

УДК 539.12.01

КВАНТОВОХРОМОДИНАМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ ПИОНОВ НА НУКЛОНЕ
И СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ НУКЛОНОВ

Ф.С.Садыхов*

Изучается процесс глубоконеупругого рассеяния заряженного лептона на нуклоне с рождением пионов и структурные функции нуклонов в КХД.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Quantum Chromodynamic Investigation
of the Pion Electroproduction on the Nucleon
and the Nucleon Structure Functions

F.S.Sadykhov*

The deep-inelastic scattering process of the charged lepton on the nucleon with the pion production and the nucleon structure functions in QCD are studied.

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

Известно, что КХД удовлетворительно описывает кварк-глюонные взаимодействия в процессах глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния в электрон-позитронных аннигиляциях. Анализ графиков теории возмущений в КХД показывает, что сечения этих процессов непосредственно выражаются через импульсное распределение кварков и глюонов в адронах. Как следует из тщательного анализа, во всей области по долям импульса x в процессе распространения в глюонном поле поляризованного адрона кварк приобретает эффективную массу порядка массы адрона и дополнительную разность фаз, при этом спиновые эффекты оказываются существенными, что определяется кварк-глюонной корреляцией в поляризованном адроне ^{/1/}. В широком интервале передаваемого импульса и параметра x структурные функции адронов определяются взаимодействием кварков с вакуумными флуктуациями, где двух- и трехглюонный обмен также существен ^{/2,3/}.

* Азербайджанский государственный университет им.С.М.Кирова, Баку.

В данной работе изучается процесс глубоконеупругого рассеяния заряженного лептона на нуклоне с рождением пионов и поведение структурных функций нуклонов в КХД с учетом двух- и трехглюонных вершин.

На основе общих квантовохромодинамических диаграмм рассматриваемого процесса для сечения находим:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} = \frac{\pi\alpha^2}{Q^4} (1 + \xi_1 \xi_2) [(1-y)^2 + 1] \times \sum_q \left(\frac{e_q}{e}\right)^2 \int_{x_B}^1 f_N^d(x, Q^2) \left[\delta(x - x_B) + \frac{G_S(Q^2)}{x} \right] dx. \quad /1/$$

Здесь

$$G_S(Q^2) = \frac{192}{\pi^2 \beta_2^2} \ln^2 \frac{\alpha_S(\mu^2)}{\alpha_S(Q^2)} \left[1 + \frac{316}{3\pi^2 \beta_2^2} \ln^2 \frac{\alpha_S(\mu^2)}{\alpha_S(Q^2)} \right], \quad /2/$$

где ξ_1 и ξ_2 - спиральности лептона до и после рассеяния, y - быстрота, $f_N^q(x, Q^2)$ - функция распределения, q_{\perp}^2 - квадрат поперечного импульса частицы, $\beta_2 = \frac{11}{3}N - \frac{2}{3}n_f = 9$ /до порога рождения шарма/, $\mu^2 = 0,1 \text{ ГэВ}^2$. Используя соотношения Каллана-Гросса для структурной функции нуклона, получим:

$$F_2^q(x_B, Q^2) = x_B \sum_q \left(\frac{e_q}{e}\right)^2 \int_{x_B}^1 \left[\delta(x - x_B) + \frac{G_S(Q^2)}{x} \right] f_N^q(x, Q^2) dx. \quad /3/$$

Из работы /4,5/ функции распределения валентных U_V , d_V и морских S -кварков можно выбрать в виде:

$$U_V(x, Q^2) = 1,78(1-x)^3(1+2,3\alpha x)/\sqrt{x},$$

$$d_V(x, Q^2) = 0,993(1-x)^4(1-\beta x)/\sqrt{x},$$

$$S(x) = 0,11(1-x)^7/x, \quad /4/$$

$$\alpha = 1 - \ln \frac{\alpha_S(Q_0^2)}{\alpha_S(Q^2)}, \quad \beta = 0,5 \ln \frac{\alpha_S(Q_0^2)}{\alpha_S(Q^2)}, \quad Q_0^2 = 4 \text{ ГэВ}^2.$$

Тогда для факторов протона и нейтрона имеем:

$$F_{2p} = \frac{x_B}{9} [4U_V + d_V + 12s + G_S(Q^2)(4I_u + I_d + 12I_s)], \quad /5/$$

$$F_{2n} = \frac{x_B}{9} [4d_V + U_V + 12s + G_S(Q^2)(4I_d + I_u + 12I_s)], \quad /6/$$

где

$$I_q = \int_{x_B}^1 \frac{q_i(x, Q^2)}{x\sqrt{x}} dx. \quad /7/$$

В формулах /5/ и /6/ член $\sim G_S(Q^2)$ обусловлен кварк-глюонным взаимодействием. Как следует из полученных формул, при малых значениях x_B значительный вклад в сечение дают диаграммы высших порядков /член $\sim G_S(Q^2)$ / по α_S . При этом вклад этих диаграмм увеличивается с ростом Q^2 . При увеличении x_B вклад диаграмм высшего порядка уменьшается, и определяющую роль начинает играть зависимость от Q^2 функций распределения.

На рис. 1 изображена зависимость формфактора протона от передаваемого импульса при малых и больших значениях долей импульса x . Эта зависимость сравнивается с экспериментальными данными /6-8/. Видно, что полученная структурная функция протона при определенных значениях кинетических переменных удовлетворительно согласуется с опытными данными.

Сравнение x_B -зависимости отношения структурных функций нейтрона и протона с экспериментальными данными приведено на рис. 2. Как видно из этого рисунка, рассчитанное отношение структурных функций нуклонов при значениях $E_e \approx \approx 5 \div 20$ ГэВ и $Q^2 \approx 1 \div 16$ ГэВ² хорошо описывает опытные данные /9, 10/.

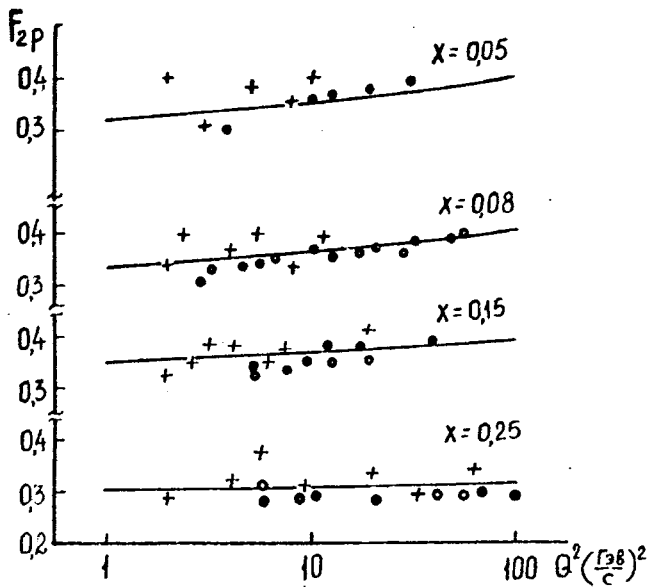
Известно, что инклюзивное распределение адронов $\frac{1}{\sigma} \left(\frac{d\sigma^{\pi^+}}{dz} + \frac{d\sigma^{\pi^-}}{dz} \right)$, характеризующее суммарное число заряженных адронов, рожденных в реакции, при этом не указывает на различия в механизме рождения положительно и отрицательно заряженных адронов. На основе полученных формул для инклюзивного распределения адронов получается:

$$\frac{1}{\sigma} \left(\frac{d\sigma^{\pi^+}}{dz} + \frac{d\sigma^{\pi^-}}{dz} \right) = D_u^+ + D_u^- + G_S(Q^2)(I_u^+ + I_u^-); \quad /8/$$

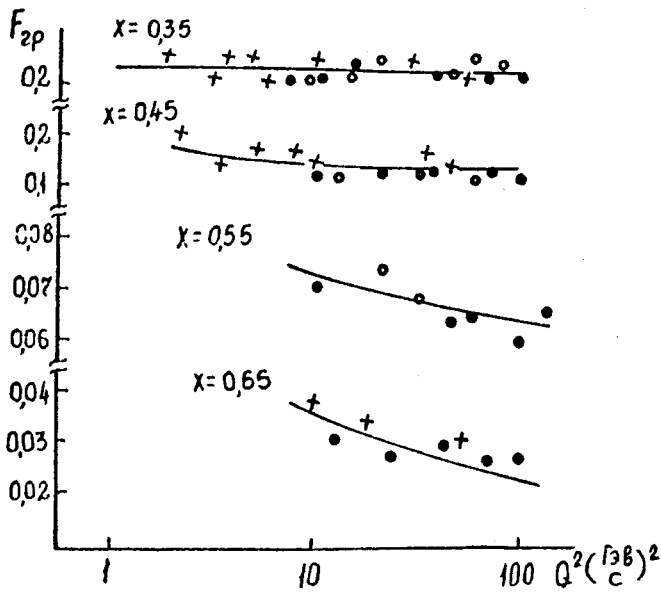
здесь D_u^+ и D_u^- - функции фрагментации, которые, исходя из работы /10, 11/, можно представить в виде:

$$D_u^+ = 5,90 \exp(-5,05x), \quad D_u^- = 5,76 \exp(-6,85x). \quad /9/$$

На рис. 3 представлено поведение инклюзивного распределения адронов в зависимости от доли энергии z . Как видно из рис. 3, инклюзивное распределение с ростом z уменьшается, что соответствует экспериментальным значениям данного распределения /12-14/.



/a/



/b/

Рис. 1. Сравнение Q^2 -зависимости рассчитанной структурной функции протона $F_{2p}(x, Q^2)$ с экспериментальными данными: а - при малых значениях x , б - при больших значениях x , \times - соответствует данным ^{16/}, \circ - данным ^{17/}, \bullet - данным ^{18/}.

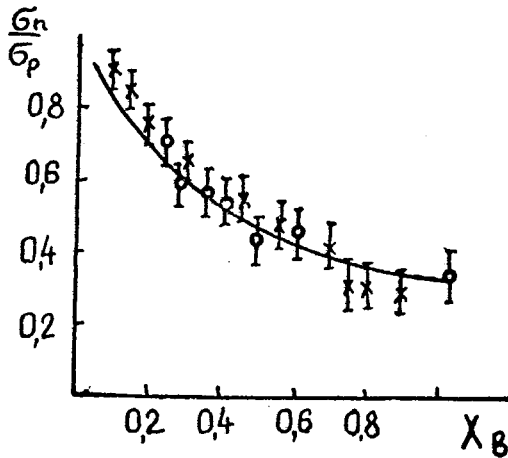


Рис. 2. x_B -зависимость F_{2n} / F_{2p} : \circ - данные /9/, \times - данные /10/.

Для отношения сечения электророждения положительных и отрицательных пионов соответственно на протоне и нейтроне имеем:

$$R_p = \frac{4\eta U_V + d_V + s(5\eta + 7)}{4U_V + \eta d_V + s(5\eta + 7)}, \quad /10/$$

$$R_n = \frac{4\eta d_V + U_V + s(5\eta + 7)}{4d_V + \eta U_V + s(5\eta + 7)}, \quad /11/$$

где $\eta = D_u^+ / D_u^-$.

Зависимость отношения /10/ и /11/ от доли импульсов x_B приведена на рис. 4. Видно, что для значения $0,1 \leq x_B \leq 0,7$

теоретические результаты при определенном выборе параметров относительно неплохо согласуются с опытными данными.

Таким образом, при определенном выборе кинематических переменных квантово-хромодинамическое исследование обеспечивает хорошее полуколичественное, а во многих случаях количествен-

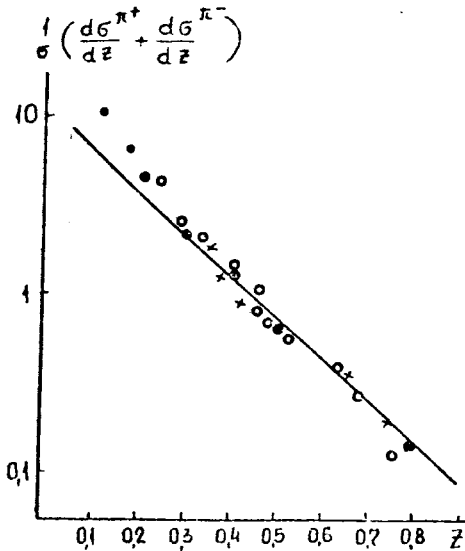


Рис. 3. Зависимость инклюзивного распределения адронов от z : \times - данные /12/, \circ - данные /13/, \bullet - данные /14/.

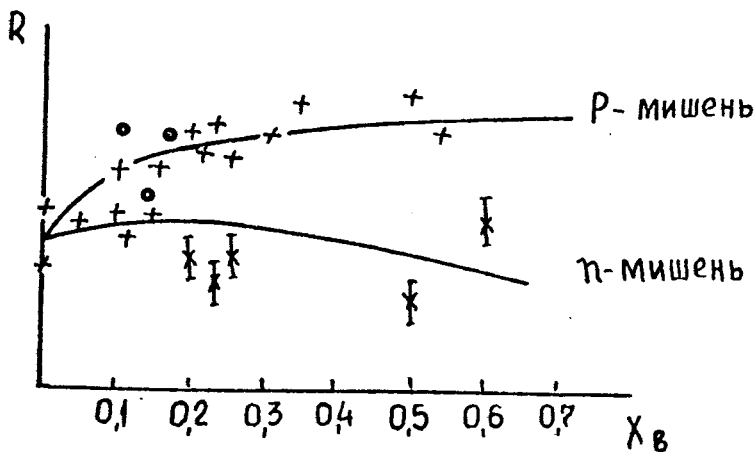


Рис. 4. Поведение R_p и R_n в зависимости от x_B :
 x - данные /11/, • - данные /15/.

ное объяснение характерных особенностей поведения структурных функций нуклонов и сечения процесса электророждения пионов на нуклоне в области высоких энергий.

Литература

1. Ефремов А.В., Теряев О.В. ЯФ, 1984, т.39, с.1517.
2. Садыхов Ф.С., Петросян К.А. Высокоэнергетические процессы и физика молекул. Тем.сб.АГУ, Баку, 1984, с.142.
3. Садыхов Ф.С. Множественное рождение и структура молекул. Тем.сб.АГУ, Баку, 1985, с.18.
4. Ratcliffe P. Nucl.Phys., 1983, B223, No.1, 45.
5. Duke D.W., Owens J.F. Phys.Rev., 1984, D30, No.1, 49.
6. Gordon B.A. et al. Phys., 1979, D20, 2645.
7. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1981, 105B, 315.
8. Clark A.R. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, No.20, 1826.
9. Bodek A. et al. Phys.Rev., 1979, D20, No.71, 471.
10. Poucher J.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, Vol.32, No.3, 118.
11. Bebek C.J. et al. Phys.Rev., 1977, D16, No.7, 1986.
12. Drews G. et al. Phys.Lett., 1978, 41, No.21, 1433.
13. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1982, 114B, No.5, 373.
14. Arvidson A. et al. Nucl.Phys., 1984, B246, 381.
15. Loomies W.A. et al. Phys.Rev., 1979, D19, No.9, 2543.

Рукопись поступила 19 января 1987 года.