

АНАЛИЗ ЭФФЕКТОВ НАРУШЕНИЯ СКЕЙЛИНГА В СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЯХ НУКЛОНА

В.В.Аммосов \diamond , *В.А.Гапиенко* \diamond , *Г.С.Гапиенко* \diamond , *А.Г.Денисов* \diamond ,
В.Г.Заец \diamond , *В.И.Клюхин* \diamond , *В.И.Корешев* \diamond , *П.В.Питухин* \diamond ,
В.И.Сиротенко \diamond , *Е.А.Слободюк* \diamond , *З.У.Усубов* \diamond ,
П.А.Горичев \square , *В.И.Ефременко* \square , *С.П.Кручинин* \square , *М.А.Кубанцев* \square ,
И.В.Махлюева \square , *А.В.Федотов* \square , *В.И.Шекелян* \square ,
Дж.П.Берге \triangle , *Д.Богерт* \triangle , *Дж.Малко* \triangle , *Ф.А.Незрик* \triangle ,
Р.Орава \triangle , *Р.Ханфт* \triangle , *Р.Эндорф* \triangle

Представлены новые результаты измерения и анализа структурных функций нуклона F_2 и xF_3 в антинейтринном эксперименте на 15-футовой пузырьковой камере. Показано, что нарушение скейлинга в xF_3 может быть описано как с помощью эффектов КХД при значении масштабного параметра $\Lambda_{\overline{MS}} \approx 0,3$ ГэВ, так и с помощью эффектов высших твистов.

Исследование эффектов нарушения скейлинга в структурных функциях нуклона ¹ представляет интерес в связи с возможностью проверки предсказаний квантовой хромодинамики (КХД) ², претендующей на роль правильной теории сильных взаимодействий.

В настоящей статье представляются результаты анализа структурных функций нуклона, измеренных в эксперименте по глубоко-неупругому рассеянию нейтрино (ν_μ) и антинейтрино ($\bar{\nu}_\mu$) на изоскалярной мишени. Эксперимент был выполнен на 15-футовой пузырьковой камере, заполненной неон-водородной смесью (64% атомов Ne), которая экспонировалась в широком пучке $\bar{\nu}_\mu$ (примесь $\nu_\mu \sim 7\%$) на ускорителе Фермилаб при энергии первичных

\diamond – Институт физики высоких энергий.

\square – Институт теоретической и экспериментальной физики.

\triangle – Национальная ускорительная лаборатория им. Ферми, Батавия, США.

протонов 400 ГэВ. Результаты основаны на статистике 7197 $\bar{\nu}_\mu N$ и 1202 $\nu_\mu N$ неупругих взаимодействий в заряженном токе (ЗТ), которые удовлетворяли критериям: энергия налетающего (анти) нейтрино $10 < E < 200$ ГэВ, энергия мюона $E_\mu > 4$ ГэВ, передача энергии адронной системе $\nu > 0,5$ ГэВ. Детально условия эксперимента и методы поправок описаны в ³.

В терминах структурных функций нуклона F_i дифференциальные сечения $(\bar{\nu}_\mu^+) N \rightarrow \mu X$ рассеяния имеют вид ⁴:

$$\frac{d^2 \sigma_{\nu_\mu}^{(-)}}{dx dy} = \sigma_0 E \left\{ \left[1 - y - \frac{mxy}{2E} + (1 - R') \frac{y^2}{2} \right] F_2(x, Q^2) + \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x F_3(x, Q^2) \right\}$$

где $\sigma_0 = G^2 m / \pi \approx 1,58 \cdot 10^{-38}$ см²/ГэВ, $F' = 1 - 2xF_1/F_2$, Q^2 — отрицательный квадрат передачи 4-импульса адронной системе, $y = \nu/E$ и $x = Q^2/2m\nu$ — стандартные скейлинговые переменные. F_2 находится из суммы, а $x F_3$ из разности сечений ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$. Поскольку в нашем эксперименте было найдено значение $R' = 0,03 \pm 0,12^3$, мы полагали в дальнейшем $R' = 0$. Потоки $(\bar{\nu}_\mu^+)$, необходимые для нахождения сечений, были определены из измеренных энергетических спектров $(\bar{\nu}_\mu^+) N$ взаимодействий в предположении линейного роста с энергией полных сечений в ЗТ. При этом использовались усредненные по мировым данным значения наклонов полных сечений $\sigma^{\nu_\mu}/E = 0,64 \cdot 10^{-38}$ см²/ГэВ и $\sigma^{\bar{\nu}_\mu}/E = 0,30 \cdot 10^{-38}$ см²/ГэВ ⁵.

На рис. 1 показана Q^2 -зависимость F_2 и $x F_3$ в различных интервалах x (ошибки статистические и не включают общей ошибки в абсолютной нормировке 7% для F_2 и 12% для $x F_3$). Наши данные в пределах ошибок согласуются с результатами группы CDHS ⁶. Рис. 2 демонстрирует Q^2 -зависимость моментов Нахтмана (МН) $x F_3$ ⁴. При определении МН был учтен вклад квазиупругого рассеяния, используя дипольную параметризацию слабых формфакторов нуклона ⁷.

Нарушение скейлинга в несинглетной структурной функции $x F_3$ мы попытались описать в рамках пертурбативной КХД, используя эволюционное уравнение Альтарелли — Паризи (А — П) и уравнения для МН с точностью до второго порядка по „бегущей“ константе связи $\alpha_S(Q^2)^2$. При использовании уравнения А — П учитывались поправки на массу мишени ⁴, а граничное условие при $Q_0^2 = 10$ ГэВ² параметризовалось в виде $x F_3(x, Q_0^2) = C x^\alpha (1-x)^\beta$, где C фиксируется правилом сумм $\int_0^1 F_3 dx = 3$ ⁴. Для анализа с помощью уравнения А — П использовались данные для $x F_3$ в интервале $0 < x < 0,7$ и данные для F_2 в интервале $0,3 < x < 0,7$ при $Q^2 > 2$ ГэВ². Правомерность использования данных для F_2 можно обосновать малостью вклада морских кварков в F_2 при больших x ^{1,3}. Нарушение скейлинга в МН $x F_3$ анализировалось при $Q^2 > 2$ ГэВ² с учетом корреляций между моментами. Число активных кварков полагалось равным четырем.

Наилучшее описание экспериментальных данных с помощью уравнения А — П ($\chi^2/ndf = 47/77$) получается при значениях параметров граничного условия $\alpha = 0,54 \pm 0,04$, $\beta = 3,1 \pm 0,2$ и при значении масштабного параметра КХД в \overline{MS} схеме ² $\Lambda_{\overline{MS}} = (0,31 \pm 0,13$ (стат.) $\pm 0,11$ (сист.)) ГэВ. Из совместного анализа трех низших ($N = 3, 4, 5$) МН было получено значение $\Lambda_{\overline{MS}} = (0,28 \pm 0,07$ (стат.) $\pm 0,10$ (сист.)) ГэВ при $\chi^2/ndf = 20/26$. Систематическая ошибка в $\Lambda_{\overline{MS}}$ была оценена как линейная сумма изменений в $\Lambda_{\overline{MS}}$, обусловленных неопределенностями в наклонах полных сечений ($\pm 5\%$), в нормировке ($\pm 1\sigma$) и форме энергетических спектров $(\bar{\nu}_\mu^+) N$ взаимодействий, а также нелинейность роста с энергией полных сечений из-за эффектов КХД ⁸. Приведенные значения $\Lambda_{\overline{MS}}$ получены без учета эффектов ферми-движения нуклонов. Их учет ⁹ приводит к увеличению $\Lambda_{\overline{MS}}$, полученному из анализа с помощью уравнения А — П, на ~ 60 МэВ, тогда как значение $\Lambda_{\overline{MS}}$ из анализа МН не изменяется. Выбор значения $R' = 0,1$ приводит в обоих случаях к уменьшению $\Lambda_{\overline{MS}}$ на ~ 60 МэВ. Значение $\Lambda_{\overline{MS}} \approx 0,3$ ГэВ, полученное в нашем эксперименте, согласуется со значениями $\Lambda_{\overline{MS}}$, определенными в недавних нейтринных экспериментах ¹.

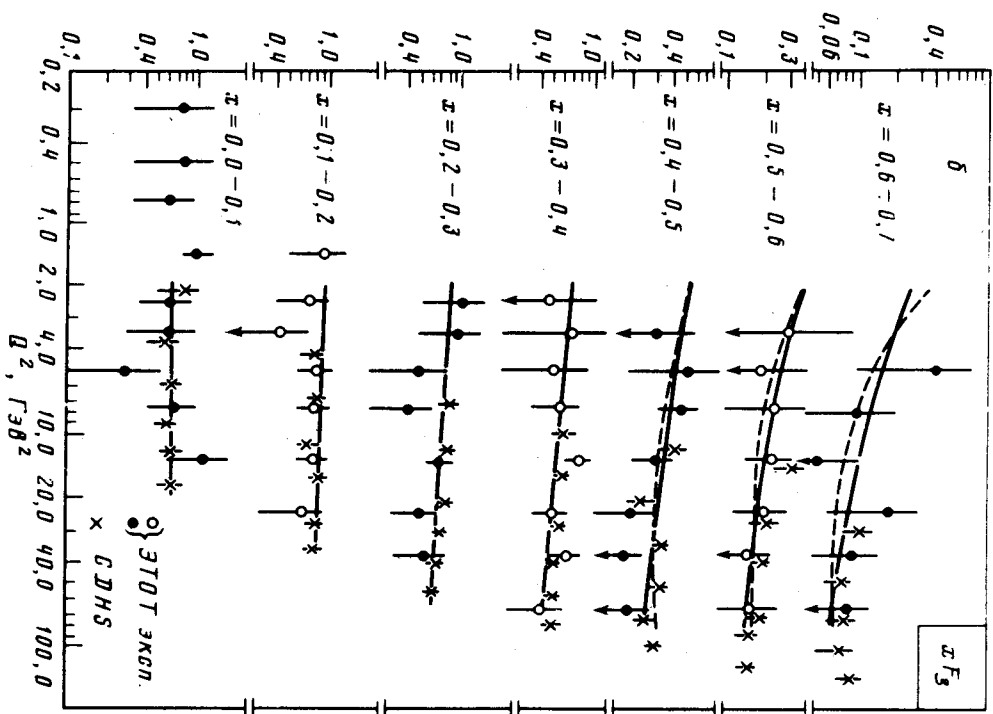
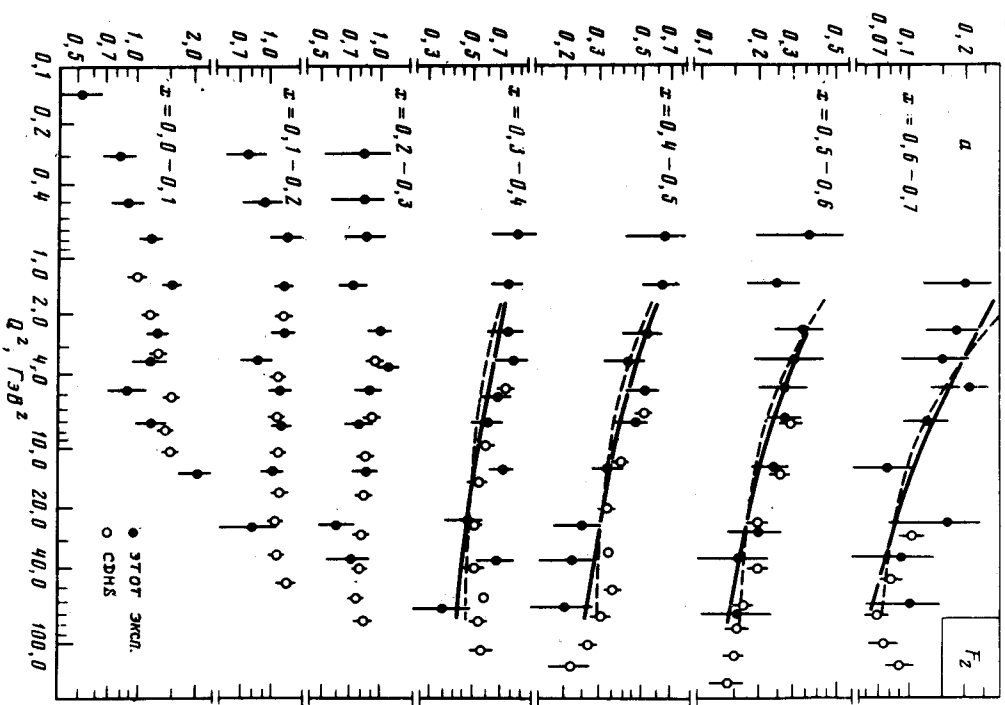


Рис. 1. Q_2 -зависимость структурных функций кюлона F_2 (а) и xF_3 (б) в различных интервалах x . Сплошные и штриховые кривые — результаты подгонки Q_2 -зависимости нелинейной структурной функции с помощью КХД и твист-4 эффектов, соответственно

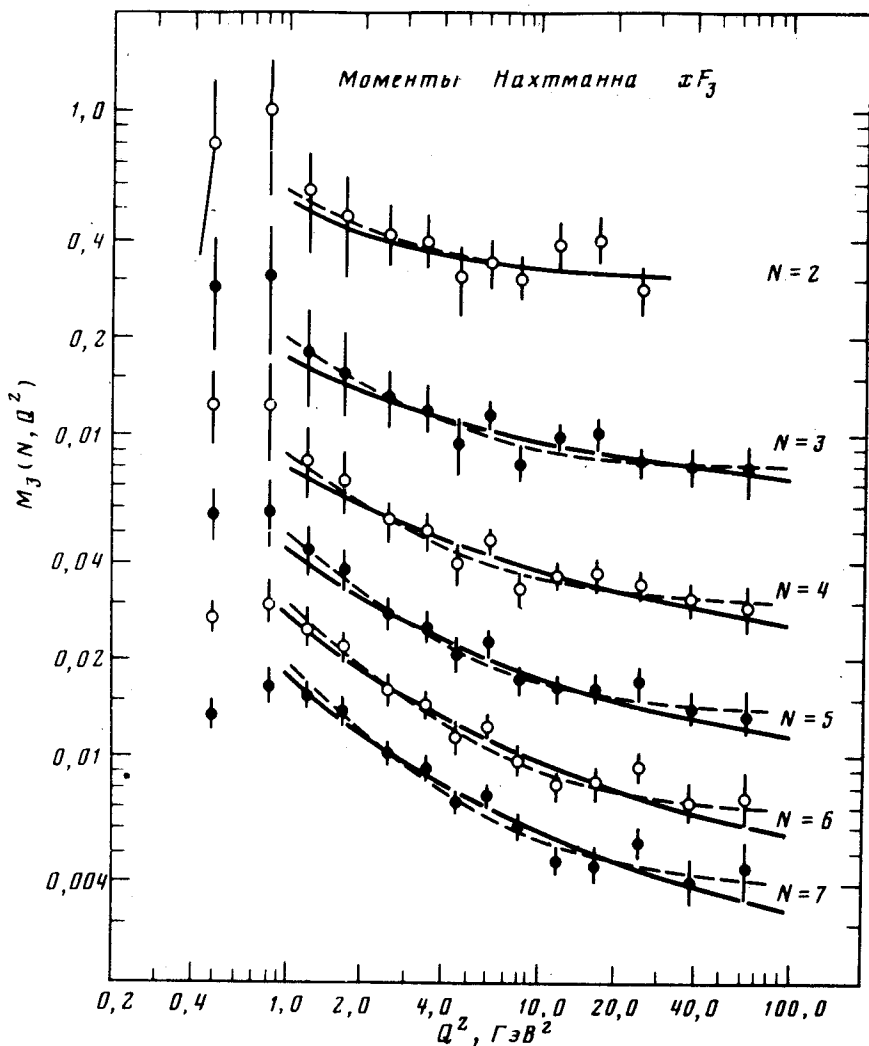


Рис.2. Q^2 -зависимость Нахтманна xF_3 . Сплошные и штриховые кривые – результат подгонки индивидуальных моментов с помощью КХД и твист-4 эффектов, соответственно

Анализ моментов дает возможность определить отношения аномальных размерностей d_N/d_K , которые фиксируются теорией ². Мы получили значения $d_7/d_3 = 0,25 \pm 0,25$ и $d_5/d_3 = 1,69 \pm 0,17$, согласующиеся со значениями 2,15 и 1,66, ожидаемыми в КХД с учетом поправок второго порядка по $\alpha_s(Q^2)$.

Однако, нарушение скейлинга в наших данных может быть описано не только логарифмической Q^2 -зависимостью, предсказываемой в пертурбативной КХД, но и зависимость $\propto 1/Q^{2k}$, ожидаемой для эффектов высших твистов ¹⁰. Это демонстрируется на рис. 1 и рис. 2, где показаны результаты анализа экспериментальных данных только с учетом твист-4 эффектов. При этом подгонка Q^2 -зависимости xF_3 осуществлялась по формуле $xF_3(x, Q^2) = xF_3(x, Q_0^2) \times (1 + \mu x / (1 - x) / Q^2)$, на МН – по формулам $M_3(N, Q^2) = A_N (1 + \mu_N / Q^2)$. Здесь граничное условие $xF_3(x, Q_0^2)$ выбиралось как и ранее, а μ , A_N , μ_N были свободными параметрами. Из-за сильной корреляции между КХД и твист-4 эффектами не удастся определить раздельно их вклад в нарушение скейлинга.

В заключение мы выражаем благодарность нашим коллегам из Мичиганского университета за обработку и анализ части статистики данного эксперимента, а также благодарим технический и обслуживающий персонал наших институтов за помощь в проведении эксперимента.

Литература

1. *Drees J.* Proc. 1981 Int. Symp. on Lepton and Photon interactions at high energy, Bonn, 1981, p. 414.
2. *Altarelli G.* Phys. Reports, 1982, **81**, 1.
3. *Ammosov V.V. et al.* Preprint IHEP 81-66, Serpukhov, 1981.
4. *Buras A.J.* Rev. Mod. Phys., 1980, **52**, 199.
5. *Theriot D.* Proc. 1979 Int. Symp. on Lepton and Photon interactions at high energy, Fermilab, 1979, p. 337.
6. *De Groot J.G.H. et al.* Z. Phys., 1979, **C1**, 142.
7. *Baker N.J. et al.* Phys. Rev., 1981, **D23**, 2499.
8. *Buras A.J., Gaemers K.J.F.* Nucl. Phys., 1978, **B132**, 249.
9. *Bodek A., Ritchie J.L.* Phys. Rev., 1981, **D24**, 1400.
10. *De Rijula A. et al.* Ann. Phys. (NY), 1977, **103**, 315.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
14 августа 1982 г.
