

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



R-562

P2 - 11674

С.Г.Коваленко, В.Г.Малышкин

4663 / 2-78

ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ
ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
С НАРУШЕННЫМ СКЕЙЛИНГОМ

1978

P2 - 11674

С.Г.Коваленко, В.Г.Малышкин

ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ
ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
С НАРУШЕННЫМ СКЕЙЛИНГОМ

Направлено в ЯФ

Коваленко С.Г., Малышкин В.Г.

P2 - 11674

Партонная модель глубоконеупругого рассеяния с нарушенным скейлингом

Предложена модель глубоконеупругого рассеяния, в которой функции распределения партонных и глюонных нуклона зависят от квадрата переданного 4-импульса. Специфический вид этой зависимости получен на основании ряда предположений. В частности, предполагается наличие партон-глюонного взаимодействия ренормируемого типа, учет которого проводится в модели полуперенормированно-феноменологически. Конечные результаты сравниваются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Kovalenko S.G., Malyshkin V.G.

P2 - 11674

Parton Model for Deep Inelastic Scattering with Broken Scaling

A model of deep inelastic scattering is proposed. In the model parton and gluon distribution functions inside a nucleon depend on the four-momentum transfer squared. A specific form of scaling violation is obtained on the basis of a number of physical assumptions. In particular, a presence of the parton-gluon renormalizable type interaction is suggested and this is taken into account in a semi-phenomenological fashion. The model predictions are compared with experimental data.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

ВВЕДЕНИЕ

Попытки теоретически объяснить экспериментальные данные по глубоконеупругому рассеянию привели в свое время к партонной картине взаимодействия элементарных частиц^{1/}. Благодаря своей простоте, а также успехам в качественном и количественном описании таких эффектов, как глубоконеупругое рождение лептонных пар, инклюзивное рождение адронов, реакции с большими поперечными импульсами, струйное рождение частиц и ряд других, партонная модель довольно быстро приобрела широкую популярность.

В последние годы в экспериментах по глубоконеупругому eN - μN - и νN -рассеянию было обнаружено слабое /порядка 10%/ отклонение от скейлинга в поведении структурных функций этих процессов^{2/}. Это привело к необходимости усовершенствования партонной модели и пересмотру некоторых ее основных положений. В настоящее время имеется ряд работ, содержащих анализ^{3/} и различные модификации партонной модели с позиций квантовой теории поля /КТП/ и, в первую очередь, асимптотически свободных теорий. Так, например, в работе^{4/} в рамках квантовой хромодинамики предлагается модифицированное партонное описание с использованием функции распределений партонных и глюонных в адронах, зависящих от квадрата переданного импульса Q^2 . Основу подхода составляет уравнение эволюции функций распределения по Q^2 , для решения которого в качестве начального значения необходимо знание функциональной зависимости функций распределения от

переменной $x = Q^2/2M\nu$ при некотором фиксированном значении Q^2 . Большинство положений данного подхода имеет под собой прочную теоретико-полевую основу, но его слабым местом, на наш взгляд, является выбор начального распределения. Обычно зависимость берется из параметризаций экспериментальных данных, но при этом следует соблюдать известную осторожность. Уравнение эволюции - это довольно сложное интегродифференциальное уравнение, и его решение в значительной степени определяется функциональным видом начального распределения. Кажется разумным требование, чтобы при выборе начального распределения мы руководствовались соображениями, пусть не всегда строгими, но физически обоснованными.

Именно поэтому в данной работе мы решили обратиться к хорошо известной модели Кути-Вайскопфа^{/5/}. Эта модель представляет собой простую конкретную реализацию партонной модели, основу которой составляет аналогия между партон-глюонным газом и системой "эквивалентных фотонов" в квантовой электродинамике. В настоящей работе мы попытались использовать эту аналогию более полно.

В разделе 1 сформулированы основные предположения модели и получен явный вид структурных функций для случая глубокоэластического $e(\mu)N$ -рассеяния. Новым и, пожалуй, главным явилось предположение о ренормируемом характере партон-глюонного взаимодействия, что позволило довольно естественно параметризовать зависимость инвариантного заряда от Q^2 для данного взаимодействия.

Раздел 2 посвящен сравнению результатов расчетов, выполненных в рамках нашей модели, с экспериментальными данными. Модель содержит три свободных параметра: константу связи партон-глюонного взаимодействия; феноменологический параметр, характеризующий тип данного взаимодействия, а также параметр, учитывающий определенные статистические свойства глюонного газа. При сравнении были использованы последние данные по дифференциальным сечениям^{/2/} и коэф-

фициентам асимметрии для глубокоэластического $e p$ -рассеяния. Для 156 рассмотренных экспериментальных точек значение $\chi^2/n_a = 0,7$.

1. МОДЕЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРТОНОВ И ГЛЮОНОВ В НУКЛОНЕ

Перечислим основные предположения нашей модели.

1. Так же как в работе^{/5/}, мы будем предполагать, что нуклон состоит из трех "валентных" кварков, определяющих его квантовые числа, и "моря" партон-антипартонных пар и нейтральных векторных глюонов.

2. Одночастичное распределение "валентных" кварков выбирается в виде

$$f(x) = \frac{x^{1-\alpha(0)}}{\sqrt{x^2 + \frac{A_2^2}{p^2}}}, \quad /1/$$

где $\alpha(0) = 1/2$ - интерсепт A_2 - мезонной реджевской траектории; x - доля продольного импульса p нуклона, переносимая партоном массы μ .

Эти два предположения без изменения перенесены нами из работы^{/5/}. Они позволяют правильно воспроизвести реджевский характер асимптотики амплитуды виртуального комптон-эффекта. Последующие предположения представляют собой дальнейшую модификацию нашей модели, рассмотренной в работе^{/7/} и, на наш взгляд, являются решающими при описании нарушения скейлинга.

3. Мы будем предполагать, что партон-глюонное взаимодействие описывается некоторой ренормируемой схемой, а нарушение скейлинга обусловлено эффектом поляризации физического вакуума /или, что то же самое, "моря" глюонов и партон-антипартонных пар, являющегося результатом данного взаимодействия/.

4. Предполагается аналогия между системой "эквивалентных фотонов" в квантовой электродинамике и "морем" партон-антипартонных пар нуклона. Эту аналогию мы будем понимать в смысле соответствия между видом функций

распределения партонов и глюонов "моря" и спектром "эквивалентных фотонов". Данное предположение кажется оправданным, по крайней мере, в случае больших переданных импульсов и малой константы связи ^{/1/}.

Напомним, что спектр "эквивалентных фотонов" имеет вид

$$f(E) = \frac{\alpha}{E}, \quad /2/$$

где α - константа связи электромагнитного взаимодействия, E - энергия фотона. С учетом предположения 4 функции распределения партонов "моря" ϕ и глюонов ψ выбираются в виде:

$$\phi(x) = \frac{g}{3} \cdot \frac{1}{\sqrt{x^2 + \frac{\mu^2}{g^2}}}, \quad \psi(x) = \frac{g \cdot e^{-\beta x}}{\sqrt{x^2 + \frac{\mu^2}{g^2}}}. \quad /3/$$

Здесь g - константа связи партон-глюонного взаимодействия. Заметим, что в отличие от функции распределения ϕ функция ψ имеет дополнительно больцмановский множитель $e^{-\beta x}$. Подобный выбор был сделан нами ранее в работе ^{/7/}. В ней было показано, что с точки зрения достоверного описания экспериментальных данных ^{/8/} больцмановское распределение для глюонов более предпочтительно, чем распределение, пропорциональное фазовому объему. В пользу такого выбора говорит и тот факт, что глюонный газ в ядре, по-видимому, имеет довольно большую плотность, которая значительно превосходит плотность газа партонов /по крайней мере, известно, что более 70% импульса нуклона переносится нейтральными глюонами/, а следовательно, его разумно описывать равновесным статистическим распределением, каким и является распределение Больцмана.

Учет поляризации вакуума /см. предположение 3/ приводит к замене величины g в формулах /3/ инвариантным зарядом $\bar{g}(Q^2)$. Ультрафиолетовая асимптотика $\bar{g}(Q^2)$ в ренормируемых однозарядных теориях определяется уравнением Гелл-Манна-Лоу ^{/9/}:

$$\int_g^{\bar{g}(L,g)} dx / \beta(x) = L, \quad /4/$$

где

$$\beta(x) = \frac{\partial \bar{g}(x, L)}{\partial L} \Big|_{L=0}, \quad /5/$$

$L = \ln Q^2 / \Lambda^2$, Λ - точка нормировки, а g - затравочная константа связи. В однопетлевом приближении из формул /4/ и /5/ следует хорошо известное выражение для $\bar{g}(Q^2)$:

$$\bar{g}(Q^2) = \frac{g}{1 + \alpha \ln Q^2}. \quad /6/$$

Здесь выбрана точка нормировки $\Lambda = 1 / Q^2$ при этом измеряется в $\Gamma \cdot B^2$, величина α зависит от конкретного вида лагранжиана партон-глюонного взаимодействия и является свободным параметром модели. Еще раз подчеркнем, что на данном этапе существенным было предположение о ренормируемом характере партон-глюонного взаимодействия.

Используя формулы /1/, /3/, /6/, можно получить явные выражения для функций распределения партонов и глюонов в нуклоне. Согласно работам ^{/5,7/}, эти функции имеют вид

$$\frac{1}{2} G_{1v}^p(x, Q^2) = G_{2v}^p(x, Q^2) = Z \lim_{P \rightarrow \infty} \{f(x, Q^2) \hat{A}^{(2)}[f, \phi, \psi]\},$$

$$G_{1c}^p(x, Q^2) = G_{2c}^p(x, Q^2) = G_{3c}^p(x, Q^2) =$$

$$= Z \lim_{P \rightarrow \infty} \{\phi(x, Q^2) \hat{A}^{(3)}[f, \phi, \psi]\},$$

$$G_{oc}^p(x, Q^2) = Z \lim_{P \rightarrow \infty} \{\psi(x, Q^2) \hat{A}^{(3)}[f, \phi, \psi]\}. \quad /7/$$

Здесь $G_{1v}^p, G_{1c}^p, G_{oc}^p$ - функции распределения в протоне соответственно для валентных партонов, партонов "моря" и глюонов, i -го типа партона, Z - постоянная норми-

ровки. Действие оператора $\hat{A}^{(k)}$ на функции f, ϕ и ψ определяется соотношением

$$\hat{A}^{(k)}[f, \phi, \psi] = \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \cdot e^{i(1-x)\xi} \left[\int_0^{\infty} dr \cdot e^{-i\xi r} f(r, Q^2) \right]^k \times \\ \times \exp \left[\int_0^{\infty} d\sigma \cdot e^{-i\xi\sigma} (3\phi(\sigma, Q^2) + \psi(\sigma, Q^2)) \right]. \quad /8/$$

Таким образом, окончательные выражения нормированных функций G имеют вид

$$G_{2\nu}^p(x, Q^2) = \frac{x^{-1/2}(1-x)^{2\bar{g}(Q^2)}}{B\left(\frac{1}{2}, 2\bar{g}(Q^2)+1\right)} \cdot \frac{\Phi(\bar{g}(Q^2), 2\bar{g}(Q^2)+1, -\beta(1-x))}{\Phi(\bar{g}(Q^2), 2\bar{g}(Q^2)+\frac{3}{2}, -\beta)};$$

$$G_{1c}^p(x, Q^2) = \frac{\bar{g}(Q^2)}{3} \cdot \frac{(1-x)^{2\bar{g}(Q^2)+\frac{1}{2}}}{x} \cdot \frac{\Phi(\bar{g}(Q^2), 2\bar{g}(Q^2)+\frac{3}{2}, -\beta(1-x))}{\Phi(\bar{g}(Q^2), 2\bar{g}(Q^2)+\frac{3}{2}, -\beta)};$$

$$G_{oc}^p(x, Q^2) = 3 \cdot e^{-\beta x} \cdot G_{1c}^p(x, Q^2). \quad /9/$$

$\Phi(a, \beta, z)$ - вырожденная гипергеометрическая функция.

Для нахождения структурных функций W_1, W_2 и коэффициентов асимметрии $\Delta_{||}$ и Δ_{\perp} в случае глубоконеупругого $e(\mu) N$ -рассеяния мы воспользуемся обычными формулами партонной модели:

$$\nu W_2^p(x, Q^2) = x [G_{2\nu}^p(x, Q^2) + \frac{2}{3} G_{1c}^p(x, Q^2)] = x F_1^p(x, Q^2),$$

$$\nu W_2^n(x, Q^2) = \frac{2}{3} x [G_{2\nu}^p(x, Q^2) + G_{1c}^p(x, Q^2)] = x F_1^n(x, Q^2),$$

$$2M_N W_1^{p,n}(x, Q^2) = x^{-1} \nu W_2^{p,n}(x, Q^2) = F_1^{p,n}(x, Q^2). \quad /10/$$

$$\Delta_{||} = \frac{5}{18} \cdot \frac{(E+E'\cos\theta) M_N^{-1} G_{2\nu}^p(x, Q^2) \nu^{-1}}{W_1^p(x, Q^2) + \frac{1}{2} \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} W_2^p(x, Q^2)}$$

$$\Delta_{\perp} = \frac{5}{18} \cdot \frac{E' \sin\theta \cdot G_{2\nu}^p(x, Q^2) M_N^{-1} \nu^{-1}}{W_1^p(x, Q^2) + \frac{1}{2} \cdot \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \cdot W_2^p(x, Q^2)}. \quad /11/$$

Моменты структурных функций $F_1^{n,p}$ определяются стандартным образом:

$$J_k^n(Q^2) = \int_0^1 dx \cdot x^k \cdot F_1^n(x, Q^2) = \frac{2}{3} [i_k^v(Q^2) + i_k^c(Q^2)],$$

$$J_k^p(Q^2) = i_k^v(Q^2) + \frac{2}{3} i_k^c(Q^2). \quad /12/$$

В нашей модели функции $i_k^{v,c}(Q^2)$ имеют вид

$$i_k^v(Q^2) = \frac{B(2\bar{g}(Q^2)+1, k+\frac{1}{2}) \Phi(\bar{g}(Q^2), 2\bar{g}(Q^2)+k+\frac{3}{2}, -\beta)}{B(2\bar{g}(Q^2)+1, \frac{1}{2}) \Phi(\bar{g}(Q^2), 2\bar{g}(Q^2)+\frac{3}{2}, -\beta)},$$

$$i_k^c(Q^2) = \frac{\bar{g}(Q^2)}{3} B(2\bar{g}(Q^2)+\frac{3}{2}, k) \frac{\Phi(\bar{g}(Q^2), 2\bar{g}(Q^2)+k+\frac{3}{2}, -\beta)}{\Phi(\bar{g}(Q^2), 2\bar{g}(Q^2)+\frac{3}{2}, -\beta)}$$

/13/

Приведенные выше формулы содержат три свободных параметра: \bar{g}, a и β . Значения этих параметров будут определены нами в следующем разделе при сравнении предсказаний модели с данными экспериментов по глубоконеупругому $e p$ -рассеянию.

2. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

С помощью формул /6/, /9/ и /10/ были проанализированы экспериментальные данные группы SLAC для дифференциальных сечений глубоконеупругого ер-рассеяния, включающие 164 точки^{/2/}. При анализе учитывались как статистические, так и систематические ошибки эксперимента. Мы отбросили 8 точек, имевших большие парциальные значения χ^2 . При $\theta=60^\circ$, $E=6,5 \text{ ГэВ}$ и $W=1,075; 1,175; 1,450; 1,475; 1,500; 1,650; 1,700; 1,725 \text{ ГэВ}$. В результате анализа были получены следующие значения для параметров модели:

$$g = 0,6753$$

$$a = -0,1464,$$

$$b = -2,4892$$

/14/

$/\chi^2/\bar{\chi}^2 \approx 0,96/$. На рис. 1,2 приведены кривые для дифференциальных сечений нашей модели при $\theta=50^\circ, 60^\circ$ и соответствующие экспериментальные данные. С помощью формул /11/ в явном виде определяется коэффициент асимметрии $A = \Delta_{||}/D$ (здесь $D = \frac{(E-E')}{E(1+\epsilon R)}$, $\epsilon = [1+2(1-\nu^2/q^2)\text{tg}^2\frac{\theta}{2}]^{-1}$, $R = \sigma_L/\sigma_\perp$) в случае глубоконеупругого рассеяния поляризованных лептонов на поляризованных протонах. На рис. 3 показаны соответствующие кривые для $E=9,711; 12,948 \text{ ГэВ}$ и $\theta=9^\circ$. Из рисунка видно, что предсказываемые нашей моделью значения коэффициента асимметрии находятся в хорошем согласии с полученными недавно экспериментальными данными^{/6/}. В качестве иллюстрации на рис. 4 мы привели графики зависимости первых моментов структурных функций нейтрона и протона от $Q^2, J_1^n(Q^2)$ и $J_1^p(Q^2)$

/правые части правил сумм Каллана-Гросса^{/10/}. Мы видим, что с ростом Q^2 первые моменты монотонно убывают, а средние значения J_1^n и J_1^p при Q^2 вплоть до 100 ГэВ^2 равны соответственно 0,12 и 0,17.

Рассмотренные нами экспериментальные данные охватывают довольно широкую кинематическую область: $4 < Q^2 < 30 \text{ ГэВ}^2$, $0,34 < x < 0,97$ - и, как видно из приведенных ниже рисунков, достаточно хорошо описываются нашей моделью. Кажется естественным пред-

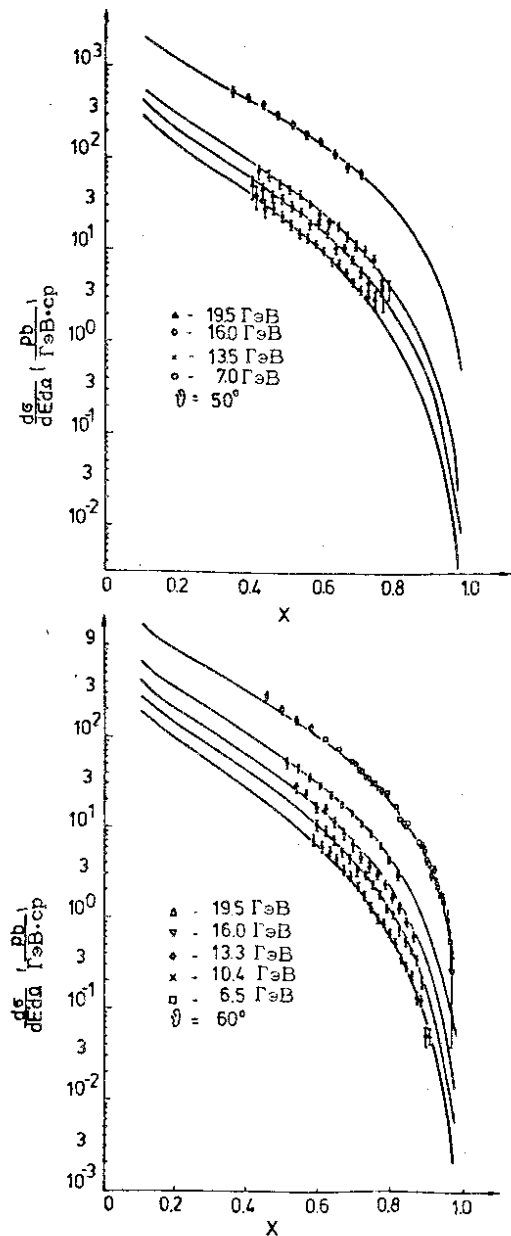


Рис.1-2. Дифференциальное сечение глубоконеупругого ер-рассеяния. Сплошные кривые - предсказание нашей модели. Точки - эксперимент^{/2/}.

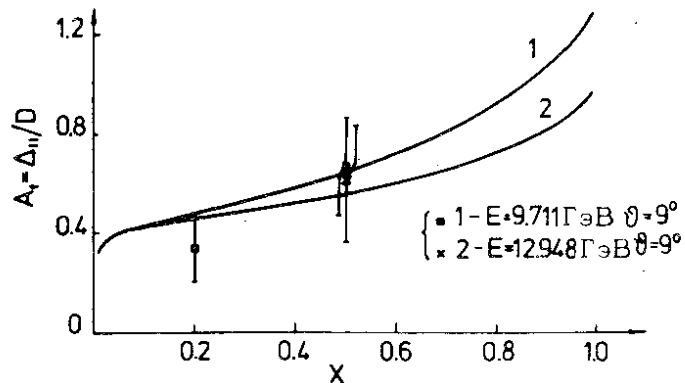


Рис.3. График функции $A = \Delta_{||}/D$. Сплошная линия - предсказание нашей модели. Точки - эксперимент [6].

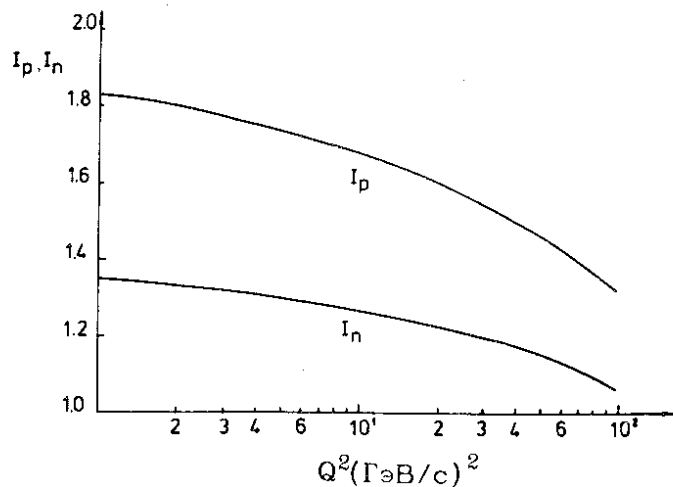


Рис.4. Графики функций $J_1^n(Q^2) = J_n$, $J_1^p(Q^2) = J_p$ /первые моменты функций $F_1^n(Q^2, x)$ и $F_1^p(Q^2, x)$ /.

положить справедливость модели в области больших значений передач Q^2 . По этой причине мы привели на рис. 5 предсказываемую зависимость структурной функции νW_2 для кинематической области, соответствующей планируемому в ЦЕРНе μp -эксперименту [11]. Данный уникальный эксперимент позволит исследовать поведение глубоконеупругого μp -рассеяния при квадратах переданного импульса вплоть до значения $Q^2=525 \text{ GeV}^2$ и, по-видимому, сможет ответить на многие вопросы, в том числе на вопрос о характере нарушения скейлинга в поведении структурных функций.

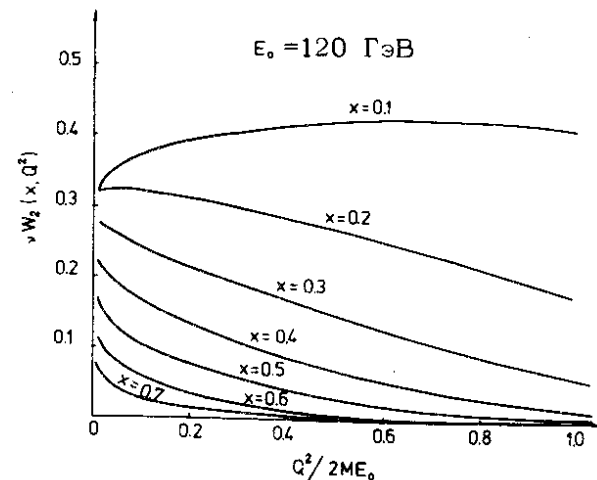


Рис.5. Предсказания модели для $\nu W_2(x, Q^2)$ в кинематической области планируемого в ЦЕРНе μp -эксперимента [11].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведена дальнейшая модификация партонной модели глубоконеупругого рассеяния, представляющая собой обобщение модели Кути-Вайскопфа и описывающая эффект нарушения скейлинга. Анализ экспериментальных данных по $e p$ -рассеянию показал, что модель весьма

хорошо согласуется с результатами экспериментов как в случае рассеяния неполяризованных частиц, так и в случае поляризованных пучка и мишени. Этот обнадеживающий результат позволяет предположить, что модель может получить свое дальнейшее подтверждение и при рассмотрении других глубоконеупругих процессов взаимодействия, таких как

$$e + d \rightarrow e + X,$$

$$\nu_\ell + N \rightarrow \ell + X,$$

$$N_1 + N_2 \rightarrow 2\mu + X.$$

В настоящее время проводятся расчеты всех этих процессов.

Касаясь вопроса о границах применимости модели, отметим, что в приведенном варианте такой естественной границей служит значение Q_0^2 , при котором

$$1 + a \ln Q_0^2 = 0,$$

т.е. $Q_0^2 \approx 760 \text{ ГэВ}^2$. Для выхода за эту границу, видимо, необходим более точный учет вкладов поляризации вакуума в инвариантный заряд $\bar{g}(Q^2)$. Среди своеобразных следствий модели укажем на то, что значение $x_c(Q^2)$, являющееся решением уравнения

$$\frac{\partial F(Q^2, x_c)}{\partial Q^2} = 0,$$

с ростом Q^2 монотонно убывает: $x_c(Q^2) = \frac{1}{2\bar{g}(Q^2)} + o\left(\frac{1}{\bar{g}^2}\right)$

и в пределе $\lim_{Q^2 \rightarrow Q_0^2} x_c(Q^2) = 0$. Это означает, что при

больших значениях Q^2 исчезает область $x < x_c(Q^2)$, в которой структурные функции возрастают с увеличением Q^2 .

В заключение авторы приносят глубокую благодарность П.С.Исаеву за непосредственное руководство ра-

ботой, а также А.В.Ефремову, А.В.Радюшкину, И.А.Савину и Д.Стаменову за многочисленные стимулирующие дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. М., "Мир", 1975; *Phys.Rev.Lett.*, 1970, 25, p.1140; Bjorken J.D., Paschos E.A. *Phys.Rev.*, 1969, 185, p.1975.
2. Atwood W.B. *Electron Scattering off Hydrogen and Deuterium at 50° and 60°*, SLAC-185, 1975.
3. Efremov A.V., Radyushkin A.V. JINR, E2-10307, Dubna, 1976.
4. Parisi G., Petronzio R. *Rome preprint 617*, 1975; *Phys.Lett.*, 1976, 62B, p.331. Altarelli G., Parisi G., Petronzio R. *Phys.Lett.*, 1976, 63B, p.183.
5. Kuti J., Weisskopf V. *Phys.Rev.*, 1971, D4, p.3118.
6. Alguard M.J. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 37, p.1261.
7. Белокуров В.В. и др. *ЯФ*, 1977, 11, с. 1073.
8. Miller G. e.a. *Phys.Rev.*, 1972, D5, p.528.
9. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. "Наука", М., 1976.
10. Callan C.G., Gross D.I. *Phys.Rev.Lett.*, 1968, 21, p.311.
11. Golutvin I. e.a. *CERN preprint*, CERN/SPSC/74-79, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июня 1978 года.