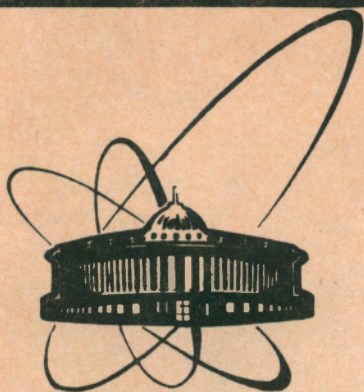


90-394



**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна**

P2-90-394

Е. Л. Братковская, Б. Л. Резник*, А. И. Титов

**О ПРОЯВЛЕНИИ КВАРКОВОЙ СТРУКТУРЫ
НУКЛОНОВ В РЕАКЦИИ ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИЯ
ДЕЙТРОНА**

*Дальневосточный государственный университет

1990

1. Введение

Данная работа является продолжением работ [1,2] по исследованию электрорасщепления дейтрона в реакции $ed \rightarrow enp$. В работах [1,2] проведен детальный анализ пр-взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) и установлено, что вклад ВКС в сечение реакции зависит от кинематических условий эксперимента, может достигать большой величины, и его нужно учитывать. Показано также, что существует область, в которой вклад ВКС относительно невелик и здесь справедливо импульсное приближение. Поэтому в качестве первого шага исследуем проявление кварковой структуры нуклонов в сечениях реакции электрорасщепления дейтрона в импульсном приближении. Если окажется, что вклад невелик, то, используя результаты работ [1,2], можно ожидать, что этот эффект будет мал и с учетом ВКС. Если же вклад большой, то это означает, что электрорасщепление чувствительно к кварковой структуре нуклонов, и необходимо его дальнейшее исследование с учетом ВКС.

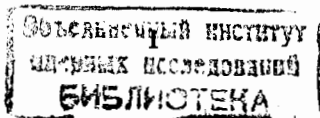
2. Расчет структурной функции дейтрона с учетом эффектов антисимметризации

Волновая функция двух нуклонов как шестикварковой системы должна быть антисимметрична относительно перестановки кварков [3,4,5]:

$$|\lambda\rangle = \frac{\hat{A}}{N_\lambda} \left\{ \left\{ \Phi_I \Phi_{II} \right\}_{\text{CSI}} \cdot \Psi^{(\lambda)}(\mathbf{r}) \right\}, \quad (1)$$

$$\hat{A} = 1 - \sum_{i,j} \hat{P}_{ij}, \quad i \in I, j \in II,$$

где \hat{A} - антисимметризатор по перестановкам кварков i и j из разных $3q$ -кластеров ($I = 1,2,3$; $II = 4,5,6$), а оператор перестановки \hat{P}_{ij} - произведение пространственной, спин-изоспиновой и цветовой частей: $\hat{P}_{ij} = \hat{P}_{ij}^r \cdot \hat{P}_{ij}^{SI} \cdot \hat{P}_{ij}^c$; $\Phi_{I(II)}$ - волновые функции внутреннего движения кварков в нуклонах;



$\Psi(\mathbf{k})(\mathbf{r})$ - волновая функция относительного движения кластеров;
 $N_{\mathbf{k}}$ - нормировочный множитель.

Согласно (1) для волновой функции начального состояния (дейтрон) имеем:

$$|i\rangle = \frac{\hat{A}}{N_i} |D\rangle, \quad |D\rangle = \left\{ \Phi_p \Phi_n \right\}_{CS_{I_1}} \cdot \Psi_{M_1}, \quad (2)$$

где M_1 - проекция полного момента $J = 1$; I_1 - изоспин ($I_1 = 0$). Волновые функции каждого из нуклонов включают симметричную пространственную и антисимметричную цветовую части:

$$\Phi_p = \Phi_p(\eta) \cdot \Phi_p^C, \quad \Phi_n = \Phi_n(\xi) \cdot \Phi_n^C. \quad (3)$$

Функция относительного движения нуклонов $\Psi_M(\mathbf{r})$ имеет вид:

$$\Psi_{M_1}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \cdot \frac{u_0(\mathbf{r})}{r} \cdot \chi_{M_1} + \sum_{m_1, \mu} (2m_1 + 1 \mu | 1 M_1) \cdot Y_{2m_1}(\hat{r}) \cdot \chi_{\mu} \frac{u_2(\mathbf{r})}{r}, \quad (4)$$

где
$$\chi_{\mu} = \sum_{\substack{\sigma_1, \sigma_2 \\ \tau_1, \tau_2}} \left(\frac{1}{2} \sigma_1 \frac{1}{2} \sigma_2 | 1 \mu \right) \cdot \left(\frac{1}{2} \tau_1 \frac{1}{2} \tau_2 | 0 0 \right) \cdot \Phi_{\sigma_1 \tau_1} \Phi_{\sigma_2 \tau_2},$$

$\Phi_{\sigma\tau}$ - симметричная спин-изоспиновая функция нуклона.

В качестве $\Phi_p(\eta)$ и $\Phi_n(\xi)$ выберем функции в модели гармонического осциллятора:

$$\Phi_p(\eta) = (\Omega/\pi)^{3/2} \cdot \exp(-\Omega(\eta_1^2 + \eta_2^2)/2),$$

$$\Phi_n(\xi) = (\Omega/\pi)^{3/2} \cdot \exp(-\Omega(\xi_1^2 + \xi_2^2)/2),$$

где $\eta_1, \eta_2, \xi_1, \xi_2$ - координаты Якоби; Ω - осцилляторный параметр (в расчетах $\Omega = 1$ ГэВ/с).

Аналогично запишем волновую функцию конечного состояния, учитывая только плоские волны:

$$|f\rangle = \frac{\hat{A}}{N_f} |f_{PW}\rangle, \quad (5)$$

$$|f_{PW}\rangle = \Phi_p(\eta) \cdot \Phi_p^C \cdot \Phi_n(\xi) \cdot \Phi_n^C \cdot \chi_M \cdot \exp(i(KR + k_{np}r)),$$

где $K = k_p + k_n$ - полный импульс протона и нейтрона;
 $k_{np} = 1/2 \cdot (k_p - k_n)$ - их относительный импульс.

При расчете структурной функции ядра, сечений и т.п. ограничимся только нулевой и продольной компонентами адронного тока [1]:

$$\begin{aligned} J_{M_1 M_f} &= \int d\mathbf{r} \cdot e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \cdot \langle f | \rho(\mathbf{r}) | i \rangle = \\ &= \frac{1}{N_i N_f} \cdot \sum_{k=1}^6 e_k \cdot \langle f_{PW} | \hat{A} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \hat{A} | d \rangle = \\ &= \frac{10}{N_i N_f} \cdot \left[J_{M_1 M_f}^0 - \sum_{ij} J_{M_1 M_f}^{A, ij} \right], \end{aligned} \quad (6)$$

где \mathbf{q} - импульс, передаваемый дейтрону виртуальным фотоном:
 $\mathbf{q} = \mathbf{k}_p + \mathbf{k}_n$; $Q = (\omega, \mathbf{q})$ - 4-импульс фотона.

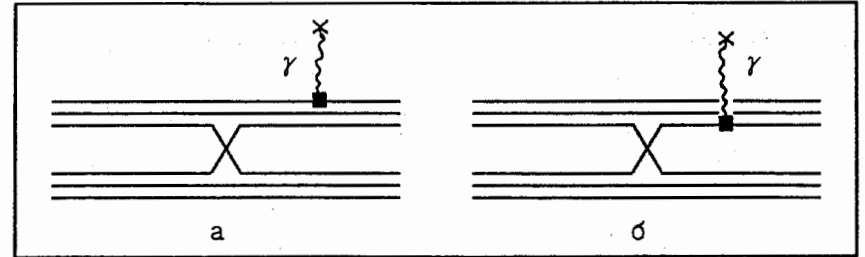


Рис. 1. Различные антисимметризационные вклады в структурную функцию дейтрона (пояснения см. в тексте).

Таким образом, $J_{M_1 M_f}$ представляется в виде линейной комбинации "обычного" тока $J_{M_1 M_f}^0 = \sum_{k=1}^6 e_k \cdot \langle f_{PW} | e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | d \rangle$, который использовался в [1,2], и некоторой "добавки" за счет антисимметризации $J_{M_1 M_f}^{A, ij} = \sum_{k=1}^6 e_k \cdot \langle f_{PW} | e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} P_{ij} | d \rangle$. При расчете последнего матричного элемента тока необходимо различать два случая: $k \neq i, j$, т.е. взаимодействие виртуального фотона происходит с кварком, не затрагиваемым перестановкой

(диаграмма на рис. 1а), и $k = i$ (или j), когда фотон взаимодействует с "обменным" кварком, пришедшим из другого нуклона (диаграмма на рис. 1б).

Используя свойства симметрии матричных элементов относительно перестановок различных кварков из одного кластера, полную поправку от антисимметризации можно представить в виде:

$$\sum_{ij} J_{M_1 M_f}^{A, ij} = 3 \cdot \langle f_{PW} | e^{iqr_1} P_{14} | d \rangle + 6 \cdot \langle f_{PW} | e^{iqr_2} P_{14} | d \rangle, \quad (7)$$

и дальнейшая задача сводится к вычислению матричных элементов двух типов. Выделим в них цветовую и спин-изоспиновую части:

$$J_{M_1 M_f}^{A, 14} = \sum_{k=1}^6 e_k \cdot \langle \Phi_{p_n}^C | P_{14}^C | \Phi_{p_n}^C \rangle_i \cdot \left[R_0^k \cdot \langle \chi_{M_f} | P_{14}^{SI} | \chi_{M_1} \rangle + \sum_{k=1}^6 R_2^k \cdot \langle \chi_{M_f} | P_{14}^{SI} | \chi_{\mu} \rangle \right]. \quad (8)$$

Расчет цветовой и спин-изоспиновой частей дает

$$\langle \Phi_{p_n}^C | P_{14}^C | \Phi_{p_n}^C \rangle_i = \frac{1}{3}, \quad \langle \chi_{M_f} | P_{14}^{SI} | \chi_{M_1} \rangle = -\frac{1}{27} \delta_{M_1 M_f}.$$

Следовательно,

$$J_{M_1 M_f} = -\frac{1}{3 \cdot 27} \sum_{k=1}^6 e_k \cdot \left[R_0^k \cdot \delta_{M_1 M_f} + \sum_{\mu} R_2^k \cdot \delta_{M_f \mu} \right]. \quad (9)$$

Здесь R_0^k и R_2^k - радиальные интегралы для S- и D-волн соответственно:

$$R_0^k = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int dR dr d\eta_1 d\eta_2 d\xi_1 d\xi_2 \Phi_p^*(\eta) \Phi_n^*(\xi) e^{-i(KR+k_{np}r)} e^{iqr_k} P_{14}^r \Phi_p(\eta) \Phi_n(\xi) \frac{u_0(r)}{r}, \quad (10)$$

$$R_2^k \cdot \mu = \sum_{m_1} (2m_1 + 1 \mu | 1M_1) \int dR dr d\eta_1 d\eta_2 d\xi_1 d\xi_2 \Phi_p^*(\eta) \Phi_n^*(\xi) \cdot e^{i(KR+k_{np}r)} e^{iqr_k} \cdot P_{14}^r \Phi_p(\eta) \Phi_n(\xi) \frac{u_2(r)}{r} \cdot Y_{2m_1}(\hat{r}). \quad (11)$$

Действие пространственной части оператора перестановки на функцию $\varphi(r)$ приводит к обменным интегралам

$$P_{14}^r \varphi(r) = \left(\frac{9\Omega}{32\pi} \right)^{3/2} \int dr' e^{-\frac{5\Omega}{32}(r^2+r'^2)} + \frac{3}{16} \Omega r r' \cdot \varphi(r'). \quad (12)$$

Опуская громоздкие математические выкладки, приведем окончательное выражение для тока:

$$J_{M M} (q, k_n) = 4\pi \cdot \frac{10}{N_1 N_f} \cdot \left\{ \frac{\phi_0}{\sqrt{4\pi}} \cdot \delta_{M_1 M_f} - (2 M_1 - M_f | 1M_1) \cdot \left[\phi_1 \cdot Y_{2M_1 - M_f}(\hat{k}_n) - \phi_2 \cdot Y_{2M_1 - M_f}(\hat{k}_p) \right] \right\}, \quad k_p = q - k_n. \quad (13)$$

$$\phi_0(q, k_n) \equiv e^{-q^2/\Omega} \cdot \left[\rho_0(k_n) + 2\varphi(k_n) I_0(k_n) \right] + \varphi(k_n) f(q, k_n) I_0(k_p),$$

$$\phi_1(q, k_n) \equiv e^{-q^2/\Omega} \cdot \left[\rho_2(k_n) + 2\varphi(k_n) I_2(k_n) \right],$$

$$\phi_2(q, k_n) \equiv \varphi(k_n) f(q, k_n) I_2(k_p),$$

$$f(q, k_n) \equiv e^{-(5q^2 + 2(k_n^2 - k_p^2))/5\Omega}, \quad \varphi(k_n) \equiv 5^{-3/2} \cdot e^{-k_n^2 \cdot 8/5\Omega}$$

$$\rho_l(k) \equiv \int dr r u_l(r) j_l(kr), \quad I_l(k) \equiv \int dr r u_l(r) j_l\left(\frac{3}{5}kr\right) e^{-\frac{\Omega}{10}r^2}$$

N_1 и N_f находим из условий нормировки: $\langle i' | i \rangle = \delta_{M' M}$ и $\langle f' | f \rangle = (2\pi)^3 \cdot \delta(K-K') \cdot \delta(k_{np} - k'_{np})$. Непосредственные расчеты дают $N_1^2 = 10$ и $N_f^2 = 10 \cdot \left[1 + 3 \cdot 5^{3/2} \cdot \exp(-2 \cdot k_{np}^2 / \Omega) \right] \approx 10$.

Далее выделим в явном виде эффект антисимметризации в скейлинговой структурной функции дейтрона [1, 2, 6]:

$$F(q, y) = 2\pi \cdot \int_{|y|}^{k_{\max}(q, y)} W_L(q, y, k_n) k_n dk_n. \quad (14)$$

Здесь y - скейлинговая переменная, определяемая как минимальный допустимый по кинематике импульс нуклона-спектатора из уравнения:

$$\omega + m_d = (m^2 + q^2 + y^2 + 2qy)^{1/2} + (m^2 + y^2)^{1/2}.$$

Адронный тензор \hat{W}_L отличается от обычно используемого W_L явно выделенным модельным формфактором $\exp(-2q^2/\Omega)$:

$$\hat{W}_L = e^{-2q^2/\Omega} \cdot W_L, \quad W_L = \frac{1}{4\pi(2J_1+1)} \sum_{M_1 M_1'} |J_{M_1 M_1'}|^2. \quad (15)$$

Подставив (13) в (15) и выполнив все суммирования, после несложных преобразований для структурной функции (14) получаем:

$$F(q, y) = F_0(q, y) + F_A(q, y), \quad (16)$$

где $F_0(q, y)$ есть скейлинговая структурная функция "бесструктурных" нуклонов, используемая в [1,2,6], а $F_A(q, y)$ - добавка за счет антисимметризации:

$$F_0(q, y) = 2\pi \cdot \int_{|y|}^{|y+q|} [\rho_0^2(k_n) + \rho_2^2(k_n)] k_n dk_n, \quad (17)$$

$$F_A(q, y) = 2\pi \cdot \int_{|y|}^{|y+q|} \left\{ 4\varphi(k_n) [\rho_0(k_n) I_0(k_n) + \rho_2(k_n) I_2(k_n)] + \right. \\ \left. + 4\varphi^2(k_n) [I_0^2(k_n) + I_2^2(k_n)] + \varphi^2(k_n) f^2(q, k_n) [I_0^2(k_p) + I_2^2(k_p)] + \right. \\ \left. + 2e^{q^2/\Omega} \varphi(k_n) f(q, k_n) [\rho_0(k_n) I_0(k_p) + \rho_2(k_n) I_2(k_p) P_2(\cos\vartheta_{np}) + \right. \\ \left. + 2\varphi(k_n) [I_0(k_n) I_0(k_p) + I_2(k_n) I_2(k_p) P_2(\cos\vartheta_{np})] \right\} k_n dk_n.$$

Здесь $P_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$ - полином Лежандра, $k_p = (E_p^2 - m^2)^{1/2}$, $E_p = m_d + \omega - (k_n^2 + m^2)^{1/2}$, $\cos\vartheta_{np} = \frac{q^2 - k_p^2 - k_n^2}{2k_n k_p}$.

В отличие от $F_0(q, y)$, $F_A(q, y)$ содержит зависимость от q не только в пределе интегрирования $k_{\max} = |y + q|$, но и в подынтегральной функции, и ее не удается отфакторизовать.

3. Результаты и обсуждения

Численные расчеты $F(q, y)$ проводились с дейтронными волновыми функциями, найденными путем решения уравнения Шредингера с "парижским" потенциалом [7].

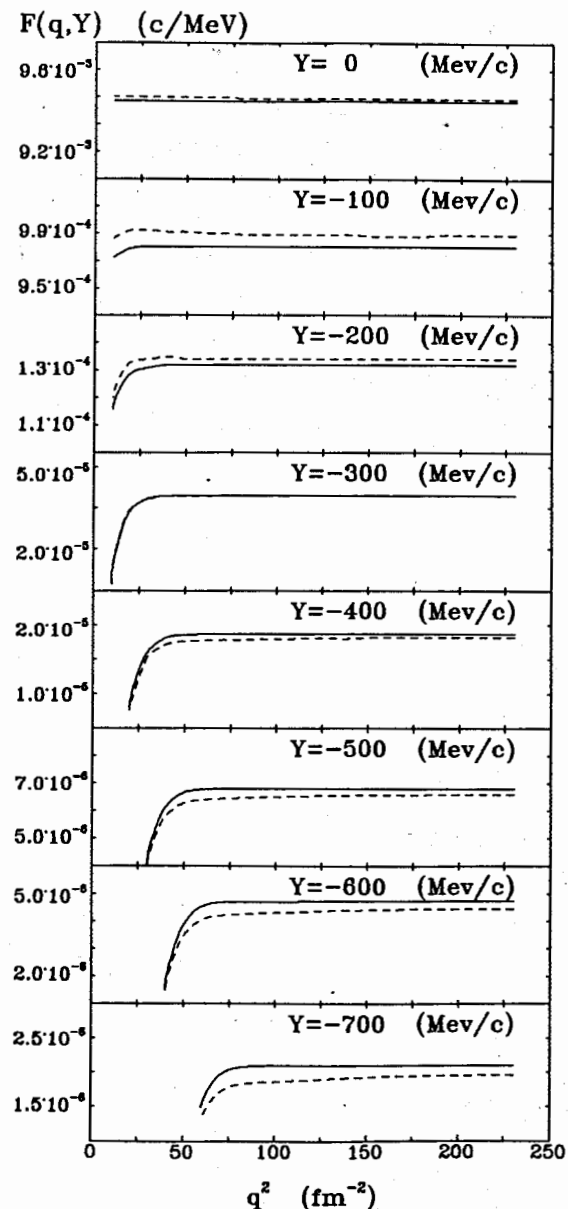


Рис. 2. Структурная функция $F(q, y)$: сплошные кривые - $F_0(q, y)$ без учета эффектов антисимметризации; пунктир - антисимметризация в $F(q, y)$ учтена согласно (16)-(17).

На рис. 2 показана зависимость $F(q, y)$ от q^2 при фиксированных значениях y . Сплошные кривые соответствуют $F_0(q, y)$, а пунктирные - полной функции $F(q, y)$. Из рис. 2 видно, что эффект антисимметризации оказался незначительным и слабо возрастает с ростом $|y|$: от $0 \pm 5\%$ при $|y| = 0 \pm 500$ МэВ/с до $6 \pm 12\%$ при $|y| = 600 \pm 700$ МэВ/с. При этом ее скейлинговое поведение сохраняется, что и отражено на рис. 3.

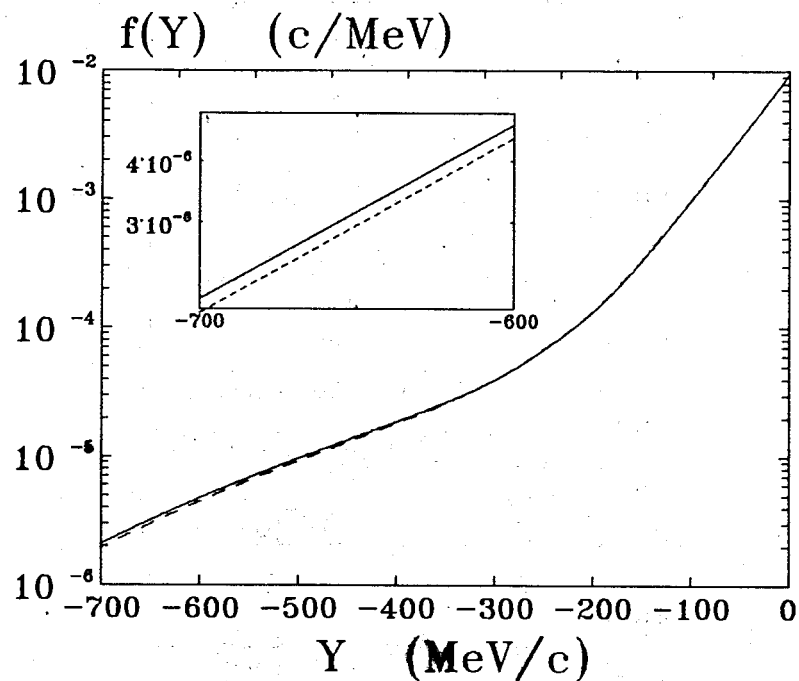


Рис. 3. Скейлинговое поведение структурной функции $F(q, y) \Rightarrow f(y)$ при больших q^2 . Сплошная кривая - $f(y)$ без учета антисимметризации, пунктирная - с учетом антисимметризации

Качественно этот эффект можно объяснить тем, что кварковая структура дейтрона существенна лишь на малых расстояниях, в области перекрытия $3q$ -кластеров, или при

больших относительных импульсах нуклонов в дейтроне. Из (14) и (17) видно, что область интегрирования волновой функции дейтрона по внутреннему нуклонному импульсу с ростом $|y|$ смещается в сторону больших импульсов. По-видимому, антисимметризация будет существенна при больших $|y|$ ($|y| \geq 1$ ГэВ/с), и ее нужно учитывать наряду с другими эффектами: релятивизацией волновой функции дейтрона [8], мезонными обменными токами [9,10], $6q$ -конфигурациями [11] и др.

Авторы благодарят А. А. Гоя, Л. П. Каптаря, В. К. Лукьянова и А. Ю. Умникова за многочисленные полезные обсуждения.

Литература

1. Гой А. А. и др. - ЯФ, 1990, т. 51, с. 1273.
2. Братковская Е. Л. и др. - Известия АН СССР, т. 54, с. 959.
3. Burov V. V. et al. - Z. Phys., 1982, v. A306, p. 149.
4. Баханский И. И. и др. - Сообщения ОИЯИ, P2-88-501, Дубна, 1988.
5. Buchmann A. et al. - to be published in Nucl. Phys. A.
6. Ciofi degli Atti C. - Preprint INFN-ISS, 86/7, Roma, 1986.
7. Lacombe M. et al. - Phys. Rev., 1980, v. C21, p. 861.
8. Карманов В. А. - ЭЧАЯ, 1988, т. 19, с. 525.
9. Arenhövel H. - Nucl. Phys., 1982, v. A384, p. 287.
10. Mathiot J. F. - Phys. Lett., 1982, v. B115, p. 174.
11. Гой А. А. и др. - Изв. вузов. Физика, 1985, т. 7, с. 45.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июня 1990 года.

Братковская Е.Л., Резник Б.Л., Титов А.И. P2-90-394
О проявлении кварковой структуры нуклонов
в реакции электрорасщепления дейтрона

Рассчитывается скейлинговая структурная функция дейтрона с учетом антисимметризации по кварковым переменным волновых функций начального и конечного состояний в импульсном приближении. Показано, что в области имеющихся экспериментальных данных эффект от антисимметризации составляет несколько процентов и возрастает с ростом модуля скейлинговой переменной y , что обусловлено проявлением кварковой структуры нуклонов на малых расстояниях.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1990

Перевод авторов

Bratkovskaya E.L., Reznik B.L., Titov A.I. P2-90-394
On the Effects of the Quark Structure
of Nucleon in the Electrodesintegration
of a Deuteron

The scaling structure function of a deuteron is calculated with taking into account the antisymmetrization of both the initial and final state wave function. It is shown that the contribution of the antisymmetrization in the experimental data region is of several per cent and weakly increases with modulo of scaling variable y . The present result is a direct consequence of noticeable effects of the nucleon quark structure at short distances.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1990