

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-86-264

Л.П.Каптарь, А.И.Титов, А.Ю.Умников

ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЙЯНИЕ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МЮОНОВ
И СТРУКТУРА ДЕЙТРОНА

Направлено в журнал "Письма в ЖЭТФ"

1986

1. Эксперименты по кумулятивному рождению частиц на ядрах ^{1/1/}, глубоконеупругому рассеянию мюонов ^{1/2/} и квазиупругому рассеянию дейтронов ^{1/3/} показали, что кварковое распределение в ядрах качественно отличается от соответствующих распределений в нуклонах, а именно: они наблюдаются в кинематически запрещенной для свободных нуклонов области $\chi > 1$. Позднее эксперименты по глубоконеупругому рассеянию лептонов показали сильное отличие кварковых распределений также в кинематически свободной области $0 < \chi < 1$ ^{1/4/}. Для объяснения этого последнего эффекта развито много теоретических моделей ^{1/2/}, между которыми трудно оделать выбор на основе лишь имеющихся в настоящее время экспериментальных данных. Поэтому целесообразно обсудить и сделать прогнозирующие расчеты для более критичных экспериментов, в первую очередь, с поляризованными пучками и мишенями ^{1/5/}. В данной работе мы исследуем рассеяние поляризованных мюонов на поляризованных дейтронах в инклюзивной постановке с целью выяснения возможности получения дополнительной информации о распределении кварков в дейтроне. Для процессов двойного упругого рассеяния электронов на дейтронах расчет и анализ прецизионных характеристик T_{20} и P_x выполнен в работах ^{1/6/}, где было обнаружено качественно отличное от обычных подходов проявление шестикварковых примесей.

2. Рассмотрим вначале глубоконеупругое рассеяние поляризованных мюонов поляризованными нуклонами: $\vec{\mu} + \vec{N} \rightarrow \mu' + \dots$. Полное сечение σ^+ и асимметрия σ^- определяются структурными функциями $F_{1,2}(x)$ и $g_{1,2}(x)$ ^{1/7/}:

$$2\sigma^+ \equiv \frac{d^2\sigma'(1\uparrow+1\downarrow)}{dE'd\Omega'} = \frac{8\alpha^2 E'^2}{Q^4} \left[2\sin^2\frac{\theta}{2} \frac{F_1}{M} + \cos^2\frac{\theta}{2} \frac{F_2}{\nu} \right], \quad (1)$$

$$\sigma^- \equiv \frac{d^2\sigma'(1\uparrow-1\downarrow)}{dE'd\Omega'} = \frac{4\alpha^2 E'}{Q^2 E} \left[(E + E' \cos\theta) \frac{g_1}{2M} - \frac{Q^2}{M^2 \nu^2} g_2 \right], \quad (2)$$

где $q^2 = -Q^2$ - квадрат переданного импульса, M - масса нуклона, E , E' - начальная и конечная энергии мюона, $\nu = E - E'$. Стрелки $\uparrow\uparrow$, $\uparrow\downarrow$ означают взаимную параллельную и антипараллельную ориентацию спинов пучка и мишени вдоль направления пучка. Здесь и далее мы пренебрегаем электромагнитными поправками и поправками от нейтральных токов, вклад которых при планируемых начальных энергиях мюонов и передачах импульса мал и не превышает нескольких процентов ^{1/8/}. Структурные функции $F_{1,2}$ известны из данных по глубоконеупругому

рассеянию неполяризованных лептонов, функции g_{12} зависят от поляризации мишени и характеризуют распределение спина нуклона по кваркам различных сортов. Мы ограничимся рассмотрением распределений $g(x)$, взяв соответствующие выражения для $F_{12}(x)$, необходимые нам в методических целях, из работы /9/. Для простоты ограничимся x -зависимостью ($x = \frac{Q^2}{2M\nu}$) структурных функций, которые в партонной модели имеют вид

$$g_1(x) = \sum_i e_i^2 (\bar{q}_i^*(x) + \bar{q}_i^*(x) - \bar{q}_i^*(x) - \bar{q}_i^*(x)); \quad g_2(x) = 0, \quad (3)$$

где $\bar{q}_i^*(x)$ ($\bar{q}_i^*(x)$) - есть плотность вероятности распределения кварков (антикварков) i -го сорта с проекцией спина на ось z , равной $\pm 1/2$, e_i - заряд кварка. Для определения $g_1(x)$ необходимо задать спиновое содержание лишь валентных кварков, поскольку вклад от синглетного по спину кварк-антикваркового моря равен нулю. В качестве первого приближения для волновой функции протона можно использовать представление [56, E₂0] (SU6) - классификация:

$$|p\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |u u u\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |u u d\rangle, \quad (4)$$

которое приводит к следующим распределениям соответственно для протона и изоскалярного нуклона:

$$g_{1p}(x) = (8U_v(x) - d_v(x))/27; \quad g_{1N}(x) = \frac{5}{54} (2U_v(x) - d_v(x)), \quad (5)$$

где $U_v(x)$ и $d_v(x)$ - распределения валентных U - и d -кварков в протоне.

3. Для нахождения дейтронной структурной функции $g_{1D}(x)$ /10/ используем теорию связанных систем в кинематике на световом фронте и формулу (5):

$$g_{1D}(x) = \int dy g_{1N}(y/2) \Phi_D(y)/y, \quad \Phi_D(y) = f_{N/D}^+(y) - f_{N/D}^-(y), \quad (6)$$

$$f_{N/D}^+(y) = \int d^2k f_{N/D}(\vec{k})/2y/(1-y), \quad (7)$$

$$f_{N/D}^+(\vec{k}) = \left[4\pi(U(k)Y_{00}(\vec{k}) - W(k)Y_{20}(\vec{k})/\sqrt{10}) \right]^2, \quad f_{N/D}^-(\vec{k}) = \left[4\pi W(k)Y_{22}(\vec{k})\sqrt{\frac{3}{5}} \right]^2, \quad (8)$$

где $U, W - S$ и D - компоненты волновой функции дейтрона. При расчете g_{1D} была использована волновая функция дейтрона с "паррижским" потенциалом /11/, распределения U_v и d_v взяты из работы /9/. На рис. 1 (кривая 1) приведен расчет отношения $R_g = g_{1D}(x)/g_{1N}(x)$.

"Деструктивный" вклад D -волны в $\Phi_D(y)$ в (6)-(9) приводит к тому, что R_g меньше единицы почти во всей области x . Полюсом R_g при $x \rightarrow 1$ объясняется пороговым поведением $g_{1N}(x) \rightarrow 0$ при $x \rightarrow 1$.

На рис. 2 приведено отношение $R_F = F_{2D}(x)/F_{2N}(x)$ (кривая 1). Видно, что поведения R_g и R_F количественно различны. Если предположить, что в дейтроне, наряду с нуклонной компонентой с вероятностью β присутствуют примеси шестикварковой компоненты, то $g_{1D}(x)$ примет следующий вид:

$$g_{1D}(x) = (1-\beta) \int dy g_{1N}(x/y) \Phi_D^2(y)/y + \beta g_{1q^6}(x/2), \quad (9)$$

где для шестикварковой компоненты с кварками в S -оболочке $g_{1q^6}(x) = [2U_v^+ + d_v^+]/9$. В расчетах U_v^+ , d_v^+ - распределения U - и d -кварков в $6q$ -системе и $\beta = 0,05$ брались из работы /9/. Результаты расчетов отношений $R_{g,F}$ с учетом $6q$ -примеси в дейтроне приведены на рис. 1 и 2 (кривые 2).

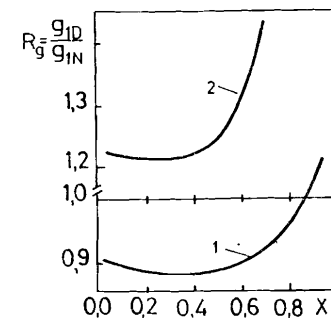


Рис. 1. Отношение спиновых структурных функций $R_g = g_{1D}(x)/g_{1N}(x)$. Кривая 1 - учет ферми-движения. Кривая 2 - учет $6q$ -примесей в волновой функции дейтрона.

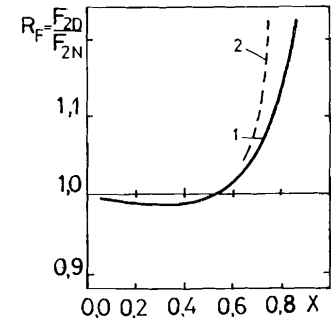


Рис. 2. Отношение структурных функций $R_F(x)$. Кривая 1 - учет ферми-движения, кривая 2 - учет $6q$ -примесей в волновой функции дейтрона.

В целом можно сделать следующие выводы:

1. Отношения R_G и R_F , рассчитанные в одних и тех же предположениях, отличаются друг от друга во всей области x . Главными причинами этого являются отсутствие вклада морских кварков в $g_1(x)$ и своеобразный вклад D -волн в "эффективное" импульсное распределение $\mathcal{F}_D(y)$.

2. Поведение $R_{G,F}$ меняется при учете шестикварковой компоненты в дейтроне, причем и в этом случае различие R_G и R_F остается. Приведенные расчеты выполнены с учетом простейшей $6q$ -конфигурации с кварками в S -состоянии. Учет более сложных конфигураций с кварками в S , p и др. оболочках $1/2$ приведет к некоторому уменьшению R_G в области малых x .

Авторы благодарны Д.Ю.Бардину, В.В.Бурову, В.К.Лукьянову и Б.Л.Резнику за плодотворные обсуждения.

Литература

1. Балдин А.М. и др. Труды УИ межд. семинара по физике высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-84-599, Дубна, 1984, с.195.
2. Савин И.А. Труды УИ межд. семинара по физике высоких энергий ОИЯИ, Д1,2-84-599, Дубна, 1984, с.90.
3. Abzeev V.G. et al., Nucl. Phys., 1983, v. A393, p. 491.
4. Aubert J.J. et al., Phys. Lett., 1983, v. 123B, p. 275.
5. Arnold R.G. SLAC - PUB-3434, T/E, 1984.
6. Burov V.V. et al. Z. Phys. A: Atoms and Nuclei, 1984, v. 315, p. 205; Ефремов А.В., Теряев О.В. ЯФ, 1984, т. 39, с. 1517; ОИЯИ, P2-84-603, Дубна, 1984.
7. Клоуз Ф. Кварки и партонны, М., "Мир", 1982.
8. Бардин Д.Ю. и др. ЯФ, 1980, т. 32, с. 782; Bardin D.Y. et al., J. Phys. G; Nucl. Phys., 1981, 7, p. 1331.
9. Титов А.И. ЯФ, 1984, т. 40, с. 76.
10. Карманов В.А., Шапиро И.С. ЭЧАЯ, 1978, т. 9, вып. 6. с. 327; Гарсеванишвили В.Р., Матвеев В.А. ТМФ, 1975, 24, с. 3.
11. Lacombe M. et al. Phys. Rev., 1980, C21, p. 861.
12. Neudatchin V.G. et al., Z. Phys., 1983, A313, p. 357.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 апреля 1986 года.

Каптарь Л.П., Титов А.И., Умников А.Ю. P2-86-264
Глубоконеупругое рассеяние поляризованных мюонов
и структура дейтрона

Исследованы кварковые распределения спина дейтронов и нуклонов $g_{1D(N)}(x)$, определяющие глубоконеупругое рассеяние поляризованных μ -мезонов соответствующими поляризованными мишенями. Показано, что отношение $g_{1D}(x)/g_{1N}(x)$ отлично от единицы во всей области изменения масштабной переменной x и критично к предположению о существовании шестикварковой компоненты в волновой функции дейтрона. Сделаны предсказания для будущих экспериментов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Kaptari L.P., Titov A.I., Umnikov A.Yu. P2-86-264
Deep-Inelastic Scattering of Polarized Muons
and Structure of Deuteron

Quark distributions of the spin are studied for the deuterons and nucleons $g_{1D(N)}(x)$ defining deep inelastic scattering of polarized μ -mesons by the corresponding polarized targets. It is shown that the ratio $g_{1D}(x)/g_{1N}(x)$ differs from unity throughout the whole range of change of the scale variable x and is sensitive to the assumption on the existence of a six-quark component in the deuteron wave function. Predictions for future experiments are made.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986