СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

P1 - 9724

С.И.Биленькая, Е.Хр.Христова

ПРОВЕРКА СКЕЙЛИНГА В ОБЛАСТИ ω, БЛИЗКИХ К ЕДИНИЦЕ И БОЛЬШИХ q^2

1976

P1 - 9724

С.И.Биленькая, Е.Хр.Христова

ПРОВЕРКА СКЕЙЛИНГА В ОБЛАСТИ ω, БЛИЗКИХ К ЕДИНИЦЕ И БОЛЬШИХ q^2

Биленькая С.И., Христова Е.Хр. P1 - 9724

Проверка скейлинга в области ω, близких к единице и больших q^2

Проведен совместный анализ данных по глубоконеупругому и упругому e-p рассеянию. Показано, что необходимо учитывать отклонение от скейлинга функции νW_2 в области ω, близких к единице и больших q^2. Рассмотрены разные формы нарушения скейлинга: масштабно-инвариантная партонная модель, неточечность партонов, асимптотическая свобода. Имеющиеся данные согласуются со всеми этими моделями. Показано также, что обобщенное соотношение Дрелла-Яна не противоречит опыту.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований

Дубна 1976

Bilenkaya S.I., Christova E.Chr. P1 - 9724

Test of Scaling at Large q^2 and ω Near Threshold

A joint analysis of the data on deep inelastic and elastic e-p scattering has been carried out. Evidence is found for deviations from scaling of the proton structure νW_2 at $\omega \simeq 1$ and large q^2. Various scale breaking expressions based on the scale invariant parton model, the parton model with pointless partons and asymptotically free theories have been considered. The data available are in agreement with all of them. It has been shown that the generalized Drell-Jan relation is not in contradiction with experiment, too.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research

Dubna 1976

1. Введение

Открытие скейлинга в экспериментах по глубоконеупругому e–p[1] рассеянию стимулировало развитие целого ряда новых теоретических направлений, таких, как партонная модель [2,3], масштабная инвариантность на малых расстояниях [4], асимптотически свободные теории [5] и др. Эти теории предсказывают различные формы нарушения скейлинга в области больших q^2. Последние экспериментальные данные по глубоконеупругому лептон-нуклонному рассеянию, полученные в SLAC [6] и Батавии [7], по-видимому, свидетельствуют о нарушении скейлинга.

Возникает вопрос, позволяют ли существующие теории описать обнаруженное на опыте отклонение от скейлинга. Этому вопросу и посвящена настоящая работа.

Были рассмотрены параметризации нарушения скейлинга, основанные на:

1/ масштабно-инвариантной партонной модели [8],

2/ асимптотически свободных теориях [9],

3/ теории [3], в которой предполагается, что партоны имеют структуру.

С точки зрения проверки скейлинга большой интерес представляет область значений переменной ω ($\omega = \frac{2M\nu}{q^2}$), близких к единице.

Во-первых, при $\omega \simeq 1$ в теориях [7,8] ожидается наибольшее отклонение от скейлинга. Во-вторых, имеющиеся экспериментальные точки с $\omega \simeq 1$ отвечают максимальным q^2. В-третьих, в этой области для всех рассматриваемых теорий могут быть получены формулы, позволяющие простым образом выразить зависимость νW_2 от q^2.

Поведение функции νW_2 при $\omega \simeq 1$ может быть связано с поведением электромагнитного формфактора нуклона $G_M(q^2)$ при $q^2 \to \infty$. В партонной модели эта связь была впервые установлена Дреллом и Яном /10/. Как показано в работах /3, 8, 11/, аналогичное соотношение имеет место и в случае нарушения бьеркеновского скейлинга.

В настоящей работе проводится совместный анализ* данных по глубоконеупругому /13/ и упругому /14/ e–p рассеянию в области больших q^2. При этом предполагается, что функции νW_2 и G_M связаны обобщенным соотношением Дрелла-Яна.

Выполненный анализ показал, что область значений переменной W /W - масса конечных адронов/ весьма существенна в смысле необходимости введения нарушения скейлинга. Если $W \geq 1{,}8$ *ГэВ*, то в выражение для νW_2 необходимо вводить зависящие от q^2 члены. Показано, что данные могут быть описаны, если для нарушающих скейлинг членов принять выражения, вытекающие из всех рассмотренных здесь теорий.

2. *Результаты анализа*

Сечение процесса

$$e + p \to e + \text{адроны} \qquad /1/$$

дается выражением /л.с./

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dE'} = \frac{\alpha^2 \cos^2\frac{\theta}{2}}{4E^2 \sin^4\frac{\theta}{2}} [W_2 + 2\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2} W_1]\,. \qquad /2/$$

*Использованный метод совместного анализа данных подробно изложен в работе /12/. Отметим, что при анализе используются только непосредственно измеряемые в опытах величины - дифференциальные сечения.

Здесь E и E′ - начальная и конечная энергии электрона, θ - угол рассеяния.

Структурные функции νW_2 и $2MW_1$ являются функциями переменной ω

$$(\omega = \frac{2M\nu}{q^2};\ \ \nu = E - E';\ \ q = 4EE'\cos^2\frac{\theta}{2})$$

и, в случае нарушения бьеркеновского скейлинга, также и переменной q^2. Функция $2MW_1$ связана с νW_2 и $R\ /R = \frac{\sigma_S}{\sigma_T}$ - отношение полных сечений поглощения виртуального фотона со скалярной и поперечной поляризациями/ соотношением

$$2MW_1 = \omega\nu W_2 \left(\frac{1 + \frac{q^2}{\nu^2}}{1 + R}\right). \qquad /3/$$

Сечение процесса

$$e + p \to e + p \qquad /4/$$

имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2\cos^2\frac{\theta}{2}}{4E^2\sin^4\frac{\theta}{2}} \left(\frac{1}{1 + \frac{2E}{M}\sin^2\frac{\theta}{2}}\right) \times$$
$$\times \left[\frac{G_E^2 + \frac{q^2}{4M^2}G_M^2}{1 + \frac{q^2}{4M^2}} + 2\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\,\frac{q^2}{4M^2}G_M^2\right], \qquad /5/$$

где G_M и G_E - магнитный и зарядовый формфакторы протона. При анализе будем предполагать, что G_M и G_E связаны соотношением $G_M = \mu_p G_E$. Отметим, что экспериментальные данные в интересующей нас области больших q^2 согласуются с этим предположением [15].

При анализе были использованы даные по глубоконеупругому e–p рассеянию [13] / $\theta = 26°$ и $34°$/ и данные по упругому рассеянию электронов протонами [14] в интервале $6 \le q^2 \le 25$ /*ГэВ/с*/^{2}. Отбирались точки с $\omega \le 1{,}5$*. При этом $6 \le q^2 \le 20$ /*ГэВ/с*/^{2}, $5 \le \nu \le 13$/*ГэВ*/. Эти данные сравнивались с различными теоретическими моделями.

Партонная модель [2], основанная на предположении о точечности партонов, приводит, как хорошо известно, к скейлингу функции νW_2. Если в области $\omega \to 1$ записать νW_2 в виде

$$\nu W_2 \underset{\omega \to 1}{=} a\left(1 - \frac{1}{\omega}\right)^p , \qquad /6/$$

а магнитный формфактор протона при $q^2 \to \infty$ в виде

$$G_M = \mu_p b \frac{1}{(q^2)^{n/2}} , \qquad /7/$$

то из партонной модели следует также и соотношение Дрелла-Яна [10]

$$n = p + 1 . \qquad /8/$$

В случае, когда спин партонов равен 1/2, имеем [17]

$$R = \frac{q^2}{\nu^2} . \qquad /9/$$

В работах [3] был рассмотрен случай неточечных партонов. В этом случае скейлинг структурной функции νW_2 нарушается, и при $\omega \to 1$ имеем:

$$\nu W_2 \underset{\omega \to 1}{=} a\left(1 - \frac{1}{\omega}\right)^p G^2(q^2), \qquad /10/$$

где

*Используя выражение для νW_2, полученное в работе /16/ из анализа всех данных по глубоконеупругому e–p рассеянию, можно показать, что при $\omega < 1{,}5$ в разложении νW_2 по $\left(1 - \frac{1}{\omega}\right)$ главную роль играет первый член.

$$G(q^2) = \frac{1}{1 + q^2/M_G^2} - \qquad /11/$$

формфактор партона. Для формфактора протона при больших q^2 в этой модели возникает следующее выражение:

$$G_M = \mu_p b \frac{1}{(q^2)^{\frac{p+1}{2}}} G(q^2) . \qquad /12/$$

Функция R дается выражением /9/.

С помощью /10/-/12/ были проанализированы экспериментальные данные. Помимо выражения /9/, для функции R рассматривались также $R = c_1$ и $R = c_2/\omega$. Здесь и в дальнейшем значения констант c_1 и c_2 брались из работы [18], в которой проводился анализ всех данных группы SLAC–MIT [1] /$c_1 = 0{,}19$, $c_2 = 0{,}65$/. Рассматривались различные области по переменной $W (W = M^2 - q^2 + 2M\nu)$. Оказалось, что данные могут быть описаны при $W \ge 1{,}8$ *ГэВ*. Результаты анализа приведены в *табл. 1*. Так как область $W > 1{,}8$ *ГэВ* очень близка к резонансной области, в таблице приведены также значения варьируемых параметров при $W \ge 2{,}0$ *ГэВ*.

Итак, рассмотренная модель, в которой нарушение скейлинга обусловлено формфактором партонов, позволяет удовлетворительно описать рассматриваемые данные по глубоконеупругому рассеянию в области ω, близких к единице, и данные по упругому рассеянию при $q^2 \ge 6$ /*ГэВ/с*/^{2}. При этом для параметра, характеризующего формфактор партонов, при $R = q^2/\nu^2$ получаем $M_G = /6{,}0 \pm 0{,}4/$ *ГэВ*. Как видно из таблицы, в случае других рассмотренных выражений для R параметр M_G в пределах ошибок не меняется. Отметим, что полученное значение M_G близко к значениям, найденным другим методом в работе [19], а также в работе [20].

Из масштабно-инвариантной партонной модели, развитой в работе [8], следует при $\omega \to 1$ и больших q^2:

$$\nu W_2 \underset{\omega \to 1}{=} a\left(1 - \frac{1}{\omega}\right)^p \left(\frac{1}{q^2}\right)^A , \qquad /13/$$

Таблица I

Результаты анализа данных работ /I3,I4/ параметризации (I0)–(I2) ($\omega \le$ I,5)

R	W	a	M_b	p	b	$\chi^2/\overline{\chi^2}$
$R=\frac{q^2}{\nu^2}$	I,8	I,43 ± 0,I0	5,95 ± 0,35	2,53 ± 0,06	0,30 ± 0,02	30/24
	2,0	I,4I ± 0,I2	6,67 ± 0,82	2,62 ± 0,08	0,3I ± 0,02	25/I9
$R=\frac{0,65}{\omega}$	I,8	I,45 ± 0,I0	6,82 ± 0,48	2,58 ± 0,06	0,30 ± 0,02	40/24
	2,0	I,44 ± 0,I2	8,34 ± I,36	2,70 ± 0,08	0,32 ± 0,02	3I/I9
$R=0,19$	I,8	I,42 ± 0,I0	6,42 ± 0,42	2;57 ± 0,06	0,30 ± 0,02	32/24
	2,0	I,40 ± 0,I2	7,40 ± I,02	2,67 ± 0,08	0,32 ± 0,02	25,5/I9

$$G_M = \mu_p\, b \frac{1}{(q^2)^{\frac{p+1}{2}}} \left(\frac{1}{q^2}\right)^A . \qquad /14/$$

В работе /8/ показано также, что функция $R = \text{const}$.

Мы провели анализ экспериментальных данных, принимая для νW_2 и G_M выражения /13/ и /14/. При этом рассматривались следующие параметризации для отношения R: $R = 0{,}19$; $R = 0{,}65/\omega$ и $R = q^2/\nu^2$. Результаты при $W \ge 1{,}8$ *ГэВ* и $W \ge 2{,}0$ *ГэВ* приведены в *табл. 2*. Параметр A, характеризующий вклад аномальных размерностей, равен $A = 0{,}35 \pm 0{,}04$ при $R = \text{const}$.

Итак, как видно из *табл. 2*, экспериментальные данные удовлетворительно описываются, если в выражение для νW_2 ввести зависящий от q^2 член, связанный с аномальными размерностями. На необходимость введения аномальных размерностей неоднократно указывалось в литературе /21, 18/.

Отметим, что величина $\frac{p+1}{2} + A$ - степень $\left(\frac{1}{q^2}\right)$ в выражении /14/- в пределах ошибок равна двум. Такая же зависимость G_M от q^2 возникает и из анализа данных только по упругому $e-p$ рассеянию на основе выражения /7/. Для параметров получаем следующие значения:

$b = 1{,}61 \pm 0{,}04$ /*ГэВ/с*/,

$n/2 = 1{,}99 \pm 0{,}02$

$(\chi^2/\overline{\chi^2} = 7/7)$.

Из теории с асимптотической свободой для функции νW_2 в области больших q^2 и $\omega \simeq 1$ следует /9/

$$\nu W_2 \underset{\omega \to 1}{=} a\left(1 - \frac{1}{\omega}\right)^p \left(\ln \frac{q^2}{\mu^2}\right)^{G\left(0{,}69 + 4\ln\left(1 - \frac{1}{\omega}\right)\right)} . \qquad /15/$$

Если воспользоваться гипотезой дуальности, то для формфактора G_M при больших q^2 из /15/ получаем /11/:

Таблица 2

Результаты анализа данных работ /13,14/, параметризации (13), (14) ($\omega \le 1,5$)

R	W	a	A	p	b	$\chi^2/\overline{\chi^2}$
$R = 0,19$	1,8	$1,73 \pm 0,13$	$0,35 \pm 0,04$	$2,46 \pm 0,07$	$0,46 \pm 0,03$	33/24
	2,0	$1,58 \pm 0,14$	$0,25 \pm 0,05$	$2,59 \pm 0,09$	$0,43 \pm 0,03$	24/19
$R = \frac{0,65}{\omega}$	1,8	$1,76 \pm 0,13$	$0,32 \pm 0,04$	$2,47 \pm 0,07$	$0,44 \pm 0,03$	39/24
	2,0	$1,62 \pm 0,15$	$0,23 \pm 0,05$	$2,60 \pm 0,09$	$0,42 \pm 0,03$	26/19
$R = \frac{Q^2}{\nu^2}$	1,8	$1,76 \pm 0,13$	$0,39 \pm 0,04$	$2,40 \pm 0,07$	$0,48 \pm 0,03$	35/24
	2,0	$1,58 \pm 0,15$	$0,28 \pm 0,05$	$2,54 \pm 0,08$	$0,44 \pm 0,03$	25/19

$$G_M \underset{q^2\to\infty}{=} \mu_p b\left(\frac{1}{q^2}\right)^{\frac{p+1}{2}} \left(\ln\frac{q^2}{\mu^2}\right)^{\frac{G}{2}} \left(0,69 - 4\ln\frac{q^2}{W_t^2}\right). \qquad /16/$$

Значение параметра G в выражениях /15/ и /16/ зависит от группы симметрии сильных взаимодействий и от представления, к которому принадлежат фермионы / G = 4/25 для модели с тремя цветными триплетами[22] и G = 4/27 для модели с тремя цветными квартетами[23]/. Мы будем считать G варьируемым параметром. Величины μ^2 и W_t^2 фиксировались. Для W_t^2 принималось значение $W_t^2 = 1,5$ *ГэВ*, полученное в работе [24]. Параметр нормировки μ^2 является свободным параметром теории. При анализе экспериментальных данных μ^2 полагается равным μ^2 = 0,5; 1 и 3 /*ГэВ*/ ^{2}.

Из теории с асимптотической свободой[9] следует, что функция R убывает логарифмически при больших q^2. В нашем анализе мы использовали следующие выражения для R:

$$R = \frac{\omega - 1}{\ln q^2/\mu^2}, \qquad /17/$$

$$R = \frac{1}{\ln q^2/\mu^2}, \qquad /18/$$

а также для сравнения $R = 0,19$.

Значения варьируемых параметров при $W \ge 1,8$ *ГэВ* и $W \ge 2,0$ *ГэВ* приведены в *табл. 3.* Как видно из таблицы, описание во всех рассмотренных случаях удовлетворительное. Значения параметров сильно зависят от μ^2. Отметим, что среднее значение параметра G / G = = 0,12±0,01/ в случае $\mu^2 = 3$ /*ГэВ*/ ^{2} близко к значению, предсказываемому теорией[23] $\left(R = \frac{\omega - 1}{\ln q^2/\mu^2}\right)$. Величина $p + 4G\ln\ln\frac{q^2}{\mu^2}$ во всей области q^2 близка к значениям параметра p в /10/ и /13/.

Таблица 3

Результаты анализа данных работ /I3,I4/, параметризации (I5), (I6) ($\omega \leq$ I,5)

R	μ^2	W	a	c	p	b	$\chi^2/\overline{\chi^2}$
$R = \frac{\omega - 1}{\ln \frac{q^2}{\mu^2}}$	0,5	I,8	0,58 ± 0,06	0,29 ± 0,03	I,II ± 0,I8	0,I4 ± 0,02	25/24
	I	I,8	0,65 ± 0,06	0,22 ± 0,02	I,67 ± 0,I3	0,I6 ± 0,02	36/24
		2,0	0,7I ± 0,I0	0,20 ± 0,04	I,8I ± 0,23	0,I8 ± 0,03	23/I9
	3	I,8	0,77 ± 0,07	0,I2 ± 0,0I	2,36 ± 0,08	0,20 ± 0,02	29/24
$R = \frac{1}{\ln \frac{q^2}{\mu^2}}$	I	I,8	0,68 ± 0,07	0,22 ± 0,02	I,69 ± 0,I3	0,I6 ± 0,02	28/24
		2,0	0,76 ± 0,I0	0,I9 ± 0,04	I,86 ± 0,23	0,I8 ± 0,03	24/I9
R = 0,I9	-	I,8	0,65 ± 0,06	0,22 ± 0,02	I,69 ± 0,I3	0,I6 ± 0,02	26/24

В заключение отметим, что экспериментальные данные были проанализированы также на основе выражений /6/-/8/ с использованием вместо переменной ω скейлинговой переменной Блума-Гилмана /24/ $\omega' = \omega + \frac{M^2}{q^2}$.

Для всех рассмотренных выражений $R / R = 0{,}19$; $R = \frac{0{,}65}{\omega}$ и $R = \frac{q^2}{\nu^2}$/ было получено удовлетворительное описание при $W \geq 1{,}8$ *ГэВ* /C.L.= 10-15%/. Среднее значение параметра p близко к трем /при $R = q^2/\nu^2$ $p = 3{,}03 \pm 0{,}10$/.

Итак, мы рассмотрели область значений переменной ω, близких к единице. Из моделей, основанных на теории поля, вытекает, что в этой области следует ожидать весьма значительных нарушений скейлинга. Выполненный анализ экспериментальных данных показал, что в области $\omega \leq 1{,}5$, $q^2 \geq 6$ */ГэВ/с/*^{2} и $W \geq 1{,}8$ *ГэВ* учет нарушения скейлинга, действительно, необходим. Обсуждались модели, которые приводят как к степенной, так и к логарифмической q^2-зависимости функции νW_2. Анализ показал, что рассматриваемые экспериментальные данные не позволяют различить формы нарушения скейлинга.

Были совместно проанализированы данные по глубоконеупругому и упругому e–p рассеянию. Во всех рассмотренных моделях νW_2 и G_M предполагались связанными соотношением Дрелла-Яна, обобщенным на случай нарушения скейлинга. Так как при этом описание удовлетворительное, то мы приходим к выводу, что это соотношение не противоречит экспериментальным данным.

Авторы выражают свою искреннюю благодарность Д.Стаменову за полезные обсуждения.

Литература

1. E.D.Bloom, D.H.Coward et al. Phys. Rev.Lett., 23, 930 /1969/; G.Miller, E.D.Blomm et al. Phys. Rev., D5, 528 /1972/.
2. R.P.Feynman. Phys.Rev.Lett., 23, 1415 /1969/.
3. M.S.Chanowitz, S.D.Drell. Phys.Rev.Lett., 30, 807 /1973/; Phys.Rev., D9, 2078 /1974/; G.B.West, P.Zerwas. Phys.Rev., D10, 2130 /1974/.
4. K.Wilson. Phys.Rev., 179, 1499 /1969/.
5. D.J.Gross, F.Wilczek. Phys.Rev.Lett., 30, 1343 /1973/; H.D.Politzer. Phys. Rev.Lett., 30, 1346 /1973/.
6. R.Taylor. Proc. Int. Conf. on High Energy Phys., Palermo, 1975.
7. C.Chang et al. Phys.Rev.Lett., 35, 901 /1975/.
8. J.Kogut, L.Susskind. Phys.Rev., D9, 697 /1974/.
9. D.J.Gross. Phys. Rev. Lett., 32, 1071 /1974/.
10. S.D.Drell, T.M.Yan. Phys.Rev.Lett., 24, 181 /1970/.
11. D.J.Cross, S.B.Treiman. Phys.Rev.Lett., 32, 1145 /1974/; A. De Rujula. Phys. Rev.Lett., 32, 1143 /1974/.
12. С.И.Биленькая, Ю.М.Казаринов, Л.И.Лапидус, ЖЭТФ, 60, 460 /1971/.
13. E.M.Riordan. MIT Ph. D.Thesis, No. 600-3069.176 /1973/.
14. P.N.Kirk et al. Phys. Rev., D8, 63 /1973/.
15. S.I.Bilenkaya, S.M.Bilenky, A.Frenkel, E.H.Hristova. JINR Preprint, E2-8678, Dubna, 1973.
16. С.И.Биленькая, С.М.Биленький, Ю.М.Казаринов, Л.И.Лапидус. ЖЭТФ, 65, 1745 /1973/.
17. C.G.Gallan, D.J.Gross. Phys.Rev.Lett., 22, 156 /1969/.
18. S.I.Bilenkaya, E.Hristova, D.B.Stamenov. Nucl. Phys., B79, 422 /1974/.
19. E.M.Riordan et al. SLAC-PUB-1634 /1975/.
20. С.И.Биленькая, С.М.Биленький, Ю.М.Казаринов, Л.И.Лапидус. Письма в ЖЭТФ, 19, 613 /1974/.
21. G.Parisi. Phys.Lett., 43B, 207 /1973/.
22. D.Gross, F.Wilczek. Phys. Rev., D8, 3633 /1973/.
23. D.Gross, F.Wilczek. Phys.Rev., D9, 980 /1974/.
24. E.Bloom, F.Gilman. Phys. Rev.Lett., 25, 1140 /1970/; Phys.Rev., D4, 2901 /1971/.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 апреля 1976 года.