

ИНСТАНТОНЫ И ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КВАРКОВ В НУКЛОНЕ

А.Е.Дорохов, Н.И.Кочелев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзор посвящен последним достижениям в теории и эксперименте по глубоконеупругому процессу рассеяния поляризованных частиц. Приведены аргументы в пользу того, что основой решения проблемы «спинового кризиса» являются фундаментальные свойства вакуума КХД.

Recent achievements in the theory and experiment in deep inelastic scattering of polarized particles is reviewed. Arguments are given in favor of the idea that the answer to the «spin crisis» is to be found in fundamental nonperturbative properties of the QCD vacuum.

ВВЕДЕНИЕ

Вот уже несколько лет проблема спина нуклона является одним из самых интересных вопросов в современной теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамике (КХД) (см. обзоры [1]—[5]). Несмотря на то, что аномальные спиновые явления в сильных взаимодействиях были обнаружены уже давно [6]—[8], настоящий взрыв интереса к спиновым эффектам в КХД появился лишь после измерения ЕМС-коллорабацией [9] доли спиральности протона, которая переносится кварками:

$$\Delta\Sigma = 0,120 \pm 0,094 \pm 0,138. \quad (1)$$

Анализ данных привел к выводу о том, что сумма спиральностей кварков внутри протона есть величина, сравнимая с нулем ($\Delta\Sigma \approx 0$). Этот результат привел к кризису наивной партонной модели нуклона, в которой вся спиральность протона переносится валентными кварками.

Настоящий обзор посвящен современному состоянию теории и эксперимента в спиновой физике высоких энергий. Мы понимаем, что невозможно сейчас дать некоторый законченный обзор по этому очень быстро

меняющемуся направлению в сильных взаимодействиях, и поэтому здесь мы постараемся рассказать лишь о нескольких, на наш взгляд, наиболее важных экспериментах и теоретических подходах в этой области.

ПОЛЯРИЗОВАННОЕ ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЙНИЕ (PDIS)

Кинематика PDIS. Сечение PDIS (рис.1) поляризованного лептона на поляризованном протоне записывается в виде

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{\pi q^4} L_{\mu\nu} W_{\mu\nu} \frac{d^3k'}{(pk)E'}$$

где $E(E')$ — энергии начального и конечного лептонов соответственно, $q^2 = -4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$,

$$L_{\mu\nu} = u_l(k) \gamma_\mu u_l(k') \bar{u}_l(k') \gamma_\nu u_l(k)$$

— известный лептонный тензор, а

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{4} \sum_n \langle p, \xi | J_\mu^{el}(0) | n \rangle \langle n | J_\nu^{el}(0) | p, \xi \rangle (2\pi)^4 \delta^4(p + q + p_n). \quad (2)$$

В (2) ξ — вектор поляризации протона, суммирование идет по всем возможным промежуточным адронным состояниям n , и $J_\mu^{el}(x)$ — адронный электромагнитный ток.

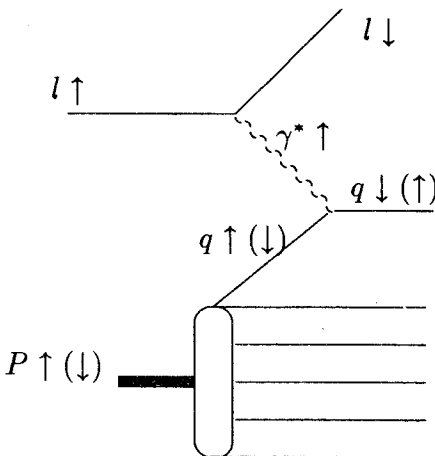


Рис.1. Вклад в $g_1(x)$ в рамках кварк-партоновой модели рассеяния продольно-поляризованного лептона на продольно-поляризованном нуклоне

В кварковой модели $J_{\mu}^{\text{el}}(x) = \sum_{i=u,d,s,\dots} e_i \bar{q}_i(x) \gamma_{\mu} q_i(x)$.

Наиболее общая форма $W_{\mu\nu}$, которая согласуется с требованиями калибровочной, а также P - и T -инвариантности, имеет вид

$$\frac{1}{\pi} W_{\mu\lambda}(q,p,s) = \left(-g_{\mu\lambda} + \frac{q_{\mu}q_{\lambda}}{q^2} \right) W_1(\nu, Q^2) + \frac{1}{M^2} \left(p_{\mu} - \frac{\nu q_{\mu}}{q^2} \right) \left(p_{\lambda} - \frac{\nu q_{\lambda}}{q^2} \right) W_2(\nu, Q^2) + \frac{i}{M} \varepsilon_{\mu\lambda\rho\sigma} q_{\rho} (s_{\sigma} (G_1(\nu, Q^2) + \frac{\nu}{M^2} G_2(\nu, Q^2)) - \frac{(sq)p_{\sigma}}{M^2} G_2(\nu, Q^2)), \quad (3)$$

где M — масса протона, s — его спин, $Q^2 = -q^2$, $\nu = (pq)$. Структурные функции W_1 , W_2 определяют сечение DIS неполяризованных частиц, а спинзависимые структурные функции G_1 , G_2 дают информацию о распределении спина между заряженными составляющими протона. В бьеркеновском пределе ($\nu, Q^2 \rightarrow \infty$, $x = Q^2/2\nu \rightarrow \text{const}$) в КХД (с точностью до логарифмических поправок) должен выполняться скейлинг:

$$W_1(\nu, Q^2) \equiv F_1(x, Q^2) \xrightarrow{\nu, Q^2 \rightarrow \infty} F_1(x),$$

$$\frac{\nu}{M^2} W_2(\nu, Q^2) \equiv F_2(x, Q^2) \xrightarrow{\nu, Q^2 \rightarrow \infty} F_2(x),$$

$$\frac{\nu}{M^2} G_1(\nu, Q^2) \equiv g_1(x, Q^2) \xrightarrow{\nu, Q^2 \rightarrow \infty} g_1(x),$$

$$\frac{\nu^2}{M^4} G_2(\nu, Q^2) \equiv g_2(x, Q^2) \xrightarrow{\nu, Q^2 \rightarrow \infty} g_2(x).$$

Эксперимент. В экспериментах PDIS измеряется асимметрия рассеяния поляризованных лептонов на поляризованных адронных мишенях. Так, в эксперименте EMC [9] с помощью рассеяния продольно-поляризованных μ -мезонов на продольно-поляризованных протонах была измерена асимметрия:

$$A_1(x, Q^2) = \frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow} - d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\sigma^{\uparrow\downarrow} + d\sigma^{\uparrow\uparrow}}, \quad (4)$$

где стрелки указывают относительные ориентации спинов протона и μ -мезона.

Эту асимметрию с помощью формул (2)—(4) легко связать с отношением спин-зависимых структурных функций протона к спин-независимой (см., например, [10]):

Proton - World Data

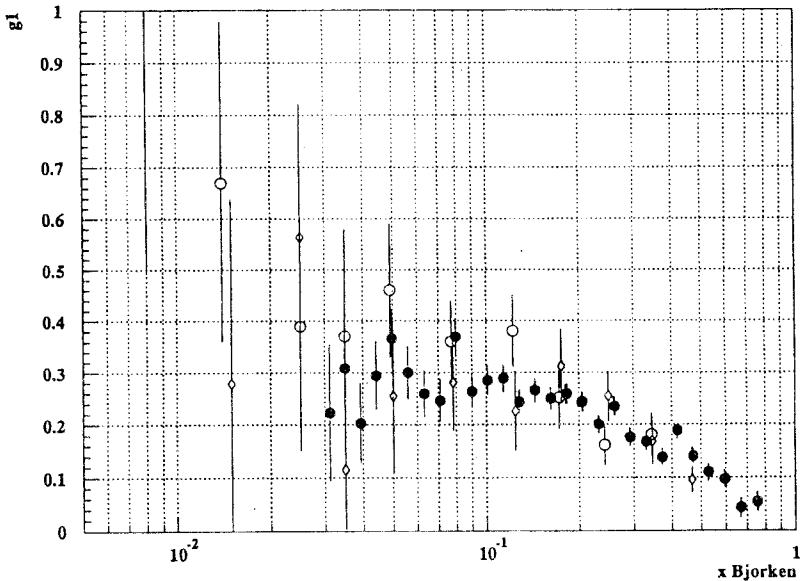


Рис. 2. Данные по измерению структурной функции $g_1^p(x)$, полученные EMC-, SMC- и E-143-коллорабациями

$$A_1(x, Q^2) = 2x(1 + R(x, Q^2)) \frac{g_1(x, Q^2) - \gamma^2 g_2(x, Q^2)}{F_2(x, Q^2)}, \quad (5)$$

где $\gamma = Q^2/v^2$, а $R(x, Q^2)$ — отношение сечений поглощения продольных и поперечных фотонов на нуклоне. При высоких энергиях вкладом $g_2(x, Q^2)$ в (5) можно пренебречь, и соотношение (5) позволяет определить структурную функцию $g_1^p(x)$.

На рис.2 представлены данные по $g_1^p(x, Q^2)$, полученные EMC-, SMC- и E-143-коллорабациями [9, 11, 12]. При анализе экспериментальных результатов обычно обсуждается величина первого момента от структурной функции $g_1^p(x, Q^2)$:

$$\Gamma_1^p(Q^2) = \int_0^1 g_1^p(x, Q^2) dx, \quad (6)$$

которую в рамках партонной модели (см. ниже) можно связать с величинами спиральностей кварков в адроне. При этом возникают две проблемы. Первая связана с необходимостью вычисления величины $g_1^p(x, Q^2)$ при

некотором фиксированном значении Q^2 из имеющихся экспериментальных данных по $A_1(x, Q^2)$ в различных интервалах по Q^2 . Обычно используется предположение $A_1(x, Q^2) \approx \text{const}(Q^2)$, которое подтверждается вычислениями в пертурбативной КХД [13]. Однако экспериментальных данных SMC [11] по асимметриям в области малых x недостаточно, чтобы сделать определенное заключение относительно справедливости такого предположения.

Вторая проблема связана с экстраполяцией в недоступные для эксперимента области по x : $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$. Неоднозначности в экстраполяции в область $x \rightarrow 1$ не дают больших ошибок в $\Gamma_1^P(Q^2)$, т.к., во-первых, в этой области хорошо работает простая кварковая модель нуклона с тремя валентными кварками, в которой $A_1(x, Q^2) \rightarrow 1$ при $x \rightarrow 1$ [14] и, во-вторых, сама структурная функция $g_1^P(x, Q^2)$ должна быстро убывать $\propto (1-x)^3$ при $x \rightarrow 1$.

Основная проблема связана с экстраполяцией в область $x \rightarrow 0$. Обычно в этой области используют редже-асимптотику для $g_1^P(x, Q^2)$:

$$g_1^P(x) \rightarrow \frac{1}{x^{\alpha_{A_1}}}, \quad (7)$$

где $\alpha_{A_1} \approx 0$ — пересечение траектории A_1 -мезона. Однако последние данные SMC при малых значениях x не показывают выход на асимптотику $g(x)_1^P \rightarrow \text{const}$ при $x \rightarrow 0$ (рис.1). Имеются также теоретические указания [15] на возможные отклонения от (7) в области достаточно малых значений x .

С этими предположениями получены последние экспериментальные данные для первых моментов $g_1^P(x, Q^2)$ для протона, нейтрона и дейтрона:

$$\begin{aligned} \text{EMC: } \Gamma_1^2(\langle Q^2 \rangle) &= 10,7 \text{ ГэВ}^2 = 0,123 \pm 0,013 \pm 0,019, \\ \text{SMC: } \Gamma_1^P(\langle Q^2 \rangle) &= 10 \text{ ГэВ}^2 = 0,136 \pm 0,011 \pm 0,011, \\ &\Gamma_1^D(\langle Q^2 \rangle) = 4,6 \text{ ГэВ}^2 = 0,049 \pm 0,044 \pm 0,032, \\ \text{E-143: } \Gamma_1^P(\langle Q^2 \rangle) &= 3 \text{ ГэВ}^2 = 0,129 \pm 0,004 \pm 0,010, \\ &\Gamma_1^N(\langle Q^2 \rangle) = 3 \text{ ГэВ}^2 = -0,035 \pm 0,0096 \pm 0,011, \\ &\Gamma_1^D(\langle Q^2 \rangle) = 3 \text{ ГэВ}^2 = 0,043 \pm 0,004 \pm 0,008, \end{aligned} \quad (8)$$

где приведены статистическая и систематическая ошибки. Отметим здесь, что значения интеграла для нейтронной структурной функции были

извлечены из данных на дейтроне. В работах [16, 17] было показано, что при таком анализе требуется аккуратный учет ядерных эффектов.

СПИН ПРОТОНА В ПЕРТУРБАТИВНОЙ КХД

Идея, заложенная в EMC, SMC, E-142, E-143-экспериментах, простая. Мюон определенной спиральности испускает виртуальный γ^* -квант также определенной спиральности. Кварк в протоне, имеющий проекцию спина и направление движения мюона $\pm 1/2$, может в зависимости от знака проекции, поглотить γ^* -квант лишь определенной спиральности. Поэтому, измеряя разность сечений в (4), мы на самом деле измеряем распределение заряженных партонов по спиральности внутри протона. Следовательно, в кварк-глюонной модели структурную функцию $g_1^p(x)$ можно выразить через функции распределения кварков по спиральности внутри протона. Из рис.1 можно легко получить вклад рассеяния виртуального γ^* -кванта на безмассовом кварке со спиральностью $1/2S_i$ в антисимметричную часть тензора (3):

$$\begin{aligned} W_{\mu\lambda}^{iA} &= e_i^2 \delta((k+q)^2) \text{Sp}((1 - \gamma_5 S_i) \not{k} \gamma_\mu (\not{k} + \not{q}) \gamma_\lambda) = \\ &= ie_i^2 2\nu \delta(x - Q^2/2\nu) S_i \varepsilon_{\mu\lambda\rho\sigma} q_\rho k_\sigma. \end{aligned}$$

Сравнивая с (3), получим

$$g_q^p(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 (q_+^i(x) - q_-^i(x)) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 \Delta q_i(x), \quad (9)$$

где q_+^i , (q_-^i) — вероятность того, что кварк сорта i имеет спиральность по (против) спиральности протона.

Таким образом, в рамках кварк-партоновой модели интеграл $\Gamma_1^p(Q^2)$ может быть выражен через спиральность, переносимую кварками различных сортов в протоне:

$$\Gamma_1^p(Q^2) = \frac{1}{12} (\Delta u - \Delta d) + \frac{1}{36} (\Delta u + \Delta d - 2\Delta s) + \frac{1}{9} (\Delta u + \Delta d + \Delta s), \quad (10)$$

где

$$\Delta q_i = \int_0^1 \Delta q_i(x) dx. \quad (11)$$

Для интеграла от нейтронной структурной функции $g_1^n(x, Q^2)$ получается аналогичное выражение, отличающееся только знаком перед первым членом в (10).

С другой стороны, величины (11) могут быть определены через матричные элементы от аксиально-векторного тока:

$$\begin{aligned} \Delta q_i S_\mu = \frac{1}{2} (\langle p, S | \bar{q}_i (1 + \gamma_5) \gamma_\mu q_i | p, S \rangle - \\ - \langle p, S | \bar{q}_i (1 - \gamma_5) \gamma_\mu q_i | p, S \rangle) = \langle p, S | \bar{q}_i \gamma_5 \gamma_\mu q_i | p, S \rangle. \end{aligned} \quad (12)$$

Некоторые комбинации матричных элементов (12), в предположении справедливости $SU_f(3)$ симметрии волновых функций барионного октета, могут быть выражены через константы слабых распадов гиперонов:

$$\Delta u - \Delta d = g_A^3 = F + D, \quad \Delta u + \Delta d - 2\Delta s = g_A^8 = 3F - D. \quad (13)$$

Последний фит этих констант дает значения:

$$F/D = 0,575 \pm 0,016, \quad F + D = 1,257 \pm 0,03. \quad (14)$$

В КХД учет обменов пертурбативными глюонами между кварками меняет коэффициенты в (10). Недавно был достигнут значительный прогресс в вычислении поправок α_s к коэффициентным функциям первых моментов от $g_1^p(x, Q^2)$ [18]. Модифицированное выражение есть:

$$\begin{aligned} \int_0^1 g_1^{p,n}(x, Q^2) dx = \pm \frac{C_1(Q^2)}{12} (\Delta u - \Delta d) + \\ + \frac{C_1(Q^2)}{36} (\Delta u + \Delta d - 2\Delta s) + \frac{C_0(Q^2)}{9} (\Delta u + \Delta d + \Delta s), \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} C_1(Q^2) = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 3,58 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^2 - 20,22 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^3, \\ C_0(Q^2) = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{3\pi} - 0,55 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^3. \end{aligned} \quad (16)$$

Эти поправки оказываются весьма значительными при малых значениях Q^2 и позволяют объяснить значительную долю разницы в результатах для

$\Gamma_1^p(Q^2)$ и $\Gamma_1^n(Q^2)$, полученную ЕМС, SMC и E-142, 143-коллорабациями [19].

Знание этих поправок к правилу сумм Бьеркена [20]:

$$\int_0^1 dx [g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2)] = \frac{C_1(Q^2)}{6} g_A^3 \quad (17)$$

дает также метод для нахождения величины $\alpha_s(Q^2)$ из данных по поляризованным структурным функциям [21].

Из анализа экспериментальных данных (8) и выражений (15), (16) при использовании значений (14) для величины спиральности протона, переносимой кварками:

$$\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s, \quad (18)$$

получается мировое среднее значение [21]

$$\Delta\Sigma = 0,33 \pm 0,04, \quad (19)$$

что значительно меньше предсказаний наивной нерелятивистской кварковой модели

$$\Delta\Sigma = 1. \quad (20)$$

В работах [22] из анализа правил сумм Герасимова—Дрелла—Херна [23] был сделан вывод о возможном большом вкладе высших твистов в $\Gamma_1^p(Q^2)$, что позволило бы значительно уменьшить разницу между (19) и (20). К сожалению, модель, использованная в [22], не имеет прямого отношения к КХД, и поэтому данное утверждение нуждается в проверке. С другой стороны, расчет высших твистов по правилам сумм КХД [24] приводит к очень малому их вкладу в $\Gamma_1^p(Q^2)$.

Однако существенным недостатком этого вычисления было то, что оно совершенно не учитывало вклад аксиальной аномалии в Q^2 -зависимость структурных функций. На наш взгляд, в настоящее время не только величина, но даже знак вкладов высших твистов в $\Gamma_1^p(Q^2)$ не определен, и этот вопрос требует более тщательного экспериментального и теоретического исследования.

Учет $SU(3)_f$ -нарушения в волновых функциях барионного октета может также изменить значение (19). Недавнее рассмотрение этого вопроса [25] показало, что учет этого нарушения приводит к уменьшению величины $\Delta\Sigma$.

СПИН ПРОТОНА В НЕПЕРТУРБАТИВНОЙ КХД

Как было отмечено выше, результат (19) находится в противоречии с ожиданиями нерелятивистской кварковой модели, где весь спин протона переносится тремя валентными кварками. Учет релятивизма несколько изменяет величину $\Delta \Sigma$. Это связано с примесью состояния с орбитальным моментом $l = 1$ в волновой функции релятивистского кварка. Так, волновая функция кварка, движущегося в скалярном сферически-симметричном потенциале, имеет вид

$$\Psi_m = \begin{pmatrix} f(r)U_m \\ ig(r)\hat{\sigma}\hat{r}U_m \end{pmatrix}, \quad (21)$$

где U_m — двухкомпонентный спинор, соответствующий проекции углового момента m , а f и g — функции, зависящие от конкретного вида потенциала. Две верхние компоненты четырехкомпонентного спинора отвечают значению $l = 0$, а две нижние — $l = 1$. Среднее значение проекции спина кварка равно

$$\Delta \Sigma_q = \langle q | \int d^3x \bar{\Psi} \gamma_3 \gamma_5 \Psi | q \rangle = \frac{\int (f^2 - \frac{1}{3}g^2)r^2 dr}{\int (f^2 + g^2)r^2 dr}. \quad (22)$$

В нерелятивистском пределе $g = 0$, и поэтому $\Delta \Sigma = 1$. В релятивистском случае имеем $g \neq 0$, и значение (22) определяется уже видом потенциала конфайнмента. Например, ультрарелятивистский вариант популярной модели мешков [26, 27] с безмассовыми кварками и с функциями

$$f(r) = j_0(\chi r/R), \quad g(r) = j_1(\chi r/R), \quad \chi = 2,043$$

дает величину

$$\Delta \Sigma^{\text{bag}} = 0,65, \quad (23)$$

при этом включение масс кварков приводит лишь к росту этого значения.

Таким образом, хотя учет релятивизма несколько редуцирует значение спиральности, переносимую валентными кварками протона, однако эта редукция не настолько большая, чтобы объяснить измеренную величину (19). Следовательно, спиральность протона не определяется спинами валентных кварков.

Этот вывод ставит под сомнение многие достижения составной кварковой модели (СКМ) в описании свойств адронов. Ситуация выглядела настолько серьезной, что получила название «спинового кризиса» [28].

Было предложено несколько путей решения проблемы. Выход был найден в работах [29], где показано, что малость матричного элемента от изосинглетного аксиально-векторного тока может быть связана с аксиаль-

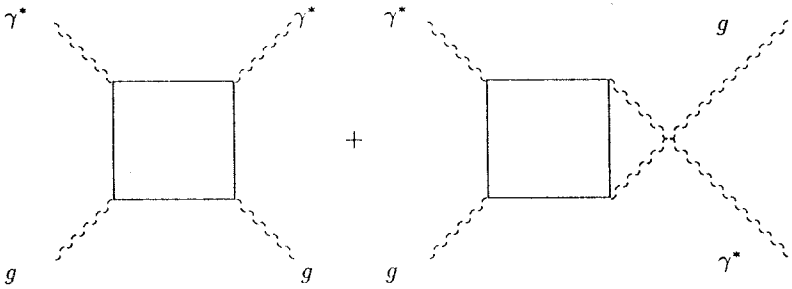


Рис. 3. Вклад глюонов в структурную функцию $g_1(x)$

ной аномалией Адлера—Белла—Джакива [30], которая нарушает его сохранение:

$$\partial_\mu j_{\mu 5}^0 = 2 \sum_{i=1}^{N_f} m_i \bar{q}_i \gamma_5 q_i + \frac{N_f \alpha_s}{4\pi} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a. \quad (24)$$

Величина несохранения определяется матричным элементом

$$M = \langle p, s | \frac{\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a | p, s \rangle, \quad (25)$$

который и является основным объектом изучения многих подходов, основанных на КХД.

Есть два подхода к проблеме учета вкладов глюонной аномалии в спин-зависимые структурные функции. Один из них, который мы будем условно называть пертурбативным подходом, связывает вклад аксиальной аномалии с поляризацией глюонов в волновой функции адрона. В рамках этого подхода вклад аксиальной аномалии в структурную функцию $g_1^P(x)$ определяется диаграммами, изображенными на рис.3.

Этот вклад с помощью теоремы о факторизации больших и малых расстояний [31], представим в виде

$$\Delta g_1^P(x, Q^2) = \langle \frac{e^2}{2} \rangle A^{\text{hard}}(x, Q^2 \mu^2) \otimes \Delta g(x, \mu^2), \quad (26)$$

где $A^{\text{hard}}(x, Q^2 \mu^2)$ — сечение пертурбативного подпроцесса, вычисляемое из диаграмм рис.3, $\Delta g(x, \mu^2)$ — функция распределения глюонов по спиральности в нуклоне, μ^2 — масштаб, на котором проведена факторизация больших и малых расстояний. В (26) значок \otimes означает конволюцию:

$$A(x) \otimes \Delta g(x) \equiv \int_x^1 \frac{dy}{y} A\left(\frac{x}{y}\right) \Delta g(y).$$

В результате эффект аномалии сводится к замене кварковых распределений на комбинацию

$$\Delta \tilde{q} = \Delta q - \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta G. \quad (27)$$

К сожалению, более тщательное изучение [32] показало, что разбиение (26) зависит от параметра инфракрасного обрезания в интеграле (26), что затрудняет физическую интерпретацию выражения (27).

Другой подход к учету вкладов аксиальной аномалии в процессах взаимодействия поляризованных частиц активно развивается авторами этого обзора и связан с учетом вкладов мощных флуктуаций глюонных полей — инстантонов [33] в функции распределения кварков. Инстантонный механизм для решения «спинового кризиса» был предложен практически одновременно в работах [34, 35]. Идея состояла в том, что глюонный оператор в матричном элементе (25), который определяет степень несохранения изосинглетного аксиально-векторного тока

$$Q(x) = \frac{\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a(x) \tilde{G}_{\mu\nu}^a(x), \quad (28)$$

является оператором плотности топологического заряда, и поэтому ненулевой вклад в (25) могут давать только топологически нетривиальные флуктуации глюонных полей. В КХД хорошо известным примером таких флуктуаций являются инстантоны. Это решение описывает туннельные переходы между нетривиальными вырожденными вакуумными состояниями, имеющими разные значения топологического заряда. Из (24) можно легко получить, что изменение аксиального заряда связано с изменением топологического заряда на величину

$$\Delta Q_5 = 2N_f \Delta Q. \quad (29)$$

Поэтому при рассеянии кварков на инстантоне (антиинстантоне) с $\Delta Q = \mp 1$ происходит изменение их спиральности на величину

$$\Delta \Sigma_q = \Delta Q_5 = \mp 2N_f. \quad (30)$$

Чтобы найти матричный элемент (25) между нуклонными состояниями, необходимо знать динамику изменения кварковой спиральности в поле инстантона. Она определяется эффективным взаимодействием т'Хоофта [36], которое для малых инстантонов ($\rho \rightarrow 0$) и $N_f = 2$ имеет вид

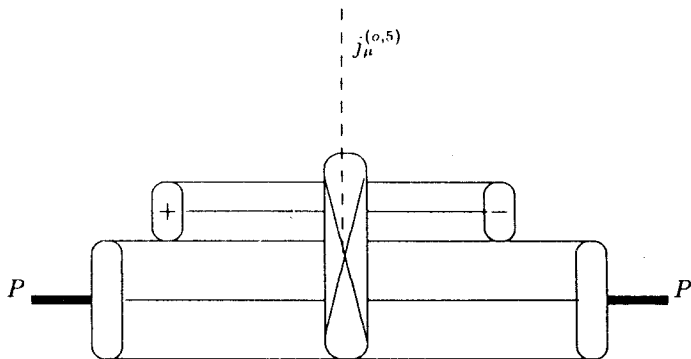


Рис. 4. Вклад инстантонов в матричный элемент синглетного аксиально-векторного тока $j_\mu^{(0,5)}$

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}(x) = \int d\rho n(\rho) \left(\frac{4}{3} \pi^2 \rho^3 \right)^2 \bar{u}_R u_L \bar{d}_R d_L \left[1 + \frac{3}{32} \left(1 - \frac{3}{4} \sigma_{\mu\nu}^u \sigma_{\mu\nu}^d \right) \lambda_u^a \lambda_d^a \right] + (R \longleftrightarrow L) + (d \rightarrow s) + (u \rightarrow s). \quad (31)$$

Вклад инстантонов в матричный элемент от аксиального тока определяется диаграммами, изображенными на рис.4. Этот вклад был впервые оценен с волновыми функциями модели мешков в работе [5]. При учете только пятикварковой компоненты в адронной волновой функции, индуцированной инстантонами, он получился равным

$$\Delta \Sigma_I^s = -4N_F \left(\frac{\rho_c}{R} \right)^4 I, \quad (32)$$

где $\rho_c \approx 2 \text{ ГэВ}^{-1}$ — средний размер инстантонов в вакууме КХД [37], $R \approx 5 \text{ ГэВ}^{-1}$, и I — интеграл перекрытия волновых функций начального трехкваркового и промежуточного пятикваркового состояний.

Численно результат редукции спиральности кварков, индуцированной инстантонами, есть $\Delta \Sigma_{\text{bag}}^I = -0,04$. Хотя эта величина небольшая по абсолютной величине, она согласуется по знаку с экспериментально наблюдаемой отрицательной поляризацией морских кварков. Ответ, однако, чрезвычайно чувствителен к форме волновых функций, и использование волновых функций модели мешков с явным нарушением сохранения спиральности кварков на границе мешка, по-видимому, является плохим приближением.

В этой связи отметим результат работы [38], где была вычислена редукция спиральности свободного кварка в инстантонном вакууме для $N_f = 1$: $\Delta \Sigma_{N_f=1}^I = -1$. Вычисление спиральности кварков, индуцированной инстантонами, с реалистической волновой функцией протона, полученной в модели инстантонного вакуума [37], проводится в настоящее время [39].

Малая величина матричного элемента от синглетного аксиально-векторного тока была получена также в различных вариантах модели Скирма [40]. Она оказалась также связанной с нетривиальными топологическими свойствами теории.

Недавно был достигнут значительный прогресс в вычислении спиральности кварков в рамках правил сумм КХД [41]. Авторы вычислили константу распада синглетного η'_0 -мезона $F_{\eta'_0}$ аналогично соотношению Гольдбергера—Треймана для синглетного канала [42]:

$$G_A^{(0)}(0, Q^2) = \frac{F_{\eta'_0} g_{\eta'_0 NN}}{2M}, \quad (33)$$

где $g_{\eta'_0 NN} \approx \sqrt{2} g_{\eta'_8 NN}$ — константа взаимодействия η'_0 -мезона с нуклоном.

В результате получена большая редукция спиральности кварков:

$$G_A^{(0)}(10 \text{ ГэВ}^2) \equiv \Delta \Sigma = 0,353 \pm 0,052, \quad (34)$$

что связано с уменьшением величины $F_{\eta'_0}$ распада, вызванного аксиальной

аномалией, относительно ее ОЦИ значения $F_{\eta'_0, OZI} = \frac{f_\pi}{\sqrt{6}}$:

$$F_{\eta'_0} / F_{\eta'_0, OZI} \approx 0,6. \quad (35)$$

Отметим, что ранее связь уменьшения величины со «спиновым кризисом» отмечалась в нашей работе [43], где было показано

$$F_{\eta'_0} / F_{\eta'_0, OZI} \approx \frac{R_\pi}{R_{\eta'_0}} \approx 0,5. \quad (36)$$

В соотношении (36) R_π , $R_{\eta'_0}$ — радиусы конфайнмента кварков в π - и η'_0 -мезонах. Разница в радиусах мезонов возникает из-за того, что инстантоны приводят к сильному притяжению кварков в π -мезоне и, наоборот, к сильному отталкиванию между кварками в η' -мезоне [44].

ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КВАРКОВ В ИНСТАНТОННОМ ВАКУУМЕ

Одним из достоинств инстантонного подхода является возможность вычисления не только величины первого момента от $g_1^P(x, Q^2)$, но, что более важно, зависимости от x функций распределений кварков по спиральности и аромату. Это открывает уникальный путь для одновременного анализа спин-зависимых и спин-независимых структурных функций в рамках одного и того же подхода, т.к. они связаны через соотношения:

$$\begin{aligned} \Delta q_i &= q_+(x) - q_-(x), \\ q_i &= q_+(x) + q_-(x). \end{aligned} \quad (37)$$

В рамках пертурбативной КХД недавно была также сделана первая попытка одновременного анализа спин-зависимых и спин-независимых структурных функций [45]. Однако параметризация функций распределения кварков в [45] включает очень много свободных параметров, что уменьшает надежность предсказаний этой модели. То же самое можно сказать и о подходе [46], где, однако, в отличие от [45], была подчеркнута важность учета принципа Паули для морских кварков при параметризации структурных функций.

Уникальными особенностями взаимодействия, индуцированного инстантонами [36] (рис.5),

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}}^{(N=2)}(x) &= f(k_1) f(k_2) f(k_3) f(k_4) \bar{u}_R u_L \bar{d}_R d_L \times \\ &\times \left[1 + \frac{3}{32} \left(1 - \frac{3}{4} \sigma_{\mu\nu}^u \sigma_{\mu\nu}^d \right) \lambda_u^a \lambda_d^a \right] + (R \longleftrightarrow L) + (d \rightarrow s) + (u \rightarrow s), \end{aligned} \quad (38)$$

являются следующие. Во-первых, эта вершина приводит к очень большому изменению спиральностей кварков $\Delta\Sigma = \pm 2N_f$, что дает нам фундаментальный механизм нарушения правила сумм Эллиса—Джаффе [47] и решения «спинового кризиса». Во-вторых, оно возможно только между кварками различного аромата. Ниже мы покажем, что это свойство

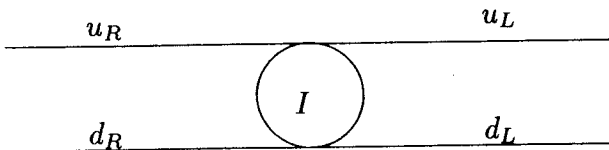


Рис. 5. Вершина, индуцируемая инстантонами в КХД

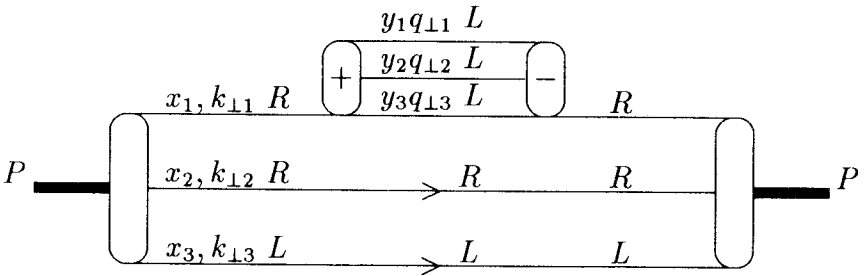


Рис. 6. Диаграмма, представляющая вклад пятикварковой конфигурации от взаимодействия, индуцированного инстантонами, в волновой функции протона

приводит к сильной асимметрии кваркового моря по ароматам и дает нам фундаментальный механизм нарушения правила сумм Готтфрида [48], которое было обнаружено недавно NMC [49]. Третье очень важное свойство вершины (38) состоит в том, что она точечноподобная для кварков на массовой оболочке. Это приводит к аномальному росту кварк-кварковых сечений, индуцированных инстантонами при высоких энергиях [50] и, соответственно, к аномальному поведению функций распределения кварков, индуцированных инстантонами, при малых значениях бьеркеновской переменной x [51].

Вклад инстантонов в функции распределения кварков в протоне дается диаграммами, изображенными на рис.6. Используя $SU(6)$ симметричную волновую функцию для валентных кварков в протоне

$$p \uparrow = \frac{5}{3} u \uparrow + \frac{1}{3} u \downarrow + \frac{1}{3} d \uparrow + \frac{2}{3} d \downarrow \quad (39)$$

и свойства инстантонной вершины (38), можно получить вклады инстантонов в спин-зависимые функции распределения морских кварков [52]:

$$2\Delta \bar{u}_I = f(x), \quad 2\Delta \bar{d}_I = -4f(x), \quad 2\Delta \bar{s}_I = -3\lambda_s f(x) \quad (40)$$

и валентных кварков

$$\Delta u_I^v = -4f(x), \quad 2\Delta d_I^v = f(x), \quad (41)$$

где $\lambda_s \approx (m_u^*/m_s^*)^2 \approx 0,32$ — фактор подавления взаимодействия, индуцированного инстантонами для странных кварков в модели инстантонной жидкости [37], $f(x)$ — функция, определяемая динамическими свойствами взаимодействия через инстантоны. Мы можем также найти ароматозависимые распределения морских кварков:

$$2\bar{u}_I = f(x), \quad 2\bar{d}_I = 2f(x), \quad 2\bar{s}_I = 3\lambda_s f(x). \quad (42)$$

Из этих соотношений мы получим

$$\frac{\bar{d}_I}{\bar{u}_I} = 2, \quad \frac{2\bar{s}_I}{\bar{u}_I + \bar{d}_I} \approx 1, \tag{43}$$

поэтому инстантоны приводят к большому нарушению $SU(2)_f$ симметрии кваркового моря в протоне и к усилению его странности.

В настоящее время широко обсуждается причина большого нарушения правила суммы Готтфрида [48]:

$$\int_0^1 (F_2^p(x) - F_2^n(x))dx = \frac{1}{3} \int_0^1 (u_v(x) - d_v(x))dx - \frac{2}{3} \int_0^1 (\bar{d}(x) - \bar{u}(x))dx, \tag{44}$$

обнаруженного НМС [49]:

$$\int_0^1 (\bar{d}(x) - \bar{u}(x))dx = 0,11 \pm 0,02. \tag{45}$$

Аналогичное нарушение $\bar{d} = 2\bar{u}$ при $\langle x \rangle \approx 0,18$ было также обнаружено NA51-коллораацией из анализа данных по рождению дрелл-яновских пар в pp - и pD -взаимодействиях [53].

Инстантонная модель для структурных функций позволяет объяснить эти результаты. Так, из соотношений (40), (42) следует, что величина поляризации кваркового моря и степень его ароматной асимметрии связаны между собой. Фактически это является проявлением принципа Паули для кварков на нулевых модах в поле инстантона, на которых строится лагранжиан (38). Используя эти соотношения, новое партонное правило сумм, которое связывает величины нарушений правил сумм Эллиса—Джаффе и Готтфрида, получили в работе [51]:

$$\int_0^1 g_1^p(x)dx - \frac{5g_A^8 + 3g_A^3}{36} = \int_0^1 \frac{dx}{x} (F_2^p(x) - F_2^n(x)). \tag{46}$$

Как было отмечено выше, наиболее интересно было бы вычисление зависимости вкладов аномалии от бьеркеновской переменной x . В рамках инстантонного подхода она определяется формой функции $f(x)$. В области $x \rightarrow 1$ доминирующий вклад вносит пятикварковая фоковская компонента волновой функции нуклона [52] (рис.6). В системе бесконечного импульса функции распределения кварков связаны с волновой функцией протона в системе бесконечного импульса соотношением [54]:

$$q_{f/p}(x, k_{\perp}, Q^2) = \int [dk_{\perp i}] [dx_i] \delta(x - x_q) \cdot |\Psi_5(k_{\perp i}, x_i)|^2 \Theta(k_{\perp i}^2 \leq Q^2). \tag{47}$$

В модели вакуума КХД как жидкости инстантонов [37] есть два фундаментальных масштаба. Один из них есть средний размер инстантона в ваку-

уме $\rho_c \approx 2 \text{ ГэВ}^{-1}$, второй — расстояние между ними $R \approx 3\rho_c$. Первый связан с радиусом конститuentного кварка, а второй — с радиусом конфайнмента.

В работе [52] было получено, что существование этих двух сильно отличающихся между собой масштабов в КХД приводит к большой асимметрии по x_i и по $k_{\perp j}$ для кварковых конфигураций в адронной волновой функции, индуцированной инстантонами. Это можно показать следующим образом. Вклад диаграмм рис.6 в рамках теории возмущений в системе бесконечного импульса дается выражением [52]:

$$|\Psi_5(k_{\perp i}, x_i; q_{\perp j}, y_j)|^2 \sim \frac{\Gamma_p((k_{\perp i}, x_i) \Gamma_I(q_{\perp j}, y_j) \left(\sum_j q_{\perp j}^2 \right)^{2l}}{\left(M_p^2 - \sum_{i=1}^3 \frac{k_{\perp i}^2 + m_i^2}{x_i} \right)^2 \left(k_{\perp 1}^2 + m_1^2 - \sum_{j=1}^3 \frac{q_{\perp j}^2 + m_j^2}{y_j} \right)^2}, \quad (48)$$

где Γ_p и Γ_I — протонный и инстантонный формфакторы, соответственно, аппроксимируются соотношениями:

$$\Gamma_p(k_{\perp i}, x_i) = \exp \left\{ -\frac{R^2}{6} \sum_{i=1}^3 \frac{k_{\perp i}^2 + m_i^2}{x_i} \right\} \quad R \approx 5 \text{ ГэВ}^{-1}$$

$$\Gamma_I(q_{\perp j}, y_j) = \exp \left\{ -\frac{\rho_c^2}{6} \sum_{j=1}^3 \frac{q_{\perp j}^2 + m_j^2}{y_j} \right\} \quad \rho_c \approx 2 \text{ ГэВ}^{-1}. \quad (49)$$

Подставляя (48) в (47), можно найти функции распределения кварков по x_i и по $k_{\perp j}$ в нуклоне.

Из соотношения $\langle q_{\perp}^2 \rangle^{\text{inst}} / \langle k_{\perp}^2 \rangle^{\text{conf}} \approx R^2 / \rho_c^2 \approx 10$ немедленно следует, что средний поперечный импульс кварков, рожденных инстантонной флуктуацией, $\langle k_{\perp}^2 \rangle^{\text{inst}} \sim 1 \text{ ГэВ}$, значительно больше среднего поперечного импульса кварков в потенциале конфайнмента, $\langle k_{\perp}^2 \rangle^{\text{conf}} \sim 0,1 \text{ ГэВ}^2$.

Асимметрия в распределении по поперечным импульсам приводит, в свою очередь, к сильной асимметрии в распределении по продольным импульсам. Это связано с тем, что основной вклад в интеграл (47) дает область

$$\frac{q_{\perp j}^{\text{inst}}}{y_j^I} \approx \frac{k_{\perp j}^{\text{conf}}}{x_i} \approx \text{const}, \quad (50)$$

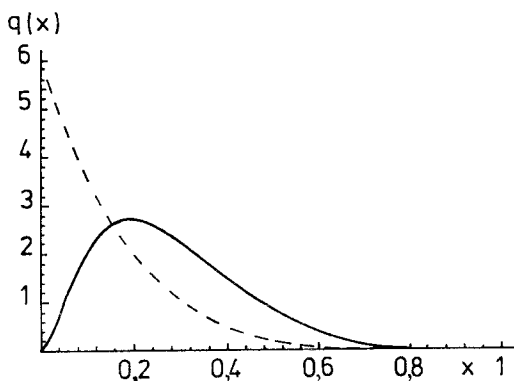


Рис. 7. Распределение по продольному импульсу «быстрых» (непрерывная линия) и «медленных» (пунктирная линия) кварков в асимметричной кварковой конфигурации протонной волновой функции, индуцированной инстантонами

что соответствует условию равенства быстрот кварков в мультикварковой конфигурации в нуклонной волновой функции. Другими словами, условие (50) соответствует такому когерентному движению кварков в нуклоне, при котором нуклон не разваливается. Из соотношения (50) следует $\langle y_j^{\text{inst}} \rangle \approx 3 \langle x_i^{\text{conf}} \rangle$ и вывод о жесткости кваркового моря, индуцированного инстантонами [52]. Конкретный вид функций распределения кварков в этой асимметричной конфигурации для кварков, рожденных инстантоном, следующий:

$$q^{\text{hard}}(x) = N \{ (1-x)^2 x^2 / 2 + 6(1-x)x^3 - 8(1-x)^{1/2} x^3 (1+5x) \operatorname{arctanh} [(1-x)^{1/2} / (1+3x)^{1/2}] / (1+3x)^{1/2} + 24x^4 \operatorname{arctanh} [(1-x)^{1/2} / (1+3x)^{1/2}]^2 \}, \quad (51)$$

и для кварков, не проходящих через инстантон:

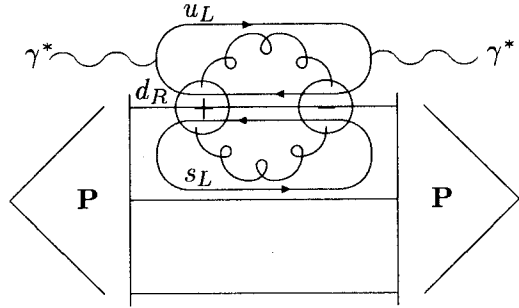
$$q^{\text{soft}}(x) = N [(1-x)^5 (159 - 32 \log 4)] / 4860. \quad (52)$$

Сравнение двух распределений представлено на рис.7.

Таким образом, инстантоны приводят к жестким морским функциям распределения кварков, которые должны давать большие вклады в инклюзивное рождение частиц при $x_F \rightarrow 1$ и $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ, где вклады пертурбативного моря вымирают. В частности, чармированное море, индуцированное инстантонами, может служить моделью внутреннего чарма в нуклоне, необходимость введения которого в настоящее время активно обсуждается [58].

Дифракционная компонента в адронной волновой функции, индуцированной инстантонами, также должна приводить к аномальной ядерной зависимости адронных инклюзивных сечений при $x_F \rightarrow 1$ и $p_{\perp} \geq 1$ ГэВ и

Рис. 8. Вклад в структурную функцию нуклона при $x \rightarrow 0$ за счет инстантонного механизма генерации кваркового моря («+» инстантон, «-» антиинстантон)



нарушению цветовой прозрачности [55]. Так как эта компонента является также спин-зависимой, то в работе [55] было показано, что спиновые асимметрии в процессе $p \uparrow A \rightarrow \pi X$ также должны иметь аномальную A -зависимость.

Для вычисления структурных функций требуется знание функций распределений кварков во всем интервале x . Однако в области $x \rightarrow 0$ ситуация значительно более сложная, чем в области $x \rightarrow 1$, так как здесь необходимо учитывать вклады мультиглюонных и мультикварковых конфигураций фоковского столбца в нуклонной волновой функции.

В этой области поведение функций распределений можно связать с поведением кварк-кварковых сечений при высоких энергиях (см. рис.8) [51]:

$$q(x) = C \frac{x}{1-x} \int ds dk_{\perp}^2 \operatorname{Im} T_R^N(s, \mu^2), \quad (53)$$

где $T_R^N(s, \mu^2)$ — кварк-нуклонная амплитуда рассеяния, а

$$\mu^2 = -x \frac{(s + k_{\perp}^2)}{1-x} + xM^2 - k_{\perp}^2. \quad (54)$$

Так, из этого соотношения следует, что если амплитуда факторизуется в виде

$$\operatorname{Im} T_R^N(s, \mu^2) \sim \sigma_{q\bar{q}}(s) f(\mu^2), \quad (55)$$

где $\sigma_{q\bar{q}} \sim s^{\alpha-1}$, то функция распределения в области малых x есть:

$$q(x \rightarrow 0) \sim \frac{1}{x^{\alpha}}. \quad (56)$$

Таким образом, аномальное поведение кварк-кварковых сечений при высоких энергиях приводит к аномальному поведению структурных функций при малых x .

В настоящее время широко обсуждается роль электрослабых инстантонов в процессах нарушения барионного числа в электрослабых теориях [50]. Так, было показано, что множественное рождение калибровочных бозонов из инстантонной вершины может приводить к аномальному росту сечений с несохранением барионного числа. Очевидно, это связано с точечно-подобной природой инстантонного взаимодействия, что отмечено выше.

Подобный механизм также приводит к аномальному росту сечений, индуцированных инстантонами, в КХД [56]. В работах [57] был вычислен вклад инстантонов малых размеров в коэффициентную функцию структурной функции F_2 . Он определяется действием на инстантон-антиинстантонной конфигурации $S(x)$:

$$\delta F_2^I(x, Q^2) \sim \exp[-4\pi S(x)/\alpha_s(Q^2)], \quad (57)$$

где

$$S(x) \approx 1 - 3(1-x)^2/2(1+x)^2.$$

Хотя вклад инстантонов экспоненциально увеличивается при уменьшении x , однако при $Q_0 > 50$ ГэВ, когда вычисления в приближении разреженного газа инстантонов справедливы, этот вклад является вкладом очень высокого дробного твиста $\sim (\Lambda_{QCD}^2/Q^2)^{9S(x)}$ в структурную функцию, и поэтому, по-видимому, эти результаты представляют лишь академический интерес.

Однако в модели вакуума КХД как жидкости инстантонов [37] мы имеем при $Q_0 > Q > 1/\rho_c$ вклад инстантонов в функции распределения кварков, что соответствует замене в (57) $\alpha_s(Q^2) \rightarrow \alpha_s(\rho_c^{-2})$ и лидирующему твисту в структурных функциях [59]. К сожалению, точная зависимость сечения, индуцированного инстантонами, от энергии неизвестна. Это связано с тем, что при высоких энергиях инстантоны начинают перекрываться, и поэтому необходимо аккуратно учитывать их взаимодействие.

Простейшая параметризация [51, 59]:

$$\sigma_{qq} \sim s^{\alpha_A - 1} \text{ с } \alpha_A \approx 1, \quad (58)$$

что соответствует быстрому выходу инстантонного сечения на геометрический предел

$$\sigma_{qq}^{\text{inst}} \approx \pi \rho_c^2. \quad (59)$$

При сверхвысоких энергиях мы ожидаем экспоненциального подавления взаимодействия, индуцированного инстантонами [57].

Используя связь (56) при малых x_0 , получим следующее выражение для функции $f(x)$:

$$f(x) \sim \begin{cases} \frac{1}{x} & \text{при } x \geq x_0, \\ \exp(-x_0/x) & \text{при } x < x_0, \end{cases} \quad (60)$$

где x_0 — значение бьеркеновской переменной, при котором вклад инстантонов начинает быстро вымирать. По своему физическому смыслу он должен быть связан с высотой энергетического барьера, который разделяет два топологически нетривиальных вакуума КХД с $\Delta Q = \pm 1$ с так называемой энергией сфалерона E_{Sph}^{QCD} [59]:

$$x_0 \approx \frac{Q^2}{Q^2 + (E_{\text{Sph}}^{QCD})^2}. \quad (61)$$

Таким образом, окончательная форма для $f(x)$:

$$f(x) = \begin{cases} \frac{N_1}{x} (1-x)^5 & \text{при } x \geq x_0, \\ N_2 \exp(-x_0/x) & \text{при } x < x_0. \end{cases} \quad (62)$$

Для вычисления структурных функций надо также задать валентные функции распределения кварков и пертурбативное кварковое море. Они были выбраны в стандартной форме:

$$\begin{aligned} u_v(x) &= N_u x^{-\alpha_v} (1-x)^3, & d_v(x) &= N_d x^{-\alpha_v} (1-x)^4, \\ \bar{q}(x) &= N_s (1-x)^7 / x^{\alpha_p(0)}, \end{aligned} \quad (63)$$

где $\alpha_p(0)$ — интерсепт померона.

Поляризация валентных кварков была выбрана такая же, как и в модели Карлитц—Каура [60]:

$$\Delta u_v(x) = u_v(x) - \frac{2}{3} d_v(x), \quad \Delta d_v(x) = -\frac{1}{3} d_v(x). \quad (64)$$

Результаты расчета неполяризованных и поляризованных структурных функций представлены на рис.9—14. Отметим, что величины пяти свободных параметров определены из фита неполяризованных данных, и поэтому расчеты поляризованных структурных функций фактически свободны от параметров. Как видим, модель прекрасно описывает все экс-

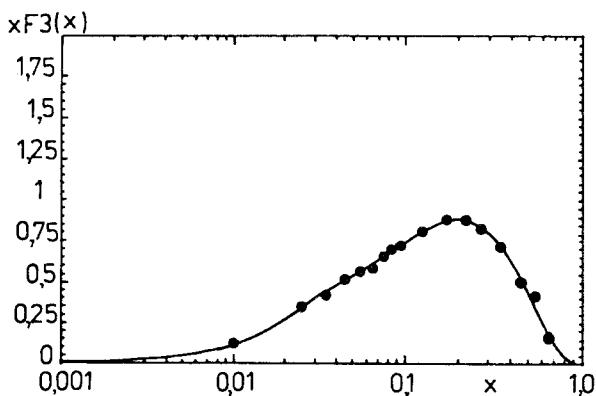


Рис. 9. Описание ССFR данных по структурной функции $xF_3^{vN}(x)$

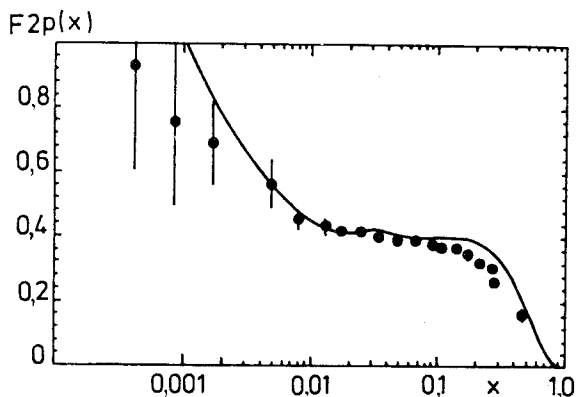


Рис. 10. Описание NMC и N1 данных по структурной функции $F_2^p(x)$ при $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$

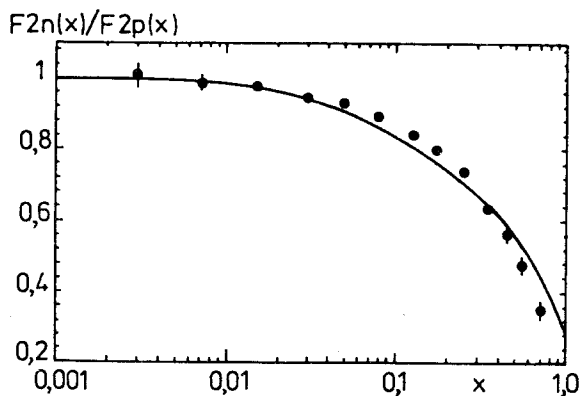


Рис. 11. Описание NMC данных для отношения структурных функций $F_2^n(x)/F_2^p(x)$ при $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$

Рис. 12. Описание EMC и SMC данных по спин-зависимой структурной функции $g_1^p(x)$. Сплошная линия — результат расчета по инстантонной модели, штриховая линия — предсказание трехкварковой валентной модели

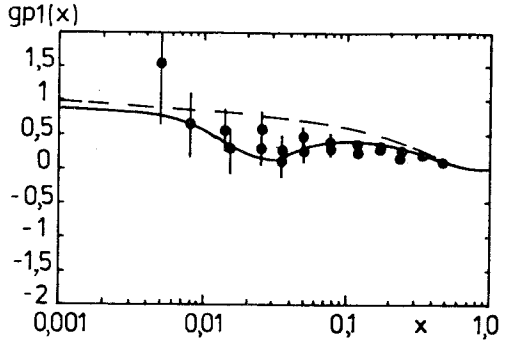


Рис. 13. Описание E-142 данных по спин-зависимой структурной функции $g_1^p(x)$. Сплошная линия — результат расчета по инстантонной модели, штриховая линия — предсказание трехкварковой валентной модели

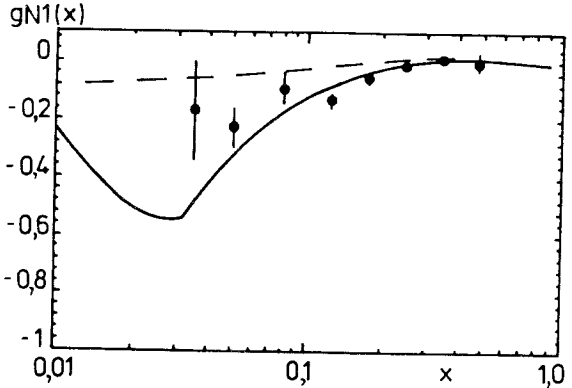
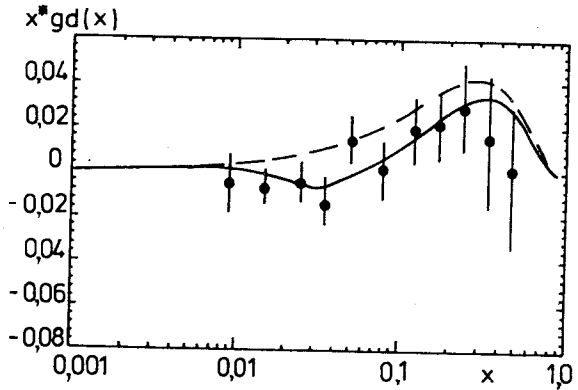


Рис. 14. Описание SMC данных по спин-зависимой структурной функции $x \cdot g_1^D(x)$. Сплошная линия — результат расчета по инстантонной модели, штриховая линия — предсказание трехкварковой валентной модели



периментальные данные по структурным функциям. При этом инстантоны дают большой отрицательный вклад в спин-зависимую структурную функцию $g_1^p(x, Q^2)$, что позволяет объяснить anomальное отклонение экспериментальных точек от предсказания валентной кварковой модели. Величина спиральности, переносимая кварками в нуклоне, сильно зависит от величины параметра x_0 , который определяется высотой потенциально-го барьера. При значении $x_0 = 0,032$, полученном из фита неполяризованных структурных функций, величина спиральности

$$\Delta\Sigma = 0,4. \quad (65)$$

При этом редукция величины (65) относительно ее ОЦИ значения $\Delta\Sigma^{\text{ОЦИ}} = 0,58$ определяется anomальной поляризацией кварков, индуцированной инстантонами $\Delta\Sigma^{\text{inst}} = -0,18$.

Таким образом, в рамках модели вакуума КХД как жидкости инстантонов получена параметризация функций распределения кварков в нуклоне, которая может быть использована не только для расчета структурных функций DIS, но также для расчета поляризованных и неполяризованных адронных процессов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные данные по спин-зависимым структурным функциям, полученные EMC-, SMC- и E-142,143-коллорабациями, привели к кризису наивной партонной модели для DIS. Мы показали, что в КХД этот кризис может быть решен при учете сложной структуры вакуума КХД. Так, модель вакуума КХД как жидкости инстантонов позволяет, по крайней мере качественно, объяснить эффекты anomальной поляризации кваркового моря и его сильной ароматной асимметрии.

При этом специфические ароматные и киральные свойства взаимодействия, индуцированного инстантонами, а также его anomальная зависимость от энергии и передач импульса делает его наиболее вероятным кандидатом на фундаментальный КХД-механизм спиновых и ароматных эффектов в DIS и в адронных процессах при высоких энергиях.

Авторы признательны и благодарны А.М.Балдину, Дж.Бансу, П.Н.Боголюбову, Дж.Брауну, С.Бродскому, С.Б.Герасимову, Б.Джаффе, А.В.Ефремову, Л.Каптарю, А.Котикову, Э.А.Кураеву, О.В.Теряеву, Т.Томасу, А.Умникову, Э.Шуряку за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jaffe R.L., Manohar A. — Nucl.Phys., 1990, vol.B337, p.509 (и ссылки в ней).
2. Bass S.D., Thomas A.W. — Adelaide University Preprint, 1993, ADP-93-218/T136.
3. Reya E. — Dortmund University Preprint, 1993, DO-TH 93/09.
4. Ioffe B.L. — ITEP Preprint, 1994, 61-94.
5. Dorokhov A.E., Kochelev N.I., Zubov Yu.A. — Int.J.Mod.Phys., 1993, vol.8A, p.603.
6. Krisch A.D. — Proc. 9th Int.Symp. on High Energy Spin Physics, Bonn, 1990, p.20.
7. Yokosawa A. — Proc. Polarized Collider Workshop, University Park, 1990, p.129.
8. Bunce G. et al. — Part. World, 1992, vol.3, p.1.
9. EMC, Ashman J. et al. — Phys.Lett., 1988, vol.B206, p.364; Nucl.Phys., 1990, vol.B328, p.1.
10. Ioffe B.L., Khose V.A., Lipatov L.N. — Hard Processes, North-Holland, Amsterdam, 1984, vol.1, p.61.
11. SMC, Windmalders R. — Report on SPIN'94 Conference. Bloomington, September, 1994.
12. E-143, Day D. — Report on SPIN'94 Conference. Bloomington, September, 1994.
13. Altarelli G., Nason P., Ridolfi G. — Phys.Lett., 1994, vol.B320, p.152.
14. Close F.E., Roberts R.G. — Phys.Lett., 1993, vol.B316, p.165.
15. Close F.E., Roberts R.G. — RAL Report, 1994, RAL-94-071;
Dorokhov A.E., Kochelev N.I. — Phys.Lett., 1991, vol.B259, p.335.
16. Kaptari L.P., Kazakov K.Yu., Umnikov A.Yu. — Phys.Lett., 1992, vol.B293, p.219;
Khanna F.C., Umnikov A.Yu. — Phys.Rev., 1994, vol.C49, p.2311.
17. Thomas A.W. — Report on SPIN'94 Conference. Bloomington, September, 1994.
18. Larin S.A., Vermaseren J.A.M. — Phys.Lett., 1991, vol.B259, p.345;
Larin S.A. — Preprint CERN-TH 7208/94, 1994.
19. Ellis J., Karliner M. — Phys.Lett., 1993, vol.B313, p.131.
20. Bjorken J.D. — Phys.Rev., 1966, vol.148, p.1467; *ibid.* 1971, vol.D1, p.1376.
21. Ellis J., Karliner M. — Preprint CERN-TH 7324/94, 1994.
22. Burkert V.D., Ioffe B.L. — Phys.Lett., 1992, vol.B296, p.223; ZhTF, 1994, vol.105, p.1153.
23. Gerasimov S.B. — Yad.Fiz., 1965, vol.2, p.598; Drell S.D., Hearn A.C. — Phys.Rev.Lett., 1966, vol.16, p.908.
24. Balitsky I.I., Braun V.M., Kolisnechenko A.V. — Phys.Lett., 1990, vol.B242, p.245; — Errata, 1993, vol.B318, p.648.
25. Gerasimov S.B. — Report on Relativistic Nuclear Physics and QCD Conference. Dubna, September, 1994.
26. Bogoliubov P.N. — Ann.Inst.H. Poincare, 1967, vol.8, p.163.
27. Chodos A., Jaffe R.L., Thorn C.B., Weisskopf V. — Phys.Rev., 1974, vol.D9, p.3471.
28. Leader E., Anselmino M. — Z.Phys., 1982, vol.C15, p.19.
29. Lam C.S., Bing-An Li — Phys.Rev., 1982, vol.D25, p.683;
Efremov A.V., Teryaev O.A. — JINR Preprint E2-88-287, Dubna, 1988;
Altarelli G., Ross G.G. — Phys.Lett., 1988, vol.B212, p.391;

- Carlitz R.D., Collins J.C., Mueller A.H.** — Phys.Lett., 1988, vol.B214, p.229.
30. **Adler S.L.** — Phys.Rev., 1969, vol.177, p.2426;
Bell J.S., Jackiw R. — Nuov.Cim., 1969, vol.60A, p.47.
31. **Efremov A.V., Radyushkin A.V.** — Phys.Lett., 1976, vol.B63, p.449.
32. **Libby S.B., Sterman G.D.** — Phys.Rev., 1978, vol.D18, p.3252;
Mueller A.H. — Phys.Rev., 1978, vol.D18, p.3705;
Ellis J., Karliner M., Shachrajda C.T. — Phys.Lett., 1989, vol.B231, p.497;
Berger E., Qiu J. — Phys.Rev., 1989, vol.D40, p.778, 3128;
Altarelli G., Lampe B. — Z.Phys., 1990, vol.C47, p.315;
Bodwin G.T., Qiu J. — Phys.Rev., 1990, vol.D41, p.2755.
33. **Belavin A.A., Polyakov A.M., Swartz A.S., Tyupkin Yu.S.** — Phys.Lett., 1975, vol.59B, p.85.
34. **Forte S.** — Phys.Lett., 1989, vol.B224, p.189; Nucl.Phys., 1990, vol.B331, p.1.
35. **Dorokhov A.E., Kochelev N.I.** — Mod.Phys.Lett., 1990, vol.A5, p.55; Phys.Lett., 1990, vol.B245, p.609;
Ioffe B.L., Karliner M. — Phys.Lett., 1990, vol.B247, p.387.
36. **'t Hooft G.** — Phys.Rev., 1976, vol.D14, p.3432; Phys.Reports, 1986, vol.142, p.357.
37. **Shuryak E.V.** — Phys.Reports, 1984, vol.115, p.151;
Dyakonov D.I., Petrov V.Yu. — Nucl.Phys., 1986, vol.B272, p.457.
38. **Forte S., Shuryak E.V.** — Nucl.Phys., 1991, vol.B357, p.153.
39. **Шуряк Е.В.** — Частное сообщение.
40. **Brodsky S.J., Ellis J., Karliner M.** — Phys.Lett., 1988, vol.B206, p.309;
Ellis J., Karliner M. — Phys.Lett., 1988, vol.B213, p.73;
Cohen T., Banerjee M.K. — Phys.Lett., 1989, vol.B230, p.129;
Li B.A. — Report on SPIN'94 Conference. Bloomington, September, 1994.
41. **Narison S., Shore G.M., Veneziano G.** — Preprint CERN-TH 7223/94, 1994.
42. **Veneziano G.** — Mod.Phys.Lett., 1989, vol.A4, p.1605;
Shore G.M., Veneziano G. — Phys.Lett., 1990, p.B224, p.75.
43. **Dorokhov A.E., Kochelev N.I.** — Proc. of SPIN'90 Conference. Bonn, September, 1990.
44. **Kochelev N.I.** — Sov.J.Nucl.Phys., 1985, vol.41, p.291;
Dorokhov A.E., Kochelev N.I. — Sov.J.Nucl.Phys., 1990, vol.92, p.214; —
Sov.J.Nucl.Phys., 1992, vol.23, p.1192.
45. **Brodsky S.J., Burkardt M., Schmidt I.** — Preprint SLAC-Pub-6087, 1994.
46. **Bourrely C., Soffer J.** — Mod.Phys.Lett., 1993, vol.A8, p.3.
47. **Ellis J., Jaffe R.L.** — Phys.Rev., 1974, vol.D9, p.1444.
48. **Gottfried K.** — Phys.Rev.Lett., 1967, vol.18, p.1154.
49. **NMC, Allasia D. et al.** — Phys.Lett., 1990, vol.B249, p.366;
Allasia D. et al. — CERN Report CERN-EP/91-105, 1991.
50. **Ringwald A.** — Nucl.Phys., 1990, vol.B330, p.1;
Espinosa O. — Nucl.Phys., 1990, vol.B343.
51. **Kochelev N.I.** — Preprint Free University of Berlin FUB-PH 93-13, 1993.
52. **Dorokhov A.E., Kochelev N.I.** — Phys.Lett., 1993, vol.B304, p.167.
53. **Na51 Collab.** — Report on Rochester Conference. Glasgow, July, 1994.
54. **Brodsky S.J., Peterson C., Sakai N.** — Phys.Rev., 1981, vol.D23, p.2745.

55. **Kochelev N.I., Tokarev M.V.** — Phys.Lett., 1993, vol.B309, p.416.
56. **Balitsky I.I., Ryskin M.G.** — Phys.Lett., 1992, vol.B296, p.185.
57. **Balitsky I.I., Braun V.M.** — Phys.Rev., 1993, vol.D47, p.1879; Phys.Lett., 1993, vol.B314, p.237.
58. **Brodsky S.J.** — Preprint SLAC-PUB-6068, 1994.
59. **Kochelev N.I.** — Report on SPIN'94 Conference. Bloomington, September, 1994.
60. **Carlits R.D., Kaur J.** — Phys.Rev.Lett., 1977, vol.38, p.673.