зарядовый формфактор незначительно. Более ярко эффекты запаздывания проявляются в квадруполь-

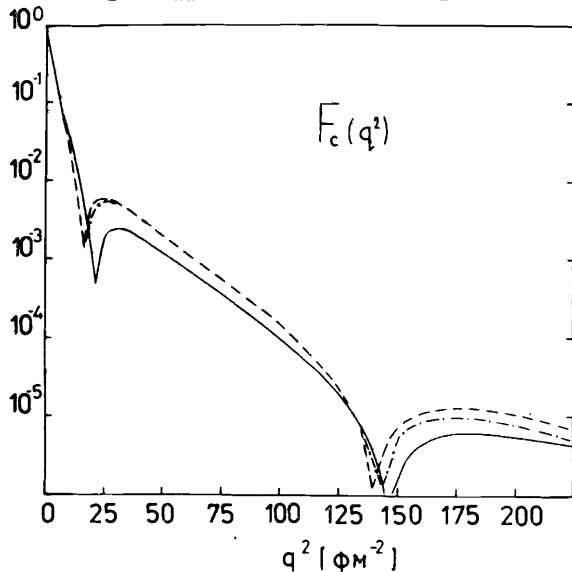


Рис. 3

Зарядовый формфактор дейтрона $|F_c(q^2)|$. Сплошная кривая - расчет в рамках импульсного приближения, пунктирная кривая - учтены вклады парного тока и $\rho\pi\gamma$ -процесса, штрихпунктирная кривая - учтены вклады парного тока, $\rho\pi\gamma$ -процесса и эффекта запаздывания.

ном формфакторе, где минимум сдвигается примерно на ту же величину, что и при учете обменных вкладов (см. рис. 4). Видно, что в области передач импульса $q^2 < 60 \text{ fm}^{-2}$ вклады всех рассматриваемых MOT компенсируют друг друга таким образом, что поведение квадрупольного формфактора $F_a(q^2)$ оказывается весьма близким к импульсному $F_a^{imp}(q^2)$. Сдвиг нуля $F_a(q^2)$ при учете запаздывания в сторону меньших передач импульса и увеличение по абсолютному значению $F_a(q^2)$ в области $100 < q^2 < 170 \text{ fm}^{-2}$ приводит к улучшению согласия с экспериментом структурной функции $A(q^2)$ (рис. 5).

Из рис. 5 видно, что учет поправок запаздывания к вкладу MOT улучшает согласие с экспериментом в области небольших передач импульса $q^2 < 75 \text{ fm}^{-2}$. Это один из основных выводов настоящей ра-

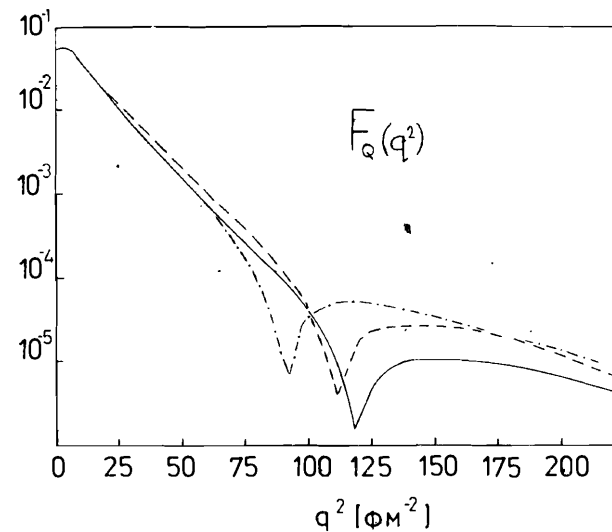


Рис. 4

Квадрупольный формфактор дейтрона $|F_a(q^2)|$. Обозначения те же, что и на рис. 3.

боты. При этом улучшается согласие с экспериментальными данными и в области $q^2 \sim 130 \text{ fm}^{-2}$, где исчезает "провал" в $A(q^2)$, возникающий, когда запаздывание не учитывается. Однако необходимо отметить, что учет MOT даже с включением поправок на запаздывание не позволяет описать экспериментальные данные в области $q^2 > 100 \text{ fm}^{-2}$. Как показано в работах [4, II, 20-27], здесь основной вклад дают шестикварковые примеси.

Рассмотрим теперь тензор поляризации дейтрона $T_{20}(q)$ (рис. 6). Видно, что учет MOT приводит к незначительному эффекту - сдвигу первого нуля T_{20} примерно на $0,6 \text{ fm}^{-1}$ в сторону меньших q . Отметим, что в настоящее время планируется измерение T_{20} в области $q \sim 5,2 \text{ fm}^{-1}$ [28-30].

Итак, можно заключить:

I. Учет эффектов запаздывания наряду с парными и $\rho\pi\gamma$ -диаграммами улучшает согласие $A(q^2)$ с экспериментальными данными при $q^2 < 75 \text{ fm}^{-2}$.

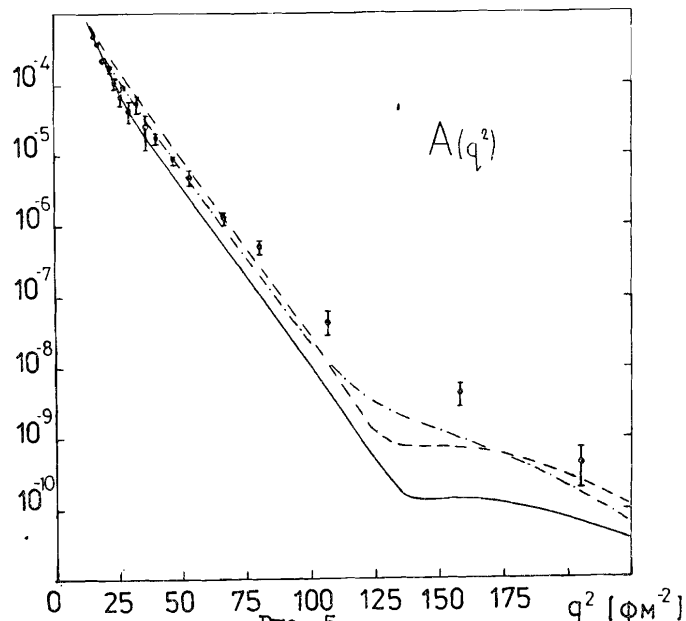


Рис. 5.
Структурная функция дейтрона $A(q^2)$. Обозначения те же, что и на рис. 3.

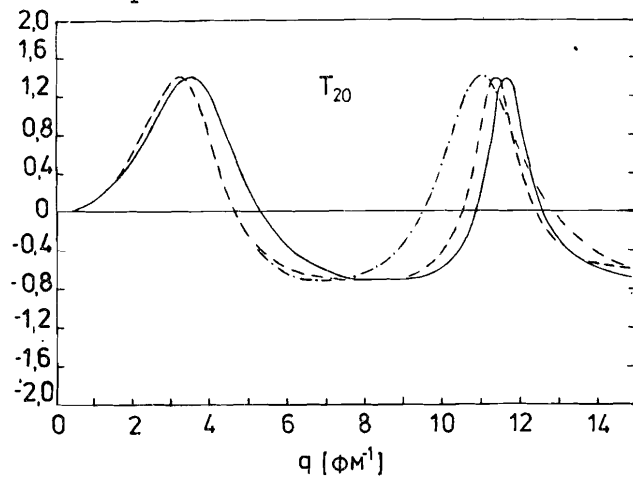


Рис. 6.
Тензор поляризации дейтрона $T_{20}(q)$.
Обозначения те же, что и на рис. 3.

2. В области больших передач импульса $q^2 > 100 \text{ фм}^{-2}$ необходим учет кварковых степеней свободы.

3. Эффекты МОТ проявляются в поведении T_{20} незначительно.

Авторы благодарят проф. В.К.Дукьянова за полезные обсуждения и интерес к работе.

Литература.

1. Arnold R.G. et al. Phys. Rev. Lett., 1973, 35, p. 776.
2. Arnold R.G. et al. Contributed paper at the 9th Int. Conf. on High Energy Phys., and Nucl. Structure, Versailles, France, 1981, p. '94.
3. Arnold R.G., Carlson C.E., Gross F. Phys. Rev., 1981, C23, p. 363.
4. Burov V.V. et al. Z. Phys., 1982, A306, p. 149.
Burov V.V., Dorkin S.M., Dostovalov V.N. Z. Phys., 1984, A315, p. 205.
5. Cari M., Hyuga H. Nucl. Phys., 1976, A264, p. 409.
6. Cari M., Hyuga H. Nucl. Phys., 1977, A278, p. 372.
7. Cari M., Hyuga H. Z. Phys., 1976, A277, p. 291.
8. Jackson A.D., Lande A. and Riska D.O. Phys. Lett., 1975, 55B, p. 23.
9. Reid R.V. Jr. Ann Phys., 1968, 50, p. 411.
10. Cari M., Kaulfuss U., Phys. Lett., 1984, 136B, p. 139.
11. Буров В.В., Достовалов В.Н. Препринт ОИЯИ P2-85-928, Дубна, 1985.
12. Lacombe M. et al. Phys. Rev., 1980, C21, p. 861.
13. Markov M.A., J. Phys. USSR, 1940, 3, p. 452.
14. Yukawa M., Phys. Rev., 1950, 77, p. 219;
15. Feynman R.P., Kislinger M., Ravndal F., Phys. Rev., 1971, D3, p. 2706.
16. Kizukuri Y., Namiki M., Okano K. Prog. Theor. Phys., 1979, 61, p. 559.
17. Frazer W.R., Fulco J.R. Phys. Rev., 1960, 117, p. 1609.
18. Gounaris G.J., Sakurai J.J. Phys. Rev. Lett., 1968, v. 21, p. 244.
19. Mitrjushkin V.K., Rashidov P.K., Trubnikov S.V., Preprint JINR, E2-82-156, Dubna, 1982.

20. Кобушкин А.П. ЯФ, 1978, 28, с. 495;
Кобушкин А.П., Шелест В.П. ЭЧАЯ, 1983, 14, с. 1146.
21. Обуховский И.Т., Ткаля Е.В. ЯФ, 35, с. 288.
22. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1984, 15, с. 1249.
23. Simonov Yu. A. Phys. Lett., 1981, 107B, p. 1.
24. Crach I.L., Kondratyuk L.A. Preprint ITF-59, 1983, M.
25. Буров В.В. и др. ЯФ, 1978, 28, с. 321.
26. Неудачин В.Г., Обуховский И.Т., Смирнов Ю.Ф. ЭЧАЯ, 1984, 15, с. 1165.
27. УП межд. семинар по проблемам физики высоких энергий, 1984, ОИЯИ, Д1,2-84-599, Дубна.
28. Gross F., Preprints CEBAF 85--2, 3,4, GEBAF, Newport News, Virginia, 1985.
29. Whitney R.R., Preprint CEBAF 85-I, CEBAF, Newport News, Virginia, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 марта 1986 года.

Буров В.В., Гой А.А., Достовалов В.Н. P2-86-127
Эффекты запаздывания в обменных мезонных токах
и упругое eD -рассеяние

Исследовано влияние эффектов запаздывания на зарядовый и квадрупольный формфакторы дейтрона. Показано, что учет обменных токов, включая вклады πNN^- , $\rho\pi\gamma$ -диаграмм и эффектов запаздывания, позволяет описать структурную функцию дейтрона в области переданных импульсов $q^2 < 75 \text{ fm}^{-2}$. Рассчитан тензор поляризации дейтрона с учетом мезонных обменных токов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Burov V.V., Goy A.A., Dostovalov V.N. P2-86-127
Retardation Effects in Meson Exchange Currents
and Elastic eD -Scattering

The influence of the retardation effects on charge and quadrupole neutron formfactors is studied. It is shown that the inclusion of exchange currents including the contributions of πNN^- , $\rho\pi\gamma$ -diagrams and retardation effects allows one to describe the deuteron structure function at transfer momenta $q^2 < 75 \text{ fm}^{-2}$. The deuteron polarization tensor is calculated taking account of meson exchange currents.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986