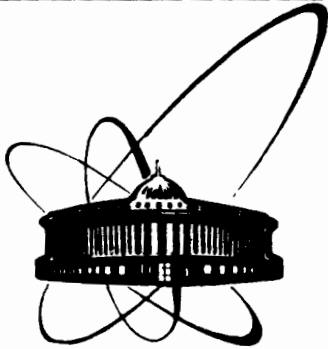


24/2-83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5448/83

P2-83-428

В. А. Бедняков

КРУПНОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА ПРОТОНА  
И КВАРКОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

ФР  $f_i(x, Q^2)$  определяются интегралами:

$$f_d(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} \phi(y) f_{v/2}(\frac{x}{y}, Q^2) \quad /2/$$

- ФР валентного d-кварка в протоне;

$$f_u(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} \phi(y) \{f_{v/1}(\frac{x}{y}, Q^2) + f_{v/2}(\frac{x}{y}, Q^2)\} \quad /3/$$

- ФР валентного u-кварка в протоне;

$$f_{M,g}(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} \phi(y) \{f_{M,g/1}(\frac{x}{y}, Q^2) + f_{M,g/2}(\frac{x}{y}, Q^2)\} \quad /4/$$

- ФР морских /анти-/ кварков /M/ и глюонов (g) в протоне. В формулах /2/-/4/  $f_{i/1}$  обозначает ФР партонa i-го типа в составляющем кварке, а  $f_{i/2}$  - соответствующую ФР в кластере. Функция  $\phi(y)$  имеет смысл ФР крупномасштабного объекта по доле продольного импульса протона y. Функции  $\phi(y)$  и  $f_{i/k}$  полностью определяются динамикой первого и второго уровней соответственно.

В рассматриваемом подходе предполагается, что первый уровень определяется квантовомеханическим движением крупномасштабных объектов в релятивистском осцилляторном потенциале /8/. Таким образом учитывается невылетание кварков.

Для описания динамики второго уровня используются предсказания КХД-теории возмущений, т.е. ФР  $f_{i/k}$  рассматриваются как решения интегро-дифференциальных эволюционных уравнений /ЭУ/ Липатова-Алтарелли-Паризи /9/. Как известно, для решения ЭУ необходимо задать

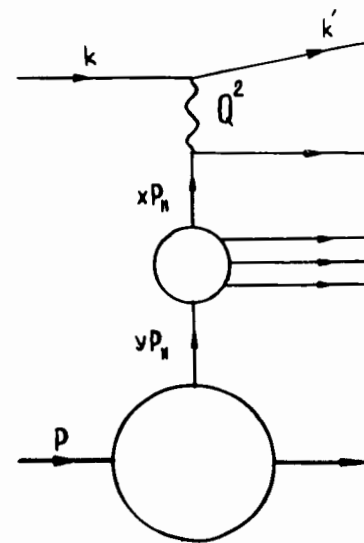


Рис.1. Взаимодействие внешнего тока с протоном в двухуровневой модели. Верхний круг означает либо кластер, либо составляющий u-кварк.  $P = (P_0, P_{||})$ ,  $Q^2 = -(k - k')^2 = -q^2$ ,  $P_{\text{парт.}} = xP$ ,  $P_{\text{класт.}} = yP$ ,  $x = Q^2/2Pq$ .

Институт  
Ядерной Энергетики  
БСМ/ИИСТЕМА

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию лептонов на нуклонах и ядрах уделяется большое внимание изучению свойств кварковых распределений. В частности, установлено различие в функциях распределения /ФР/ кварков различных ароматов. Оказалось, что измеренное экспериментально отношение  $d(x)/u(x)$  ( $u(x)$ ,  $d(x)$  - ФР u- и d-кварков в протоне, x - бьеркеновская переменная) линейно убывает с ростом x и экстраполируется в 0 при  $x = 1/1.5$ .

Последнее можно объяснить, предположив, например, что при достаточно больших значениях x валентные d- и u-кварки образуют связанную систему - кластер, при этом почти весь импульс протона /в системе бесконечного импульса последнего/ приходится на оставшийся u-валентный кварк. По этой причине вероятность обнаружения d-кварка при  $x \approx 1$  становится существенно меньше той, которая предполагается в наивной партонной модели, где при больших значениях x имеется равенство  $d(x)/u(x) = 1/2$ .

В настоящей работе изложенный выше интуитивный механизм подавления ФР d-кварка реализован в рамках двухуровневой квантово-хромодинамической /КХД/ модели. В этой модели явным образом учитываются некоторые эффекты непертурбативного характера, обусловленные существованием в нуклоне крупномасштабных структурных образований типа облаченных /составляющих/ кварков и кластеров.

Остановимся кратко на основных положениях двухуровневой модели и применяемой нами ее модификации. Предполагается, что в протоне можно выделить два структурных уровня с существенно различными свойствами /6,7/. Первый уровень - это составляющий u-кварк и кластер, объединяющий в единое целое оставшиеся составляющие u- и d-кварки.

Внутренняя кварк-глюон-партонная структура крупномасштабных объектов /кластера и составляющего u-кварка/ формирует второй структурный уровень протона. В изложенном подходе взаимодействие внешнего тока с протоном описывается диаграммой, изображенной на рис.1. В системе бесконечного импульса протона ( $P \rightarrow \infty$ ) диаграмма имеет вероятностную партонную интерпретацию. Для структурной функции процесса  $\mu + p \rightarrow \mu + X$ , например, сохраняется формула:

$$F_2^{\mu p}(x, Q^2) = x \{ \frac{4}{9} f_u(x, Q^2) + \frac{1}{9} f_d(x, Q^2) + \frac{20}{9} f_M(x, Q^2) \}. \quad /1/$$

начальные условия, т.е. вид  $x$ -зависимости ФР  $f_{i/k}$  в некоторой точке  $Q^2 = Q_0^2$ . Зададим ФР  $f_{i/k}(x, Q_0^2)$  на основе статистической партонной модели. В рамках этой модели для ФР  $f_{v/1}(x)$  и  $f_{v/2}(x)$  предсказывается различная  $x$ -зависимость, причем ФР партон в кластере быстрее спадает до нуля при  $x \rightarrow 1$ , т.е.  $f_{v/2}/f_{v/1} \sim (1-x)^\theta$  при  $x \rightarrow 1$ , где  $\theta > 0$ .

По предположению,  $d$ -валентный кварк находится только в кластере и описывается  $f_{v/2}$ ; относительно  $u$ -валентных кварков предполагается, что один из них находится в кластере ( $f_{v/2}$ ), а другой - в составляющем  $u$ -кварке ( $f_{v/1}$ ), поэтому, согласно формулам /2/ и /3/, получаем, что  $f_d/f_u \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow 1$ . Последнее соотношение означает подавление ФР валентного  $d$ -кварка в протоне при  $x \rightarrow 1$ .

В разделе 1 определена функция  $\phi(y)$ , в разделе 2 приведено решение ЭУ и полностью определены ФР кварков и глюонов в протоне. В разделе 3 приведено сравнение предсказаний модели с экспериментом.

### 1. СТРУКТУРА ПЕРВОГО УРОВНЯ

На первом уровне протон представляется состоящим из кластера и составляющего кварка - двух точечных частиц, взаимодействующих посредством релятивистского осцилляторного потенциала. Определим функцию  $\phi(y)$  в виде:

$$\phi(y) = \lim_{P_{||} \rightarrow \infty} \frac{\int |\Phi_2(p_1, p_2)|^2 \delta(y - p_{1||}/P_{||}) d\Gamma}{\int |\Phi_2(p_1, p_2)|^2 d\Gamma}, \quad /5/$$

где

$$d\Gamma = dp_1 \cdot dp_2 \theta\left(\frac{p_{1||}}{P_{||}}\right) \theta\left(\frac{p_{2||}}{P_{||}}\right) \delta(P - p_1 - p_2),$$

$P = p_1 + p_2$ ,  $p_1, p_2$  - 4-импульсы протона, составляющего кварка и кластера,  $\Phi_2(p_1, p_2)$  - волновая функция /ВФ/ внутреннего движения системы кластер - составляющий кварк /8/:

$$\Phi_2(p_1, p_2) = \frac{3}{\pi b} \exp\left\{ \frac{-K_{\mu\nu}^{-1}}{2b} (p_1^\mu - p_2^\mu)(p_1^\nu - p_2^\nu) \right\}, \quad /6/$$

$K_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - 2P_\mu P_\nu / M^2$ ,  $b$  - осцилляторная постоянная,  $M = P^2 = P_0^2 - P_{||}^2$ .

Выполняя интегрирование в /5/ и переходя к пределу  $P_{||} \rightarrow \infty$ , получаем для  $\phi(y)$  окончательно:

$$\phi(y) = \sqrt{\frac{4y}{\pi}} \theta(y) \theta(1-y) \frac{\exp\{-y(1-2y)^2\}}{\operatorname{erf} \sqrt{y}}, \quad /7/$$

где  $y = \frac{M^2}{2b}$ . Как уже отмечалось, функция  $\phi(y)$  является ФР составляющего  $u$ -кварка и /или/ кластера по доле продольного импульса протона  $y$ .

При фиксированном  $y$  выражение /7/ полностью определяет структуру первого уровня.

### 2. КХД-СТРУКТУРА ВТОРОГО УРОВНЯ

Для определения структуры второго уровня найдем ФР токовых кварков и глюонов в крупномасштабных объектах. Как уже отмечалось, эти функции являются решением ЭУ Липатова-Алтарелли-Паризи /9/. Последнее, как известно, определяет лишь  $Q^2$ -зависимость ФР; зависимость ФР от  $x$  фиксируется начальными условиями ЭУ.

Зададим начальные условия ЭУ, т.е. ФР  $f_{i/k}(x, Q_0^2)$  при фиксированном  $Q^2 = Q_0^2$  на основе статистической модели /10/. В модели предполагается возможность восстановления ФР  $f_{i/k}$  во всем интервале  $0 < x < 1$ , на основе поведения этих функций в области малых  $x$ :

$$f_{i/k}(x, Q_0^2) = \hat{A}_{i/k}(\bar{f}_i/x), \quad f_{i/k}(x) \xrightarrow{x \rightarrow 0} \bar{f}_i(x) \quad /8/$$

$i = v, M, g; \quad k = 1; 2.$

Вид оператора  $\hat{A}_{i/k}$  аналогичен приведенному в работе /7/. Выберем затравочные функции  $\bar{f}_i$  в виде:

$$\bar{f}_v(x) = x^{-\alpha}, \quad \bar{f}_M(x) = \frac{r-a}{8x}, \quad \bar{f}_g(x) = ae^{-\beta x}/x. \quad /9/$$

В результате при фиксированном  $Q^2 = Q_0^2$  для объекта, содержащего  $k$ -валентных кварков, получаем:

$$f_{v/k}(x, Q_0^2) = \frac{x^{-\alpha} (1-x)^{\tau-1+(k-1)(1-a)} \Phi(a, \tau+(k-1)(1-a); -\beta(1-x))}{B(1-a, \tau+(k-1)(1-a)) \Phi(a, \tau+k(1-a); -\beta)}, \quad /10/$$

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{M/k}(x, Q_0^2) \\ f_{g/k}(x, Q_0^2) \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{r-a}{8} \\ ae^{-\beta x} \end{array} \right\} \frac{(1-x)^{\tau-1+k(1-a)}}{x} \frac{\Phi(a, \tau+k(1-a); -\beta(1-x))}{\Phi(a, \tau+k(1-a); -\beta)}$$

где  $\Phi(a, b, z)$  - вырожденная гипергеометрическая функция. Выражения /10/ определяют вид начальных условий ЭУ / x-зависимость ФР/ при  $Q^2 = Q_0^2$  для составляющего u-кварка ( $k=1$ ) и кластера ( $k=2$ ).

Не останавливаясь подробно на процедуре нахождения решений ЭУ, изложенной в работах /7,12/, отметим лишь, что для нахождения решения используется вариационный метод пробных функций. Последние выбираются в аналитическом виде /10/, при этом предполагается, что вся  $Q^2$ -зависимость сосредоточена в параметрах  $\gamma, a, \beta$ :

$$a(Q^2) = a^{(0)} + a^{(1)} \cdot s,$$

$$\gamma(Q^2) = \gamma^{(0)} + 16/25 \cdot s,$$

$$\beta(Q^2) = \beta^{(0)} + \beta^{(1)} \cdot s.$$

/11/

Здесь  $s = \ln\left(\frac{\bar{g}^2(Q_0^2)}{\bar{g}^2(Q^2)}\right)$  - эволюционная переменная,  $\bar{g}^2(Q^2)$  - константа связи, вычисленная в главном логарифмическом приближении

$$\frac{\bar{g}^2(Q^2)}{16\pi^2} = \frac{3}{25 \ln Q^2/\Lambda^2},$$

$\Lambda$  - КХД-параметр.

Фиксируя указанным методом параметры в выражениях /11/ /на значения приведены в таблице/, определяем приближенное решение ЭУ, при этом погрешность воспроизведения КХД эволюции выражениями /10/ невелика, однако монотонно растет с ростом  $Q^2$ , достигая 15% при  $Q^2 \approx 400 \text{ ГэВ}^2/c^2$ .

Таким образом, полностью определена КХД-структура второго уровня. При этом зафиксированы все свободные параметры модели /см. таблицу/, поэтому, согласно формулам /2/-/4/, полностью определены искомые ФР кварков и глюонов в протоне. В следующем разделе эти ФР сравниваются с экспериментальными данными.

Таблица

П а р а м е т р ы						Фиксированные постоянные		
$a^{(0)}$	$\gamma^{(0)}$	$\beta^{(0)}$	$\gamma$	$a^{(1)}$	$\beta^{(1)}$	$a$	$Q_0^2$	$\Lambda$
							ГэВ <sup>2</sup> /c <sup>2</sup>	ГэВ
2,537	2,985	0,123	0,001	0,424	-1,640	0	1	0,17

### 3. СРАВНЕНИЕ ПРЕДСКАЗАНИЙ МОДЕЛИ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

На рис.2 дано сравнение в области умеренных значений  $Q^2$  /1 ГэВ<sup>2</sup>/c<sup>2</sup> ≤  $Q^2$  ≤ 15 ГэВ<sup>2</sup>/c<sup>2</sup>/ предсказаний модели с экспериментальными данными по глубоководному  $\mu p$ -рассеянию /18/. Приведенные теоретические кривые по существу являются реперными, по ним фиксируются все свободные параметры модели из условия наилучшего описания данных и одновременного с этим удовлетворения ЭУ.

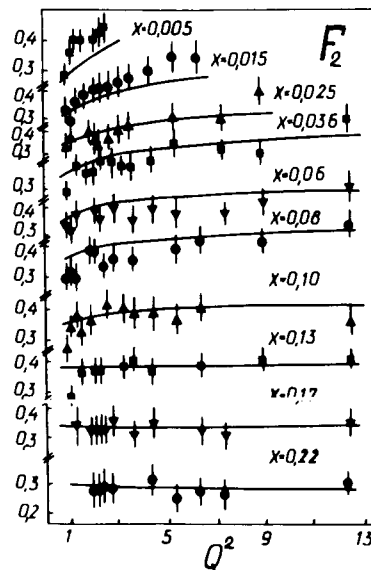


Рис.2. Структурная функция  $F_2^{\mu p}$  процесса  $\mu p \rightarrow \mu X$ . Данные из работы /18/.

На рис.3 приведены экспериментальные точки /2,3,14/ и предсказания ряда моделей /15-17/, включая данную, для отношения ФР d- и u-кварков в протоне  $f_d(x)/f_u(x)$ . Заметим, что поведение  $f_d/f_u \rightarrow (1-x)$  при  $x \rightarrow 1$  наилучшим образом отвечает данным. В работе /18/ этот экспериментальный факт ставится во главу угла - там сразу предполагается, что  $f_d/f_u \sim (1-x)$ .

В настоящей работе указанное предельное поведение достигается путем фиксирования константы  $\alpha = 0$ . При этом предсказания хорошо согласуются с экспериментом. Для значений  $\alpha > 0$  теоретическая кривая  $f_d/f_u$  в области средних и больших значений x лежит выше экспериментальных точек.

На рис.4 приведены экспериментальные данные /6/ и теоретическая кривая для коэффициента продольной асимметрии  $A_1$ , измеряемого в процессах рассеяния поляризованных электронов на поляризованных протонах. Кривая рассчитана по формуле:

$$A_1(x) = \frac{f_u(x) - 0,75f_d(x)}{f_u(x) + 0,25f_d(x) + 5f_M(x)},$$

обоснование которой дано в работе /18/.

На рис.5 и 6 представлены кривые предсказаний модели и экспериментальные данные для отношений структурных функций процессов  $ep \rightarrow eX$  и  $ep \rightarrow eX (\nu p \rightarrow \mu X \text{ и } \mu p \rightarrow \mu X)$ . Таким образом, предсказания модели хорошо согласуются с широким спектром экспериментальных данных.

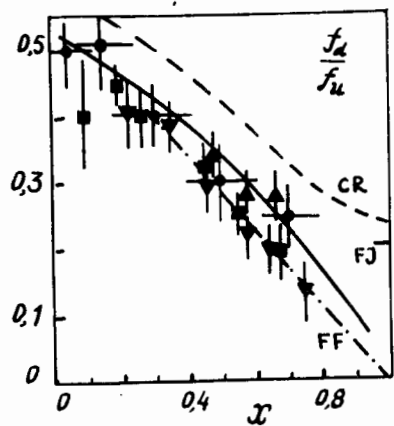


Рис.3. Отношение  $f_d(x)/f_u(x)$ . Данные работ /2,3,14/. FF - кривая из /16/, CR из /17/, FJ - предсказание работы /15/. Сплошная кривая - предсказание модели.

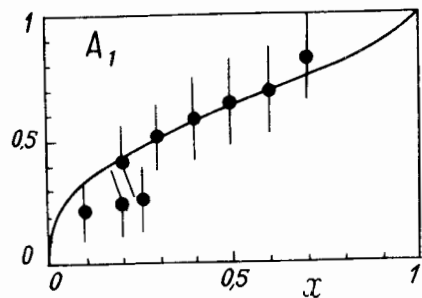


Рис.4. Коэффициент продольной асимметрии. Данные из работы /5/. Кривая - предсказание модели.

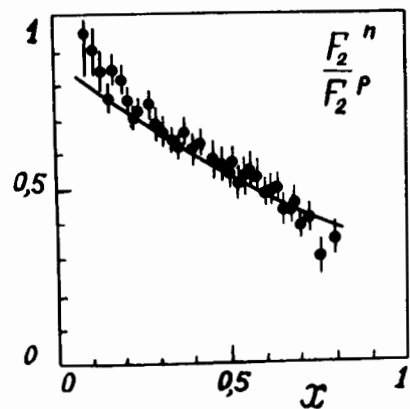


Рис.5. Отношение структурных функций процессов  $e\nu \rightarrow eX$  и  $e p \rightarrow eX$ . Кривая - предсказание модели. Данные из работ /3,4/.

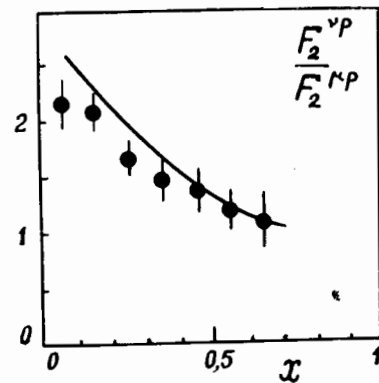


Рис.6. Отношение структурных функций процессов  $\nu p \rightarrow \mu X$  и  $\mu p \rightarrow \mu X$ . Кривая - предсказание модели. Данные из работ /3,4/.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках двухуровневой КХД модели получены партонные ФР кварков и глюонов в протоне. Функции распределения валентных  $u$ - и  $d$ -кварков имеют различную  $x$ -зависимость, причем с ростом  $x$  ФР валентного  $u$ -кварка доминирует, т.е. при  $x \rightarrow 1$  имеет место соотношение  $f_d/f_u \rightarrow 0$ , что находится в согласии с экспериментом. Более быстрое, по сравнению с  $u$ -валентным кварком, падение до нуля ФР валентного  $d$ -кварка при  $x \rightarrow 1$ , объясняется наличием в протоне крупномасштабного структурного образования - кластера из  $u$ - и  $d$ -спектроскопических кварков /как известно, тип спектроскопического кварка определяется типом находящегося в нем валентного кварка-партон/. Оставляя в стороне вопрос о механизме формирования крупномасштабных объектов, заметим, что в области больших значений  $x$ , где существенный вклад вносят когерентные эффекты, наличие кластера - коллективного объекта - представляется весьма вероятным. Таким образом, полученное в настоящей работе различие в ФР  $u$ - и  $d$ -кварков обусловлено по существу когерентными, непертурбативными эффектами, однако связь этих эффектов с операторами высших твистов и  $1/Q^2$ -поправками в настоящее время остается неясной.

Автор выражает глубокую признательность П.С.Исаеву за руководство работой, С.А.Бунятову за интерес к ней. Автор благодарен С.Г.Коваленко и Ю.П.Иванову за плодотворные обсуждения и помощь в расчетах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Atwood W.B. et al. Phys.Lett., 1976, B64, p.479.
2. CDHS-Collaboration. Proceedings of the Int.Conf. Neutrino-82, Hungary, Budapest, 1982.
3. BEBC-CERN Collaboration. Contribution to the Int.Conf. on High Energy Physics, Lisbon, Portugal, 1981.
4. Bodek A. et al. Phys.Rev., 1979, D20, p.1471.
5. Alguard M.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.70; Schuler K.P. XX Int.Conf. Madison, Wisconsin, 1980, p.781; Baum G. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.2000.
6. Altarelli G. et al. Nucl.Phys., 1974, B69, p.531; Cabibbo N., Petronzio R. Nucl.Phys., 1978, B137, p.395; Kanki T. Progr.Theor.Phys., 1976, 56, p.1885; Hwa R.C., Zahir M.S. Phys.Rev., 1981, D23, p.2534.
7. Бедняков В.А. и др. ЯФ, 1983, 37, с.1524.

8. Kizukuri Y., Namiki M., Okano K. Progr.Theor.Phys., 1979, 61, p.559; Han D., Kim Y.S. Progr.Theor.Phys., 1980, 64, p.1852; Kim Y.S., Noz M.E., Oh S.H. J.Math.Phys., 1979, 20, p.1341.
9. Липатов Л.Н. ЯФ, 1974, 20, стр.181.  
Altarelli G., Parisi G. Nucl.Phys., 1977, B126, p.298.  
Curci G. et al. Nucl.Phys., 1980, B175, p.521.
10. Isaev P.S., Kovalenko S.G. Hadronic Journal, 1980, 3, p.919.  
Златев И.С. и др. ЯФ, 1982, 35, с.454; Бедняков В.А. и др. ЯФ, 1982, 36, с.745; Bednyakov V.A. et al. JINR, E2-82-467, Dubna, 1982.
11. Buras A.J. Rev.Mod.Phys., 1980, 52, p.199.
12. Бедняков В.А. ОИЯИ, P2-82-833, Дубна, 1982.
13. Gordon B.A. et al. Phys.Rev., 1979, D20, p.2645.
14. BEBC-CERN Collaboration, BONN-HE-82-17, 1982;  
Contribution to the Int.Conf. on High Energy Physics,  
Lisbon, Portugal, 1981.
15. Farrar G.R., Jackson D. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.1416.
16. Field R.D., Feynman R.P. Phys.Rev., 1977, D15, p.2590.
17. Close F.E., Roberts R.G. Z.Phys., 1981, C8, p.57.
18. Kaur J. Nucl.Phys., 1977, B128, p.219.  
Carlitz R., Kaur J. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.673.

Бедняков В.А.

P2-83-428

Крупномасштабная структура протона  
и кварковые распределения

Наличием кластера из  $u$ - и  $d$ -облаченных /составляющих/ кварков в протоне объясняется в рамках двухуровневой КХД модели более быстрое, по сравнению с  $u$ -кварком, падение до нуля при  $x \rightarrow 1$  функции распределения токового  $d$ -кварка в протоне. Предсказания модели хорошо согласуются с экспериментом.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Bednyakov V.A.

P2-83-428

Large-Scale Structure of the Proton  
and Quark Distribution

Existence of a cluster of  $u$ - and  $d$ -constituent quarks in the proton within the framework of the two-level QCD model accounts for a quicker vanishing of the current  $d$ -quark distribution function at  $x \rightarrow 1$ , as compared with the  $u$ -quark. The predictions of the model are in good agreement with the experiment.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

копия поступила в издательский отдел  
22 июня 1983 года.

Перевод автора