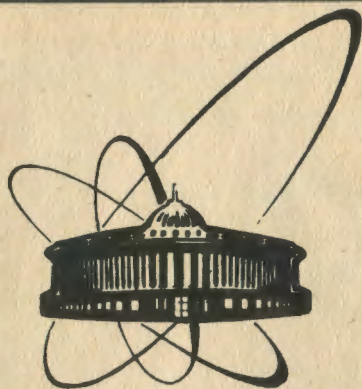


90-432

БИБЛИОТЕРА



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-90-432

В.В.Буров, В.Н.Достовалов \*, С.Э.Суськов \*

СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ ДЕЙТРОНА  
С УЧЕТОМ  
МЕЗОННЫХ ОБМЕННЫХ ТОКОВ

Направлено в журнал "Few Body Systems"

---

\*Дальневосточный государственный университет,  
Владивосток

1990

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные о структурной функции  $A(q^2)$  в упругом  $eD$  - рассеянии известны в широкой области переданных импульсов [1,2], что позволяет проводить расчеты на основе моделей, детально учитывающих структуру дейтрона. В настоящее время имеется довольно много результатов анализа поведения  $A(q^2)$  с учетом мезонных обменных токов (MOT) [3-6], кварковых степеней свободы [7-16] в нерелятивистских подходах, а также подходах, учитывающих релятивистские эффекты [17-20] (см. также обзоры [21-26]).

Экспериментальные данные по структурной функции  $B(q^2)$  менее обширны:  $q^2 < 75 \text{ фм}^{-2}$  [27], однако и здесь уже проведена значительная работа с учетом мезонных обменных токов [28-31], релятивистских эффектов [17,18].

В общем, вместе с учетом различных степеней свободы в процессе анализа большое значение имеет структура  $NN$  - взаимодействия, прямым образом влияющего на характер волновых функций, лежащих в основе любого подхода. Сейчас имеется большое многообразие расчетов с использованием различных потенциалов (см. [5-9, 13, 19-21, 32]), но проведение расчетов в рамках "точных" - не феноменологических потенциалов, моделирующих  $NN$  - взаимодействие как результат обмена различными мезонами, представляет особый интерес. Примером таких потенциалов может служить боннский потенциал [33].

В настоящей работе вычисляются структурные функции  $A(q^2)$ ,  $B(q^2)$ , а также тензор поляризации  $T_{20}(q^2)$  в рамках боннской модели. Расчеты проводятся для двух случаев: с использованием волновых функций, полученных из энергетически зависимой полной модели (Full Model), а также из энергетически независимой релятивистской модели.

## 2. МОДЕЛЬ

Боннская модель детально рассмотрена в работе [33]. Здесь представлена теоретико-полевая модель  $NN$  - взаимодействия, гамильтониан которой включает  $NN$ -мезонные и  $NA$ -мезонные вершины (рис.1).

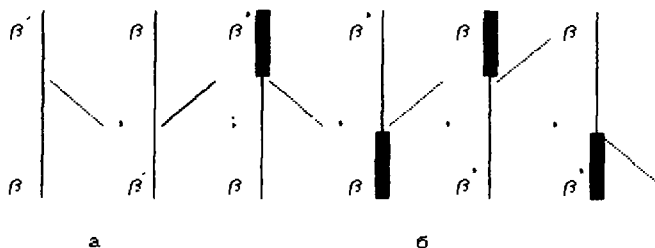


Рис.1

NN-мезонные (а), NA-мезонные (б) вершины. Сплошная линия соответствует нуклонам, толстая линия - Δ-изобаре, пунктир-мезонам.

Соответствующие плотности лагранжианов имеют вид (рис.1а)

$$L_{NN\pi} = \frac{f_{\pi}}{m_{\pi}} \bar{\psi} \gamma^{\mu} \psi \partial_{\mu} \phi_{\pi} + \text{h.c.}, \quad L_{NNS} = g_S \bar{\psi} \psi \phi_S \quad (1)$$

$$L_{NNV} = g_V \bar{\psi} \gamma_{\mu} \psi \phi_V^{\mu} + \frac{f_V}{4m} \bar{\psi} \gamma_{\mu} \psi (\partial^{\mu} \phi_V^{\nu} - \partial^{\nu} \phi_V^{\mu})$$

для псевдоскаляров (π, η), скаляров (σ, δ) и векторов (ρ, ω) соответственно, m - масса нуклона, m<sub>α</sub> - масса мезона; ψ - нуклонный и φ<sub>α</sub> - мезонный; полевые операторы. Плотности лагранжианов с учетом Δ-изобары (рис.1б) имеют следующий вид:

$$L_{N\Delta\pi} = \frac{f_{\pi}}{m_{\pi}} \bar{\psi} \Gamma \psi_{\mu} \partial^{\mu} \phi_{\pi} + \text{h.c.}, \quad (2)$$

$$L_{N\Delta\rho} = i \frac{f_{\rho}}{m_{\rho}} \bar{\psi} \gamma^{\mu} \Gamma \psi_{\nu} (\partial^{\mu} \phi_{\rho}^{\nu} - \partial^{\nu} \phi_{\rho}^{\mu}) + \text{h.c.},$$

здесь ψ<sub>μ</sub> - оператор, описывающий Δ-изобару, Γ - изоспинный оператор, h.c. - эрмитовое сопряжение. Внутренняя структура

адронов учитывается введением в потенциал вершинного формфактора  $F_\alpha$ :

$$F_\alpha(k^2) = \left[ \frac{\Lambda_\alpha^2 - m_\alpha^2}{\Lambda_\alpha^2 + k^2} \right]^{n_\alpha}, \quad (33)$$

где  $k$ -трехмерный импульс передачи,  $\Lambda_\alpha$ -параметр обрезания,  $n_\alpha=1$  или 2 в зависимости от рассматриваемого процесса. Ограничение количественного описания NN-данных энергией  $E_{\text{лаб}} = 300$  МэВ ведет к следующей оценке параметра:  $\Lambda_\alpha = 1.2-1.5$  ГэВ. В связи с этим в модели рассматриваются обмены с массами до 1 ГэВ. Полная модель включает следующие обмены: одномезонный обмен ( $\pi, \omega, \delta$ ), двухпионный обмен, включающий как простой  $\pi\pi$ -обмен, обмен с учетом изобары, так и обмен с учетом сильного взаимодействия между мезонами. Двухпионный обмен дает хорошее описание результатов фазового анализа при больших угловых моментах. Для описания фазового анализа при малых угловых моментах включены в рассмотрение совместные  $\pi$ -и  $\rho$ -обмены. Кроме того, рассматриваются  $3\pi$ -и  $4\pi$ -вклады, которые из-за их сильного взаимного сокращения не имеют особого значения, но которые также должны быть включены для более полного описания NN-взаимодействия.

Энергозависимый потенциал полной модели строится на основе времениупорядоченной теории возмущений. Параметры модели приведены в таблице 4, волновые функции в таблице 10 оригинальной работы [33].

Кроме того, в работе [33] приводится релятивистский однобозонный обменный потенциал. В отличие от потенциала полной модели здесь  $3\pi$ - и  $4\pi$ -обмены не учитываются, а  $2\pi$ - и  $\pi\rho$ -обмены объединяются в один обмен  $\sigma$ -мезоном, являющийся хорошей аппроксимацией этих двух. Рассматривается также  $\eta$ -мезон, который не учитывается в полной модели и необходим здесь для улучшения согласия с  ${}^3P_1$ -фазой. Однобозонные обмены рассматриваются в рамках квазипотенциального уравнения Бланкенбеклера-Шугара. При таком рассмотрении потенциал не

зависит от энергии, т.к. мезонный пропагатор имеет вид

$$-\frac{1}{(q - q')^2 + m_\alpha^2} \quad (4)$$

Параметры модели даются в таблице 5, волновые функции - в таблице 12 работы [33].

### 3. МЕЗОННЫЕ ОБМЕННЫЕ ТОКИ

Расчет структурных функций и тензора поляризации проводился с учетом изоскалярных обменных токов: парного тока (рис.2),  $\rho\pi\gamma$ -процесса (рис.3), а также тока запаздывания (рис.4), включающего токи отдачи и перенормировки.

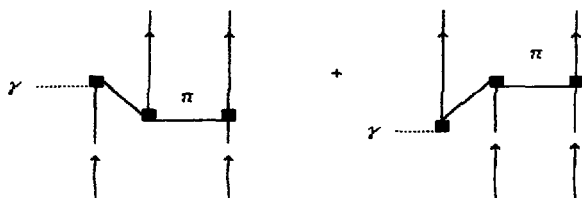


Рис. 2

Диаграммы парного тока

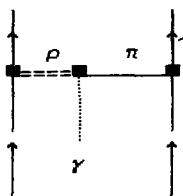


Рис. 3

Диаграмма  $\rho\pi\gamma$ -процесса с учетом нестабильности  $\rho$ -мезона

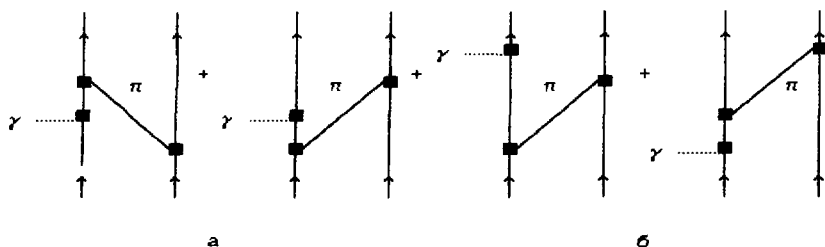


Рис. 4

Диаграммы отдачи (а) и перенормировки (б)

Целесообразность такого выбора детально исследовалась в работах [4-6, 9, 28-31].

Помимо расчетов с вершинным формфактором (Э) (Full Model) проводился расчет с формфактором, свойства которого рассматривались в работах [9, 31, 34]:

$$F_{\alpha}(k^2) = \frac{1}{(1 + k^2/\Lambda_{1,\alpha}^2)(1 + k^4/\Lambda_{2,\alpha}^4)} \quad (\alpha \equiv \pi NN, \rho NN), \quad (5)$$

где  $\Lambda_{1,\pi NN} = 0.99$  ГэВ/с,  $\Lambda_{2,\pi NN} = 2.58$  ГэВ/с,  $\Lambda_{1,\rho NN} = 0.77$  ГэВ/с,  $\Lambda_{2,\rho NN} = 2.58$  ГэВ/с извлекались из анализа нуклонных формфакторов. Такой выбор обеспечивает монопольное поведение при малых  $k^2$ , что обычно используется в низкоэнергетических реакциях, и  $(k^2)^{-3}$ -падение при больших  $k^2$ , что предписывается квантовой хромодинамикой [34]. При этом константы связи боннской модели были переопределены так, чтобы результирующий формфактор  $F_{\alpha}(k^2)$  был нормирован на единицу:

$$g'_{\alpha} = g_{\alpha} \left[ 1 - \frac{m_{\alpha}^2}{\Lambda_{\alpha}^2} \right]^{n_{\alpha}}, \quad (6)$$

где  $\Lambda_{\alpha}$ -параметр обрезания боннской модели.

Далее определим структурные функции  $A(q^2)$ ,  $B(q^2)$  и тензор поляризации  $T_{20}(q^2)$ . Сечение упругого рассеяния электрона на дейтроне имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{Мотт}} \left[ A(q^2) + B(q^2) \operatorname{tg}^2(\vartheta/2) \right], \quad (7)$$

где

$$A(q^2) = F_c^2 + 8\eta^2 F_\alpha^2 / 9 + 2\eta F_M^2 / 3, \quad (8)$$

$$B(q^2) = 4\eta(1+\eta) F_M^2 / 3 \quad (9)$$

- структурные функции дейтрона, а  $F_c$ ,  $F_\alpha$ ,  $F_M$  - зарядовый, квадрупольный и магнитный формфакторы,  $\eta = q^2/4M^2$ ,  $M$ -масса дейтрона.

Тензор поляризации запишем в следующем виде [8, 16, 17]:

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} (1+X)/(1+X^2/8); \quad X = 2\sqrt{2} \frac{F_c}{\left[ \frac{8}{9} \right]^{1/2} \eta F_\alpha}. \quad (10)$$

С учетом мезонных обменных токов, рассматриваемых в нашей работе,  $F_c$ ,  $F_\alpha$ ,  $F_M$  представляются в виде

$$F_{c,\alpha,M} = F_{c,\alpha,M}^I + F_{c,\alpha,M}^{\pi NN} + F_{c,\alpha,M}^{\rho\pi\gamma} + F_{c,\alpha,M}^{\text{ret}}, \quad (11)$$

$F^I$ - импульсное приближение,  $F^{\pi NN}$ - учет парного тока,  $F^{\rho\pi\gamma}$ - учет  $\rho\pi\gamma$ -процесса,  $F^{\text{ret}}$ - тока запаздывания. Аналитические выражения для отдельных вкладов имеют следующий вид [4, 9, 31, 35, 36]:

$$F_c^I = G_E^S \left[ I_{00}^0(q/2) + I_{22}^0(q/2) \right], \quad (12.a)$$

$$F_\alpha^I = \frac{6\sqrt{2}M^2}{q^2} G_E^S \left[ I_{20}^2(q/2) - \frac{1}{2\sqrt{2}} I_{22}^2(q/2) \right], \quad (12.б)$$

$$F_{\mathbf{M}}^{\mathbf{I}} = \frac{3}{2} G_{\mathbf{E}}^{\mathbf{S}} \left[ I_{22}^{\mathbf{O}}(q/2) + I_{22}^{\mathbf{I}}(q/2) \right] + 2G_{\mathbf{M}}^{\mathbf{S}} \left[ I_{\mathbf{OO}}^{\mathbf{O}}(q/2) - \right. \\ \left. \frac{1}{2} I_{22}^{\mathbf{O}}(q/2) + \frac{1}{\sqrt{2}} I_{20}^{\mathbf{I}}(q/2) + \frac{1}{2} I_{22}^{\mathbf{I}}(q/2) \right]. \quad (12. \text{B})$$

$$F_{\mathbf{C}}^{\pi NN} = - \frac{g_{\pi NN}^2}{16m^3 \pi^2} G_{\mathbf{M}}^{\mathbf{S}} q \int_0^{\omega} dk k^2 \left[ \left( \frac{1}{2} qJ_0^{\pi} + kJ_1^{\pi} \right) \left( I_{\mathbf{OO}}^{\mathbf{O}}(k) + \right. \right. \\ \left. \left. I_{22}^{\mathbf{O}}(k) \right) + \left( qJ_2^{\pi} + 2kJ_1^{\pi} \right) \left( -2\sqrt{2}I_{20}^{\mathbf{I}}(k) + I_{22}^{\mathbf{I}}(k) \right) \right], \quad (13. \text{a})$$

$$F_{\mathbf{Q}}^{\pi NN} = \frac{3g_{\pi NN}^2}{m\pi^2} \frac{G_{\mathbf{M}}^{\mathbf{S}}}{q} \int_0^{\omega} dk k^2 \left[ \left( \frac{1}{2} qJ_0^{\pi} + kJ_1^{\pi} \right) \left( I_{\mathbf{OO}}^{\mathbf{O}}(k) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{10} I_{22}^{\mathbf{O}}(k) \right) \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{1}{2} qJ_2^{\pi} + kJ_1^{\pi} \right) I_{20}^{\mathbf{I}}(k) + \frac{11}{28} \left( \frac{1}{2} qJ_2^{\pi} + \right. \right. \\ \left. \left. \frac{28}{55} kJ_1^{\pi} + \frac{27}{55} kJ_3^{\pi} \right) I_{22}^{\mathbf{I}}(k) + \frac{54}{35} \left( \frac{1}{2} qJ_4^{\pi} + kJ_3^{\pi} \right) I_{22}^{\mathbf{I}}(k) \right], \quad (13. \text{b})$$

$$F_{\mathbf{M}}^{\pi NN} = - \frac{g_{\pi NN}^2}{8m^3 \pi^2} G_{\mathbf{M}}^{\mathbf{S}} \int_0^{\omega} dk k^2 \left[ k^2 \left( J_0^{\pi} - J_2^{\pi} \right) \left( I_{\mathbf{OO}}^{\mathbf{O}}(k) - \frac{1}{2} I_{22}^{\mathbf{O}}(k) \right) - \right. \\ \left. - \left( k^2 \left( J_0^{\pi} - J_2^{\pi} \right) + \frac{9}{20} kq \left( J_1^{\pi} - J_3^{\pi} \right) \right) \left( \sqrt{2}I_{20}^{\mathbf{I}}(k) + I_{22}^{\mathbf{I}}(k) \right) \right]. \quad (13. \text{B})$$



$$F_c^{\rho\pi\gamma} = -\frac{C_{\rho\pi\gamma} K_{\rho\pi\gamma}}{3\pi^2} q^2 \int_0^\infty dk k^3 \left\{ k \left[ J_0^{\rho\pi\gamma} - J_2^{\rho\pi\gamma} \right] \left[ I_{00}^0(k) + I_{22}^0(k) \right] + \right. \\ \left. \frac{1}{2} \left[ k \left[ J_0^{\rho\pi\gamma} - J_2^{\rho\pi\gamma} \right] + \frac{9}{10} q \left[ J_1^{\rho\pi\gamma} - J_3^{\rho\pi\gamma} \right] \right] \left[ -\sqrt{2} I_{20}^2(k) + I_{22}^2(k) \right] \right\}, \quad (14. a)$$

$$F_a^{\rho\pi\gamma} = \frac{C_{\rho\pi\gamma} K_{\rho\pi\gamma}}{\pi^2} \frac{M^2}{q} \int_0^\infty dk k^3 \left\{ \left[ qk \left[ J_0^{\rho\pi\gamma} - J_2^{\rho\pi\gamma} \right] + \frac{16}{5} k^2 \left[ J_1^{\rho\pi\gamma} - J_3^{\rho\pi\gamma} \right] \right] \left[ I_{00}^0(k) + \frac{1}{10} I_{22}^0(k) \right] - \sqrt{2} \left[ qk \left[ J_0^{\rho\pi\gamma} - J_2^{\rho\pi\gamma} \right] - \frac{9}{5} \left[ k^2 + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \frac{1}{4} q^2 \right] \left[ J_1^{\rho\pi\gamma} - J_3^{\rho\pi\gamma} \right] \right] I_{20}^2(k) - \frac{2}{5} \left[ qk \left[ \left[ J_0^{\rho\pi\gamma} - J_2^{\rho\pi\gamma} \right] - \frac{81}{49} \left[ J_2^{\rho\pi\gamma} - J_4^{\rho\pi\gamma} \right] \right] - \frac{9}{14} \left[ k^2 + \frac{1}{4} q^2 \right] \left[ J_1^{\rho\pi\gamma} - J_3^{\rho\pi\gamma} \right] \right] I_{22}^2(k) + \frac{162}{245} \left[ qk \cdot \right. \right. \\ \left. \left. \left[ J_2^{\rho\pi\gamma} - J_4^{\rho\pi\gamma} \right] - \frac{28}{5} k^2 \left[ J_1^{\rho\pi\gamma} - J_3^{\rho\pi\gamma} \right] + \frac{35}{18} q^2 \left[ J_3^{\rho\pi\gamma} - J_5^{\rho\pi\gamma} \right] \right] I_{42}^4(k) \right\}, \quad (14. b)$$

$$F_m^{\rho\pi\gamma} = -\frac{g_{\rho\pi\pi} g_{\rho\pi\pi} K_{\rho\pi\gamma}}{m_\rho \pi^2} \int_0^\infty dk k^2 \left\{ k^2 \left[ J_0^{\rho\pi\gamma} - J_2^{\rho\pi\gamma} \right] \left[ I_{00}^0(k) - \frac{1}{2} I_{22}^0(k) \right] - \left[ k^2 \left[ J_0^{\rho\pi\gamma} - J_2^{\rho\pi\gamma} \right] + \frac{9}{20} k q \left[ J_1^{\rho\pi\gamma} - J_3^{\rho\pi\gamma} \right] \right] \left[ \sqrt{2} I_{20}^2(k) + I_{22}^2(k) \right] \right\}.$$

$$F_m^{\rho\pi\gamma} = -\frac{g_{\rho\pi\pi} g_{\rho\pi\pi} K_{\rho\pi\gamma}}{m_\rho \pi^2} \int_0^\infty dk k^2 \left\{ k^2 \left[ J_0^{\rho\pi\gamma} - J_2^{\rho\pi\gamma} \right] \left[ I_{00}^0(k) - \frac{1}{2} I_{22}^0(k) \right] - \left[ k^2 \left[ J_0^{\rho\pi\gamma} - J_2^{\rho\pi\gamma} \right] + \frac{9}{20} k q \left[ J_1^{\rho\pi\gamma} - J_3^{\rho\pi\gamma} \right] \right] \left[ \sqrt{2} I_{20}^2(k) + I_{22}^2(k) \right] \right\}, \quad (14. b)$$

$$- \left[ k^2 \left[ J_0^{\rho\pi\gamma} - J_2^{\rho\pi\gamma} \right] + \frac{9}{20} k q \left[ J_1^{\rho\pi\gamma} - J_3^{\rho\pi\gamma} \right] \right] \left[ \sqrt{2} I_{20}^2(k) + I_{22}^2(k) \right] \right\}.$$

$$F_{\alpha}^{ret} = \frac{6q^2 \pi N N_1^S}{16\pi n^2} \frac{F_1^S}{q} \int_0^{\omega} dt \left[ -I_1(qr/2) \left( U^2(r) + W^2(r) \right) + \right. \\ \left. - \frac{d}{dr} \left( -I_1(r) + 3I_3(r) \right) \left( 2\sqrt{2}UC(r)W(r) - W^2(r) \right) \right], \quad (15. a)$$

$$F_{\alpha}^{ret} = \frac{6q^2 \pi N N_1^S}{8\pi n^2} \frac{F_1^S}{q} \int_0^{\omega} dt \left[ J_1(qr/2)A_1(r) + J_3(qr/2)A_2(r) \right], \quad (15. b)$$

$$A_1(r) = -I_1(r)U^2(r) - \frac{\sqrt{2}}{10} \left[ -2I_1(r) + 3I_3(r) \right] UC(r)W(r) + \\ \frac{1}{4} \left[ I_1(r) + 6I_3(r) \right] W^2(r),$$

$$A_2(r) = -\frac{3}{2} I_3(r)U^2(r) + \frac{3\sqrt{2}}{20} \left[ 3I_1(r) + 8I_3(r) \right] UC(r)W(r) - \\ \frac{3}{8} \left[ -3I_1(r) + 2I_3(r) \right] W^2(r),$$

$$F_M^{ret, \pi} = \frac{9}{5} q \left( \frac{1}{m} \right)^3 \left( \frac{9\pi N N_1^S}{4\pi} \right)^2 G_M^S \int_0^{\omega} dt \left[ J_1(qr/2)B_1(r) + J_3(qr/2)B_2(r) \right], \quad (15. B)$$

$$B_1(r) = 2/3 U^2(r)I_1(r) + 1/5 \{ \sqrt{2} UC(r)W(r) (1/3 I_1(r) - 3I_3(r)) - \\ W^2(r) (4/3 I_1(r) + 3 I_3(r)) \},$$

$$B_2(r) = -2/3 U^2(r) I_3(r) + 1/5 \{ \sqrt{2} U(r) W(r) (2 I_1(r) - 4/3 I_3(r)) + W^2(r) (2 I_1(r) + 1/3 I_3(r)) \}.$$

где

$$I_{00}^1 = \int_0^\infty U^2(r) j_1(kr) dr, \quad I_{22}^1 = \int_0^\infty W^2(r) j_1(kr) dr, \quad (16)$$

$$I_{20}^1 = \int_0^\infty U(r) W(r) j_1(kr) dr,$$

$$I_k(r) = \int_0^\infty dk k^5 j_k(kr) \frac{F_{\pi NN}^2(k^2)}{(k^2 + m_\pi^2)^2}, \quad (17)$$

$U(r), W(r)$  - волновые функции S- и D-волн дейтрона.

$$J_l^\pi = \int_{-1}^1 P_l(x) \frac{F_{\pi NN}^2(k^2 + q^2/4 + qkx)}{m_\pi^2 + k^2 + q^2/4 + qkx} dx, \quad (18)$$

$$J_l^{\rho\pi} = \int_{-1}^1 P_l(x) \frac{F_\rho(k^2 + q^2/4 - qkx)}{k^2 + q^2/4 - qkx + m_\rho^2} \frac{F_{\pi NN}(k^2 + q^2/4 + qkx)}{k^2 + q^2/4 + qkx + m_\pi^2} dx, \quad (19)$$

$F_{\pi NN}, F_\rho$  - вершинные формфакторы.  $G_E^S, G_M^S$  - изоскалярные электрический и магнитный формфакторы.  $F_1^S$  - изоскалярный формфактор протона. Причем [4]

$$G_E^S = \frac{G_M^S}{1 + k_s^2} = \left[ 1 + \frac{q^2}{0.71 \Gamma_{\text{ЭВ}}^2} \right]^{-2}, \quad k_s^2 = -0.12, \quad (20)$$

$$K_{\rho\pi\gamma} = \left[ 1 + \frac{q^2}{m_\omega^2} \right]^{-1} \quad (21)$$

$$C_{\rho\pi\gamma} = - \frac{g_{\rho NN} g_{\pi NN}^2 g_{\rho\pi\gamma}}{4m_\rho^2 m_\rho} (1 + k_v), \quad k_v = 3.71, \quad (22)$$

$g_{\rho NN}$ ,  $g_{\pi NN}$  - константы связи, определяются в работе [33] (таблицы 4,5), и  $\rho_{\rho\pi\gamma} = 0.52$  согласно [37]. Численные расчеты проводились с учетом ширины  $\rho$ - мезона ( $\Gamma_\rho = 154$  МэВ) по правилу [38,39] :

$$\frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + t} + \frac{m_\rho^2 + 8\Gamma_\rho m_\rho/\pi}{m_\rho^2 + t + (4m_\rho^2/\pi + t) \Gamma_\rho \alpha(t)/m_\rho}, \quad (23)$$

$$\alpha(t) = \frac{2}{\pi} \left[ \frac{t + 4m_\rho^2/\pi}{t} \right]^{1/2} \ln \left[ \frac{(t + 4m_\rho^2/\pi)^{1/2} + t^{1/2}}{2m_\rho} \right]. \quad (24)$$

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Прежде всего представим расчеты отдельных вкладов МОТ в зарядовый, квадрупольный и магнитный формфакторы дейтрона с использованием вершинных формфакторов (5) и волновых функций парижской (рис. 5а-7а), релятивистской боннской (рис. 5б-7б) и полной (рис. 5в-7в) моделей.

Видно на рис. 5, что для выбранных волновых функций учет мезонных обменных токов, которые начинают проявляться при  $q^2 > 15 \text{ фм}^{-2}$ , сдвигает минимум импульсного зарядового формфактора (кривая 1) в сторону меньших  $q^2$ , а в области переданных импульсов  $20 < q^2 < 120 \text{ фм}^{-2}$  приводит к увеличению  $|F_C(q^2)|$  (кривая 5). Далее  $\pi NN$  - вклад (кривая 2) изменяется так, что при  $120 < q^2 < 160 \text{ фм}^{-2}$

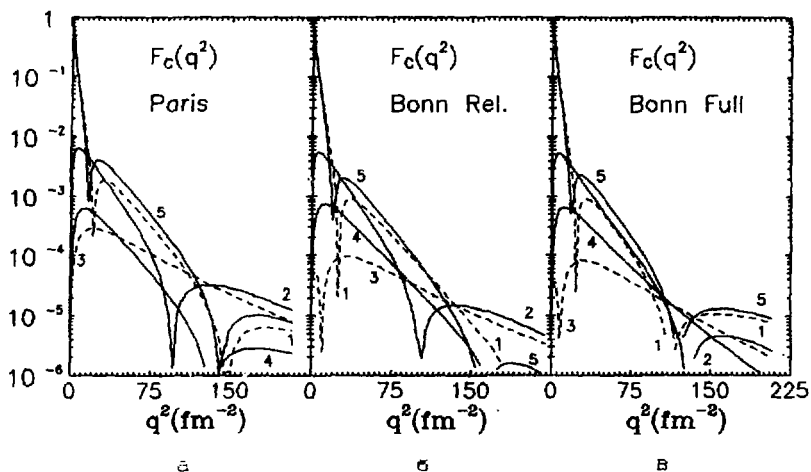


Рис. 5

Зарядовый формфактор дейтрона. Пунктир (1) - импульсное приближение с а) парижскими волновыми функциями; б) боннскими релятивистскими; в) боннскими в полной модели. Отдельные вклады MOT обозначены: 2 -  $\pi NN$ -токов, 3 -  $\rho\pi$ -вклад, 4 - эффектов запаздывания. Сплошная кривая (5) - учтен вклад MOT ( $\pi NN$  +  $\rho\pi$  + эффекты запаздывания). Расчет проводился с вершинным формфактором (5).

суммарный формфактор является результатом конкуренции всех вкладов MOT и импульсного приближения. При этом вклад эффектов запаздывания (кривая 4) мал и только в области  $q^2$  около  $100 \text{ fm}^{-2}$  является сколько-нибудь заметным.

В случае квадрупольного формфактора (рис. 6) ситуация несколько иная. Здесь эффекты запаздывания (кривая 4) играют более важную роль, причем для боннских потенциалов их вклад существенно больше  $\rho\pi$ -процесса (кривая 3) и, кроме того, суммарный вклад MOT существенно сильнее изменяет поведение  $F_Q(q^2)$  при  $q^2 > 100 \text{ fm}^{-2}$  по сравнению с парижским потенциалом.

Для магнитного формфактора (рис. 7) мезонные обменные токи дают существенный вклад при  $q^2 > 35 \text{ fm}^{-2}$  для парижского потенциала (см. кривые 1 и 5), в то время как для боннского потенциала вклад MOT весьма мал.

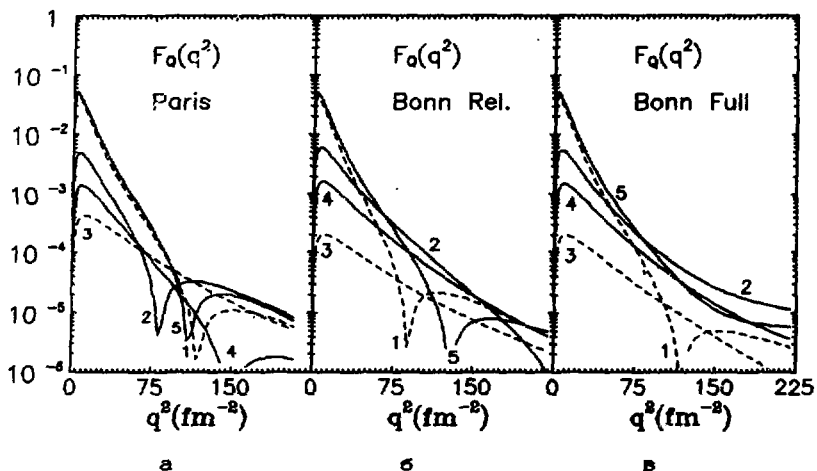


Рис. 6

Квадрупольный формфактор дейтрона. Обозначения, как на рис. 5.

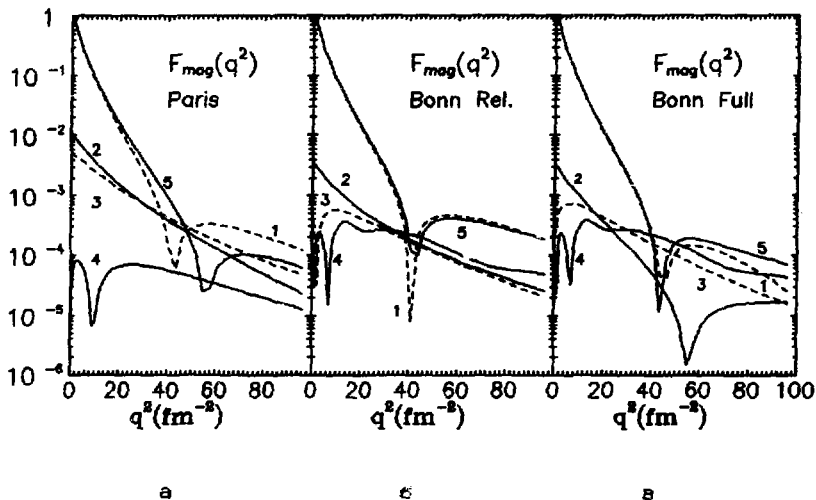


Рис. 7

Магнитный формфактор дейтрона. Обозначения, как на рис. 5.

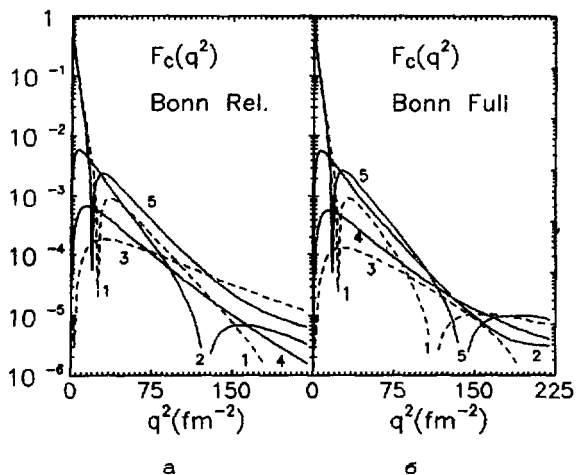


Рис. 8

Зарядовый формфактор дейтрона. Обозначения, как на рис. 5.  
 Расчет проводился для вершинного формфактора (3)

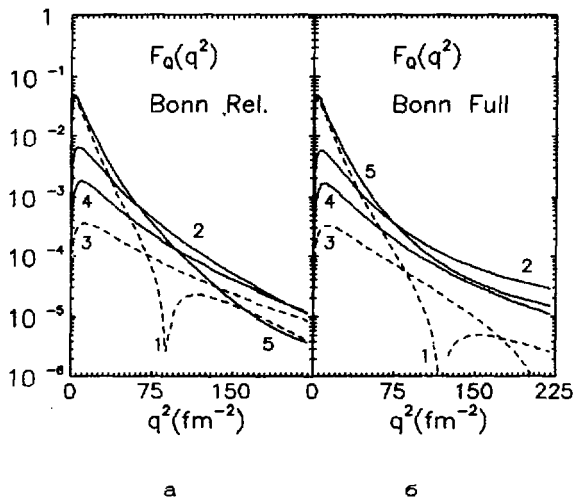


Рис. 9

Квадрупольный формфактор дейтрона. Обозначения, как на рис. 5.  
 Расчет проводился для вершинного формфактора (3)

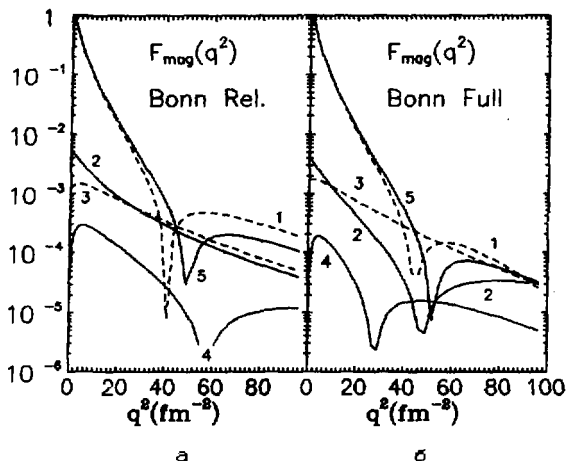


Рис.10

Магнитный формфактор дейтрона. Обозначения, как на рис.5.  
 Расчет проводился для вершинного формфактора (З)

Рассмотрим теперь общие закономерности поведения формфакторов дейтрона с учетом MOT (11). Видно (кривые - 2), что парный ток дает вклад при малых и средних  $q^2 < 50 \text{ fm}^{-2}$ . При больших переданных импульсах проявляется  $\rho\pi\pi$  - вклад (кривые 3). Эффекты запаздывания (кривые 4) пренебрежимо малы для зарядового формфактора и играют весьма важную роль в поведении квадрупольного и магнитного формфакторов при больших переданных импульсах  $q^2 > 40-60 \text{ fm}^{-2}$  для боннских потенциалов. При этом вкладом эффектов запаздывания в случае парижской волновой функции можно пренебречь. Таким образом, следует отметить, что эффекты запаздывания в основном проявляются в случае боннской модели.

На рис. 8-10 приведены расчеты этих же формфакторов дейтрона, но только со слабоубывающим вершинным формфактором (З). Здесь поведение формфакторов как для полной, так и для релятивистской боннских моделей в целом одинаково, и при этом



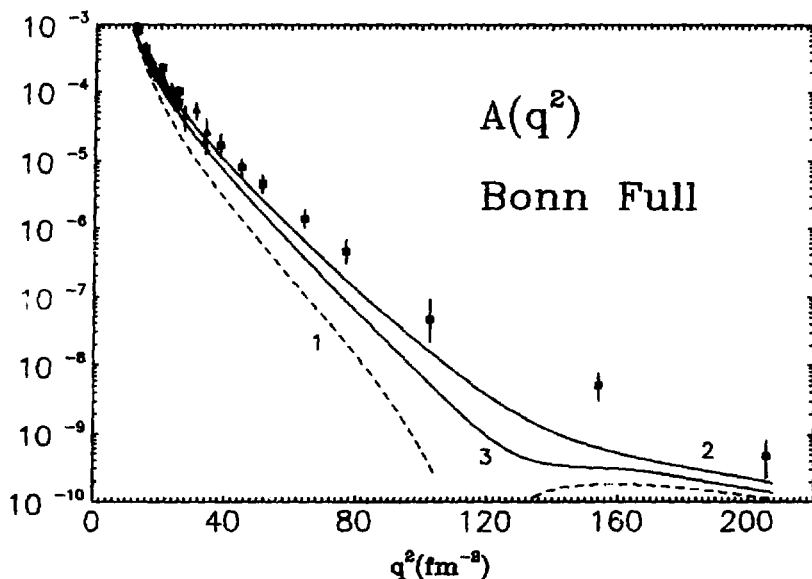


Рис. 11

Структурная функция дейтрона  $A(q^2)$ . Пунктир (кривая 1) - импульсное приближение, 2 - с учетом  $\pi NN$ -,  $\rho\pi\gamma$ - вкладов, 3 - с учетом также эффектов запаздывания. Расчет выполнен для вершинного формфактора (5). Экспериментальные данные взяты из работ [1,2].

видно, что вклад эффектов запаздывания мал по сравнению с суммарным  $\pi NN$ - и  $\rho\pi\gamma$ - вкладом.

Рассмотрим структурную функцию дейтрона  $A(q^2)$  (8), (11) с учетом мезонных обменных токов для боннского полного (рис 11, 13) и релятивистского (рис 12, 14) потенциалов. Прежде всего обсудим вклады в  $A(q^2)$  эффектов запаздывания, вычисленные с вершинным формфактором (5) (рис. 11-12) и слабоубывающим формфактором (3) (рис.13-14).

Видно, что вклады эффектов запаздывания приводят к уменьшению  $A(q^2)$  при  $q^2 > 25 \text{ fm}^{-2}$ , ухудшая согласие с экспериментальными данными (см. кривые 2 и 3). При этом необходимо подчеркнуть, во-первых, важность учета эффектов

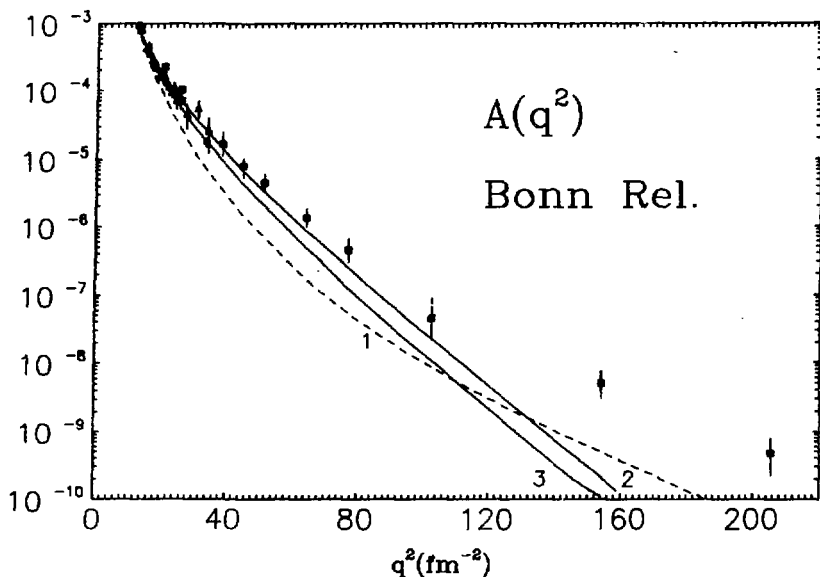


Рис. 12

Структурная функция дейтрона  $A(q^2)$ .  
Обозначения, как на рис. 11.

запаздывания, т.к. они не малы, и, во-вторых, может создаваться иллюзия весьма хорошего согласия с экспериментальными данными при выборе сильного формфактора (3), которое видно на рис. 13-14 (кривые 2).

Структурные функции  $B(q^2)$  (8), (11) с учетом MOT представлены на рисунке 15 (для формфактора (5)) и 16 (для формфактора (3)). Здесь же приведен расчет без учета MOT (кривые 1). Сравнивая полученный результат с экспериментальными данными [27], получаем, что эффекты запаздывания весьма важны для случая формфакторов (5) (см. кривые 2 и 3, рис. 15), причем интересно, что при этом суммарная кривая весьма близка к импульсному расчету (см. кривые 1 и 3, рис. 15). Для слабоубывающего формфактора (3) роль эффектов запаздывания пренебрежимо мала (кривые 2 и 3 практически совпадают, рис. 16).

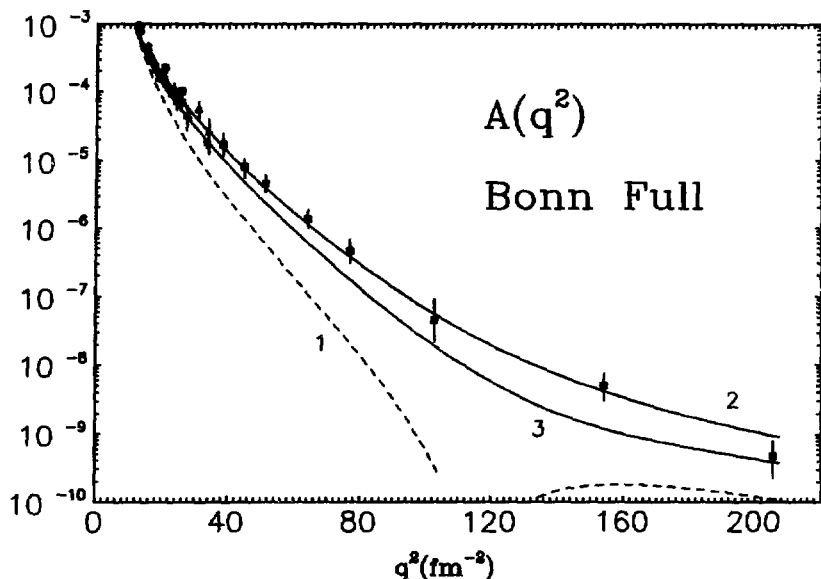


Рис. 13

Структурная функция дейтрона  $A(q^2)$ , расчет для формфактора (3)  
 Обозначения, как на рис. 11.

Сравнивая полученные результаты с аналогичным расчетом, проведенным с использованием парижской волновой функции [32] (рис. 17) с вершинным формфактором (5) и параметрами из работы [4] ( $g_{\rho\pi\pi} = 0.52$ ,  $\Gamma_\rho = 154$  МэВ), видим, что последний в отличие от боннской модели дает хорошее описание эксперимента в области  $6 < q^2 < 52$   $\text{fm}^{-2}$ . Таким образом, боннская модель в случае  $B(q^2)$  приводит к худшему согласию с экспериментом, нежели предыдущий результат.

Следует отметить достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными, полученное для релятивистского боннского потенциала и слабоубывающего формфактора (3) (кривая 3 на рис. 16 практически проходит по экспериментальным точкам).

Рассмотрим тензор поляризации дейтрона  $T_{20}(q^2)$  (10), (11) с учетом MOT (кривые 2 на рис. 18-20). Видно, что по срав-

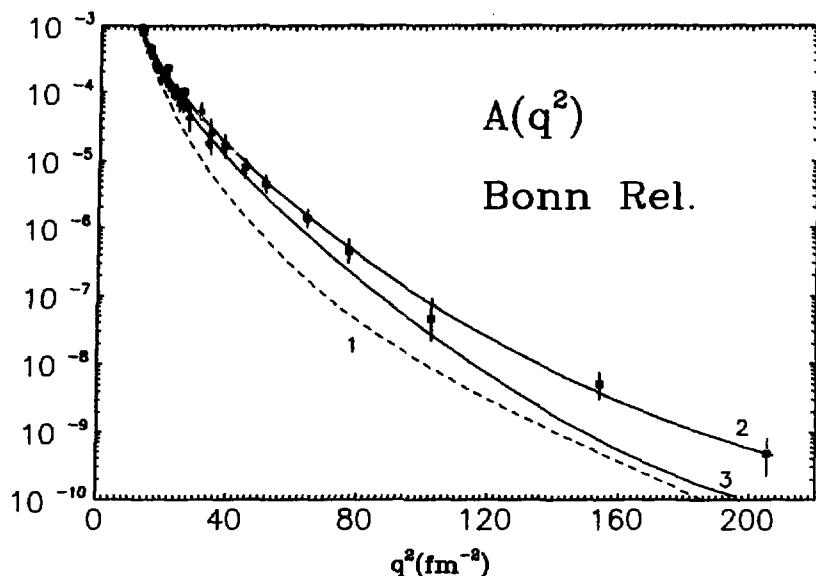


Рис. 14

Структурная функция дейтрона  $A(q^2)$ , расчет для формфактора (3) Обозначения, как на рис. 11

нению с импульсным приближением (кривые 1 на рис. 18-20) вклад MOT увеличивает  $T_{20}(q^2)$  после минимума для формфактора (5) и уменьшает для слабоубывающего формфактора (3). При этом характер изменения  $T_{20}(q^2)$  как для боннского, так и для парижского потенциалов одинаков (см. кривые 2 на рис. 18 и 19).

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты структурных функций  $A(q^2)$ ,  $B(q^2)$  и тензора поляризации  $T_{20}(q^2)$  позволяют сделать 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, для случая

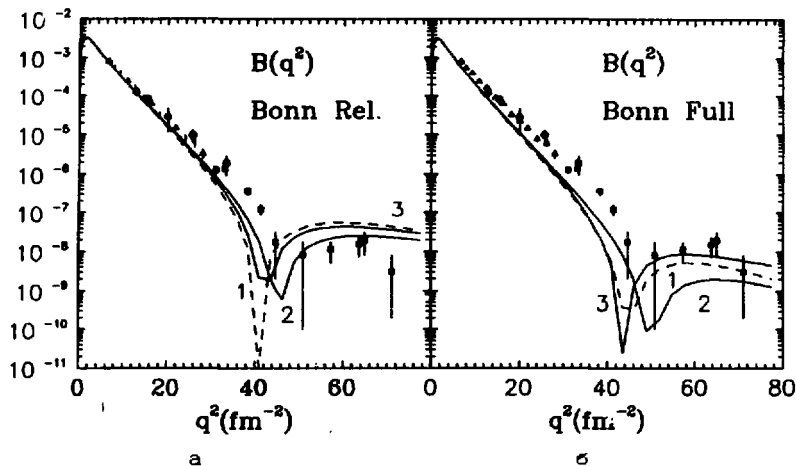


Рис. 15

Структурная функция дейтрона  $B(q^2)$ . Пунктир (кривая 1) - импульсное приближение, 2 - с учетом  $\pi NN$ -,  $\rho\pi\pi$ - вкладов, 3 - с учетом также эффектов запаздывания. Расчет выполнен для вершинного формфактора (5). Экспериментальные данные взяты из работы [27]

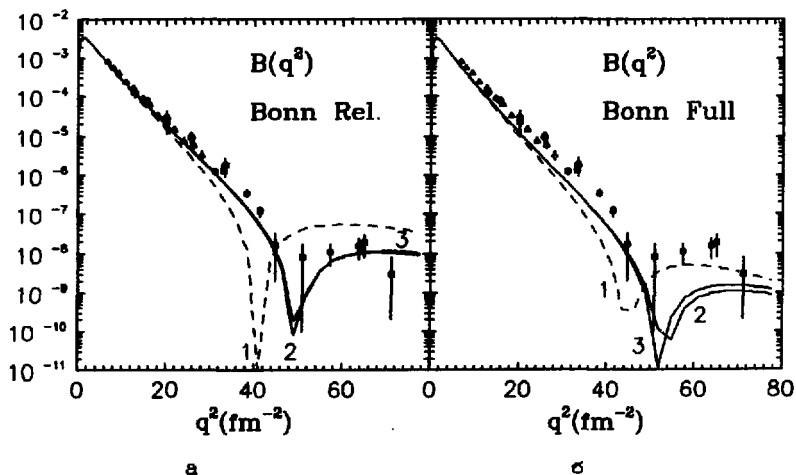


Рис. 16

Структурная функция дейтрона  $B(q^2)$ , расчет для формфактора (3).  
Обозначения, как на рис. 15

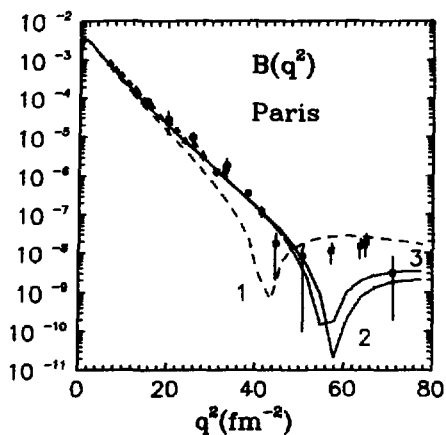


Рис. 17

Структурная функция дейтрона  $B(q^2)$ , расчет для формфактора (5).  
Обозначения, как на рис. 15.

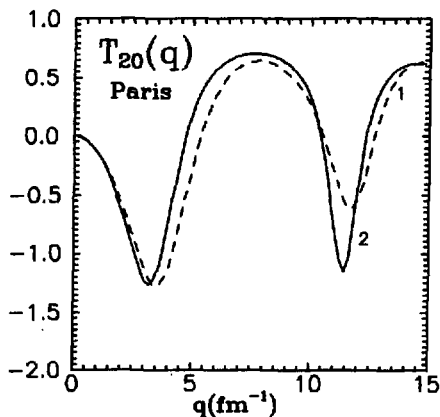


Рис. 18

Тензор поляризации дейтрона. Кривая 1 - импульсное приближение, 2 - с учетом MOT. Расчет выполнен для формфактора (5). Экспериментальные точки взяты из работы [40]

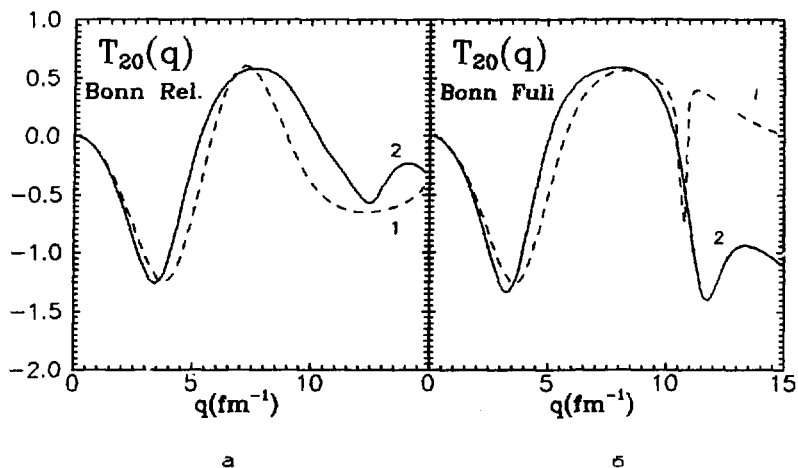


Рис. 19

Тензор поляризации дейтрона. Кривая 1 - импульсное приближение, 2 - с учетом МОТ. Расчет выполнен для формфактора (5). Экспериментальные точки взяты из работы [40]

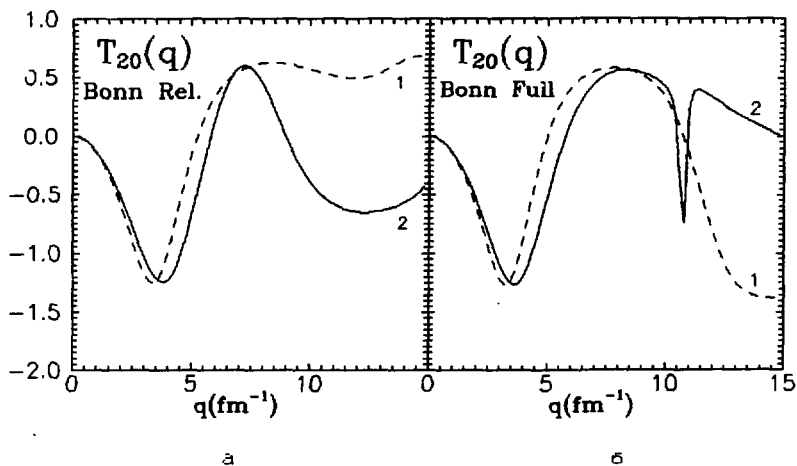


Рис. 20

Тензор поляризации дейтрона. Расчет выполнен для формфактора (3). Обозначения, как на рис. 19

$A(q^2)$  заметно ухудшает согласие с экспериментальными данными, заставляя учитывать другие эффекты, влияющие на  $A(q^2)$ , например кварковые степени свободы (см. [7-16]).

3. Для  $B(q^2)$  эффекты запаздывания весьма важны в случае сильноубывающего вершинного формфактора (5) и пренебрежимо малы для слабоубывающего формфактора (3). При этом наилучшее согласие с экспериментом достигается для боннского релятивистского потенциала.

4. Вклад мезонных обменных токов в  $T_{20}(q^2)$  для формфакторов (5) и (3) противоположен по знаку в области переданных импульсов  $q^2 > 4.5-5 \text{ фи}^{-1}$ , что в принципе позволит при появлении в этой области экспериментальных данных [41,42] дискриминировать различные подходы (см. также работы [8, 9]).

5. По-видимому, выбор вершинного формфактора можно произвести только с учетом других эффектов, влияющих на структурные функции дейтрона, в частности кварковых эффектов.

#### 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 Nuclear Structure, Versailles, France, 1981, p. 94.
3. Chemtob M., Rho M. Nucl. Phys., 1971, A163, p. 1.
4. Gari M., Hyuga H. Nucl. Phys., 1976, A264, p. 409.
5. Burov V.V., Dostovalov V.N., Sus'kov S.Eh. Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1986, 44, p. 357.
6. Hyuga H., Gari M. Nucl. Phys., 1976, A274, p. 333.
7. Burov V.V. et al. Z. Phys. A-Atoms and Nuclei, 1982, 306, p. 149.
8. Burov V.V., Dorkin S.M., Dostovalov V.N. Z. Phys. A-Atoms and Nuclei, 1984, 315, p. 205.
9. Burov V.V., Dostovalov V.N. Z. Phys. A-Atoms and Nuclei, 1987, 326, p. 245.
10. Kizukuri Y., Namiki M., Okano K. Prog. Theor. Phys., 1979, 61, p. 559; Namiki M., Okano K., Oshimo N. Phys.



-величина, хорошо согласующаяся с приведенными выше теоретическими оценками, выполненными разными авторами в  $50^x - 80^x$  годах. Теоретические оценки, как мы видели, также хорошо согласуются между собой.

Итак, при переходе от средних и тяжёлых ядер к дейтрону сечение коллективного взаимодействия, приходящееся на один нуклон ядра, уменьшается в  $10 + 15$  раз. При этом погрешность в оценке данного фактора не превосходит нескольких десятков процентов. В этой связи следует указать на несостоятельность численных расчётов в /83-85/, в которых величина, соответствующая фактору  $K_{A/d}$ , полагалась равной 2.

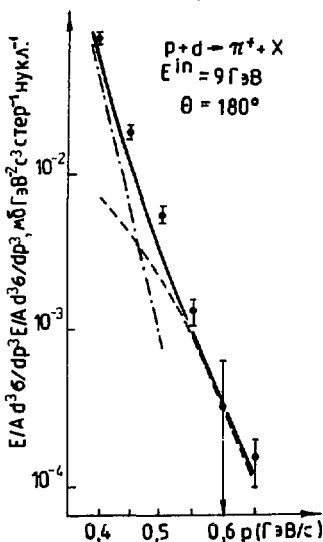


Рис. 4. Сопоставление экспериментальных данных о сечении  $(1/2)(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d^2p})_{\theta=180^\circ}^{p+d \rightarrow \pi}$  с расчётом в рамках "горячей" схемы.

ятностей сближения их нуклонов на малые расстояния, определенных в простом газовом приближении. Модели кумулятивного взаимодействия, опирающиеся на это приближение /19/, удовлетворительно воспроизводят измеренные сечения. При этом особо следует подчеркнуть важное обстоятельство - одно и то же численное отношение вероятностей сближения нуклонов в тяжёлых ядрах и в дейтроне приводит к удовлетворительным результатам при описании трех качественно различных процессов: кумулятивно-

На рис. 4 результаты расчёта для  $(1/2)(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d^2p})_{\theta=180^\circ}$  сравниваются с экспериментальными данными /11/.

Штриховой кривой обозначен вклад коллективных взаимодействий. При этом было принято

$$W_d^{(2)} = 2K_{A/d}^{-1} W_A^{(2)} / A, \quad (3.9)$$

а для выражения  $F(x)$

$$F_{\pi}(x) = 1,88(1-x)^{3,83}, \quad (3.10)$$

параметры которого определены на основе данных по  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны с учётом углового момента КС /19/. Штрихпунктирной кривой обозначен вклад однопонуклонных взаимодействий /36/, вычисленный на основе парижского потенциала. Сплошная кривая - сумма обоих вкладов. Как видно из рис. 4, она удовлетворительно воспроизводит экспериментальные данные.

Таким образом, соотношение между сечениями кумулятивного пинообразования на дейтроне и на тяжёлых ядрах соответствует отношению веро-

30. Gari M., Hyuga H. Nucl. Phys., 1977, A278, p. 372.
31. Burov V. V., Dostovalov V. N., Sus'kov S. E. JINR Rapid Communication, 1989, 4(37)-89, p. 24; Preprint JINR E2-89-542, 1989, Dubna.
32. Lacombe M. et al. Phys. Rev., 1980, C21, p. 861.
33. Machleidt R., Holinde K., Elster Ch. Phys. Rep., 1987, 149, p. 1.
34. Gari, M., Kaulfuss, U. Phys. Lett., 1984, 136B, p. 139.
35. Schweber S. S., Bethe H. A., Hoffmann F. Mesons and Fields. Vol. 1, Row and Peterson, New York, 1955.
36. Drechsel D., Weber H. J. Nucl. Phys., 1976, A256, p. 317.
37. Review of Part. Prop. Phys. Lett., 1982, 111B.
38. Frazer W. R., Fulco, J. R. Phys. Rev., 1960, 117, p. 1809.
39. Gounaris G. J., Sakurai J. J. Phys. Rev. Lett., 1968, 21, p. 244.
40. Schulze M. E. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, p. 597.
41. Kowalski S. In: In: Proc. of the IX Int. Seminar on High Energy Physics Problems, 1988, D1,2-88-652, v. 2, Dubna, p. 102.
42. Meyer W. In: In: Proc. of the IX Int. Seminar on High Energy Physics Problems, 1988, D1,2-88-652, v. 2, Dubna, p. 102.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 июня 1990 года