ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2000-9
ОТФ

В.А. Петров[1], А.В. Прокудин[2]

СТРУКТУРНАЯ ФУНКЦИЯ $F_2^p(x, Q^2)$ ПРИ МАЛЫХ x В ОБОБЩЁННОМ РЕДЖЕ-ЭЙКОНАЛЬНОМ ПОДХОДЕ

Направлено в *ЯФ*

[1]petrov@mx.ihep.su
[2]prokudin@th1.ihep.su

Протвино 2000

УДК 539.1.01 М–24

Аннотация

Петров В.А., Прокудин А.В. Структурная функция $F_2^p(x, Q^2)$ при малых x в обобщенном Редже-эйкональном подходе.: Препринт ИФВЭ 2000-9. – Протвино, 2000. – 11 с., 6 рис., 1 табл., библиогр.: 7.

В данной работе исследовано поведение при малых x структурной функции протона $F_2^p(x, Q^2)$ в рамках обобщённой Редже-эйкональной модели, которая автоматически учитывает условие унитарности для процессов с частицами, находящимися вне массовой оболочки. Достигнуто хорошее качество описания экспериментальных данных при $x < 10^{-2}$ и обосновано предположение о том, что данные по $F_2^p(x, Q^2)$, полученные на HERA, могут быть описаны при помощи классических универсальных траекторий Редже. При этом не используются гипотетические "жёсткие" траектории с большими интерсептами.

Abstract

Petrov V.A., Prokudin A.V. The Proton Structure Function $F_2^p(x, Q^2)$ in the Framework of Extended Regge - Eikonal Approach.: IHEP Preprint 2000-9. – Protvino, 2000. – p. 11, figs. 6, tables 1, refs.: 7.

The proton structure function $F_2^p(x, Q^2)$ is described in the framework of the off-shell extention of the Regge-eikonal approach which automatically takes into account off-shell unitarity. We achieved a good quality of description for $x < 10^{-2}$ and we argue that the data on $F_2^p(x, Q^2)$ measured at HERA can be fairly described with classical universal Regge trajectories. No extra, "hard" trajectories of high intercept are needed for that. The x-, Q^2-slopes and the effective intercept are discussed as functions of Q^2 and x.

ВВЕДЕНИЕ

Существует много моделей, описывающих поведение $F_2^p(x,Q^2)$ при малых x в рамках так называемого "мягкого" померона [1] или при помощи "жёсткого" померона [2]. Ниже мы, по существу, добавляем новые аргументы в пользу "мягкого" померона в рамках общего подхода, который учитывает условие унитарности для процессов с виртуальными частицами. Особенностью подхода является полное игнорирование возможностей вычислений по пертурбативной КХД, что, конечно, не следует воспринимать как игнорирование КХД как основы теории сильных взаимодействий.

1. РАСШИРЕНИЕ РЕДЖЕ-ЭЙКОНАЛЬНОЙ МОДЕЛИ НА ПРОЦЕССЫ С ВИРТУАЛЬНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Формулировку данной модели мы начнём с условия унитарности:

$$ImT(s,\vec{b}) = |T(s,\vec{b})|^2 + \eta(s,\vec{b})$$

(здесь $T(s,\vec{b})$ – это амплитуда рассеяния в пространстве прицельного параметра, $\vec{b}$ – прицельный параметр, $\eta(s,\vec{b})$ обозначает вклад неупругих каналов). Амплитуда в эйкональной модели может быть записана следующим образом:

$$T(s,\vec{b}) = \frac{e^{2i\delta(s,\vec{b})}-1}{2i}. \quad (1)$$

Условие унитарности в терминах эйконала, $\delta(s,\vec{b})$, выглядит очень просто:

$$Im\delta(s,\vec{b}) \geq 0,\ s > s_{inel}. \quad (2)$$

В Редже-полюсном приближении эйкональная функция в t-пространстве (здесь t – это переданный импульс) имеет вид:

$$\hat{\delta}(s,t) = c\Big(\frac{s}{s_0}\Big)^{\alpha(0)} e^{t\frac{\rho^2}{4}}, \quad (3)$$

где

$$\rho^2 = 4\alpha'(0) ln\frac{s}{s_0} + r^2 \quad (4)$$

"реджеонный радиус".

Таким образом, эйкональная функция имеет простой полюс в J-плоскости и соответствующая траектория Редже берётся в линейном приближении при малых t:

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha'(0)t. \tag{5}$$

Для перехода из t- в b-пространство используется преобразование Фурье-Бесселя:

$$\begin{aligned} \hat{f}(t) &= 4\pi s \int_0^\infty db^2 J_0(b\sqrt{-t}) f(b), \\ f(b) &= \tfrac{1}{16\pi s} \int_{-\infty}^0 dt J_0(b\sqrt{-t}) \hat{f}(t). \end{aligned} \tag{6}$$

Используя (6), мы получаем известное b-представление для эйкональной функции:

$$\delta(s,b) = \frac{c}{s_0}\Big(\frac{s}{s_0}\Big)^{\alpha(0)-1}\frac{e^{-\frac{b^2}{\rho^2}}}{4\pi\rho^2}. \tag{7}$$

"Померон" в этом подходе – это ведущий полюс эйкональной функции.

Для сечений используются слудующие нормировки:

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} &= \tfrac{1}{s} Im T(s, t=0), \\ \sigma_{el} &= 4\pi \int_0^\infty db^2 |T(s,b)|^2, \\ \tfrac{d\sigma}{dt} &= \tfrac{|T(s,t)|^2}{16\pi s^2}. \end{aligned} \tag{8}$$

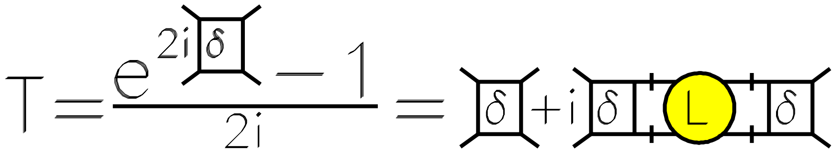
Обобщение эйконального представления (что, вообще говоря, справедливо и вне Редже-эйконального подхода) на случай, когда частицы находятся вне массовой оболочки, может быть получено с помощью следующего рассмотрения. Амплитуду $T(s,t)$ можно переписать как

$$\begin{aligned} T(q',p'|q,p) = \hat{\delta}(q',p'|q,p) + i\int d^3q'' d^3p'' d^3q''' d^3p''' (2\pi)^4\delta(q'+p'-q''-p'')\cdot \\ \cdot(2\pi)^4\delta(q'''+p'''-q-p)\delta(p',q'|q'',p'')L(q'',p''|q''',p''')\delta(q''',p'''|q,p), \end{aligned} \tag{9}$$

где (в случае идентичных частиц массы m)

$$\begin{aligned} &T(s,t) = T(q',p'|q,p)\Big|_{q'^2=q^2=p'^2=p^2=m^2}, \\ &\hat{\delta}(s,t) = \hat{\delta}(q',p'|q,p)\Big|_{q'^2=q^2=p'^2=p^2=m^2}, \\ &s = (p+q)^2 = (p'+q')^2, \\ &t = (p-p')^2 = (q-q')^2, \\ &d^3p = dp/(2\pi)^3 2p_0 \equiv \tfrac{d^4p}{(2\pi)^4}\Theta(p_0)2\pi\delta(p^2-m^2), \\ &\textstyle\sum_{n=2}^\infty \tfrac{2(2i\delta(s,b))^{n-2}}{n!} \equiv L(s,b), \\ &L(s,t) = 4s\int d^2b e^{ikb} L(s,b). \end{aligned} \tag{10}$$

Представление (9) можно проиллюстрировать следующей диаграммой:



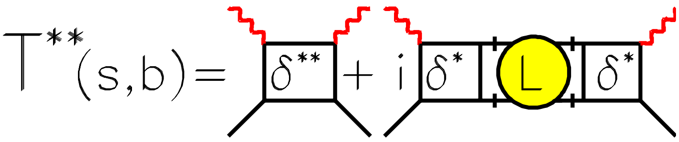
Дальнейший (и очень важный) шаг состоит в том, чтобы “снять” некоторые внешние импульсы с массовой оболочки. Пусть $q^2 \neq m^2$, $q'^2 \neq m^2$ (т.е. две из взаимодействующих частиц лежат вне массовой оболочки, как в процессе $\gamma^* p \to \gamma^* p$). Тогда (9) принимает следующий вид:

$$T^{**} = \hat{\delta}^{**} + i\hat{\delta}^* \circ L \circ \hat{\delta}^*, \tag{11}$$

где звёздочки обозначают частицы вне массовой оболочки. Мы можем связать амплитуду вне массовой оболочки с амплитудой на массовой оболочке [3]:

$$T^{**}(s,b) = \delta^{**}(s,b) - \frac{\delta^*(s,b)\delta^*(s,b)}{\delta(s,b)} + \frac{\delta^*(s,b)\delta^*(s,b)}{\delta(s,b)\delta(s,b)} T(s,b) \tag{12}$$

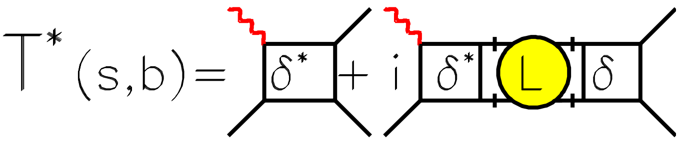
Разложение (11) можно, очевидно, проиллюстрировать с помощью следующей диаграммы:



Случай, когда только одна частица находится вне массовой оболочки, рассматривается подобным образом. Предположим, что $q^2 \neq m^2$. Тогда уравнение (9) переписывается как

$$T^* = \hat{\delta}^* + i\hat{\delta}^* \circ L \circ \hat{\delta}, \tag{13}$$

или



Связь T^* и T очевидна:

$$T^*(s,b) = \frac{\delta^*(s,b)}{\delta(s,b)} T(s,b). \tag{14}$$

Выберем конкретную реализацию эйкональной функции в случае присутствия виртуальных частиц. Фактически эйконал сопоставляется (в духе известного подхода Чоу-Янга, но с учётом новейших достижений) вкладу ведущего твиста 2, если использовать язык операторных разложений, откуда следует, что при фиксированных $x \simeq \frac{Q^2}{s+Q^2}$ нарушение скейлинга слабое (не степенное). С учётом этого и формулы (7) выберем следующую параметризацию эйконала:

$$\delta^{*}_{\pm}(s,b) = \xi_{\pm}\frac{c_*(Q^2)}{s_0+Q^2-m^2}\Big(\frac{s+Q^2-m^2}{s_0+Q^2-m^2}\Big)^{\alpha(0)-1}\frac{e^{-\frac{b^2}{\rho_*^2}}}{4\pi\rho_*^2}, \tag{15}$$

где

$$\rho_*^2 = 4\alpha'(0)ln\frac{s+Q^2-m^2}{s_0+Q^2-m^2} + r_N^2 + r_*^2(Q^2), \tag{16}$$

и

$$\delta^{**}_{\pm}(s,b) = \xi_{\pm}\frac{c_{**}(Q^2)}{s_0+Q^2-m^2}\Big(\frac{s+Q^2-m^2}{s_0+Q^2-m^2}\Big)^{\alpha(0)-1}\frac{e^{-\frac{b^2}{\rho_{**}^2}}}{4\pi\rho_{**}^2}, \tag{17}$$

где

$$\rho_{**}^2 = 4\alpha'(0)ln\frac{s+Q^2-m^2}{s_0+Q^2-m^2} + r_N^2 + r_{**}^2(Q^2), \tag{18}$$

а r_N, r_* и r_{**} – “радиусы”, связанные с соответствующими вершинами. Мы предполагаем, что коэффициенты $c_*(Q^2)$, $c_{**}(Q^2)$ слабо (не степенным образом) зависят от Q^2. $\xi_\pm$ суть сигнатурные факторы. Опишем свойства модели в различных кинематических режимах.

1.1. ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ

В соответствии с (8) мы получаем:

$$\sigma^{**}_{tot} = \frac{1}{s}ImT^{**}(s,t=0). \tag{19}$$

- **Реджевский режим ($s \gg Q^2$):**

$$\sigma^{**}_{tot} \to \frac{(s/Q^2)^\Delta}{Q^2}\Big[c_{**} - \frac{c_*^2}{c}\Big(\frac{s_0}{Q^2}\Big)^{1+\Delta}\frac{\rho^2}{\rho_*^2}\Big]. \tag{20}$$

- **Бьёркеновский режим ($s \simeq Q^2(1-x)/x$, x – фиксирован):**

$$\sigma^{**}_{tot} \to \frac{c_{**}(Q^2)}{Q^2}\Big(\frac{1}{x}\Big)^{\Delta} - \frac{c_*^2}{2c}\cdot\frac{1}{Q^2}\cdot\Big(\frac{1}{x}\Big)^{\Delta}\cdot\Big(\frac{s_o}{Q^2}\Big)^{1+\Delta}\cdot\frac{ln\frac{Q^2(1-x)}{s_o x}}{ln\frac{1}{x}}. \tag{21}$$

Как мы видим, полное сечение имеет степенное поведение в пределе Редже, но это не означает нарушения ограничения Фруассара-Мартэна [4], так как данное ограничение не может быть получено для данного случая. Если же мы восстановим условия массовой оболочки для частиц, то восстановим и ‘нормальное’ логарифмическое асимптотическое поведение $\sigma \sim \ln^2\frac{s}{s_0}$. В пределе Бьёркена мы имеем сильное (степенное) нарушение скейлинга во втором члене, который, однако, не представляет собой вклад высших твистов, поскольку имеет не целую степень.

1.2. УПРУГОЕ СЕЧЕНИЕ

Для упругого сечения мы получаем следующее выражение (см. (8)):

$$\sigma^*_{el} = 4\pi \int_0^\infty db^2 \Big| \frac{\delta^*}{\delta} T(s,b) \Big|^2. \tag{22}$$

Поскольку $q'^2 = \mu^2$, где μ – масса рождающейся частицы, то естественно положить $s_0 = \mu^2$, и мы приходим к следующему выражению:

- **Реджевский режим**

$$\sigma^*_{el} \to 16\pi\alpha'(0)\Delta\Big(\frac{c_*}{c}\Big)^2 \Big(\frac{\mu^2}{Q^2}\Big)^{2+2\Delta} (ln\frac{s}{\mu^2})^2. \tag{23}$$

- **Бьёркеновский режим**

$$\sigma^*_{el} \to 8\pi\alpha'(0)\Big(\frac{c_*}{c}\Big)^2 \Big(\frac{\mu^2}{Q^2}\Big)^{2+2\Delta} \frac{(ln(Q^2/x))^2}{ln(1/x)}. \tag{24}$$

Интересно отметить, что

$$\frac{\sigma^*_{el}}{\sigma^{**}_{tot}} \to 0 \tag{25}$$

в отличие от предела 1/2 для случая всех частиц на массовой оболочке. Теперь мы готовы перейти к описанию структурной функции протона $F_2^p(x, Q^2)$.

2. МОДЕЛЬ ДЛЯ $F_2^p(x, Q^2)$

Протонная структурная функция $F_2^p(x,Q^2)$ связана с поперечным сечением $\sigma_T^{**}(W,Q^2)$ процесса $\gamma^* + p \to X$ следующим соотношением:

$$\sigma_T^{**}(W,Q^2) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2(1-x)} \frac{1 + \frac{4m_p^2 x^2}{Q^2}}{1 + R(x,Q^2)} F_2^p(x,Q^2), \tag{26}$$

где $W^2 = \frac{Q^2}{x} - Q^2 + m_p^2$, $R(x,Q^2) = \frac{\sigma_L^{**}}{\sigma_T^{**}}$. Так как отношение $R(x,Q^2)$ полагается малым, мы положим его равным 0, т.е. мы предполагаем, что полное сечение совпадает с поперечным.

В последующем рассмотрении мы ограничимся малыми x такими, что $x < 10^{-2}$, для того, чтобы иметь возможность использовать асимптотическую формулу (20), которая явно демонстрирует эффекты унитаризации в нашей модели. Используя (17) и (16), уравнение (20) можно переписать как ($s \equiv W^2$)

$$\sigma^{**}_{tot} \to \frac{((W^2+Q^2-m_p^2)/(W_0^2+Q^2-m_p^2))^{\Delta_P}}{(W_0^2+Q^2-m_p^2)} \cdot \Big[c_{**}(Q^2) - \frac{c_*^2(Q^2)}{c}\Big(\frac{W_0^2-\mu^2-m_p^2}{W_0^2+Q^2-m_p^2}\Big)^{1+\Delta_P} \frac{\rho^2}{\rho_*^2}\Big]. \tag{27}$$

При получении данной формулы мы сделали ряд предположений:

- Мы предполагаем, что амплитуда рассеяния для $\gamma^* p$ пропорциональна [5] амплитуде рассеяния виртуального векторного мезона на p и этот "эффективный" векторный мезон есть ρ_0, т.е.

$$T_{\gamma^* p \to \gamma^* p}(W,Q^2,t) = k \cdot T_{\rho_0^* p \to \rho_0^* p}(W,Q^2,t), \tag{28}$$

где k – некоторая константа.

- Поскольку мы используем асимптотические формулы, то пренебрегаем реальной частью сигнатурного множителя для померона (так как он пропорционален $\Delta_P \simeq 0.1$) и полагаем сигнатурный множитель равным i.
- Параметризации для c_{**} и c_* таковы:

$$\begin{aligned} &c_{**}(Q^2) = c^{**}, \\ &c_*(Q^2) = c^* + c_1^* ln(\tfrac{Q_0^2+Q^2}{Q_0^2})^3, \\ &c = c_*(-\mu^2), \end{aligned} \tag{29}$$

  где $Q_0^2 = 1.0$ ($\Gamma эB^2$), $\mu = 0.77$ $\Gamma эB$ (масса ρ-мезона), а c^{**}, c^*, c_1^* суть численные параметры.
- Параметризации радиусов ρ^2, ρ_*^2:

$$\begin{aligned} &\rho_*^2(W,Q^2) = 4\alpha'(0) ln\tfrac{W^2+Q^2-m_p^2}{W_0^2+Q^2-m_p^2} + r^2/(Q_0^2+Q^2), \\ &\rho^2(W) = \rho_*^2(W,-\mu^2), \end{aligned} \tag{30}$$

  где r – параметр.

Окончательно мы получаем следующее выражение для $F_2^p(x,Q^2)$:

$$\begin{aligned} &F_2^p(x,Q^2) = \tfrac{1}{4\pi^2\alpha}\tfrac{Q^2(1-x)}{1+\frac{4m_p^2x^2}{Q^2}}\cdot \\ &\cdot\tfrac{((W^2+Q^2-m_p^2)/(W_0^2+Q^2-m_p^2))^\Delta}{(W_0^2+Q^2-m_p^2)} \cdot \left[c_{**}(Q^2) - \tfrac{c_*^2(Q^2)}{c}\left(\tfrac{W_0^2-\mu^2-m_p^2}{W_0^2+Q^2-m_p^2}\right)^{1+\Delta}\tfrac{\rho^2}{\rho_*^2}\right]. \end{aligned} \tag{31}$$

Асимптотика при $Q^2 \gg W_0^2$, $1/x \gg 1$ имеет вид:

$$F_2^p(x,Q^2) \simeq (\tfrac{1}{x})^\Delta[c_{**}(Q^2) - \tfrac{c_*^2(Q^2)}{c}(\tfrac{lnQ^2/W_0^2}{ln1/x}+1)\cdot(\tfrac{W_0^2}{Q^2})^{1+\Delta}]. \tag{32}$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Как уже было сказано, для фитирования мы используем данные при $x < 10^{-2}$; таким образом, из полного набора 1265 точек мы выделяем 401. Имея 5 свободных параметров, мы достигли $\chi^2 = 0.914$. Параметры представлены в табл.1. (Интерсепт и наклон померонной траектории взяты из работы по описанию нуклон-нуклонного рассеяния [6].)

Таблица 1. Параметры, полученные при фитировании экспериментальных данных

Δ_P(фикс.)	0.11578	$\alpha'_P(\Gamma эB^{-2})$(фикс.)	0.27691
c^{**}	7.5756	c^*	3.0036
c_1^*	0.030931	r^2	117.89
$Q_0^2(\Gamma эB^2)$(фикс.)	1.0	$W_0(\Gamma эB)$	1.6336

Результаты фитирования представлены на рис.1, 2.

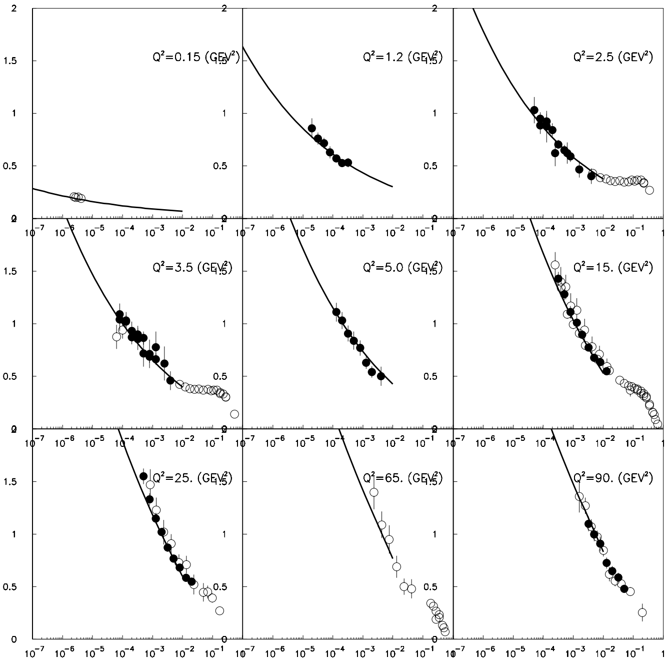


Рис. 1. Экспериментальные данные по протонной структурной функции $F_2^p(x, Q^2)$ при малых Q^2 и предсказания модели.

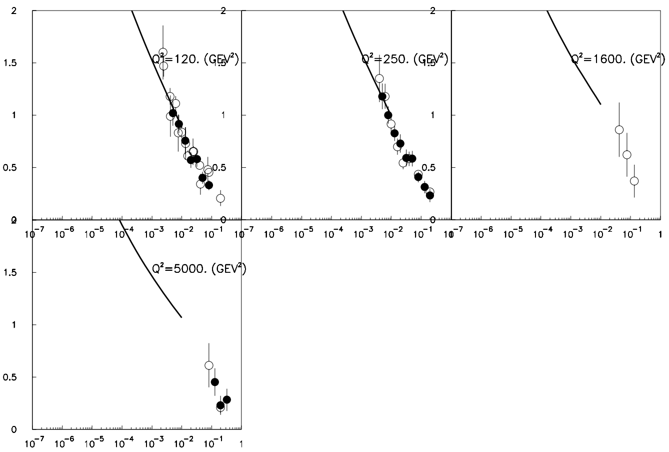


Рис. 2. Экспериментальные данные по протонной структурной функции $F_2^p(x, Q^2)$ при больших Q^2 и предсказания модели.

3.1. x-НАКЛОН ИЛИ $\partial ln F_2^p(x, Q^2)/\partial ln(1/x)$

Данные по $F_2^2(x, Q^2)$ имеют тенденцию к быстрому росту при уменьшении x. Это так называемый эффект HERA. Наша модель предполагает, что данный эффект будет ослаблен с ростом Q^2. Это предсказание представлено на рис. 3. Подобный эффект также предсказан в рамках модели дипольного померона [7]. Мы полагаем, что новые экспериментальные данные в области $100 \leq Q^2 \leq 1000$ и $x \leq 10^{-2}$ помогут подтвердить или опровергнуть это предсказание.

Эффективный интерсепт, который измеряется экспериментально, в предположении, что $F_2^p \propto (1/x)^{\Delta_{eff}(Q^2)}$, может быть приближённо сопоставлен с x-наклоном, если наклон слабо зависит от x. Мы провели вычисление наклона и сравнение с экспериментальными данными (представлено на рис. 4). Подчеркнём, что эффективный интерсепт был вычислен, т.е. экспериментальные данные по нему не были включены в процесс фитирования. Как можно видеть, данные эксперимента хорошо описываются моделью.

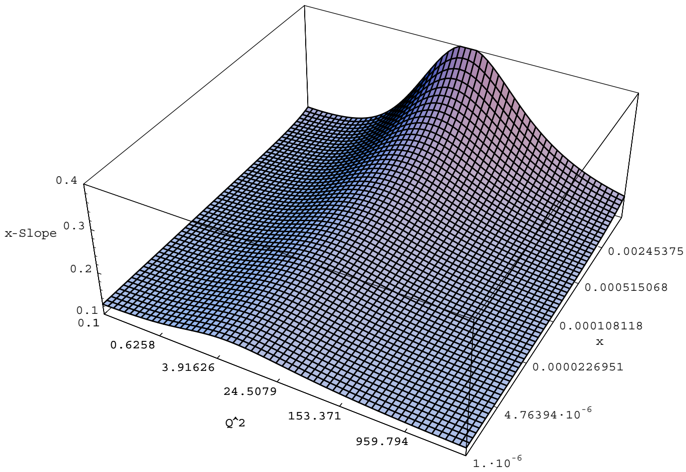


Рис. 3. x-наклон $\frac{\partial ln F_2^p(x,Q^2)}{\partial ln(1/x)}$ как функция x и Q^2.

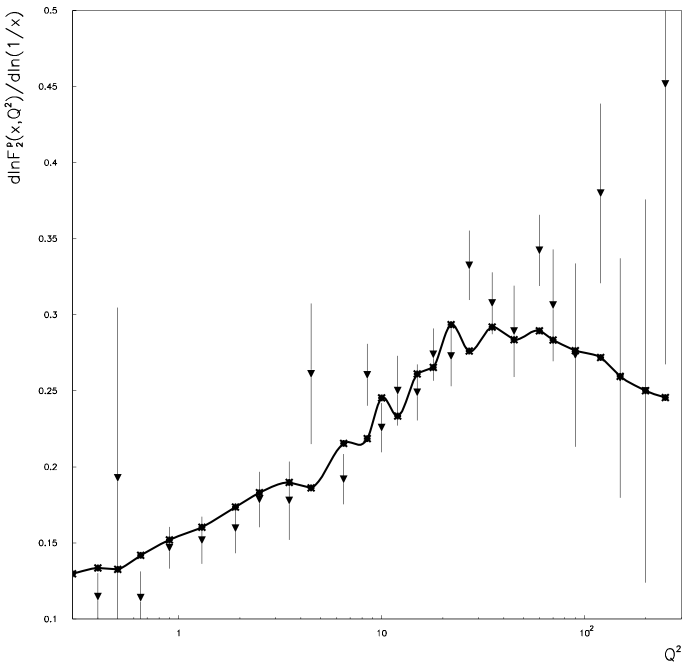


Рис. 4. Эффективный интерсепт, измеряемый экспериментально в сравнении с предсказаниями нашей модели. (Звёздочки обозначают точки, где наклон $\frac{\partial ln F_2^p(x,Q^2)}{\partial ln(1/x)}$ был вычислен.)

3.2. Q-НАКЛОН ИЛИ $\partial F_2^p(x, Q^2)/\partial ln(Q^2)$

Данные по Q-наклону имеют пик при $Q^2 \sim 1 - 5$ ($ГэВ^2$). Этот максимум часто интерпретируется как переход от реджевского поведения к пертурбативному режиму КХД. Мы провели вычисления в рамках нашей модели, и результаты представлены на рис. 5. Как можно видеть, специфическое поведение Q-наклона вполне согласуется с реджевским режимом. Мы также хотим подчеркнуть то, что определение переходной области зависит от пути на двухмерной поверхности $\partial F_2^p(x, Q^2)/\partial ln(Q^2)$ и это может привести к x-зависимости положения максимума [7]. Для того чтобы продемонстрировать этот эффект, мы приводим рисунок с вычисленным наклоном в рамках нашей модели (см. рис. 6).

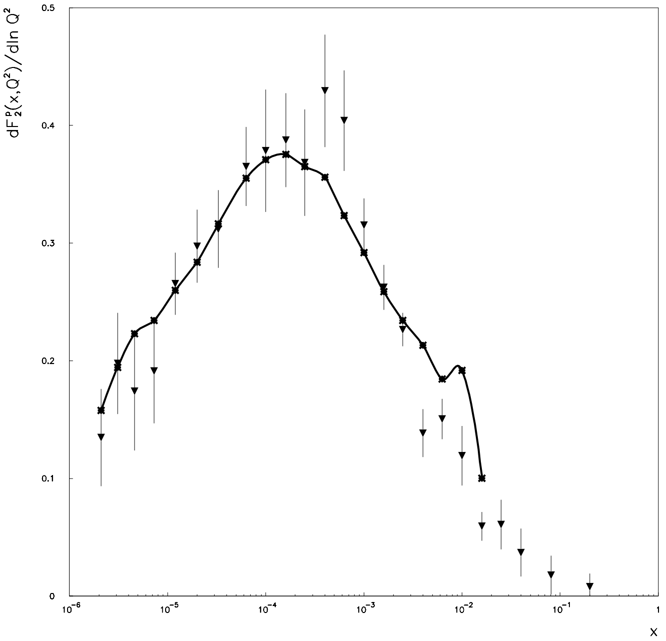


Рис. 5. Q-наклон $\frac{\partial F_2^p(x,Q^2)}{\partial ln(Q^2)}$. (Звёздочки обозначают точки, где мы вычислили $\frac{\partial ln F_2^p(x,Q^2)}{\partial ln(1/x)}$.)

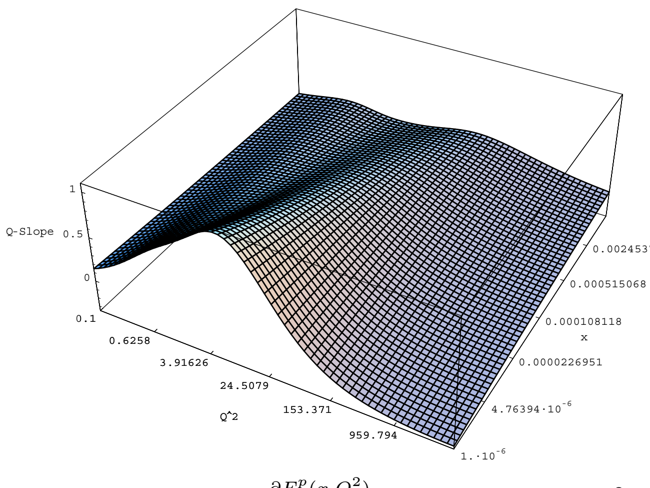


Рис. 6. Q-наклон $\frac{\partial F_2^p(x,Q^2)}{\partial ln(Q^2)}$ как функция x и Q^2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Протонная структурная функция $F_2^p(x, Q^2)$ при малых x описана в рамках обобщённого Редже-эйконального подхода. Для описания данных не требуется дополнительных полюсов Редже с интерсептами, зависящими от Q^2. Экспериментальные данные по x- и Q-наклонам также хорошо описаны. Модель предсказывает ослабление эффекта, полученного на HERA (такое же предсказание сделано в рамках модели дипольного померона [7]).

Мы хотели бы выразить благодарность Е.Мартынову за полезные обсуждения и А.Де-Руку (A. De Roeck) за предоставленные экспериментальные данные. Один из авторов (А.П.) признателен отделу теоретической физики ICTP за приглашение и гостеприимство в течение его визита в ICTP, где была сделана часть этой работы.

Список литературы

[1] *K. Adel, F. Barreiro, F.J. Yndurάin* //Nucl.Phys. 1997. V. B405. P.211.

E. Мартынов.– В кн.: Труды конференции "Адрон-94", Ужгород, Украина, 1994. – Киев, 1994, p.311; in: Proceedings of *the VI Blois Conference on Elastic and Diffractive Scattering, Blois, France, June 1995*, edited by P. Chiapetta, M. Haguenauer, J. Trân Thanh Vân (Editions Frontiéres 1996), p.203.

L. Jenkovszky, E.Martynov, F. Paccanoni. Regge behaviour of nucleon structure function. PFDP 95/TH/21, Padova University (1995).

W. Buchmuller, D. Haidt. Double-logarithmic Scaling of the Structure Function F_2 at small x DESY 96-061; hep-ph/9605428 (1996).

D. Schildknecht, H. Spiesberger. Generalized Vector Dominance and low x inelastic electron-proton scattering, BI-TP 97/25; hep-ph/9707447 (1997).

P. Desgrolard et al. // Phys.Lett. 1993. V. B309. P.191.

P. Desgrolard, A. Lengyel, E. Martynov. New possibilities of old soft pomeron in DIS. // Eur.Phys.J. 1999. V. C7. P.655.

[2] *A. Capella et al.* // Phys.Lett. 1995. V.B349. P.561.

H. Abramovicz et al. // Phys.Lett. 1991. V. B269. P465.

Halina Abramowicz and Aharon Levy. The ALLM parameterization of $\sigma_{tot}(\gamma^* p)$ - an update, DESY 97-251, hep-ph/9712415 (1997).

A. Donnachie. The two pomerons. In: *Proceedings of the summer school on hadronic aspects of collider physics, Zuoz, 1994*, edited by E.P. Locher (Villigen, PSI-Proceedings, 94-01, 1994), p. 135.

M. Bertini, M. Giffon, E. Predazzi //Phys.Lett. 1995. V.B349. P.561.

A. Donnachie, P.V. Landshoff. Small x: Two Pomerons! // Phys.Lett. 1998. V.B437. P.408.

C. Merino, A.B. Kaidalov, D. Pertermann. The CKMT Model and the Theoretical Description of the Caldwell-plot, hep-ph/9911331.

[3] *V. Petrov.* – In: *Proc. of the VIth Blois Workshop, Editions Frontiéres, 1995, p. 139*; // Nucl.Phys. 1997.V.54A. P.160 (Proc. Suppl.).

[4] *M. Froissart* // Phys.Rev. 1961. V.D123. P.1053;
A. Martin // Phys.Rev. 1963. V.D129. P.993.

[5] *N.M. Kroll, T.D. Lee, B. Zumino* // Phys.Rev. 1967. V.D157. P.1376.

[6] *V. Petrov, A. Prokudin.* Extended Regge Eikonal Approach Versus Experimental Data *(to be published in the proceedings of the International Conference on Elastic and Diffractive Scattering, Russia, Protvino 1999).*

[7] *P. Desgrolard, A. Lengyel, E. Martynov* // Eur.Phys.J. 1999. V.C7. P.655.

Рукопись поступила 7 апреля 2000 г.

В.А. Петров, А.В. Прокудин
Структурная функция $F_2^p(x, Q^2)$ при малых x в обобщенном Редже-эйкональном подходе.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы LaTeX.
Редактор Л.Ф. Васильева. Технический редактор Н.В. Орлова.

Подписано к печати 07.04.2000. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.
Печ.л. 1,37. Уч.-изд.л. 1,1. Тираж 130. Заказ 120. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2000-9, И Ф В Э, 2000