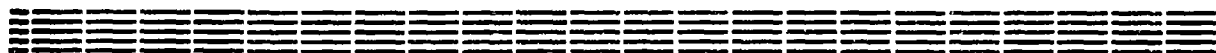


ՏՄ 8807261

Препринт ЕФИ-951(1)-87

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Л.А.ГРИГОРЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОЙ ФУНКЦИИ ПРОТОНА  
В ОБЛАСТИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДАВАЕМЫХ ИМПУЛЬСОВ

ЦНИИатоминформ  
ЕРЕВАН — 1987

Լ.Ա. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

ՊՐՈՏՈՆԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԱՅԻՆ ՓՈՒՆԿՑԻԱՅԻ ՇԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ  
ՇԱՐՃԱՆ ԸՆԿՆԱԿՆԵՐԻ ՄԵՑ ՓՈՒԱՆՑՄԱՆ ՏՐՈՒՅՑՈՒՄ

Եվրոպական մյուլոնային համագործակցության կողմից շարժման քանակների մեծ փոխանցման տիրույթում  $\sim 10\%$  լրիվ սխալով չափված աշտոտների կտուցվածքային ֆունկցիան օգտագործվում է մեծ  $Q^2$ -ների տիրույթը լավագույն ձևով նկատագրող տեսական նմանօրինակ ուղղման համար: Դիտարկվում են ինչպես սկզբնական պայմաններով, այնպես էլ սկսյալինչից շեղման հաշվառման ձևով տարբերվող մի քանի մոդելներ: Լավագույն համընկնում է ստացվում, եթե որպես սկզբնական պայման օգտագործվում է տատանողական ըվտրկային նմանօրինակը, իսկ ԲՔԳ-ի էվոլյուցիան հաշվի է առնվում Լիդաանով-Ալտարելի-Փարիզիի հավասարումների ճշգրիտ լուծման միջոցով:

Երևանի Փիզիկայի ինստիտուտ

ԵՐԵՎԱՆ 1987

Preprint EOM-95I(I)-87

L.A. GRIGORYAN

INVESTIGATION OF THE PROTON STRUCTURE FUNCTION  
IN THE REGION OF HIGH-MOMENTUM TRANSFER

The proton structure function in the region of high-momentum transfer in a wide range of  $x$  with total error of  $\sim 10\%$ , measured by the European muon collaboration (EMC) is used to find the theoretical model which best of all describes the range of large  $Q^2$ . Several models are considered which differ by the choice of initial conditions as well as how they account of the deviation from the scaling. The best agreement is obtained when the oscillator quark model is used as an initial condition and the QCD evolution taken into account by means of precise solution of Lipatov-Altarelli-Parisi equations.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1987

УДК 53:001.1

Л.А.ГРИГОРЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОЙ ФУНКЦИИ ПРОТОНА  
В ОБЛАСТИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДАВАЕМЫХ ИМПУЛЬСОВ

Структурная функция протона в области больших передаваемых импульсов и широкой области  $X$  с полной ошибкой  $\sim 10\%$ , измеренная Европейским мюонным сотрудничеством (ЕМС), используется для определения теоретической модели, наилучшим образом описывающей область больших  $Q^2$ . Рассматриваются несколько моделей различающихся как выбором начальных условий, так и способом учета отклонения от скейлинга. Наилучшее согласие получается, если в качестве начального условия использовать осцилляторную кварковую модель, а КХД-эволюцию учитывать при помощи точного решения уравнений Липатова-Альтарелли-Паризи.

Ереванский физический институт

Ереван 1987

## Введение

Недавно были опубликованы окончательные результаты Европейского мюонного сотрудничества (ЕМС) по измерению структурной функции протона в реакции  $\mu + p \rightarrow \mu' + X$  в области больших передаваемых импульсов [1]. Отличительной особенностью этих данных является широкая область исследованных  $x$  и  $Q^2$  ( $0,02 < x < 0,8$  и  $3 < Q^2 < 190 \text{ ГэВ}^2$ ), а также малая величина полной ошибки  $\Delta F_2^{\text{экc}} < 10\%$  (за исключением области больших  $x$ ).

Ранее ЕМС измерило отношение структурных функций ( $F_2^{(\text{Fe})}/F_2^{(p)}$ ), приведенных на нуклон, и показало, что оно имеет нетривиальное поведение по  $x$  [2]. Этот эффект получил название ЕМС-эффекта и связан с тем фактом, что структурная функция связанного нуклона не совпадает со структурной функцией свободного. Однако это различие невелико ( $\sim 10\%$ ), поэтому для количественного описания ЕМС-эффекта мы должны иметь в своем распоряжении функции распределения кварков и глюонов в протоне с очень высокой точностью.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы путем сравнения известных моделей, описывающих глубоконеупругое рассеяние лептонов на нуклонах с имеющимися экспериментальными данными [1], выявить модель, наилучшим образом описывающую область больших  $Q^2$ , имея в виду последующие применения к ЕМС-эффекту, к процессам типа Дрелла-Яна, рождения частиц с большими поперечными импульсами и т.д. В качестве критерия отбора будем использовать критерий  $\chi^2$ , который в данной работе определяется следующим образом:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[F_2^{(\text{экс})}(x_i, Q_i^2) - F_2^{(\text{теор})}(x_i, Q_i^2)]^2}{[\Delta F_2^{(\text{экс})}(x_i, Q_i^2)]^2}, \quad (1)$$

где  $N$  - число экспериментальных точек ( $N = 92$ ). Также будем использовать  $\bar{\chi}^2$ , приведенное на точку (такое определение удобно, так как количество фитируемых параметров мало):

$$\bar{\chi}^2 = \chi^2 / N. \quad (2)$$

Напомним также, что в квантовой хромодинамике (КХД) структурная функция  $F_2^{(\text{теор})}$  имеет вид:

$$F_2^{(\text{теор})}(x, Q^2) = \frac{4}{9} [u_v(x, Q^2) + u_s(x, Q^2) + \bar{u}_s(x, Q^2)] + \frac{1}{9} [d_v(x, Q^2) + d_s(x, Q^2) + \bar{d}_s(x, Q^2)] + \frac{1}{9} [s_s(x, Q^2) + \bar{s}_s(x, Q^2)] + \frac{4}{9} [c_s(x, Q^2) + \bar{c}_s(x, Q^2)], \quad (3)$$

где  $u, d, s, c (\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \bar{c})$  - функции распределения кварков (антикварков) с соответствующими ароматами, а индексы  $v$  и  $s$  обозначают соответственно валентный и "морской".

При попытке описания области больших  $Q^2$  неизбежно возника-

ет следующая трудность. Эффекты высших твистов существенны до  $Q^2 \approx 25 \text{ ГэВ}^2$ , поэтому было бы естественно выбрать начальные условия для уравнений Липатова-Альтарелли-Паризи [3,4] при  $Q_0^2 \sim 25 \text{ ГэВ}^2$ . К сожалению, большая часть существующих в настоящее время экспериментальных данных лежит в области  $Q^2 < 25 \text{ ГэВ}^2$ , и ее нельзя исключить из рассмотрения. С другой стороны, современное состояние теории не позволяет вычислять вклады высших твистов точно, особенно в области малых  $Q^2$ , где их вклад велик. В моделях твистовые вклады учитываются феноменологически [5,6] или не учитываются в явном виде. Во втором случае происходит переопределение хромодинамического параметра  $\Lambda$ , и повышается чувствительность функций распределения от этого параметра [6].

Другая трудность связана с выбором начальных условий при фиксированном значении  $Q_0^2$  как функций от бьеркеновской переменной  $x$ . Длительное время в КХД не было прогресса в этом направлении, и приходилось делать предположения, выходящие за ее рамки. Делались предположения относительно поведения функций распределения при  $x \rightarrow 0$  (обмен реджеоном) и  $x \rightarrow 1$ , затем они дополнялись предположением, что поведение функций распределения во всей области  $x$  определяется их особенностями при  $x \rightarrow 0$  и  $x \rightarrow 1$ . В результате возникли функции распределения кварков и глюонов вида  $x^\alpha (1-x)^\beta$ , широко применяемые в настоящее время (см. ниже модель Бураса-Гаймерса)\*.

\* В последние два года в этом направлении наметился определенный прогресс. В рамках КХД рассчитаны структурные функции валентных кварков в промежуточной области  $Q^2 \sim 5 - 20 \text{ ГэВ}^2$ , в области малых  $x$  ( $< 0,1$  [7]) и средних ( $0,1 \leq x \leq 0,5$  [8]). К сожалению, точность таких расчетов пока не очень высока ( $\sim 30\%$ ).

Нам кажется, что построение начальных условий без привлечения информации из области средних  $x$  является слишком формальным и грубым приближением. Возникает вопрос: откуда взять информацию об области средних  $x$  ?

Существуют серьезные указания на то, что в области  $Q^2 \sim 1 - 3 \text{ ГэВ}^2$  нуклон с хорошей точностью можно представить в виде трех пространственно разделенных структурных кварков или валонов (см. [9] и приведенную там литературу). В дальнейшем под валоном будем понимать объект, состоящий из валентного кварка со своим облаком глюонов и кварк-антикварковых пар, которые не меняют квантовых чисел валентного кварка. Масса валона  $\sim m_N/3$ . Валон имеет собственный размер  $r_q$ . Для того, чтобы перекрытие валонов в нуклоне было мало, нужно потребовать  $r_q^3 \ll R_N^3$ . Существуют разные оценки отношения  $r_q^2$  к  $R_N^2$ , которые дают  $r_q^2/R_N^2 \sim 1/5 - 1/30$  (см. [10] и приведенную там литературу). В литературе также показано, что валоны являются релятивистскими объектами [11,12]. Такая модель нуклона называется квазиядерной, так как его структура очень похожа на структуру легкого ядра\*. Для получения распределения валонов обычно используют осцилляторную модель, которая дает распределение в области  $0 < x < 1$ . Дополнив его в области  $x \rightarrow 0$  и  $x \rightarrow 1$  поведением, обусловленным обменом реджеоном, мы получили начальные условия в случае модели Анисовича-Азнаурян [10,12] и Le Yaouanc et al [11].

---

\* Заметим, что в КХД возникновение квазиядерной структуры адронов не очевидно. Однако существуют некоторые попытки понять и объяснить этот феномен [13,14,15].

## I. Модель Бураса-Гаймерса

В данной модели [16] вид функций распределений кварков и глюонов берется из обычной партонной модели, однако далее учитываются КХД эффекты (тормозное излучение глюонов и рождение пар), что приводит к зависимости функций распределений еще и от  $Q^2$ . Распределение кварков и глюонов в нуклоне имеет вид (обозначения взяты из работы [16]):

$$\begin{aligned}
 x V_i(x, \bar{s}) &= A_i(\bar{s}) x^{\eta_1^{(i)}(\bar{s})} (1-x)^{\eta_2^{(i)}(\bar{s})}, \quad (i = 3, 8) \\
 x S(x, \bar{s}) &= A_S(\bar{s}) (1-x)^{\eta_S(\bar{s})}, \\
 x G(x, \bar{s}) &= A_G(\bar{s}) (1-x)^{\eta_G(\bar{s})}, \\
 x C(x, \bar{s}) &= A_C(\bar{s}) (1-x)^{\eta_C(\bar{s})},
 \end{aligned} \tag{4}$$

где  $V_i$  - комбинации распределений валентных  $u$  и  $d$  кварков:

$$V_3(x, \bar{s}) = u_v(x, \bar{s}) + d_v(x, \bar{s}), \tag{5}$$

$$V_8(x, \bar{s}) = u_v(x, \bar{s}) - d_v(x, \bar{s}),$$

$S(x, \bar{s})$  - суммарное распределение  $SU(3)$  симметричного неочарованного "моря" ( $\frac{1}{6} S(x, \bar{s}) = u_S = \bar{u}_S = d_S = \bar{d}_S = S_S = \bar{S}_S$ ),

$G(x, \bar{s})$  - распределение глюонов,  $C(x, \bar{s})$  - распределение очарованного "моря". Роль эволюционной переменной играет

$$\bar{s} = \ln \left( \frac{\ln Q^2 / \Lambda^2}{\ln Q_0^2 / \Lambda^2} \right), \tag{6}$$

где  $Q_0^2$  - значение  $Q^2$ , с которого начинается эволюция

$Q_0^2 = 1,8 \text{ ГэВ}^2$ , параметр  $\Lambda = 0,3 \text{ ГэВ}$ .

Авторы [16] предполагают, что  $A_S(\bar{s})$ ,  $A_G(\bar{s})$ ,  $A_C(\bar{s})$ ,  $\eta_S(\bar{s})$ ,  $\eta_G(\bar{s})$ ,  $\eta_C(\bar{s})$  являются функциями от двух первых моментов соответствующих распределений, а те, в свою очередь, являются функциями  $Q^2$ . Для определения вида  $\eta_1^{(i)}(\bar{s})$ ,  $\eta_2^{(i)}(\bar{s})$ ,  $A_i(\bar{s})$  привлекаются двенадцать первых моментов и правила сумм для валентных кварков. Мы не будем приводить здесь явный вид всех этих функций, так как они довольно громоздки и приведены в [16]. Заметим только, что модель содержала большое количество свободных параметров, которые были определены в [16] из сопоставления с экспериментальными данными. При сравнении с новыми данными [1] мы брали значения всех параметров такими, как в [16]. Единственным свободным параметром мы считали  $\Lambda$ . Как отмечалось во введении, величина  $\Lambda$  зависит от неучтенных вкладов высших твистов и должна уменьшаться при увеличении средних  $Q^2$ . Сравнение по критерию  $\chi^2$  показывает, что наилучшее согласие имеет место при  $\Lambda = 0,2 \text{ ГэВ}$ , а не  $\Lambda = 0,3 \text{ ГэВ}$ , как в первоначальной модели (см. рис.1). Однако даже при  $\Lambda = 0,2 \text{ ГэВ}$  согласие по критерию  $\bar{\chi}^2$  достаточно плохое

$$\bar{\chi}^2 = 6,45.$$

Прямое сопоставление модели с экспериментальными данными приведено на рис.2. Видно, что плохое согласие имеет место как в области малых  $x$  ( $x \leq 0,08$ ), так и в области больших  $x$  ( $x \geq 0,45$ ).

## 2. Модель Анисовича-Азнаурян

Данная модель [10,12] является разновидностью квазиядерной модели адронов, в которой распределение структурных кварков

по  $x$  внутри адрона может быть определено из данных по адронным формфакторам при малых  $Q^2$ .

В [10,12] используется простая форма параметризации кварковой волновой функции нуклона

$$\Psi_N \sim \exp(-\alpha_N s),$$

где  $s = (k_1 + k_2 + k_3)^2$  - квадрат суммы 4-импульсов кварков. Свободный параметр  $\alpha_N$  имеет смысл квадрата радиуса конформанта нуклона (и получается равным у Анисовича  $\alpha_N = 2,5 \text{ ГэВ}^{-2}$ ). В системе бесконечного импульса (СБИ)  $s = m_{1\perp}^2/x_1 + m_{2\perp}^2/x_2 + m_{3\perp}^2/x_3$ , где доли импульса  $x_i$  относятся к  $i$ -му кварку,  $m_{i\perp}^2 = m_q^2 + k_{i\perp}^2$  ( $m_q$  - масса кварка), у Анисовича ( $m_q^2 = 0,1 \text{ ГэВ}^2$ ). Распределение структурного кварка по  $x$  при фиксированном  $Q_0^2 \sim 1/r_q^2 = 1 - 3 \text{ ГэВ}^2$  получаем из выражения

$$q_V(x, Q_0^2) = \int d\Omega_3 |\Psi_N|^2 \delta(x_1 - x),$$

где  $d\Omega_3$  - трехчастичный фазовый объем:

$$d\Omega_3 = \frac{d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 d\vec{k}_3}{k_{10} k_{20} k_{30}} p_0 \delta^{(3)}(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 - \vec{p}) = \frac{dx_1 dx_2 dx_3}{x_1 x_2 x_3} d^2 k_{1\perp} d^2 k_{2\perp} d^2 k_{3\perp} \times \delta^{(2)}(\vec{k}_{1\perp} + \vec{k}_{2\perp} + \vec{k}_{3\perp}) \delta(x_1 + x_2 + x_3 - 1).$$

В результате находим распределение кварка в нуклоне:

$$q_V(x, Q_0^2) \sim (1-x)^{3/2} \exp[-2\alpha_N m_q^2 (1+3x)/(1-x)/x]. \quad (7)$$

Для того, чтобы распределение  $q_V(x, Q_0^2)$  имело правильное

поведение при  $x \rightarrow 0$  и  $x \rightarrow 1$  и удовлетворяло законам сохранения импульса

$$\int_0^1 x q_v(x, Q_0^2) dx = 1/3 \quad (8)$$

и числа валентных кварков

$$\int_0^1 q_v(x, Q_0^2) dx = 1, \quad (9)$$

добавим к распределению (7) второй член. Окончательно распределение имеет вид:

$$q_v(x, Q_0^2) = N_1 (1-x)^{3/2} \exp[-2\alpha_N m_q^2 (1+3x)/(1-x)/x] + N_2 \frac{1}{\sqrt{x}} (1-x)^3, \quad (10)$$

$N_1$  и  $N_2$  определяются из условий нормировки (8) и (9),  $q_v = \frac{1}{2} u_v$  или  $d_v$ . В дальнейшем удобно пользоваться суммарным распределением валентных кварков

$$\bar{q}_v(x, Q_0^2) = u_v(x, Q_0^2) + d_v(x, Q_0^2). \quad (11)$$

В настоящей работе нас интересуют распределения кварков в области больших передаваемых импульсов ( $Q^2 \gg Q_0^2 \approx 1 - 3 \text{ ГэВ}^2$ ), т.е. нужен формализм, который связывал бы функции распределений кварков при начальном значении  $Q_0^2$  с функциями распределений при больших  $Q^2$ . Таким формализмом являются уравнения Липатова-Альтарелли-Паризи, решение которых удобно представить в виде [17] (см. также [18]):

$$\begin{aligned} \bar{q}_v(x, Q^2) &= \int_x^1 \frac{dy}{y} \bar{q}_v\left(\frac{x}{y}, Q_0^2\right) \tilde{F}_{vv}(y, t), \\ q_s(x, Q^2) &= \int_x^1 \frac{dy}{y} \bar{q}_v\left(\frac{x}{y}, Q_0^2\right) \tilde{F}_{q_s v}(y, t), \\ G(x, Q^2) &= \int_x^1 \frac{dy}{y} \bar{q}_v\left(\frac{x}{y}, Q_0^2\right) \tilde{F}_{Gv}(y, t), \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\bar{q}_v$ ,  $q_s$ ,  $G$  - соответственно функции распределения валентных кварков (суммарное), "морских" кварков с ароматом  $q$  и глюонов;  $\tilde{F}_{iv}(y, t)$  - плотность вероятности найти в валентном кварке кварк  $i$ -го сорта, уносящий долю  $y$  импульса родительского кварка;  $t$  - эволюционная переменная:

$$t = \frac{16}{33 - 2f} \ln \left( \frac{\alpha_s^0(Q_0^2)}{\alpha_s^0(Q^2)} \right), \quad (13)$$

где  $f$  - число ароматов, а  $\alpha_s^0(Q^2)$  - бегущая константа связи, вычисленная в однопетлевом приближении:

$$\alpha_s^0(Q^2) \approx \frac{12\pi}{(33 - 2f) \ln Q^2/\Lambda^2}. \quad (14)$$

При сопоставлении с экспериментальными данными обычно эволюционную переменную переопределяют [6,17]

$$t = \frac{16}{33 - 2f} \ln \left( \frac{K}{\alpha_s^0(Q^2)} \right), \quad (15)$$

где  $K$  — произвольный параметр, который должен быть зафиксирован из эксперимента. Это объясняют тем, что наличие степенных поправок по  $1/Q^2$ , двухпетлевые добавки к  $\alpha^0$ , пороговые эффекты по массам кварков и другие поправки, приводящие к нарушению главного логарифмического приближения, приводят к перенормировке  $\alpha^0$  в нижнем пределе.

С нашей точки зрения важную роль в такой перенормировке играют дикварки. Действительно, есть серьезные основания ожидать, что в нуклоне помимо структурных кварков существуют компактные структурные дикварки с массой  $m_{qq} \sim 0,5$  ГэВ и с размерами  $r_{qq} \sim 1$  ГэВ<sup>-1</sup> (т.е.  $r_{qq} \approx r_q$ ) [9,19]. Структура таких объектов начинает проявляться при  $Q^2 \gg 1/r_{qq}^2$ , в области меньших  $Q^2$  они выступают как бесструктурные партоны. Возникает уникальная ситуация, когда в ограниченной области небольших  $Q^2$  ( $Q^2 \sim Q_0^2$ ) количество партонов сильно возрастает, что приводит к переопределению (I3), (I4) и возникновению (I5). Из сравнения с экспериментом мы получили:

$$\frac{K}{\pi} \approx 0,7 .$$

Импульсные части волновых функций в модели Анисовича и в релятивистской кварковой модели Азнаурян отличаются тем, что используются разные значения для масс кварков и вместо  $\alpha_N$  фигурирует  $\alpha_N^{-2}$  ( $\alpha_N$  характеризует среднеквадратичный импульс кварков в нуклоне). Выразим эти параметры друг через друга и через радиус конфайнмента нуклона:

$$R_N = \sqrt{\alpha_N} = \sqrt{\frac{1}{6\alpha_N^2} \frac{m_3'^2}{m_q^2}} , \quad (16)$$

где  $m_q$  и  $m'_q$  - соответственно масса кварка у Анисовича и Азнаурян. Теперь подставляя (10) в (12) и используя (15), получим распределение валентных и "морских" кварков и антикварков при больших  $Q^2$ . Подстановка полученных выражений в (3) дает структурные функции, которые и сравниваются с экспериментом. Таблица показывает, что по критерию  $\chi^2$  модель с параметрами Анисовича неудовлетворительно описывает эксперимент ( $\bar{\chi}^2 > 20$ ). В случае подстановки параметров из [12] (параметры определялись с учетом ошибок) согласие лучше ( $\bar{\chi}^2 \approx 6$ ), и по величине  $\bar{\chi}^2$  близко к модели Бураса-Гаймерса. Дальнейшее уменьшение радиуса приводит к улучшению  $\bar{\chi}^2$ , однако вряд ли этому соответствует какая-нибудь физика. Для того, чтобы наглядно показать в какой области  $x$  модель работает плохо, мы привели на рис.3 зависимость  $F_2(x, Q^2)$  как функции  $x$  при фиксированном  $Q^2$ . Сплошная кривая соответствует параметрам Анисовича, заштрихованная область параметрам Азнаурян, что неплохо согласуется с экспериментом при малых  $x$  ( $x \leq 0,4$ ) и существенно хуже при больших  $x$  (см.рис.3). Возвращаясь к теме дикварков, заметим, что включение дикварковой компоненты в волновую функцию нуклона может привести к значительному улучшению согласия с экспериментальными данными в области больших  $x$ , так как средний импульс, уносимый дикварками,  $\sim 2/3$ .

Для сравнения на рис.3 приведен также результат модели Le Yaouanc et al [11] (пунктирная кривая).

### 3. Модель Le Yaouanc et al.

Модель [11] принадлежит к типу квазиядерных моделей и отличается от предыдущих способом построения полной волновой

функции нуклона и перехода в СБМ. При построении кварковой волновой функции нуклона предполагается сильное нарушение  $SU(6)$  симметрии, заключающееся в том, что волновая функция нуклона получается смешиванием волновых функций разных мультиплетов:

$$|P_{11}(940)\rangle = \cos\varphi |(56, L=0^+)_{N=0}, \underline{8}, I=\frac{1}{2}, S_q=\frac{1}{2}\rangle + \sin\varphi |(70, L=0^+)_{N=1}, \underline{8}, I=\frac{1}{2}, S_q=\frac{1}{2}\rangle,$$

где  $N$  - радиальное возбуждение,  $\varphi$  - угол смешивания ( $\varphi = 0$  соответствует ненарушенной  $SU(6)$  симметрии). Далее, выполнив релятивизацию волновой функции и процедуру перехода в СБМ [II], получим:

$$U_V(x, Q_0^2) = \left\{ 2\sqrt{3} \cos^2\varphi + \frac{\sqrt{3}}{8} [3 + 2(R_N m_N)^2 (x - \frac{1}{3})^2 + 3(R_N m_N)^4 (x - \frac{1}{3})^4] \sin^2\varphi - \frac{\sqrt{2}}{2} \cos\varphi \sin\varphi [-1 + 3(R_N m_N)^2 (x - \frac{1}{3})^2] \right\} \frac{(R_N m_N)}{\sqrt{2\pi}} \exp\left\{ -\frac{3}{2} (R_N m_N)^2 (x - \frac{1}{3})^2 \right\}, \quad (I7)$$

$$d_V(x, Q_0^2) = \left\{ \sqrt{3} \cos^2\varphi + \frac{\sqrt{3}}{16} [3 + 2(R_N m_N)^2 (x - \frac{1}{3})^2 + 3(R_N m_N)^4 (x - \frac{1}{3})^4] \sin^2\varphi + \frac{\sqrt{2}}{2} \cos\varphi \sin\varphi [-1 + 3(R_N m_N)^2 (x - \frac{1}{3})^2] \right\} \frac{(R_N m_N)}{\sqrt{2\pi}} \exp\left\{ -\frac{3}{2} (R_N m_N)^2 (x - \frac{1}{3})^2 \right\}, \quad (I8)$$

где  $R_N$  и  $m_N$  - радиус и масса нуклона. Для получения окончательного вида функций распределений валентных кварков добавим к (I7), (I8) второй член из тех же соображений, что и в (I0). Например в случае  $\varphi = 0$  получим:

$$q_V(x, Q_0^2) = N_1 \exp\left[ -\frac{3}{2} (R_N m_N)^2 (x - \frac{1}{3})^2 \right] + N_2 \frac{1}{\sqrt{x}} (1-x)^3. \quad (I9)$$

Это распределение не обладает правильным поведением при  $x \rightarrow 1$ ,

однако, как будет видно из дальнейшего, ситуацию легко исправить (на количественных результатах изменения в области  $x \rightarrow 1$  не сказываются).

В [II] авторы использовали смешивание для того, чтобы описать отношение  $F_2^{(en)}/F_2^{(ep)}$  и получили для  $\psi$  значение  $\psi = -20^\circ$ . Мы не думаем, что это правильный путь для описания отношения структурных функций. Видимо, более правильным является учет дикварковых и трикварковых компонент волновой функции нуклона [9]. Тем не менее мы вычисляли структурные функции при трех значениях  $\psi$ :  $\psi = 0^\circ$ ,  $\psi = -20^\circ$ ,  $\psi = -40^\circ$ . В первых двух случаях полученные результаты различаются не сильно, однако дальнейшее увеличение угла  $\psi$  приводит к ухудшению согласия с экспериментом. (Вычисления проводились так же, как в случае 2). Сопоставление показало, что модель хорошо описывает существующие экспериментальные данные ( $\bar{\chi}^2 \approx 1/3$ ) (см. рис.4). На рис.5 приведено распределение валентных (верхняя кривая) и "морских" (нижняя кривая) кварков при фиксированном  $Q^2$ . Феноменологический учет высших твистов [I] еще более улучшает согласие:

$$F_2(x, Q^2) = F_2^{KXD} \left( 1 + \frac{1,7x^{3,1}}{(1-x)Q^2} \right), \quad (20)$$

$$\left( \bar{\chi}^2 = \frac{28,3}{92} \right).$$

Некоторые авторы предполагают, что в начальном состоянии, наряду с валентными кварками, может существовать некоторое количество глюонов и кварк-антикварковых пар. Чтобы проверить такую возможность, мы рассмотрим случай, когда 10% импульса нук-

лона в начальном состоянии уносят невалентные частицы. Такое рассмотрение можно провести без конкретной параметризации функции распределения "морских" объектов, если рассматривать область относительно больших  $x$  ( $x \geq 0,25$ ), где существенна несинглетная часть структурной функции. В этом случае наличие в начальном состоянии невалентных частиц приводит только к изменению распределения импульса в начальном состоянии и, как следствие, к переопределению  $K$ . Сравнение с экспериментальными данными при  $x \geq 0,25$  показывает существенное ухудшение согласия в этом случае.

Для описания экспериментальных данных использовались также другие распределения, близкие к (19) и имеющие правильное поведение при  $x \rightarrow 0$  и  $x \rightarrow 1$ :

$$q_v(x, Q_0^2) = \left( N_1^{(1)} + \frac{N_2^{(1)}}{x^{\alpha_1}} \right) \frac{1}{\left[ 1 + \left( \frac{\beta_1}{1-x} \right)^{\beta_1} \right]} \exp \left[ - \frac{3}{2} (R_N m_N)^2 \left( x - \frac{1}{3} \right)^2 \right], \quad (21)$$

$$q_v(x, Q_0^2) = N_1^{(2)} \exp \left[ - \frac{3}{2} (R_N m_N)^2 \left( x - \frac{1}{3} \right)^2 \right] / \left[ 1 + \left( \frac{\beta_2}{1-x} \right)^{\beta_2} \right] + N_2^{(2)} (1-x)^3 / x^{\alpha_2}. \quad (22)$$

Наилучшее согласие получается при тех же  $R_N$ ,  $K$ , что и в случае распределения (19). Варьирование параметров  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$  (основное значение  $\alpha_i = 0,5$ ;  $\beta_i = 3$ ) на 10% приводит к изменению  $\chi^2$  на 5%,  $\beta_i$  варьировалась в пределах  $0 \leq \beta_i \leq 0,1$ , наилучшее согласие с экспериментальными данными получается на нижнем пределе. По критерию  $\chi^2$  согласие распределений (21), (22) с экспериментальными данными того же порядка, что и распределение (19). И наконец, заметим, что распределение (22) при значениях параметров  $\alpha_2 = 1/2$ ,  $\beta_2 = 3$ ,  $\beta_2 = 0$  переходит в распределение (19).

## Заклучение

В настоящее время существует множество моделей, претендующих на описание лептон-нуклонных реакций в глубоконеупругой области. Охватить все в одной работе не представляется возможным. Мы и не ставили себе такой задачи. На примере модели Бураса-Гаймерса мы хотели показать, что модель, хорошо описывающая область средних  $Q_2^2 (Q_2^2 \sim 5 - 20 \text{ ГэВ}^2)$ , может совершенно неудовлетворительно описывать область больших передаваемых импульсов (а ведь упрощенные варианты модели Бураса-Гаймерса широко применяются при объяснении ЕМС-эффекта именно в этой области).

В работе большое внимание уделяется квазидерной модели, которая имеет то преимущество, что дает простую и физически ясную картину при  $Q_0^2 \sim 1 - 3 \text{ ГэВ}^2$  в средней области  $x$  и может применяться в качестве начального условия при рассмотрении больших  $Q^2$ .

Автор благодарен А.Ц.Аматуни, С.Г.Матиняну, Н.Д.Тер-Исаакяну и В.А.Шахбазяну за внимание к работе и полезные обсуждения.

Таблица

| №№  | $t_0^{\text{жжж}}$ | $\Lambda^{\text{ж}}$ (ГэВ) |          | $R_N, \text{ГэВ}^{-1}$ | $\chi^2$       |
|-----|--------------------|----------------------------|----------|------------------------|----------------|
| 1.  | 1,18               | 0,12-0,20                  | Анисович | 2,5                    | 2171-2091      |
| 2.  | 1,30               | 0,12;0,13                  |          | 2,5                    | 1965,1965      |
| 3.  | 1,42               | 0,12-0,20                  |          | 2,5                    | 2089-2159      |
| 4.  | 0,22               | 0,12-0,20                  | Азнаурян | макс 1,214             | 1364-1351      |
| 5.  | 1,30               | 0,12;0,13<br>0,14          |          | 1,214                  | 1356,1360,1368 |
| 6.  | 1,42               | 0,12-0,20                  |          | 1,214                  | 1582-1675      |
| 7.  | 1,30               | 0,12;0,13                  |          | сред 0,923             | 897,903        |
| 8.  | 1,18               | 0,12-0,20                  |          | мин. 0,713             | 555-542        |
| 9.  | 1,30               | 0,12;0,13                  |          | 0,713                  | 606,613        |
| 10. | 1,42               | 0,12-0,20                  |          | 0,713                  | 921-1034       |
| 11. | 1,30               | 0,12;0,13                  |          | 0,50                   | 369,376        |
| 12. | 1,30               | 0,12;0,13                  |          | 0,40                   | 283,290        |
| 13. | 1,30               | 0,12;0,13                  |          | 0,30                   | 216,282        |
| 14. | 1,30               | 0,12;0,13                  |          | 0,10 <sup>жжж</sup>    | 126,130        |

ж)  $\Lambda$  изменяются на 1/100 ГэВ

жж) При дальнейшем уменьшении радиуса  $\chi^2$  существенно не меняется

$$\text{жжж) } t_0 = \frac{16}{27} \ln \left( \frac{K}{\alpha^0 (Q^2=4)} \right)$$

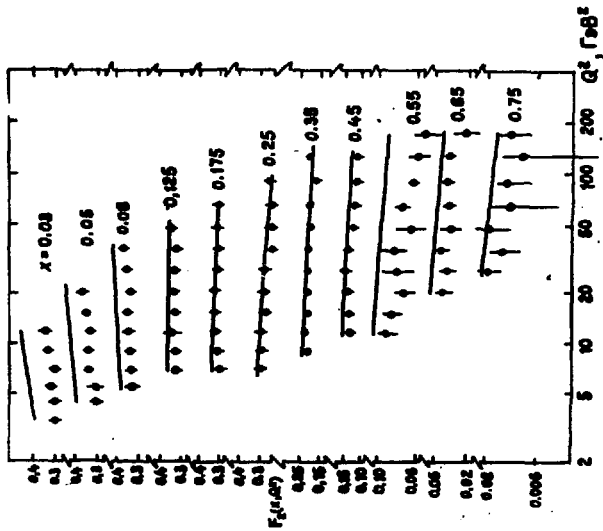
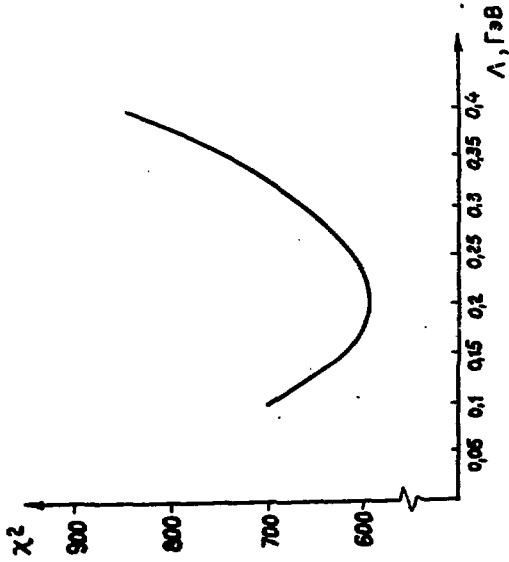


Рис.1  $\chi^2$  как функция квантовомеханического параметра  $\lambda$

в модели [16]. Минимальное  $\chi^2$  соответствует значе-

нию  $\lambda \approx 0.2$  ГэВ

Рис.2 Структурная функция протона как функция переданного импульса  $Q^2$  при фиксированных значениях  $\chi$ . Экспериментальные точки взяты из [1]. Сплошные кривые соответствуют модели из [16]



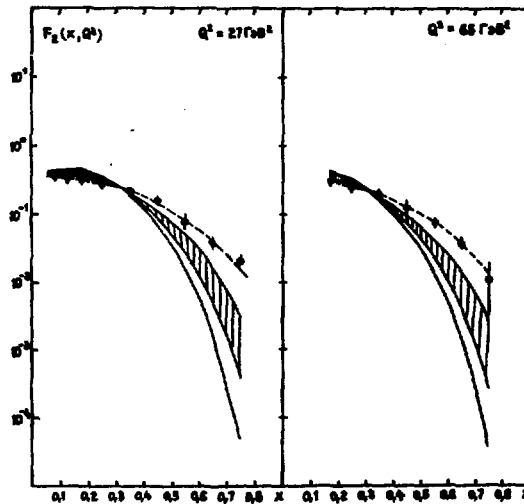


Рис.3 Структурная функция протона, как функция от  $x$  при фиксированных значениях  $Q^2$ . Экспериментальные точки из [1]. Сплошная кривая, пунктирная кривая и заштрихованная область соответствуют расчетам с разными начальными условиями [10, 11, 12]

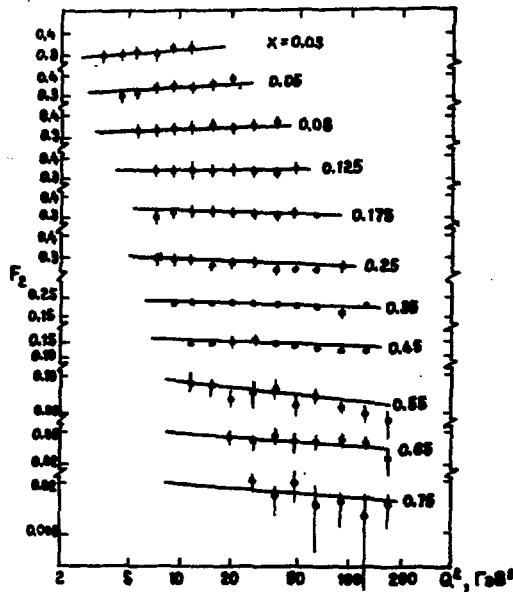


Рис.4 Структурная функция протона, как функция от  $Q^2$  при фиксированных  $x$ . Данные из [1]. В качестве начального условия использована модель из [11]

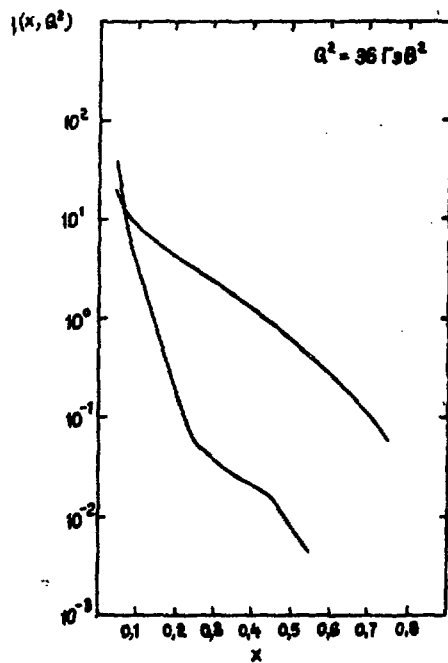


Рис.5 Распределение валентных (верхняя кривая) и "морских" (нижняя кривая) кварков при фиксированных  $Q^2$ . В качестве начального условия взята модель из [II]

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aubert J.J., Bassompierre G., Becks K.H. et al. A detailed study of the proton structure functions in deep inelastic muon-proton scattering. Nucl.Phys., 1985, vol.B259, p.189.
2. Aubert J.J., Bassompierre G., Becks K.H. et al. The ratio of the nucleon structure functions  $F_2^N$  for iron and deuterium. Phys.Lett., 1983, vol.123B, p.275.
3. Altarelli G., Parisi G. Asymptotic freedom in parton language. Nucl.Phys. 1977, vol.B126, p.298.
4. Докшицер Ю.Л. Вычисление структурных функций глубоконеупругого рассеяния и  $e^+e^-$ -аннигиляции по теории возмущений в квантовой хромодинамике. ЖЭТФ, 1977, т.73, с.1216
5. Исаев П.С. Квантовая электродинамика в области высоких энергий. М.: Энергоиздат, 1984 .
6. Abbott L.F., Barnett R.M. The effect of  $1/Q^2$  and  $\alpha_s$  corrections on tests of QCD. SLAC-PUB-2325, 1979.
7. Ioffe B.L., Kaidalov A.B. Distributions of valence quarks in hadrons at small x in QCD. Phys.Lett., 1985, vol.150B, p.374.
8. Ioffe B.L. Structure functions of deep inelastic scattering in the region of intermediate x in QCD. ITEP-131, 1985.
9. Анисович В.В., Волковицкий П.Э., Повзун В.И. Описание глубоко неупругих процессов в составной модели кварков. ЖЭТФ, 1976, т.70, с.1613.
10. Anisovich V.V., Kobrinsky M.N., Nyiri J., Shabelsky Yu.M.

- Secondary particle spectra in hadron-hadron and hadron nucleus collisions in the framework of the additive quark model and quark statistics. *Z.Phys.C-Particles and Fields*, 1985, vol.27, p.87.
11. Jaouanc Le A, Oliver L., Pene O., Raynal J.C. SU(6) strong breaking: structure functions and static properties of the nucleon. *Phys.Rev.*, 1975, vol.D12, p.2137.
  12. Азнаурян И.Г. Автореферат докторской диссертации, Ереван, 1985.
  13. Shuryak E.V., Vainshtein A.I. Theory of power corrections to deep inelastic scattering in quantum chromodynamics(I)  $q^{-2}$  effects. *Nucl.Phys.*, 1982, vol.B199, p.451.
  14. Shuryak E.V. The role of instantons in quantum chromodynamics. *Nucl.Phys.*, 1982, vol.B203, p.93, 116, 140.
  15. Dyakonov D.I., Petrov V. Yu. Instanton-based vacuum from Feynman variational principle. *Nucl.Phys.*, 1984, vol.B245, p.259.
  16. Buras A.J., Gaemers K.J.F. Simple parametrizations of parton distributions with  $q^2$  dependence given by asymptotic freedom. *Nucl.Phys.*, 1978, vol.B132, p.249.
  17. Martin F. Results on nucleon structure functions in quantum chromodynamics. *Phys.Rev.*, 1979, vol.D19, p.1382.
  18. Grigoryan L.A., Shakhbazyan V.A. EMC -effect and QCD evolution of the three-quark nucleon picture. Preprint EPI-844(71)-85, 1985.
  19. Лаперашвили Л.В. Динамическая роль дикварков в процессах инклюзивного рождения протонов. *ЯФ*, 1982, т.35, с.742.

Рукопись поступила 19 ноября 1986 г.

**Л.А.ГРИГОРЯН**

**ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОЙ ФУНКЦИИ ПРОТОНА В ОБЛАСТИ  
БОЛЬШИХ ПЕРЕДАВАЕМЫХ ИМПУЛЬСОВ**

**Редактор Л.П.Мукаян**

**Технический редактор А.С.Абрамян**

---

Подписано в печать 26/1-87г.

ВФ-05917. Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч.изд.л. 1,0

Тираж 299 экз. Ц. 15 к.

Зак.тип. 30

Индекс 3624

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте  
Ереван 36, Маркаряна 2

The address for requests:  
Information Department  
Yerevan Physics Institute  
Markaryan St., 2  
Yerevan, 375036  
Armenia, USSR

**индекс 3624**



**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**