ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

P2 - 11211

А.Ф.Пашков, Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов

СООТНОШЕНИЕ ДРЕЛЛА-ЯНА-ВЕСТА, ЛОКАЛЬНАЯ ДУАЛЬНОСТЬ И СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ ПРОТОНА В ДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ФАКТОРИЗУЮЩИХСЯ КВАРКОВ

1978

P2 - 11211

А.Ф.Пашков, Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов

СООТНОШЕНИЕ ДРЕЛЛА-ЯНА-ВЕСТА, ЛОКАЛЬНАЯ ДУАЛЬНОСТЬ И СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ ПРОТОНА В ДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ФАКТОРИЗУЮЩИХСЯ КВАРКОВ

Направлено в "Physics Letters"

Пашков А.Ф., Скачков Н.Б., Соловцов И.Л. P2 - 11211

Соотношение Дрелла-Яна-Веста, локальная дуальность и структурные функции протона в динамической модели факторизующихся кварков

С помощью асимптотического выражения для упругого формфактора, полученного в рамках динамической модели факторизующихся кварков и соотношения локальной дуальности, найдено выражение для структурной функции протона. Полученная формула хорошо описывает экспериментальные данные по глубоконеупругому ep-рассеянию в пороговой области $x \geq 0{,}75$ и удовлетворяет соотношению Дрелла-Яна-Веста.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Pashkov A.F., Skachkov N.B., Solovtsov I.L. P2 - 11211

Drell-Yan-West Relation, Local Duality and Proton Structure Function in the Dynamical Model of Factorizing Quarks

An expression for the proton structure function has been found by using the local duality relation and the asymptotic form of the elastic form factor as given by the dynamical model of factorizing quarks. The formula obtained is in good agreement with the experimental data on deep inelastic ep-scattering near threshold $x \geq 0.75$ and satisfies the Drell-Yan-West relation.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

Результаты последних экспериментов по глубоконеупругому ep-рассеянию поставили вопрос о совместимости правил размерного кваркового счета [1] и соотношения Дрелла-Яна-Веста [2]. Согласно этому соотношению, степень убывания упругого формфактора протона $G^P(t) = b\mu_P(-t)^{-n}$ при $-t \to \infty$ связана со степенью убывания структурной функции $F_2(x) \equiv \nu W_2(x) = a(1-x)^p$ вблизи упругого порога $x \to 1$ по закону $p = 2n-1$. Эта же зависимость между степенями p и n, управляющими поведением $G(t)$ и $W_{1,2}(x)$, следует и из соотношения локальной дуальности Блюма-Гилмана [3], которое записывается в дифференциальной форме *

$$F_1(x_S) = 2MW_1\left(\omega_S = 1 - \frac{W_{in}^2 + M_S^2 - M_P^2}{t}\right) =$$

$$= \frac{1}{1-\omega_S}\, t\left[\frac{d}{dt} G^2(t)\right] \qquad /1/$$

*Соотношение Дрелла-Яна-Веста отличается от /1/ тем, что /1/ позволяет просто получить связь между p и n, даже если n является некоторой функцией $n_{эфф}(t)$ от переданного импульса, в то же время /1/ фиксирует отношение b^2 и a, тогда как соотношение Дрелла-Яна-Веста задает $W_{1,2}(x)$ с точностью до произвольного коэффициента a.

в терминах той скейлинговой переменной x_S, по которой выполняется ранний скейлинг: $x_S^{-1} = \omega_S = \omega - \frac{M_S^2}{t}$.

Данные[4] хорошо описывает эмпирическая формула $F_1(x_S) = a(1-x_S)^4$ при $M_S^2 = 1{,}47$ *ГэВ*^{2}. Согласно /1/ и соотношению Дрелла-Яна-Веста, $p=4$ может быть обеспечено лишь убыванием протонного формфактора по закону $G^P(t) = b\mu_P(-t)^{-5/2}$, в то время как размерный кварковый счет[1] предсказывает дипольную зависимость $G^P(t) = b\mu_P(-t)^{-2}$.

Таким образом, мы видим, что правила размерного кваркового счета[1], применимые по своему выводу в асимптотической области, где нет эффективного размерного параметра типа M, задают поведение $W_{1,2}(x)$ при $x \to 1$, не согласующееся с экспериментальными данными.

Существует надежда, что учет глюонных поправок поможет исправить это положение[5]. Однако включение в рассмотрение кварк-глюонного взаимодействия, "одевающего" кварки, приводит к появлению явной зависимости структурных функций от переданного импульса $q^2 = t$. Предположим, что в исследуемой в настоящее время области раннего скейлинга режим масштабной инвариантности еще не наступил. В этой предасимптотической области сечения процессов и поведение формфакторов хорошо описываются динамической моделью факторизующихся кварков /ДМФК/[6]. ДМФК содержит масштабный параметр массы кварка, с которой сравнивается доля передачи импульса $\sqrt{-t_q}$, приходящаяся на один кварк ($t_q \approx (\frac{p-k}{n})^2 = \frac{t}{n^2}$, где n - число кварков в адроне, так что для протона $t_q \approx t \cdot 10^{-1}$). Наша ДМФК является развитием предложенной ранее модели факторизующихся кварков /МФК/[7], в основе которой лежит предположение, близкое к популярной сейчас идее "асимптотической свободы", а именно, - что на малых расстояниях кварки ведут себя как свободные, и, следовательно, независимые частицы. При этом в МФК принимается следующая картина адрон-адронных столкновений.

Полагается, что кварки, входящие в состав адронов, создают в процессе взаимодействия некоторое самосогласованное эффективное поле $V_{эфф}$, на котором они рассеиваются квазинезависимым образом. В таком случае, поскольку для независимых событий полная вероятность есть произведение отдельных вероятностей, принимается, что амплитуда рассеяния $M_{AB\to AB}(\theta)$ адронов A и B на угол θ является произведением амплитуд рассеяния $g_q(\theta)$ отдельных кварков на самосогласованном потенциале $V_{эфф}$:

$$M_{AB\to AB}(\theta) = \prod_{q_A}^{n_A} g_q(\theta) \cdot \prod_{q_B}^{n_B} g_q(\theta),$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(AB \to AB) = \frac{1}{s^2}|M_{AB\to AB}|^2. \qquad /2/$$

При этом в МФК вид амплитуды $g_q(\theta)$ никак не конкретизируется, и формула /2/ используется лишь для вычисления отношений дифференциальных сечений различных процессов.

Мы дополнили МФК динамическим предположением о том, что при рассеянии на большие углы (t/s - фикс. $-t$, $s \to \infty$) область взаимодействия кварков имеет некий размер, равный, для простоты, самой комптоновской длине волны кварка M_q^{-1} / M_q - эффективная масса кварка, участвующего во взаимодействии/.

Амплитуда рассеяния кварка на эффективном потенциале, радиус действия которого есть M_q^{-1}, определяется, согласно[6], выражением:

$$g_q(\theta) = \frac{y_q}{\operatorname{sh} y_q} = \frac{2M_q^2 \ln\left[1 - \frac{t_q}{2M_q^2} + \frac{1}{2M_q^2}\sqrt{t_q(t_q - 4M_q^2)}\right]}{\sqrt{t_q(t_q - 4M_q^2)}}. \qquad /3/$$

Здесь $y_q = \operatorname{Arch}(1 - t_q/2M_q^2)$ - быстрота, отвечающая передаче импульса отдельному кварку $t_q \approx t/n^2$, где n - число кварков в адроне.

Из /2/, /3/ и обобщенной формулы Ву-Янга $\frac{d\sigma}{dt}(AB\to AB) \approx \approx \frac{1}{s^2} G_A^2(t) \cdot G_B^2(t)$ /8/ следует формула для асимптотического поведения формфактора адрона A, состоящего, к примеру, из n валентных кварков /9/

$$G_A(t) = b_A \mu_A \left(\frac{y_q}{\operatorname{sh} y_q}\right)^n \approx \left(\frac{\ln|t| n^{-2} M_q^{-2}}{|t| n^{-2} M_q^{-2}}\right)^n . \qquad /4/$$

В /9/ было установлено, что /4/ хорошо описывает данные по упругому формфактору π-мезона $(n=2)$ и протона /10/ $(n=3)$. Результаты, полученные при обработке большей, чем в /9/, совокупности экспериментальных точек по упругому протонному формфактору /11/, показывают стабильность полученных значений параметров модели /см. *таблицу*/. Формула /4/ может быть также переписана в виде привычной степенной зависимости

$$G_A(t) = b_A \mu_A (|t| n^{-2} M_q^{-2})^{-n_{эфф}(t)}$$

$$n_{эфф}(t) = n - n \frac{\ln(\ln|t| n^{-2} M_q^{-2})}{\ln|t| n^{-2} M_q^{-2}} .$$

Таблица

$Q^2_{мин.}$ $(ГэВ^2)$	$\chi^2_{d.f.}$	b	M_q (ГэВ)
1	51/(48-2)	0,771	0,163
1,5	39/(40-2)	0,745	0,164
2,5	33/(32-2)	0,761	0,163
3,5	17/(25-2)	0,682	0,168
4,5	14/(19-2)	0,616	0,173

Каким будет вид структурной функции протона вблизи порога, если упругий формфактор протона параметризовать формулой /4/? Подстановка /4/ с $n=3$ в /1/ приводит к следующему выражению для $2MW_1(x_S)$:

$$2MW_1(x_S) = A \frac{12 M_q^2 b^2 \mu_P^2}{W_{in}^2 + M_S^2 - M_P^2} (\chi_S \operatorname{ch}\chi_S - \operatorname{sh}\chi_S) \frac{(\operatorname{ch}\chi_S - 1)^2}{\operatorname{sh}^3 \chi_S} \left(\frac{\chi_S}{\operatorname{sh}\chi_S}\right)^5 , \qquad /6/$$

где новая переменная $\chi_S = \operatorname{Arch}\left(1 + \frac{W_{in}^2 + M_S^2 - M_P^2}{2M_q^2(\omega_S - 1)}\right)$ получена из $y_q = \operatorname{Arch}\left(1 - \frac{t_q}{2M_q^2}\right)$ заменой, согласно /1/, $t_q = -\frac{W_{in}^2 + M_S^2 - M_P^2}{\omega^2 - 1}$. В /6/ введен коэффициент A, учитывающий тот факт, что соотношение Дрелла-Яна-Веста следует из /1/ с точностью до свободного коэффициента пропорциональности a перед $W_{1,2}$, так что A=1, если соотношение локальной дуальности выполняется точно.

Для проверки соотношения Дрелла-Яна-Веста по данным глубоконеупругого ep-рассеяния мы выбрали в выражении /6/ значение массы кварка и b_P фиксированными по результатам обработки упругого формфактора при $Q^2 \geq 1{,}5$ *ГэВ*^{2}: $M_q = 0{,}164$ *ГэВ*, $b_P = 0{,}74$.

В обработку данных по структурной функции $2MW_1(x)$ глубоконеупругого ep-рассеяния были включены данные /4,12/ с $x \geq 0{,}75$. В результате для величины χ^2 на одну степень свободы было получено следующее значение $\frac{\chi^2}{\bar{\chi}^2} = \frac{35{,}5}{34}$, при $A = 0{,}32$ и $M_S^2 = 2{,}1$ *ГэВ*^{2}.

Таким образом, можно заключить, что в случае протонного формфактора формула ДМФК /4/ задает правильное пороговое поведение структурной функции, согласующееся с экспериментальными данными.

Формула /6/ в асимптотической области $\omega_S \approx 1$ может быть также представлена в виде степенного закона:

$$F_1(\omega_S) \approx [\omega_S - 1]^{N_{эфф}(\omega_S)} ,$$

где

$$N_{эфф}(\omega_S) = 5 - 6 \frac{\ln\left|\ln \frac{9M_q^2}{W^2}(\omega_S - 1)\right|}{\left|\ln \frac{9M_q^2}{W^2}(\omega_S - 1)\right|} . \qquad /6/$$

$$/7/$$

$$W^2 = W_{in}^2 + M_S^2 - M_P^2 .$$

Формулы /5/ и /7/ имеют одинаковую структуру. В достигнутых в настоящее время областях по t и ω наблюдается, что $2 < n_{эфф}(t) < 3$ и $4 < N_{эфф}(\omega_S) < 5$. Значение $N_{эфф}(\omega_S)$ совсем вблизи порога $N_{эфф}(\omega_S \to 1) = 5$, с учетом того, что, согласно /5/, $n_{эфф}(-t \to \infty) = 3$, удовлетворяет соотношению Дрелла-Яна-Веста: $N_{эфф}(\omega_S \to 1) = 2n_{эфф}(-t \to \infty) - 1$. Поведение $F_1(\omega_S) \approx (\omega_S - 1)^p$ может быть проверено в будущих экспериментах по мере увеличения данных в области $x \geq 0,9$.

Авторы благодарят В.Г.Кадышевского, В.А.Матвеева, В.А.Мещерякова и И.А.Савина за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett. Nuovo Cim., 1973, 7, p.719; Brodsky S., Farrar G. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.1153.*
2. *Drell S.D., Yan T.M. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p.181. West G.B. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p.1206.*

3. *Bloom E., Gilman F. Phys.Rev.Lett., 1970, 25, p.1140; Phys.Rev., 1971, D4, p.2001.*
4. *Atwood W.B. e.a. SLAC-PUB-1758, 1976.*
5. *Биленькая С.И., Христова Е.Хр. ОИЯИ, Е1-11161, Дубна, 1978.*
6. *Пашков А.Ф., Скачков Н.Б., Соловцов И.Л. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, с.452; ОИЯИ, Р2-10490, Дубна, 1977;*
   JINR, E2-10530, Dubna, 1977.
7. *Kawaguchi H., Sumi Y., Yokomi H. Progr.Theor. Phys., 1967, 38, p.1183; Phys. Rev., 1968, 168, p.1556; Kawaguchi M., Yokomi H. Progr. Theor. Phys., 1977, 57, p.470.*
8. Creutz M., *Wang L. Preprint BNL, 1974.*
9. *Skachkov N.B., Solovtsov I.L. JINR, E2-10530, Dubna, 1977.*
10. *Kirk P.N. e.a. Phys.Rev., 1973, D8, p.63.*
11. *Coward D.H. e.a. Phys.Rev.Lett., 1968, 20, p.292; Berger C.H. e.a. Phys.Lett., 1971, 35B, p.87; Janssens T. e.a. Phys.Rev., 1966, 142, p.922; Albrecht W. e.a. Phys.Rev.Lett., 1966, 17, p.1192; Goiten M. e.a. Phys.Rev.Lett., 1967, 18, p.1017; Price L.E. e.a. Phys. Rev., 1971, D4, p.45; Bartel W. e.a. Nucl.Phys., 1973, B58, p.419.*
12. *Riordan E.M. e.a. SLAC-PUB-1634, 1975.*

Рукопись поступила в издательский отдел 28 декабря 1977 года.