

УДК 539.12.01

## СТРУКТУРА ВАКУУМА КХД И СВОЙСТВА АДРОНОВ

*Н. И. Кочелев\**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1157
ИНСТАНТОНЫ И СТРУКТУРА ВАКУУМА КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ	1160
ВКЛАДЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ КВАРКОВ ЧЕРЕЗ ВАКУУМ КХД В МАССЫ ОСНОВНЫХ АДРОННЫХ СОСТОЯНИЙ	1164
ЭФФЕКТЫ НАРУШЕНИЯ ПРАВИЛА ОКУБО–ЦВЕЙГА–ИИЗУКИ В АДРОННОМ СПЕКТРЕ МАСС И ИНСТАНТОНЫ	1169
ВЛИЯНИЕ СЛОЖНОЙ СТРУКТУРЫ ВАКУУМА КХД НА СВОЙСТВА МУЛЬТИКВАРКОВЫХ АДРОНОВ	1173
СПИНОВАЯ И АРОМАТНАЯ СТРУКТУРА НУКЛОНА И ВАКУУМ КХД	1186
АРОМАТНАЯ СТРУКТУРА НУКЛОНА И ИНСТАНТОНЫ	1198
ИНСТАНТОНЫ И ОДНОСПИНОВЫЕ АСИММЕТРИИ В АДРОН-АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ	1199
ЭФФЕКТИВНЫЕ КВАРК-ГЛЮОННЫЕ ВЕРШИНЫ, ИНДУЦИРУЕМЫЕ ИНСТАНТОНАМИ, И ПРОЦЕСС ОКОЛОПОРОВОГО РОЖДЕНИЯ $\eta$ -МЕЗОНОВ	1206
СТРУКТУРА ВАКУУМА КХД И ПРАВИЛО $\Delta I = 1/2$	1213
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1218
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1219

---

\*E-mail: kochelev@theor.jinr.ru

УДК 539.12.01

## СТРУКТУРА ВАКУУМА КХД И СВОЙСТВА АДРОНОВ

*Н. И. Кочелев\**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждается новый подход к исследованию наблюдаемых спиновых и ароматных аномалий в физике адронов, основанный на учете сложной структуры вакуума КХД. Так, существование мощных непертурбативных вакуумных глюонных полей — инстантонов приводит к специфическим спин- и ароматозависимым взаимодействиям между кварками и глюонами, которые могут лежать в основе этих аномалий. В предлагаемом подходе возникает также глубокая связь между спиновыми и ароматными эффектами, которая следует из необходимости соблюдения кварками принципа Паули в поле инстантона. Новым полем для исследования инстантонной структуры КХД-вакуума является изучение слабых распадов адронов. Так, например, специфические правила отбора по спиральности и аромату для кварк-кварковых взаимодействий, индуцируемых инстантонами и обменами электрослабыми векторными бозонами, позволяют понять природу знаменитого правила  $\Delta I = 1/2$  для нелептонных адронных распадов.

A new approach to investigation of observed spin and flavor anomalies in hadron physics, based on complex structure of QCD vacuum, is discussed. It is shown, that existence of strong nonperturbative vacuum gluon fields, instantons, leads to specific spin- and flavor-dependent quark and gluon interactions, which can be behind of the anomalies. In the approach, due to the Pauli principle for quarks in instanton field, deep connection between spin and flavor effects is arisen. A new field for investigation of instanton structure of QCD vacuum is the studying of hadron weak decays. Thus, for example, specific helicity and flavor selection rules for quark-quark instanton and electroweak induced interactions, allow us to understand the origin of famous  $\Delta I = 1/2$  rule for nonleptonic weak decays of hadrons.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время общепризнанной теорией сильных взаимодействий является квантовая хромодинамика (КХД), которая обладает следующими достоинствами: она перенормируема [1]; эффективная константа взаимодействия стремится к нулю на малых расстояниях и поэтому теория «асимптотически свободна» [2]; существует надежда на доказательство конфайнмента кварков и глюонов. Первые два свойства позволили, используя теорию возмущений, объяснить целый класс процессов при больших передачах импульса. Однако следует заметить, что процессы с большой передачей импульса между

---

\*E-mail: kochelev@theor.jinr.ru

партонами составляют лишь очень малую долю всех процессов, где сильные взаимодействия дают вклад. Основной же экспериментальный материал, накопленный к настоящему времени, относится к свойствам адронов, где динамика больших расстояний между кварками и глюонами играет существенную роль и поэтому их описание требует выхода за рамки хорошо разработанного аппарата теории возмущений КХД.

Одним из наиболее прямых методов учета непертурбативных эффектов является КХД на пространственно-временной решетке. Однако, несмотря на существенный прогресс в этом направлении (см. обзор [3]), КХД на решетке в настоящее время может претендовать лишь на описание очень ограниченного класса адронных матричных элементов. Это связано с некоторыми внутренними проблемами решеточной КХД, такими, как, например, неоднозначности в переходе к непрерывному и киральному пределу и последовательное введение легких кварков. Особенно эти проблемы дают о себе знать при расчетах спинзависимых величин, в которых эффекты нарушения сохранения спиральности кварков, вызванные либо конечным размером решетки, либо ненулевыми массами кварков, играют заметную роль. С другой стороны, именно спиновая физика адронов в последнее время привлекает всевозрастающее внимание как экспериментаторов, так и теоретиков [4, 5]. Интерес к проблеме вызван, в первую очередь, сенсационным результатом измерения коллаборацией EMC [6] доли протонной спиральности, переносимой кварками. Оказалось, что кварки переносят только очень малую долю спиральности нуклона, что находится в противоречии с ожиданиями наивной партонной модели нуклона, где вся спиральность протона переносится тремя валентными кварками. Дальнейшие более точные эксперименты подтвердили этот вывод [7].

Кроме спиновых аномалий, в последнее время также интенсивно обсуждаются и наблюдаемые в адронном мире аномалии, зависящие от аромата кварков, участвующих в данном процессе [9]. При этом эксперименты указывают на взаимосвязь между обоими явлениями, а именно: усиление сечений процессов в определенных состояниях относительно ароматных  $SU(2)_f$ - и  $SU(3)_f$ -групп оказалось сильно зависящим и от их спинового содержания. Следует также отметить, что ароматные аномалии обычно связывают с большим нарушением в некоторых каналах знаменитого правила Окубо–Цвейга–Иизуки (ОЦИ) [10], подавляющего реакции с разрывными кварковыми линиями. В адронной спектроскопии правило ОЦИ, например, запрещает примеси странных кварков в волновых функциях адронов, состоящих из  $u$ - и  $d$ -кварков. Это правило довольно хорошо выполняется для большинства реакций, однако в некоторых случаях наблюдается его аномальное нарушение (см. обзор [11]). В КХД правило ОЦИ является строгим в пределе большого числа цветов, т. е. в лидирующем порядке по  $1/N_c$ -разложению, которое широко используется в адронной физике, и поэтому установление

причин его нарушения есть также одна из фундаментальных задач в теории сильных взаимодействий. Исследование механизмов нарушения правила ОЦИ дает также важнейшую информацию об ароматной и спиновой структуре кваркового моря в нуклоне.

К сожалению, в силу отмеченных выше причин, наиболее прямой метод расчета непертурбативных эффектов в КХД на решетке оказался не очень успешным в вычислении величин, характеризующих спин-ароматную структуру кварковых морей в адронах. Кроме решеточных расчетов, существуют и различные аналитические методы учета этих эффектов, основанные на современных моделях вакуума КХД. Инстантоны — мощные вакуумные флуктуации глюонных полей — представляют один из наиболее фундаментальных аспектов непертурбативной КХД. Они были теоретически открыты и впервые изучены в работах Полякова с коллегами [12] и 'т Хоофта [13] около 25 лет тому назад. С момента открытия инстантонная физика развивалась в нескольких направлениях.

Первое направление было в той или иной степени связано с обоснованием фундаментальной роли инстантонов в структуре вакуума КХД, например, в обосновании инстантонного механизма спонтанного нарушения киральной симметрии в КХД и в возникновении глюонного конденсата (см. обзор [14]).

Второе направление было связано с приложениями инстантонной физики для расчета различных адронных свойств, таких, например, как массы адронов и их формфакторы (см. обзор [15]).

Третье направление — исследование инстантонов на решетке — начало бурно развиваться лишь в последние годы [16]. Так, напрямую было показано, что инстантоны являются важнейшими флуктуациями полей в вакууме, получены оценки их плотности и среднего размера.

Большая работа, выполненная в этих направлениях, привела к выводу, что модель вакуума КХД как жидкости инстантонов является, по-видимому, наиболее адекватной моделью для непертурбативного вакуума КХД. Для окончательного становления теории требуются, однако, убедительные доказательства, что наблюдаемые свойства адронов не могут быть описаны без привлечения инстантонов. Спиновая и ароматная физика адронов, где затрагивается динамика кварков и глюонов на больших расстояниях, является как раз наиболее чувствительной областью для проверки различных непертурбативных КХД-моделей.

Обзор посвящен обсуждению нового направления в изучении спиновых и ароматных аномалий, проявляющихся в адронной спектроскопии и в столкновениях элементарных частиц. Основная идея этого подхода состоит в установлении связи этих аномалий с существованием мощных непертурбативных флуктуаций глюонных и кварковых полей в КХД-вакууме.

## 1. ИНСТАНТОНЫ И СТРУКТУРА ВАКУУМА КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ

Фундаментальное отличие квантовой хромодинамики, базирующейся на калибровочной группе  $SU(3)_c$ , от квантовой электродинамики, основанной на  $U(1)$ -группе, состоит в наличии самодействия у глюонных полей. Неабелевость калибровочной группы в конечном итоге приводит к существованию сложной структуры основного состояния теории, т. е. вакуума КХД. Детальное знание этой структуры имеет принципиальное значение для описания адронных свойств, так как адроны есть не что иное, как определенные возбуждения КХД-вакуума. Теория КХД-вакуума начала интенсивно развиваться после обнаружения существования в ней нетривиальных решений уравнений Янга–Миллса в евклидовом пространстве [12], которые впоследствии были названы инстантонами [24].

Инстантонное решение в сингулярной калибровке имеет вид [12]

$$A_\mu^a = \frac{2}{g_s} \frac{\bar{\eta}_{\mu\nu}^a (x - x_0)_\nu \rho^2}{(x - x_0)^2 ((x - x_0)^2 + \rho^2)}, \quad (1)$$

где  $\bar{\eta}_{\alpha\mu\nu} = \epsilon_{\alpha\mu\nu}$  ( $\mu, \nu = 1, 2, 3$ ),  $\delta_{\alpha\nu}$  ( $\mu = 4$ ),  $-\delta_{\alpha\mu}$  ( $\nu = 4$ ) и 0 ( $\mu = \nu = 4$ ). Антиинстантонное решение получается из инстантонного заменой  $\bar{\eta} \rightarrow \eta$ , где для  $\eta$  соответствующие знаки перед  $\delta$  в  $\bar{\eta}$  противоположны. Инстантон (антиинстантон) описывает туннельный переход между различными классическими вакуумами, обладающими целыми значениями топологического заряда

$$Q = \frac{\alpha_s}{8\pi} \int d^4x G_{\mu\nu}^a(x) \tilde{G}_{\mu\nu}^a(x) = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2)$$

Действие на инстантонных решениях конечно и равно

$$S_E = \frac{2\pi}{\alpha_s} |Q|. \quad (3)$$

Поэтому в пределе малой константы связи  $\alpha_s \ll 1$  основной вклад в волновую функцию вакуума дает одноинстантонная конфигурация с  $|Q| = 1$ .

Инстантоны приводят к специфической мультикварковой вершине 'т Хоофта [13], которая для инстантонов малого размера ( $\rho \rightarrow 0$ ) и  $N_c = N_f = 3$  может быть представлена в виде эффективного лагранжиана [25]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}}^{(3)} = \int d\rho n(\rho) \left\{ \prod_{i=u,d,s} \left( m_i \rho - \frac{4\pi}{3} \rho^3 \bar{q}_i R q_{iL} \right) + \right. \\ \left. + \frac{3}{32} \left( \frac{4}{3} \pi^2 \rho^3 \right)^2 \left[ \left( j_u^a j_d^a - \frac{3}{4} j_{u\mu\nu}^a j_{d\mu\nu}^a \right) \left( m_s \rho - \frac{4}{3} \pi^2 \rho^3 \bar{q}_{SR} q_{sL} \right) + \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{9}{40} \left( \frac{4}{3} \pi^2 \rho^3 \right)^2 \left[ d^{abc} j_{u\mu\nu}^a j_{d\mu\nu}^c + 2 \text{perm.} \right] + \frac{9}{320} \left( \frac{4}{3} \pi^2 \rho^3 \right)^3 d^{abc} j_u^a j_d^b j_s^c + \\
 & + \frac{igf^{abc}}{256} \left( \frac{4}{3} \pi^2 \rho^3 \right)^3 j_{u\mu\nu}^a j_{d\nu\lambda}^b j_{s\lambda\mu}^c + (R \longleftrightarrow L) \Big\}, \quad (4)
 \end{aligned}$$

где  $q_{R,L} = (1 \pm \gamma_5)/2q(x)$ ,  $j_i^a = \bar{q}_{iR} \lambda^a q_{iL}$ ,  $j_{i\mu\nu}^a = \bar{q}_{iR} \sigma_{\mu\nu} \lambda^a q_{iL}$  и  $n(\rho)$  — плотность инстантонов. Этот лагранжиан в пределе  $m_q \rightarrow 0$  симметричен относительно  $SU(3)_f$ -группы, но нарушает аксиальную  $U_A(1)$ -симметрию.

Для безмассовых кварков и числа ароматов  $N_f = 2$  структура эффективного лагранжиана упрощается существенно:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{eff}}^{(2)}(x) = & \int d\rho n(\rho) \left( \frac{4}{3} \pi^2 \rho^3 \right)^2 \times \\
 & \times \left\{ \bar{u}_R u_L \bar{d}_R d_L \left[ 1 + \frac{3}{32} \left( 1 - \frac{3}{4} \sigma_{\mu\nu}^u \sigma_{\mu\nu}^d \right) \lambda_u^a \lambda_d^a \right] + (R \longleftrightarrow L) \right\}. \quad (5)
 \end{aligned}$$

Этот простой случай эффективного четырехкваркового взаимодействия, индуцируемого инстантонами, как будет показано ниже, играет чрезвычайно важную роль в адронной физике. Лагранжианы (4), (5) получаются из рассмотрения рассеяния кварков на так называемой нулевой моде в поле инстантона. Кварковая нулевая мода была найдена т'Хоофтом [13], который показал, что уравнение Дирака

$$\left( i\partial_\mu + g \frac{\lambda^a}{2} A_\mu^a(x) \right) \Psi_n(x) = \epsilon_n \Psi_n(x)$$

в поле инстантона (1) имеет решение с нулевой энергией ( $\epsilon_0 = 0$ )

$$\Psi_0(x - x_0) = \frac{\rho(1 - \gamma_5)}{2\pi((x - x_0)^2 + \rho^2)^{3/2}} \frac{\hat{x}}{\sqrt{x^2}} \varphi, \quad (6)$$

где  $\varphi$  является двухкомпонентным спинором  $\varphi_m^a = \epsilon_m^a / \sqrt{2}$ ;  $a$  — индекс  $SU(2)_c$ -цветной подгруппы  $SU(3)_c$ -группы;  $m$  — спиновый индекс.

Мы должны отметить некоторые особенности выражения (6). Во-первых, нулевые моды в поле инстантона имеют определенную спиральность (для антиинстантона нужно сделать замену  $(1 - \gamma_5) \rightarrow (1 + \gamma_5)$  в (6)). Поэтому входящий в инстантонное поле кварк, рассеивающийся на нулевой моде, должен иметь правую спиральность, а выходящий кварк — левую (на антиинстантоне ситуация обратная). Во-вторых, на нулевой моде значения цвета кварка и его спина строго коррелированы через спинор  $\varphi_m^a$ , так что их сумма

$$\sigma \oplus \mathbf{c} = 0. \quad (7)$$

Из этих свойств и принципа Паули следует, что только один кварк определенного аромата может находиться в нулевой моде. Более того, спиральность кварка переворачивается при рассеянии на инстантоне. В последующих главах будет показано, что эти свойства играют очень важную роль в объяснении различных спиновых и ароматных аномалий, наблюдаемых в сильных взаимодействиях.

Функция Грина кварка в инстантонном поле может быть выражена через собственные функции уравнения Дирака стандартным образом:

$$G^I(x, y) = \int d^4x_0 d\rho n(\rho) \sum_m \frac{\Psi_m(x - x_0) \Psi_m^+(y - x_0)}{m_q + i\epsilon_m}. \quad (8)$$

Очевидно, что вклад нулевых мод в (8) максимален в киральном пределе  $m_q \rightarrow 0$ . Эффективный лагранжиан, соответствующий (8), получается с помощью ампутации кварковых концов и может быть записан в виде

$$\mathcal{L}^{(1)}(x) = \int d\rho n(\rho) 2\pi^2 \rho^3 (\bar{q}_R q_L + \bar{q}_L q_R), \quad (9)$$

где второй член обязан вкладу антиинстантонов. Этот лагранжиан соответствует случаю существования одного легкого кварка в теории  $N_f = 1$ . Из (8) можно легко получить четырех- и шеститочечные функции Грина кварков в инстантонном поле, а затем, с помощью процедуры ампутации кварковых концов, и эффективные лагранжианы (4) и (5) для случаев  $N_f = 2$  и  $N_f = 3$ .

Существуют два принципиальных отличия эффективных вершин, индуцированных инстантонами (4), (5) и (14), от кварк-глюонной пертурбативной вершины. Во-первых, в противоположность пертурбативной вершине, они переворачивают кварковую спиральность. Поэтому для  $N_f$ -кварковой вершины кварковая спиральность изменяется на величину  $2N_f$ . Во-вторых, как следствие принципа Паули, отмеченного выше, вершины (4) и (5) приводят к нарушению правила ОЦИ [10], так как они отличны от нуля только для разных ароматов кварков.

Модель вакуума КХД как жидкости инстантонов сейчас одна из наиболее популярных моделей для описания непертурбативных эффектов в сильных взаимодействиях (см. обзор [15]). В рамках этой модели все инстантоны имеют примерно один размер и поэтому инстантонная плотность аппроксимируется дельта-функцией:

$$n(\rho, x) = n_0 \delta(\rho - \rho_c), \quad (10)$$

где  $\rho_c \approx 1,6 \text{ ГэВ}^{-1}$  — средний размер инстантона в вакууме КХД, а значение  $n_0$  определяется величиной глюонного конденсата:

$$n_0 = \frac{\alpha_s}{16\pi} \langle 0 | G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a | 0 \rangle. \quad (11)$$

Из (4) легко получить двухчастичный лагранжиан, индуцированный инстантонами, в модели инстантонной жидкости [20–22]. Для этого достаточно заменить в (4) билинейные комбинации кварковых полей определенного аромата их вакуумными средними:

$$\bar{q}_i O_{ij} q_j \rightarrow \langle 0 | \bar{q}_i O_{ij} q_j | 0 \rangle, \quad (12)$$

где  $O_{ij}$  — произвольная матрица, а также воспользоваться связью эффективной плотности инстантонов с кварковыми конденсатами [15]:

$$\begin{aligned} n_{\text{eff}} &= n_0 m_u^* m_d^* m_s^* \rho_c^3, \quad m_i^* = m_i + m^*, \\ m^* &= -\frac{2\pi^2}{3} \langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle \rho_c^2, \\ \langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle &= -\frac{\sqrt{3n_{\text{eff}}}}{\pi \rho_c}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $m_i, m_i^*$  — токовая и конституентная массы кварка соответственно и  $i = u, d, s$ . Окончательно получаем [20, 22]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{inst}} &= \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \eta_{ij} \left( \bar{q}_{iR} q_{iL} \bar{q}_{jR} q_{jL} + \frac{3}{32} \left( \bar{q}_{iR} \lambda^a q_{iL} \bar{q}_{jR} \lambda^a q_{jL} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{3}{4} \bar{q}_{iR} \sigma_{\mu\nu} \lambda^a q_{iL} \bar{q}_{jR} \sigma_{\mu\nu} \lambda^a q_{jL} + (R \longleftrightarrow L) \right) \right), \quad (14) \end{aligned}$$

где  $\eta_{ij} = (4\pi^2 \rho_c^2 m^{*2}) / (3m_i^* m_j^*)$ .

Отметим некоторые особенности лагранжиана (14). Во-первых, эффективная константа взаимодействия оказалась фактически функцией только одного параметра — размера инстантона в вакууме КХД, в то время как зависимость от плотности инстантонов исчезла. Во-вторых, по сравнению с лагранжианом пертурбативного глюонного обмена, выражение (14) обладает совершенно другой структурой в цветном и ароматном пространствах. Это хорошо видно после перехода к нерелятивистскому пределу в (14), в котором для потенциала взаимодействия двух кварков получаем

$$V_{ij}^{\text{inst}} = -\frac{\pi^2 \rho_c^2 (m^*)^2}{6m_i^* m_j^*} (1 + 3\sigma_i \sigma_j \lambda_i^a \lambda_j^a) \left( \frac{1 - \tau_i^f \tau_j^f}{2} \right) \delta(r_{ij}). \quad (15)$$

Лишь последний член в (15) напоминает потенциал Ферми–Брейта для одноглюонного обмена между кварками, используемый в нерелятивистской кварковой модели.



## 2. ВКЛАДЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ КВАРКОВ ЧЕРЕЗ ВАКУУМ КХД В МАССЫ ОСНОВНЫХ АДРОННЫХ СОСТОЯНИЙ

Как уже отмечалось, вакуум КХД имеет сложную структуру, связанную с существованием кварковых и глюонных непертурбативных полей. При вычислении непертурбативного вклада в адронные массы эти поля полезно разделить на два типа [21]. Первый тип относится к вакуумным полям, длина волны которых намного превышает размер нуклона. Такие поля можно считать постоянными на размере нуклона, и их эффект сводится к взаимодействию кварков адрона с кварковыми и глюонными конденсатами. Эффективный гамильтониан, описывающий это взаимодействие, получается из тензора энергии-импульса КХД

$$T^{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial^\nu\Psi - \partial^\nu\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi) - g^{\mu\nu}\mathcal{L} \quad (16)$$

путем разбиения кварковых и глюонных полей на квантовую ( $q(x), b(x)$ ) и классическую ( $Q(x), B(x)$ ) части:

$$\Psi(x) = q(x) + Q(x), \quad A_\mu^a(x) = b_\mu^a(x) + B_\mu^a(x) \quad (17)$$

и использования соотношения

$$H = \int T^{00} d^3x. \quad (18)$$

В выражении (16)

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a + \bar{\Psi}(iD_\mu\gamma_\mu - M)\Psi \quad (19)$$

есть стандартный лагранжиан КХД с

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c, \\ iD_\mu &= i\partial_\mu - g\frac{\lambda^a}{2}A_\mu^a, \end{aligned} \quad (20)$$

$\Psi$  — столбец;  $M$  — матрица кварковых масс с размерностью  $N_f \otimes N_f$  в пространстве кварковых ароматов.

Кварковая часть эффективного гамильтониана получается в виде

$$H_{\text{vac}}^q = \frac{i}{2}(\bar{q}\gamma_0\partial_0 Q - \partial_0\bar{q}\gamma_0 Q) - i\bar{q}\gamma_\mu D_\mu Q + M\bar{q}Q + (q \longleftrightarrow Q). \quad (21)$$

Для вычисления вклада длинноволновых флуктуаций в сдвиг собственной энергии адронов достаточно вычислить матричный элемент

$$E_{\text{long}} = \left\langle \Phi \left| \int H_{\text{vac}}^q d^3x \right| \Phi \right\rangle \quad (22)$$

с адронными волновыми функциями  $\Phi$ .

Кроме вклада длинноволновых флуктуаций, существует также вклад от вакуумных флуктуаций с длинами волн меньшими, чем размер области конфайнмента  $\rho < R_{\text{conf}} \approx 1$  фм. Наиболее подходящей моделью для этих непertурбативных флуктуаций является модель инстантонной жидкости, описанная в предыдущем разделе. В этой модели характерный размер инстантонной флуктуации  $\rho_c \approx 0,3$  фм. Вклад взаимодействия кварков в энергию адрона может быть вычислен как матричный элемент от взаимодействия 'т Хоофта (14):

$$E_{\text{inst}} = - \left\langle \Phi \left| \int \mathcal{L}_{\text{inst}} d^3x \right| \Phi \right\rangle. \quad (23)$$

Для количественных оценок будем использовать волновые функции модели мешков, которые для кварка с массой  $m$  в  $1S$ -состоянии имеют вид [17, 18]

$$u(x) = \frac{N}{\sqrt{4\pi}} \begin{pmatrix} i\sqrt{(\omega + m)/\omega} j_0(\chi r/R) \chi \\ -\sqrt{(\omega - m)/\omega} j_1(\chi r/R) \sigma \hat{r} \chi \end{pmatrix}, \quad (24)$$

где  $R$  — радиус мешка;  $\omega = \sqrt{\chi^2/R^2 + m^2}$  — одночастичная энергия кварка, определяемая из решения уравнения на собственные значения  $\text{tg } \chi = \chi/(1 - mR - \omega R)$ , и нормировочная константа  $N^2 = \omega(\omega - m)/(R^3 j_0^2(\chi)(2\omega(\omega - 1/R) + m/R))$ .

В рамках этой модели формула для массы адронов имеет вид

$$M^2 = E^2 - \langle p^2 \rangle, \quad (25)$$

где  $E$  — энергия мешка;  $\langle p^2 \rangle$  — вклад движения центра масс [23]. В нашей версии модели энергия мешка

$$E = E_{\text{kin}} + E_G + E_{\text{long}} + E_{\text{inst}} \quad (26)$$

состоит из кинетической энергии кварков  $E_{\text{kin}} = \sum_i N_i \omega_i$ ,  $N_i$  — количество кварков сорта  $i$  в адроне; потенциала одноглюонного обмена  $E_G$  и энергии взаимодействия кварков с длинноволновыми  $E_{\text{long}}$  и коротковолновыми  $E_{\text{inst}}$  вакуумными флуктуациями (рис. 1). Отметим коренное отличие нашей версии модели мешков от МПТ-версии. Так, у нас нет так называемого объемного

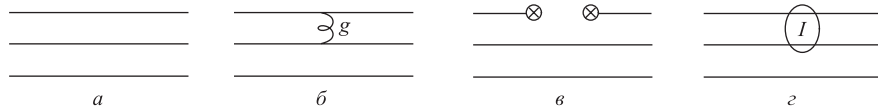


Рис. 1. Вклады кинетической энергии (а), одноглюонного обмена (б), взаимодействия через кварковый конденсат (в) и инстантонов (г) в энергию адрона. Инстантон обозначен  $I$ , кресты обозначают кварковые концы, связанные через кварковый конденсат

члена  $BR^3$ , который был введен «руками» в [17] для обеспечения равновесия кваркового мешка в МПТ-версии. Стабилизация нашего мешка достигается за счет вклада взаимодействия кварков с длинноволновой частью вакуумных флуктуаций. Этот вклад вычисляется с помощью гамильтониана (21) и использования калибровки [26] фиксированной точки  $x_\mu^0 A^\mu(x_0) = 0$ . В этой калибровке поля представляются в виде ряда по отклонению от точки  $x_\mu^0 = 0$ :

$$\begin{aligned} Q^{\text{vac}}(x) &= Q^{\text{vac}}(0) + x^\sigma \nabla_\sigma Q^{\text{vac}}(0) + \frac{x^\sigma x^\rho}{2} \nabla_\sigma \nabla_\rho Q^{\text{vac}}(0) + \dots, \\ A_\mu^{\text{vac}}(x) &= \frac{x^\rho}{2} G_{\rho\mu}^a + \frac{x^\rho x^\sigma}{3} (\mathcal{D}_\sigma G_{\rho\mu})^a + \dots \end{aligned} \quad (27)$$

Фактически в нашей модели эффективным параметром разложения является отношение частот вакуумных полей к частоте движения кварков в мешке. В первом порядке по этому параметру мы получаем

$$E_{\text{long}} = \sum_i N_i A R^2, \quad (28)$$

где

$$A_i = -\frac{\pi}{12} \langle 0 | \bar{Q}_i Q_i | 0 \rangle \frac{(y+2)^2 y}{\chi_i^2 [2y(y-1) + a]}, \quad (29)$$

$y = \omega R$ ,  $a = mR$ . Растущий с радиусом как  $R^2$  вакуумный член в (28) обеспечивает, в итоге, конечность адронной массы.

Вклад взаимодействия кварков с коротковолновой частью вакуумных флуктуаций инстантонами

$$E_{\text{inst}} = -\frac{\rho_c^2 (M_{00}^{I2} \lambda_0 + M_{0s}^{I2} \lambda_s)}{R^3}, \quad (30)$$

где

$$\lambda_0 = \pi \bar{N}_0^4 R^6 \rho_c^2 I_0 / 6; \quad \lambda_s = \lambda_0 \frac{m^* I_s}{m_s^* I_0} / 6; \quad (31)$$

$$\begin{aligned} I_0 &= \int_0^1 dx x^2 [j_0^2(\chi_0 x) + j_1^2(\chi_0 x)]^2; \\ I_s &= \frac{\bar{N}_s^2}{\bar{N}_0^2} \int_0^1 dx x^2 \left\{ [j_0^2(\chi_0 x) - j_1^2(\chi_0 x)]^2 \left[ j_0^2(\chi_s x) \left( 1 + \frac{m_s}{\omega} \right) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - j_1^2(\chi_s x) \left( 1 - \frac{m_s}{\omega} \right) \right] + \frac{4\chi_s}{\omega R} j_0(\chi_0 x) j_1(\chi_0 x) j_0(\chi_s x) j_1(\chi_s x) \right\}; \end{aligned}$$

$\bar{N}_0$ ,  $\bar{N}_s$  — нормировки волновых функций в модели мешков для безмассовых,  $u$ -,  $d$ - и массивных  $s$ -кварков. Значения коэффициентов  $M_{00}^{I2}$ ,  $M_{0s}^{I2}$

приведены в табл. 1. В этой же таблице находятся матричные элементы одноглюонного обмена, определяющие пертурбативный вклад [31]:

$$E_G = -\frac{0,044\alpha_s}{R} [M_{00}^{\text{ОГО}} + (1 - 0,13m_s R)M_{0s}^{\text{ОГО}} + (1 - 0,25m_s R)M_{ss}^{\text{ОГО}}]. \quad (32)$$

Отметим, что для векторных мезонов и барионов декуплета коэффициенты  $M_{ij}^{I2} = 0$ . Отсутствие вклада инстантонов в этих каналах связано с тем, что лагранжиан (14) строится на нулевых фермионных модах в поле инстантона.

Поэтому матричные элементы  $M_{ij}^{I2}$  отличны от нуля для тех адронов, в которых пара кварков может находиться в состоянии с квантовыми числами нулевой моды, задаваемыми условием (7). Очевидно, для векторных мезонов и частиц из декуплета барионов это равенство не может быть выполнено одновременно для всех кварков, составляющих данный адрон. Правило отбора (7) приводит также к отсутствию трехчастичных сил, индуцированных инстантонами, в барионах [21].

Наиболее неопределенным членом в массовой формуле (55) является вклад движения центра масс. Напомним, что энергия мешка вычислялась в приближении статического кваркового мешка, т. е. кварки считались квазинезависимыми. Как следствие, состояние мешка не является собственным состоянием оператора импульса. Существует, однако, аппроксимация для величины  $\langle p^2 \rangle$ , учитывающая сохранение импульса в модели мешков в среднем [23]:

$$\langle p^2 \rangle \approx N_0(\chi_0/R)^2 + N_s(\chi_s/R)^2. \quad (33)$$

Итак, мы получили явный вид каждого члена в массовой формуле (55). Обсудим теперь выбор параметров модели. В отличие от стандартной модели МГТ [17], где их значения определялись из фита адронного спектра масс, основные параметры нашей модели выбирались такими же, как в правилах сумм КХД [27] и модели инстантонной жидкости [15]:

$$\alpha_s = 0,7; \quad \rho_c^2 = 1,6 \text{ МэВ}^{-1}; \quad m_s = 250 \text{ МэВ}; \quad \langle \bar{Q}Q \rangle = -(250 \text{ МэВ})^3. \quad (34)$$

Таблица 1. Двухчастичные цвет-спиновые матричные элементы одноглюонного и инстантонного взаимодействий для основных адронных состояний

Адрон	$M_{00}^{\text{ОГО}}$	$M_{0s}^{\text{ОГО}}$	$M_{ss}^{\text{ОГО}}$	$M_{00}^{I2}$	$M_{0s}^{I2}$
$\pi$	16	0	0	6	0
$K$	0	16	0	0	6
$\eta$	16/3	0	32/3	-2	8
$\eta'$	32/3	0	16/3	-4	-8
$\rho/\omega$	-16/3	0	0	0	0
$K^*$	0	-16/3	0	0	0
$\Phi$	0	0	-16/3	0	0
$N$	8	0	0	9/2	0
$\Lambda$	16/3	8/3	0	3	3/2
$\Xi$	0	8	0	0	9/2
$\Sigma$	0	8	0	0	9/2
$\Delta$	-8	0	0	0	0
$\Sigma^*$	0	-8/3	-16/3	0	0
$\Xi^*$	0	-8/3	-16/3	0	0
$\Omega$	0	0	-8	0	0

С этими параметрами и дополнительным условием на равновесие мешка

$$\frac{dM^2}{dR} = 0 \quad (35)$$

были рассчитаны массы адронов, состоящих из легких  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварков. Масса странного кварка  $m_s = 250$  МэВ определялась независимо из условия минимума величины

$$f = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{M_{\text{th}}^i - M_{\text{exp}}^i}{M_{\text{exp}}^i} \right)^2. \quad (36)$$

Мы не взяли величину  $m_s$  из правил сумм КХД для барионов [28], так как в этих работах не были учтены поправки на взаимодействие кварков через инстантоны, которые сильно зависят от масс кварков. Результаты расчета адронных масс представлены в табл. 2. Как видим, мы воспроизводим спектр масс основных адронных состояний. Более того, модель позволяет

Таблица 2. Массы и радиусы основных состояний адронов

Адрон	$M_0$ , МэВ	$E_G$ , МэВ	$E_I$ , МэВ	$M$ , МэВ	$R$ , ГэВ <sup>-1</sup>	$M_{\text{exp}}$ , МэВ
$\pi$	765	-48	-183	466	5,83	140
$K$	901	-40	-137	684	5,71	498
$\eta$	942	-38	-120	750	5,66	550
$\eta'$	850	-43	306	1150	5,74	960
$\rho/\omega$	765	16	0	784	5,83	770
$K^*$	901	13	0	917	5,71	896
$\phi$	1093	11	0	1052	5,59	1020
$N$	1219	-22	-223	<b>941</b>	6,25	940
$\Lambda$	1360	-23	-201	1100	6,17	1116
$\Sigma$	1360	-17	-162	1160	6,17	1192
$\Xi$	1501	-20	-169	1292	6,09	1315
$\Delta$	1219	22	0	<b>1243</b>	6,25	1236
$\Sigma^*$	1360	20	0	1381	6,17	1386
$\Xi^*$	1501	17	0	1520	6,09	1532
$\Omega$	1644	14	0	<b>1660</b>	6,02	1672

*Примечание.*  $M_0$  — масса адрона без учета вкладов инстантонов и одноглюонного обмена;  $E_I$  и  $E_G$  — поправки за счет инстантонов и обмена глюоном (полужирным шрифтом выделены те значения масс, по которым фитировались параметры) и  $M_{\text{exp}}$  — экспериментальные значения масс адронов.

также объяснить и особенности спин-спинового расщепления между адронными мультиплетами, а именно: инстантоны дают определяющий вклад в наблюдаемое расщепление масс между октетом псевдоскалярных и векторных

мезонов, а также между октетом и декуплетом барионов. Причина, ведущая к большому расщеплению, в обоих случаях одинакова. Инстантоны дают сильное притяжение в каналах, где кварк-антикварк либо два кварка находятся в состоянии со спином ноль. В первом случае это приводит к практически безмассовому пиону (табл. 2) и служит фундаментальной причиной наблюдаемого спонтанного нарушения киральной симметрии, т. е. возникновения кваркового конденсата [14, 15]. Притяжение в кварк-кварковом канале приводит к возникновению квазисвязанного скалярного дикварка в нуклоне [29] и возможности образования цветного дикваркового конденсата. Отметим, что динамика взаимодействия кваркового и дикварковых конденсатов в последнее время интенсивно обсуждается в связи с возможностью существования сверхпроводящей кварковой материи [30].

Одним из наиболее значимых достижений нашей версии модели мешков является решение так называемой  $U_A(1)$ -проблемы, связанной с аномально большой массой  $\eta'$ -мезона. В рамках стандартной МПТ-модели, как, впрочем, и в любых других моделях, основанных на одноглюонном обмене, эта проблема не была решена. Более того, как правило, такие модели предсказывают даже неправильный знак расщепления масс  $M_{\eta} - M_{\eta'}$ . Инстантоны дают естественное решение  $U_A(1)$ -проблемы [24]. Дело в том, что взаимодействие между кварками, индуцированное инстантонами, явным образом нарушает первоначальную  $U_A(1)$ -симметрию лагранжиана КХД, и поэтому даже в киральном пределе синглетный по аромату безмассовый псевдоскалярный мезон с кварковым содержанием  $\eta_1 = (\bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s)/\sqrt{3}$  отсутствует в адронном спектре. В предлагаемой модели поправки инстантонов к массе  $\eta_1$  явным образом вычисляются. Из табл. 1 следует, что инстантоны приводят к отталкиванию в этом канале и результат вычисления величины сдвига масс  $\eta_1$ -мезона, вызванного этим отталкиванием, представленный в табл. 2, говорит о том, что это отталкивание сильное. Для восьмой компоненты псевдоскалярного октета  $\eta_8$  ситуация меняется на противоположную. Здесь инстантоны приводят к притяжению между кварками и соответственно к уменьшению массы этого состояния. Таким образом, наша модель приводит к большому расщеплению масс между псевдоскалярными синглетом и октетом и тем самым решает знаменитую  $U_A(1)$ -проблему.

### 3. ЭФФЕКТЫ НАРУШЕНИЯ ПРАВИЛА ОКУБО–ЦВЕЙГА–ИИЗУКИ В АДРОННОМ СПЕКТРЕ МАСС И ИНСТАНТОНЫ

Правило ОЦИ [10] является эмпирическим правилом, запрещающим переходы между состояниями с различными ароматами кварков. Анализ распадов векторных и псевдоскалярных мезонов приводит к выводу, что это правило хорошо выполняется в векторном канале, где мы наблюдаем иде-

ально смешанные унитарные состояния, т.е.  $\Phi = \bar{s}s$  и  $\omega = (\bar{u}u + \bar{d}d)/\sqrt{2}$ . Противоположная ситуация в псевдоскалярном нонете. Здесь октет и синглет практически не смешиваются. Такое различие может иметь место лишь в том случае, если в векторном канале ОЦИ правило выполняется, а в псевдоскалярном канале очень сильно нарушается. В рамках теории возмущений КХД подавление перехода  $\bar{s}s \rightarrow \bar{u}u + \bar{d}d$  в векторном случае по сравнению с псевдоскалярным обычно объясняют тем обстоятельством, что такой переход происходит через трехглюонный обмен для векторных мезонов и двухглюонный — для псевдоскалярных мезонов. Это объяснение неудовлетворительно по следующим причинам. Во-первых, при таком механизме амплитуды переходов  $\bar{s}s \rightarrow \bar{u}u + \bar{d}d$  в псевдоскалярном и векторных каналах должны различаться на величину порядка  $\alpha_s \approx 0,7$ . Однако в эксперименте мы наблюдаем смешивание порядка нескольких процентов в первом случае и практически полное смешивание во втором. Более того, в тензорном нонете ( $J^P = 2^+$ ), так же, как в псевдоскалярном, переход между различными сортами кварков может происходить через двухглюонное промежуточное состояние. В эксперименте распад  $f'(1525) \rightarrow 2\pi$  подавлен относительно  $f'(1525) \rightarrow 2K$ , а  $f(1270) \rightarrow 2\pi$  разрешен. Следовательно,  $f'$  должен быть почти чистым  $\bar{s}s$ -состоянием, а  $f = (\bar{u}u + \bar{d}d)/\sqrt{2}$ . Поэтому необходим дополнительный механизм для объяснения правила ОЦИ в тензорном канале. И, наконец, теория возмущений КХД приводит к углам смешивания, которые много меньше экспериментальных [32].

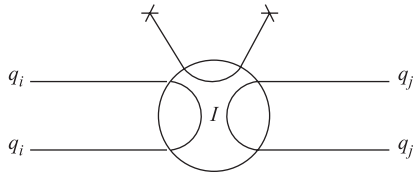


Рис. 2. Вклад инстантонного взаимодействия в переходы между различными сортами кварков

Существование инстантонов в КХД-вакууме дает новый, непертурбативный механизм для объяснения особенностей нарушения правила ОЦИ в мезонном секторе. Этот механизм основан на спин-ароматных свойствах взаимодействия (14), индуцированного между кварками инстантонами [21] (см. также [28, 33]). На рис. 2 приведена диаграмма, определяющая смешивание между различными сортами кварков за счет инстантонного взаимодействия. Этот вклад в точности равен нулю для векторных и тензорных мезонов из-за правила отбора (7), которое запрещает кваркам в мезоне находиться в состоянии с полным спином  $S = 1$ . Поэтому правило ОЦИ в этих каналах хорошо выполняется. В псевдоскалярном канале вклад этой диаграммы не исчезает и дает большой вклад в  $\pi^0 - \eta - \eta'$ -смешивание [21]. Рассмотрим сначала  $\eta - \eta'$ -смешивание. В базисе

$$\eta_1 = \frac{(\bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s)}{\sqrt{3}}, \quad \eta_8 = \frac{(\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s)}{\sqrt{6}} \quad (37)$$

массовая матрица

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{18} \\ M_{81} & M_{88} \end{pmatrix}, \quad (38)$$

где  $M_{ij} = \langle \eta_i | H | \eta_j \rangle$ , а  $H$  — полный гамильтониан системы. Приводя (38) к диагональному виду с помощью преобразования

$$\eta = \eta_8 \cos \theta_P + \eta_1 \sin \theta_P, \quad \eta' = -\eta_8 \sin \theta_P + \eta_1 \cos \theta_P, \quad (39)$$

получаем для синглет-октетного угла смешивания

$$\operatorname{tg}(2\theta_P) = \frac{2M_{18}}{M_{88} - M_{11}}. \quad (40)$$

Недиагональный матричный элемент вычисляется с помощью волновых функций (37) и равен

$$M_{18} = \frac{\sqrt{2}}{3} \left( M_{\bar{q}q} - M_{\bar{s}s} - \frac{\rho_c^2 (M_{00}^{I2} \lambda_0 - M_{0s}^{I2} \lambda_s)}{\bar{R}^3} \right), \quad (41)$$

где  $\bar{R}$  — средний радиус  $\eta_1$  и  $\eta_8$ ;  $M_{\bar{q}q}$  и  $M_{\bar{s}s}$  — массы псевдоскалярных частиц, которые состоят из нестранных и странных кварков соответственно. Последний член в этой формуле представляет инстантонный вклад. Подставив в (40) и (41) значения  $M_{\bar{q}q} = 591$  МэВ и  $M_{\bar{s}s} = 907$  МэВ, рассчитанные по массовой формуле (55), и  $M_{11} = 1239$  МэВ,  $M_{88} = 553$  МэВ из табл. 2, получим для угла смешивания

$$\theta_P = 14^\circ. \quad (42)$$

Таким образом, предлагаемая модель предсказывает малость угла синглет-октетного смешивания для псевдоскалярных мезонов и поэтому объясняет наблюдаемое большое нарушение правила ОЦИ в этом канале. Что касается его абсолютной величины, то значение (42) является качественной оценкой. Дело в том, что, как следует из табл. 2, в случае  $\pi$ - и  $\eta'$ -мезонов использование лишь первого порядка по инстантонному взаимодействию не очень оправданно, так как поправка достоверно велика. Отметим в этой связи, что этот результат подтверждается расчетами в рамках правил сумм КХД [33], где был учтен вклад прямых инстантонов в первом порядке и получено также очень большое значение массы  $\eta'$ -мезона  $M_{\eta'} = 1,4$  ГэВ.

Аналогично можно оценить  $\pi^0$ - $\eta(\eta')$ -смешивание. Берем волновую функцию  $\pi^0$ -мезона в виде  $(\bar{u}u - \bar{d}d)/\sqrt{2}$  и получаем в первом порядке по параметру  $\Delta m = m_d - m_u$  значения недиагональных матричных элементов [36]

$$M_{\pi^0 \eta_1} = -0,52 \Delta m, \quad M_{\pi^0 \eta_8} = -1,02 \Delta m. \quad (43)$$



Со значением  $m_d - m_u = 3,67$  МэВ, полученным из рассмотрения электромагнитных разностей масс в рамках нашей модели [35], и величиной  $\theta_P = 14^\circ$  (42) имеем

$$M_{\pi^0\eta} = -4,10 \text{ МэВ}, \quad M_{\pi^0\eta'} = -0,95 \text{ МэВ}, \quad (44)$$

или для углов

$$\theta_{\pi^0\eta} = -0,99 \cdot 10^{-2}, \quad \theta_{\pi^0\eta'} = -0,11 \cdot 10^{-2}. \quad (45)$$

Этот результат следует сравнить с результатом, основанным на гипотезе частичного сохранения аксиально-векторного тока [37]:

$$\theta_{\pi^0\eta} = -1,3 \cdot 10^{-2}, \quad \theta_{\pi^0\eta'} = -0,1 \cdot 10^{-2}. \quad (46)$$

Итак, кварковая модель с взаимодействием кварков через инстантоны объясняет особенности смешивания между различными ароматными состояниями в мезонных мультиплетах. Отметим, что в ней естественным образом возникает, с одной стороны, практически безмассовый  $\pi$ -мезон, а с другой — массивный  $\eta'$ -мезон. Тем самым решаются сразу две фундаментальные проблемы адронной спектроскопии: голдстоуновского  $\pi$ -мезона и  $U_A(1)$ -проблема. Эти две проблемы всегда были трудноразрешимыми в составных кварковых моделях.

Недавно в экспериментах на ускорителе LEAR при рождении  $\Phi$ -мезонов было обнаружено аномальное нарушение правила ОЦИ в процессах  $N\bar{N}$ -аннигиляции (см. обзор [11]).

Были предложены различные объяснения этого феномена. Так, в работах [38] обсуждалась возможность качественного объяснения явления с помощью гипотезы о существовании большой примеси странных поляризованных кварков в начальных нуклонах. Чисто адронный подход, так называемая модель перерассеяний, был предложен в работах [39]. В этом подходе процесс аннигиляции происходит через дополнительные промежуточные  $K^-$ ,  $\bar{K}^-$  и  $K\bar{K}^* + \bar{K}K^*$ -мезонные состояния. К сожалению, результаты расчетов чрезвычайно чувствительны к выбору параметров вершинных формфакторов вне массовой оболочки. К тому же законность использования чисто мезонных обменов при больших передачах импульса наблюдаемых процессов не очевидна.

С нашей точки зрения, эксперименты по рождению странности в процессах аннигиляции при передачах импульса, когда характерные расстояния между кварками достаточно малы, дают очень важную информацию о строении вакуума КХД, а именно информацию о коротковолновой части вакуумных флуктуаций. Так, в работах [34] показано, что специфические особенности нарушения правила ОЦИ в процессах нуклон-антинуклонной аннигиляции, а также его нарушение в адронной спектроскопии, рассмотренное

выше, могут быть объяснены вкладами взаимодействия, индуцируемого инстантонами между кварками (4). Таким образом, инстантонный механизм, рассмотренный в данном разделе, является, по-видимому, основным механизмом, ответственным за переходы между различными кварковыми ароматами.

#### 4. ВЛИЯНИЕ СЛОЖНОЙ СТРУКТУРЫ ВАКУУМА КХД НА СВОЙСТВА МУЛЬТИКВАРКОВЫХ АДРОНОВ

**4.1. Инстантоны и структура пентакварка.** Недавно во многих экспериментах [43–46], включая эксперименты, проводимые в ОИЯИ [47], были получены указания на существование экзотического  $\Theta^+$ -бариона со странностью  $S = +1$ . Дополнительно к этим результатам были также получены некоторые указания на возможное рождение узких пентакварковых состояний со странностью  $S = -2$  и чармом [48, 49]. Несмотря на то, что экспериментальный статус новых состояний остается довольно неопределенным [50], эти данные потребовали существенного углубления нашего понимания динамики кварков при низких энергиях и, в первую очередь, роли непертурбативных взаимодействий кварков в адронной спектроскопии и в реакциях с участием адронов.

Следует отметить, что впервые экзотические пентакварковые состояния с кварковым составом  $udud\bar{s}$  обсуждались много лет назад в модели кварковых мешков [51, 52]. Однако в рамках этой модели пентакварки должны были иметь очень большие массы и ширины, что делало проблематичным их экспериментальное обнаружение. Более того, модель мешков предсказывала очень большое число таких состояний, которые должны были перемешиваться как между собой, так и с бесцветными чисто адронными резонансами в системе  $K\bar{N}$ .

Интерес к экспериментальному поиску пентакварков возник несколько лет назад после расчетов их свойств в рамках киральной солитонной модели. Так, солитонная модель предсказала сравнительно легкие пентакварковые состояния и, что наиболее интересно, очень малую ширину  $\Theta^+$ -странного экзотического бариона [53–55].

Следует отметить, что, хотя эти предсказания получили подтверждение в экспериментах, в которых были получены положительные указания на пентакварки, в последующих работах было показано, что эти вычисления допускают довольно широкий интервал их масс и ширин [56, 57]. Более того, приближение жесткого ротатора для солитонного поля, использованного в [55], выглядит недостаточно обоснованным с точки зрения теории [58].

После появления первых публикаций по возможному обнаружению пентакварковой экзотики было проведено огромное количество вычислений свойств этих состояний в различных вариантах составных кварковых мо-

делей [59–64]. В частности, в некоторых из них, как, например, в моделях, предложенных Джаффе и Вильцеком (JW) [59], Карлинером и Липкиным (KL) [60], а также Шуряком и Захедом (SZ) [61], рассматривалась возможность формирования цветных кварковых кластеров внутри пентакварка и этим объяснялась его малая масса и ширина. Такой подход приводит к существенному упрощению динамики многокваркового состояния, однако возникает необходимость строгого обоснования явления кластеризации кварков в области конфайнмента.

В этом разделе мы приведем аргументы в пользу того, что взаимодействие, индуцированное инстантонами, действительно приводит к определенному типу кварковых кластеров. Наиболее важным для нас здесь является то, что инстантоны приводят к сильному притяжению в антисимметричных по аромату состояниях. Величина этого притяжения, например в скалярном ( $ud$ ) дикварковом состоянии для случая  $N_c = 2$ , равна величине притяжения в пионном канале, что приводит к известной симметрии Паули–Гюрси. В реалистичном случае  $N_c = 3$  притяжение в дикварковом канале лишь наполовину слабее пионного [61]. В результате может образоваться квазисвязанное, очень легкое  $ud$ -состояние. Данный механизм означает, что кластерные модели пентакварков выглядят предпочтительнее моделей, которые не учитывают корреляции между кварками. Более того, как было отмечено в предыдущих разделах, инстантоны определяют динамику кварков на промежуточных расстояниях  $r \approx \rho_c \approx 0,3$  фм. Данный масштаб существенно меньше размера конфайнмента  $R \approx 1$  фм, и поэтому существование сравнительно маленьких кварковых кластеров, имеющих размер порядка инстантонного, внутри большой области конфайнмента возможно. Ниже будет рассмотрена трикварк-дикварковая модель пентакварка, в которой взаимодействие, индуцированное инстантонами, играет определяющую роль.

**4.2. Пертурбативное и непертурбативное взаимодействия между кварками в мультикварковых адронах.** Пионерские работы Джаффе [67] по физике мультикварковых состояний в модели кварковых мешков стимулировали широкое обсуждение их свойств в рамках различных моделей. Большинство предсказаний было основано на предположении о доминантности пертурбативного одноглюонного обмена в мультикварковой спектроскопии. В предыдущих разделах был изложен альтернативный подход к адронной спектроскопии, базирующийся на учете непертурбативных, инстантонных взаимодействий между кварками.

В рамках этого подхода было показано, что инстантонное взаимодействие играет важную роль в динамике мультикварковых состояний, определяет спин- и ароматозависимые расщепления масс между мультикварковыми состояниями и приводит к сильному перемешиванию между ними [42, 68, 69].

В этом разделе будет рассмотрена модель пентакварка, базирующаяся на инстантонах [70]. Как уже отмечалось, наиболее важным инстантонным взаи-

модействием в кварковых системах является мультикварковое взаимодействие 'т Хоофта (4) (рис. 3, а). Эффективное двухкварковое взаимодействие, индуцируемое инстантонами, получается из трехкваркового (4) при замыкании двух кварковых концов через кварковый конденсат (рис. 3, б).

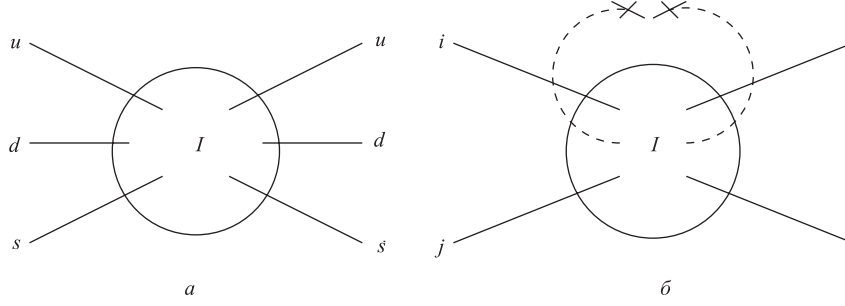


Рис. 3. Взаимодействия через инстантоны: а) трехкварковое  $uds$ ; б) двухкварковые  $ud, us, ds$ .  $I$  обозначает инстантон,  $i, j = u, d, s, i \neq j$

В пределе малого инстантонного размера эффективные двух- и трехкварковые взаимодействия имеют вид [42, 68, 69]\*

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{(2)}(r) = -V_2 \sum_{i \neq j} \frac{1}{m_i m_j} \bar{q}_{iR}(r) q_{iL}(r) \bar{q}_{jR}(r) q_{jL}(r) \times$$

$$\times \left[ 1 + \frac{3}{32} (\lambda_u^a \lambda_d^a + \text{perm.}) + \frac{9}{32} (\boldsymbol{\sigma}_u \cdot \boldsymbol{\sigma}_d \lambda_u^a \lambda_d^a + \text{perm.}) \right] + (R \longleftrightarrow L) \quad (47)$$

и

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{(3)}(r) = -V_3 \prod_{i=u,d,s} \bar{q}_{iR}(r) q_{iL}(r) \left[ 1 + \frac{3}{32} (\lambda_u^a \lambda_d^a + \text{perm.}) + \right.$$

$$\left. + \frac{9}{32} (\boldsymbol{\sigma}_u \cdot \boldsymbol{\sigma}_d \lambda_u^a \lambda_d^a + \text{perm.}) - \frac{9}{320} d^{abc} \lambda^a \lambda^b \lambda^c (1 - 3(\boldsymbol{\sigma}_u \cdot \boldsymbol{\sigma}_d + \text{perm.})) - \right.$$

$$\left. - \frac{9f^{abc}}{64} \lambda^a \lambda^b \lambda^c (\boldsymbol{\sigma}_u \times \boldsymbol{\sigma}_d) \cdot \boldsymbol{\sigma}_s \right] + (R \longleftrightarrow L), \quad (48)$$

где  $m_i = m_i^{\text{cur}} + m^*$  — эффективная масса кварка в инстантонной среде. Эти формы удобны для вычислений инстантонных эффектов в составных кварковых моделях.

\*Для кварков с ненулевой виртуальностью  $k_i^2$  вершину (4) нужно умножить на факторы  $Z_i = F(k_i^2)$  для каждой входящей и выходящей из инстантона кварковой линии. Для случая малых значений виртуальностей обычно используется более простая формула  $F(k_i^2) \approx e^{-\rho \sqrt{k_i^2}}$ .

В наших оценках, приведенных ниже, чтобы обойти некоторые неопределенности в параметрах инстантонной модели (см. недавнюю дискуссию в [71]) и неопределенности в форме кварковых волновых функций, ассоциируемые с видом потенциала конфайнмента, будем рассматривать произведение константы четырехкваркового взаимодействия  $V_2$  и кварковых радиальных функций в уравнении (47) в качестве свободного параметра аналогично подходу в работе Шурыя и Роснера [72]. Мы фиксируем его значение из фита масс основных адронных состояний: барионного октета и декуплета, а также нонета векторных мезонов. Таким образом, наше двухчастичное взаимодействие будет иметь вид

$$V_{\text{inst}}^{qq} = - \sum_{i \neq j} \frac{a}{m_i m_j} \left[ 1 + \frac{3}{32} (\lambda_u^a \lambda_d^a + \text{perm.}) + \frac{9}{32} (\sigma_u \cdot \sigma_d \lambda_u^a \lambda_d^a + \text{perm.}) \right] \quad (49)$$

для случая кварк-кваркового взаимодействия. Структура кварк-антикваркового взаимодействия через инстантон получается кроссингом из (47):

$$V_{\text{inst}}^{q\bar{q}} = - \sum_{i \neq j} \frac{a}{m_i m_j} \left[ 1 - \frac{3}{32} (\lambda_u^a \lambda_s^a + \text{perm.}) + \frac{9}{32} (\sigma_u \cdot \sigma_s \lambda_u^a \lambda_s^a + \text{perm.}) \right], \quad (50)$$

где

$$\lambda_{\bar{q}} = -\lambda^*, \quad \sigma_{\bar{q}} = -\sigma^* \quad (51)$$

являются генераторами цвета и спина для антикварка.

Дополнительно к инстантонному взаимодействию мы включим также в фит и пертурбативное одноглюонное взаимодействие (ОГО) между кварками

$$V_{\text{ОГО}}^{qq} = - \sum_{i > j} \frac{b}{m_i m_j} \sigma_i \cdot \sigma_j \lambda_i^a \lambda_j^a. \quad (52)$$

Для кварк-антикваркового канала для ОГО необходимо использовать замену (51) [67].

Следует отметить, что трехчастичное инстантонное взаимодействие не дает вклада в массы обычных трехкварковых барионов. Этот факт следует из необходимости соблюдения правила

$$\sigma \oplus \mathbf{c} = 0 \quad (53)$$

для кварков на нулевых модах. Из него, очевидно, следует, что невозможно для бесцветных основных барионных состояний  $\sum_i \mathbf{c}_i = 0$  поместить все кварки одновременно на нулевые моды. Таким образом, этот запрет приводит к тому, что параметры трехчастичного инстантонного взаимодействия не могут быть определены из фита известных масс и необходимо привлекать

модельные оценки. Впервые трехчастичные силы в рамках модели инстантонной жидкости с использованием для кварков волновых функций модели мешков были рассмотрены в работе [68], где был оценен их вклад в массу шестикваркового экзотического  $H$ -дибариона. Оценка базировалась на модели инстантонной жидкости [66], в которой инстантонная плотность аппроксимировалась выражением  $n(\rho) \propto \delta(\rho - \rho_c)$ . В рамках этой модели можно получить простое соотношение между константами трех- и двухчастичных взаимодействий, индуцируемых инстантонами, для нулевых кварковых виртуальностей:

$$V_3 = -V_2 \frac{4\pi^2 \rho_c^2}{3m_u m_d m_s}. \quad (54)$$

Соотношение (54) будет использовано ниже для оценки вклада трехчастичных сил в массу пентакварка.

Здесь мы будем использовать следующую общую формулу для масс основных состояний адронов:

$$M_h = E_0^{B,M} + \sum_i N_i m_i + E_{I2} + E_{\text{ОГО}}, \quad (55)$$

где  $N_i$  — количество кварков с ароматом  $i$  в данном адроне. В этом уравнении

$$\begin{aligned} E_{I2} &= \langle h | V_{I2} | h \rangle = - \sum_{i \neq j} \frac{a}{m_i m_j} M_{i,j}^{I2}, \\ E_{\text{ОГО}} &= \langle h | V_{\text{ОГО}} | h \rangle = - \sum_{i > j} \frac{b}{m_i m_j} M_{i,j}^{\text{ОГО}} \end{aligned} \quad (56)$$

определены как матричные элементы инстантонного двухчастичного взаимодействия и одноглюонного обмена. По сравнению с составной кварковой моделью Шурыя и Роснера [72], где был учтен вклад двухчастичных взаимодействий, индуцируемых инстантонами, мы добавили вклад ОГО и новый параметр  $E_0^{M,B}$ . Этот параметр представляет вклад сил конфайнмента и нарушает аддитивность простой составной кварковой модели. Для примера, в МПТ-модели мешков этот член соответствует энергии мешка. Мы будем полагать, что этот параметр один и тот же для адронов с одинаковым числом валентных кварков.

Величины цвет-спиновых матричных элементов представлены в табл. 1. Мы полагаем  $m_u = m_d = m_0$  и пренебрегаем смешиванием в псевдоскалярном нонете мезонов между ароматными октетом и синглетом. В нонете векторных мезонов предполагается идеальное смешивание между волновыми функциями.

Результат нашего фита масс барионов и векторных мезонов показан в табл. 3. Значения параметров следующие:

$$\begin{aligned}
 m_0 &= 263 \text{ МэВ}, \quad m_s = 407 \text{ МэВ}, \quad E_0^M = 214 \text{ МэВ}, \\
 E_0^B &= 429 \text{ МэВ}, \quad a = 0,0039 \text{ ГэВ}^3, \quad b = 0,00025 \text{ ГэВ}^3.
 \end{aligned}
 \tag{57}$$

Из табл. 3 следует, что вклад одноглюонного обмена в адронные массы мал и основной вклад в спин-спиновое расщепление между адронными мультиплетами дают силы, индуцированные инстантонами. Этот вывод подтверждается и прямыми вычислениями в рамках составных кварковых моделей с инстантонными силами при использовании различных форм для кварковых волновых функций [73–75]. Этот результат получил также независимое подтверждение при вычислении масс адронов в правилах сумм КХД с учетом инстантонных вкладов [76]. С величинами параметров, указанных в (57), массы псевдоскалярных мезонов получились следующими:

Адрон	$M_h^0$	$E_{\text{ОГО}}$	$E_{I2}$	$M_h$	$M_h^{\text{exp}}$
$\rho$	740	19	0	759	770
$\omega$	740	19	0	759	780
$K^*$	884	12	0	896	896
$\Phi$	1028	8	0	1036	1020
$N$	1218	-29	-254	935	940
$\Lambda$	1362	-25	-224	1113	1116
$\Sigma$	1362	-19	-164	1179	1192
$\Xi$	1506	-19	-164	1323	1315
$\Delta$	1218	29	0	1247	1236
$\Sigma^*$	1362	22	0	1384	1386
$\Xi^*$	1506	16	0	1522	1532
$\Omega$	1650	12	0	1662	1672

$$\begin{aligned}
 m_\pi &= 344 \text{ МэВ} \quad (140 \text{ МэВ}), \\
 m_K &= 628 \text{ МэВ} \quad (498 \text{ МэВ}), \\
 m_\eta &= 709 \text{ МэВ} \quad (550 \text{ МэВ}), \\
 m_{\eta'} &= 1302 \text{ МэВ} \quad (960 \text{ МэВ}),
 \end{aligned}
 \tag{58}$$

где в скобках даны их экспериментальные значения.

Очевидно, наша простая модель дает завышенные значения масс частиц из псевдоскалярного нонета. Причина этого расхождения в том, что мы фактически пренебрегли раз-

ницей в размерах частиц, относящихся к псевдоскалярному и векторному нонетам. Известно, что вклад одноглюонного обмена зависит от размера адрона как  $\approx 1/R$  [17], а инстантонный вклад ведет себя как  $\approx 1/R^3$  [73]. В случае псевдоскалярного октета оба обмена, одноглюонный и инстантонный, дают очень сильное притяжение между кварками. Этот эффект связан с большой величиной цвет-спиновых матричных элементов для этих состояний (см. табл. 1). Это притяжение приводит к малому эффективному радиусу для кварк-антикварковой системы. Фактически этот размер становится сравнимым с размером инстантона. Чтобы учесть данный эффект, мы введем новый параметр  $r = R_{\text{eff}}/R$  в инстантонное и одноглюонное взаимодействие. Мы выберем  $R \approx 1$  фм в качестве размера обычных барионов. Таким образом,

в (56) для случая псевдоскалярных мезонов мы умножим вклад одноглюонного обмена на  $1/r$ , а инстантонного — на  $1/r^3$ . Более того, так как размер системы становится сравнимым с размером инстантона, следует учесть также формфактор инстантона

$$F(r) \approx e^{-2N\rho_c/R_{\text{eff}}}, \quad (59)$$

где  $\approx 1/R_{\text{eff}}^2$  есть средняя виртуальность кварков в системе,  $N = 2$  или  $3$  для двух- и трехчастичных инстантонных взаимодействий соответственно. Новый фит масс частиц псевдоскалярного октета дает значения

$$m_\pi = 112 \text{ МэВ}, \quad m_K = 498 \text{ МэВ}, \quad m_\eta = 581 \text{ МэВ} \quad (60)$$

в хорошем согласии с экспериментом. Мы также наблюдаем существенное уменьшение эффективного размера в системах с сильным инстантонным взаимодействием. Так, наш фит дает для него значение

$$R_{\text{eff}} \approx 0,72R, \quad (61)$$

где  $R \approx 1$  фм есть размер обычных адронов. Конечно, эта оценка довольно грубая, однако и она указывает на то, что кварковые системы с сильным инстантонным притяжением должны быть более компактными объектами по сравнению с обычными системами\*.

#### 4.3. Дикварк-трикварковая модель для пентакварка и инстантоны.

В предыдущих разделах было показано сильное влияние инстантонов на динамику бесцветных кварковых систем. Здесь будет рассмотрено приложение инстантонной динамики к цветным кварковым подсистемам, которые формируются в пентакварковой системе. Вначале обсудим возможный вид волновой функции  $\Theta^+$  ( $udud\bar{s}$ ) в модели с сильными корреляциями между кварками, индуцируемыми инстантонами. Наблюдаемое состояние  $\Theta^+$  является очень легким пентакварковым адронным состоянием по сравнению с ожиданиями составной кварковой модели для типичной массы  $udud\bar{s}$ -системы\*\* и имеет очень малую ширину. Поэтому можно ожидать, что волновая функция пентакварка будет иметь необычную структуру. Одной из особенностей инстантонного взаимодействия является его сильная ароматная зависимость. Так, оно не исчезает только для различных кварковых ароматов. Поэтому в

\*В модели мешков размер системы определяется из условия минимума массы адрона как функции радиуса мешка  $R$ , и поэтому сильное инстантонное притяжение сдвигает этот минимум в область меньших размеров.

\*\*Легко оценить это значение, используя результаты нашего фита выше:  $M(udud\bar{s}) \approx E_0^B + E_0^M + 4m_0 + m_s \approx 2100$  МэВ, что много больше экспериментального значения  $M_{\Theta^+} \approx 1540$  МэВ.



$ud$ -дикварковой системе сильное притяжение за счет инстантонов возможно в канале только с полным изоспином  $I = 0$ . Таким образом, предпочтительной конфигурацией в  $udud$ -подсистеме должны быть два разделенных изоскалярных  $ud$ -дикварка. Оставшийся антикварк  $\bar{s}$  может присоединиться к одному из дикварков и образовать трикварковую  $uds$ -конфигурацию в инстантонном поле. В этом трикварковом состоянии все кварки имеют разный аромат, и поэтому ожидается максимальный вклад инстантонного взаимодействия. Другой особенностью инстантонного взаимодействия является то, что оно максимально в системах с минимальным общим спином. Поэтому конфигурация пентакварка с  $S = 1/2$   $uds$ -трикварком и  $S = 0$   $ud$ -дикварком должна быть предпочтительной. Окончательная структура для пентакварка как связанной системы трикварка и дикварка с инстантонными силами внутри этих кластеров показана на рис. 4, а, на котором трикварк есть квазисвязанное со-

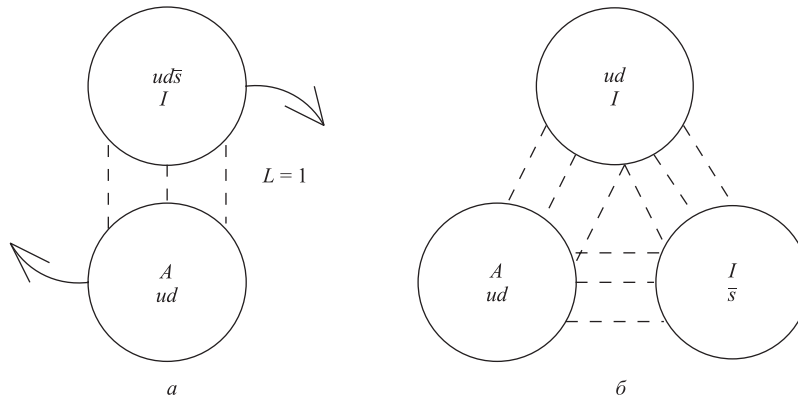


Рис. 4. а) Трикварк-дикварковая инстантонная модель для пентакварка; б) инстантонная структура для JW- и SZ-моделей.  $I(A)$  обозначает инстантон (антиинстантон); штриховыми линиями обозначены глюонные обмены

стояние в поле инстантона (антиинстантона), а дикварк является связанным состоянием в поле антиинстантона (инстантона)\*. Чтобы не допустить слияния трикварк-дикваркового состояния в единый бесцветный кластер  $udud\bar{s}$ , в котором, как ожидается, взаимодействие через инстантоны будет намного слабее из-за принципа Паули в инстантонном поле для кварков одинакового аромата, естественно предположить наличие ненулевого орбитального

\*Хорошо известно, что существует притяжение (отталкивание) между псевдочастицами с одинаковыми (противоположными) значениями топологических зарядов. Поэтому инстантон-антиинстантонная ( $IA$ ) (см. рис. 4) конфигурация имеет меньшую энергию по сравнению с  $II$ - и  $AA$ -конфигурациями.

момента  $L = 1$  в трикварк-дикварковой системе. В этом случае центробежный барьер не позволяет цветным кластерам сильно перекрываться и поэтому запрещает формирование менее связанного пентакваркового кластера.

Таблица 4. Цвет-спиновые матричные элементы одноглюонного и инстантонного взаимодействий для трикваркового  $ud\bar{s}$ - и дикваркового  $ud$ -состояний

Состояние	$M_{00}^{O\bar{O}}$	$M_{0s}^{O\bar{O}}$	$M_{00}^{I2}$	$M_{0s}^{I2}$	$M^{I3}$
$ud$	8	0	3	0	0
$\langle A H A\rangle$	8	0	3	9/4	9/2
$\langle B H B\rangle$	4/3	40/3	3/2	51/8	27/4
$\langle A H B\rangle$	0	$-(96)^{1/2}$	0	$-(243/32)^{1/2}$	$-(243/8)^{1/2}$

Мы также должны заметить, что, с нашей точки зрения, вероятность пентакварковой конфигурации, составленной из двух  $ud$ -дикварковых кластеров и отдельного антикварка  $\bar{s}$ , показанная на рис. 4,  $\sigma^*$ , должна быть подавлена дополнительным фактором, пропорциональным малой плотности инстантонов в КХД-вакууме,  $f = n_{\text{eff}}\pi^2\rho_c^4 \approx 1/10$ , по сравнению с трикварк-дикварковой конфигурацией (рис. 4,  $a$ ). Согласно принципу Паули в  $I = 0$   $ud\bar{s}$ -трикварке  $ud$ -дикварк может находиться либо в состоянии со спином  $S = 0$  и цветом  $\bar{3}_c$  (состояние А), либо в состоянии с  $S = 1$  и  $6_c$  (состояние В). В KL-модели было рассмотрено только состояние В. Однако мы должны подчеркнуть, что существует сильное смешивание между этими двумя трикварковыми состояниями, вызванное как одноглюонным, так и инстантонным взаимодействиями (см. ниже). Поэтому его учет является необходимым\*\*. В табл. 4 представлены диагональные ( $\langle A|H|A\rangle$ ,  $\langle B|H|B\rangle$ ) и недиагональные ( $\langle A|H|B\rangle$ ) цвет-спиновые матричные элементы одноглюонного и инстантонного взаимодействий для  $ud\bar{s}$ -трикварка и скалярного-изоскалярного  $ud$ -дикварка. Для инстантонного взаимодействия мы также включили трехчастичные цвет-спиновые матричные элементы  $M^{I3}$  от взаимодействия (48). Его точная форма для  $ud\bar{s}$  дается выражением

$$E_{ud\bar{s}}^{I3} = b_3 \left[ 1 + \frac{3}{32}(\lambda_u^a \lambda_d^a - \lambda_u^a \lambda_{\bar{s}}^a - \lambda_d^a \lambda_{\bar{s}}^a) + \frac{9}{32}(\sigma_u \cdot \sigma_d \lambda_u^a \lambda_d^a + \text{perm.}) + \right. \\ \left. + \frac{9}{320} d^{abc} \lambda_u^a \lambda_d^b \lambda_{\bar{s}}^c (1 - 3(\sigma_u \cdot \sigma_d - \sigma_u \cdot \sigma_{\bar{s}} - \sigma_d \cdot \sigma_{\bar{s}})) - \frac{9}{64} f^{abc} \lambda_u^a \lambda_d^b \lambda_{\bar{s}}^c (\sigma_u \times \sigma_d) \cdot \sigma_{\bar{s}} \right]. \quad (62)$$

\*Такая структура пентакварка предполагалась, например, в JW- и SZ-моделях.

\*\*Другой тип смешивания в пентакварковой системе обсуждался недавно в [63].

Из табл. 4 следует, что одноглюонные и инстантонные взаимодействия дают сильное притяжение в дикварковом и трикварковом каналах. Так, например, сравнение матричных элементов в табл. 1 и 4, в пределе  $SU(3)_f$ -симметрии, показывает, что для трикварка в В-состоянии притяжение даже больше, чем в голдстоуновском пионе! Поэтому можно ожидать, что существует очень легкий кластер порядка размера пиона. Мы также видим, что недиагональные матричные элементы между состояниями А и В довольно большие, и физические состояния появляются в результате смешивания между ними. Трехчастичные силы дают отталкивание в обоих состояниях из-за противоположного знака взаимодействия по сравнению с двухчастичными силами (54). Окончательный результат для вклада трехчастичных сил зависит от перекрытия между кварковыми волновыми функциями в системе. Мы оценим этот вклад, используя волновые функции модели мешков:

$$\Delta M_{I3} \approx -0,03 M^{I3} \Delta M_{I2}^N \frac{4\pi^2 \rho_c^2}{3m_s R^3 r^6} e^{4\rho_c/R(1-3/2r)}, \quad (63)$$

где  $\Delta M_{I2}^N$  — инстантонный вклад в массу нуклона;  $r = R_{\text{tri}}/R$ ; мы учли разницу в формфакторах для двух- и трехчастичных взаимодействий (59). Полагаем, что, ввиду примерного равенства сил в псевдоскалярном октете мезонов, в трикварке и дикварке размеры этих систем должны быть примерно равны. Поэтому можно использовать единый параметр

$$r = R_{\text{eff}}/R \approx R_{\text{tri}}/r \approx R_{\text{di}}/R \quad (64)$$

для всех этих систем. Окончательно получим

- дикварк:  $M_{\text{di}} = 442$  МэВ,  $M_{0\text{di}} = 740$  МэВ,  
 $\Delta M_{\text{Oго}} = -24$  МэВ,  $\Delta M_{I2} = -274$  МэВ;
- трикварк А:  $M_{\text{tri}} = 955$  МэВ,  $M_{0\text{tri}} = 1362$  МэВ,  
 $\Delta M_{\text{Oго}} = -40$  МэВ,  $\Delta M_{I2} = -407$  МэВ,  $\Delta M_{I3} = 40$  МэВ;
- трикварк В:  $M_{\text{tri}} = 859$  МэВ,  $M_{0\text{tri}} = 1362$  МэВ,  
 $\Delta M_{\text{Oго}} = -50$  МэВ,  $\Delta M_{I2} = -513$  МэВ,  $\Delta M_{I3} = 60$  МэВ;
- недиагональный переход АВ:  $\Delta M_{\text{Oго}} = 32$  МэВ,  $\Delta M_{I2} = 164$  МэВ,  
 $\Delta M_{I3} = -49$  МэВ,

где  $M_0$  — масса состояния без вклада одноглюонного и инстантонного взаимодействий. Из (65) следует, что двухчастичное инстантонное взаимодействие дает очень большой отрицательный вклад в массы дикварка и трикварков. В то же время вклад одноглюонного обмена маленький. После диагонализации

матрицы масс для А- и В-состояний получаются два смешанных трикварковых состояния:

$$M_{\text{light}}^{\text{tri}} = 753 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad M_{\text{heavy}}^{\text{tri}} = 1061 \text{ МэВ}. \quad (66)$$

Сравнивая массы несмешанных (65) и смешанных (66) состояний, видим, что смешивание вносит существенный эффект в спектроскопию трикварковых состояний. Так, оно увеличивает разницу масс между двумя состояниями с 96 до 308 МэВ. Вследствие этого появляется очень легкое  $ud\bar{s}$ -трикварковое состояние с массой 753 МэВ. Это состояние оказывается более чем на 360 МэВ связаннее, чем легчайшее  $uds$   $\Lambda$ -состояние. Причина этого очевидна. И одноглюонное, и инстантонное взаимодействия приводят к притяжению в кварк-антикварковом канале, которое в два раза больше притяжения в кварк-кварковом канале. Таким образом, оказывается, что масса трикваркового кластера становится меньше, чем сумма масс  $K$ -мезона и конститuentных  $u$ - и  $d$ -кварков. Поэтому пентакварк не может диссоциировать на  $Ku(d)$ -систему. Таким образом,  $\Theta^+$  как система из легких трикварковых и дикварковых кластеров может распадаться только за счет обмена кварками между этими кластерами. Однако этот обмен сильно подавлен ненулевым орбитальным моментом  $L = 1$  между кластерами. Таким образом, малую наблюдаемую ширину  $\Theta^+$  можно объяснить центробежным барьером между кластерами. Другой тяжелый трикварк с массой 1061 МэВ (66) может легко диссоциировать в  $Ku(d)$ -систему. Состояние, которое включает этот трикварк, должно лежать примерно на 300 МэВ выше  $\Theta^+$  и иметь большую ширину. Наша модель дает довольно малую величину массы (442 МэВ) для  $S = 0, I = 0$   $ud$ -дикварка. Эта масса находится в согласии с оценкой  $\approx 420$  МэВ для этого дикварка, полученной в правилах сумм КХД с учетом инстантонов [77].

Оценим полную массу  $\Theta^+$  как системы, состоящей из трикваркового кластера с массой 753 МэВ и дикварка с массой 442 МэВ, в состоянии  $L = 1$  по орбитальному моменту. Приведенная масса для такой трикварк-дикварковой системы равна  $M_{\text{red}}^{\text{tri-di}} = 279$  МэВ. Эта масса приблизительно равна «эффективной» приведенной массе странных кварков в  $\Phi$ -мезоне,  $M_{\text{red}}^{\Phi} \approx M_{\Phi}/4 = 255$  МэВ. Для двух странных кварков энергия орбитального возбуждения с  $L = 1$  может быть оценена по экспериментальной разнице масс между  $\Phi$ -мезоном и  $L = 1$   $f_1(1420)$ -состоянием

$$\Delta E(L = 1) \approx M_{f_1(1420)} - M_{\Phi} = 400 \text{ МэВ}. \quad (67)$$

Пренебрегая малой разностью масс между приведенными массами в системе странных кварков и трикварк-дикварковой системе, можно оценить массу легкого пентакварка в трикварк-дикварковой кластерной модели с инстан-

тонным взаимодействием:

$$M_{\Theta^+} = M_{\text{light}}^{\text{tri}} + M_{\text{di}} + \Delta E(L = 1) \approx 1595 \text{ МэВ}, \quad (68)$$

что достаточно хорошо описывает экспериментальное значение.

Следует отметить, что наша оценка  $L = 1$  энергии возбуждения примерно на фактор 2 больше оценки KL (207 МэВ) [60]. Оценка KL была получена в предположении примерного равенства приведенных масс трикварк-дикварковой и  $c\bar{s}$ -систем. В этом подходе энергия орбитального возбуждения бралась равной энергии  $L = 1$  возбуждения в  $D_s$ -мезонах. Добавочное предположение авторов состояло в интерпретации нового состояния  $D_s(2317)$  [80] как  $0^+$ -возбуждения  $0^- D_s(1969)$ -состояния. Мы не хотим обсуждать здесь довольно противоречивый статус  $D_s(2317)$ -состояния в составной кварковой модели\*, только хотим отметить, что приведенная масса для трикварк-дикварковой системы 458 МэВ в их уравнении (2.4) была получена без учета вклада от сверхтонкого расщепления. После включения этого эффекта масса трикварка получается равной 890 МэВ, а масса дикварка 495 МэВ. В результате корректная приведенная масса в KL-модели равна 318 МэВ, что намного меньше приведенной массы в  $c\bar{s}$ -системе 410 МэВ из [60]. Можно оценить энергию орбитального возбуждения в KL-модели, используя простую зависимость этой энергии от приведенной массы [78]\*\*

$$\Delta E(L = 1) \propto M_{\text{red}}^{-n/(n+2)}. \quad (69)$$

Это уравнение получается из решения уравнения Шредингера с потенциалом конфайнмента  $\propto r^n$ . Выбирая  $n = 1$  в (69) и используя экспериментальную информацию о величине  $L = 1$  энергии возбуждения в  $s\bar{s}$ -системе, получаем

$$\Delta E(L = 1)_{\text{KL}}^{\text{cor}} \approx 370 \text{ МэВ}. \quad (70)$$

Эта величина намного больше оригинальной оценки [60] 207 МэВ и должна приводить к существенному отклонению их окончательного результата для массы  $\Theta^+$  от эксперимента.

Таким образом, в данном разделе обсуждалась трикварк-дикварковая модель для пентакварка, базирующаяся на взаимодействии, индуцируемом инстантонами. Показано, что это сильное взаимодействие, которое ответственно за образование легкого октета псевдоскалярных мезонов, приводит также

\* Довольно трудно объяснить малую наблюдаемую массу этого мезона в кварковой модели (см. ссылки в [80]).

\*\* Автор благодарен С. Герасимову за плодотворное обсуждение проблемы оценки энергии орбитального возбуждения в составной кварковой модели.

к очень легким цветным  $ud\bar{s}$ -трикварку и  $ud$ -дикварку. В результате появляется уникальная возможность объяснить малые наблюдаемые значения массы и ширины  $\Theta^+$ . Имеются также другие возможные сигналы для существования очень легкого  $ud\bar{s}$ -трикваркового состояния. Одной из интересных мультикварковых систем с ожидаемой малой шириной могла бы быть трикварк-антитрикварковая система с ненулевым орбитальным моментом. Оценки массы такой системы в  $L = 1$  состоянии в нашей модели дают значение

$$M_{\text{tri-antitri}} = 2M_{\text{light}}^{\text{tri}} + \Delta E(L = 1, M_{\text{red}} = 377 \text{ МэВ}) \approx 1860 \text{ МэВ}. \quad (71)$$

Эта масса немного меньше масс двух нуклонов  $2M_N = 1880 \text{ МэВ}$ , и поэтому данное состояние из трикварка и антитрикварка может быть кандидатом для объяснения большого околопорогового сечения в  $p\bar{p}$ -спектре в реакции  $J/\Psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ , обнаруженного коллаборацией BES [79].

Можно также рассмотреть свойства систем, состоящих из легкого ( $ud\bar{s}$ )-трикварка и антисимметричных по аромату  $us$ - и  $ds$ -дикварков. В рамках нашей модели  $us$ - и  $ds$ -дикварки должны быть тяжелее на 250 МэВ, поэтому массы этих систем должны быть порядка 1800 МэВ. Мы должны отметить, что не ожидаем очень узких состояний с  $ud\bar{s}$ - или  $d\bar{u}s$ -трикварковыми кластерами внутри. Причина этого проста. Из-за малой массы пиона этот трикварк может легко распадаться на пион и составляющий странный кварк\*. Следует также подчеркнуть, что благодаря специфическим свойствам легкого кваркового  $ud\bar{s}$ -состояния оно должно играть важную роль не только в спектроскопии мультикварковых адронов, но также в различных адронных реакциях. Трикварк также может влиять на свойства кварк-глюонной плазмы и кварковой материи.

Итак, предлагается новый, непertурбативный механизм для объяснения спин-спиновых и ароматных расщеплений между адронными мультиплетами. Этот механизм базируется на большом вкладе взаимодействия между кварками, индуцируемого инстантонами, в адронные массы и в смешивание их волновых функций. Так, показано, что сильная спин-ароматная зависимость этого взаимодействия позволяет объяснить различные спиновые и ароматные аномалии, наблюдаемые не только в адронном спектре масс, но также в  $N\bar{N}$ -аннигиляции вблизи порога. Также следует отметить, что инстантонная модель позволяет решить одну из старейших проблем составных кварковых моделей, основанных на одноглюонном обмене, а именно объяснить малость спин-орбитальных расщеплений, наблюдаемую для возбужденных адронных

---

\*Первое указание для кандидатов в узкие пентакварковые состояния с кварковым составом  $d\bar{u}sds$  и  $ud\bar{s}ds$  были опубликованы коллаборацией NA49 [48]. Однако эти результаты недавно были подвергнуты критике в работе [81].

состояний [40]. Хорошо известно (см. недавнее обсуждение в [19]), что если бы вся величина спин-спинового расщепления определялась полностью длиннодействующим глюонным обменом, то должно бы быть также большое спин-орбитальное расщепление, которое противоречит эксперименту. В нашей модели доминирующий вклад в спин-спиновые силы дает короткодействующее инстантонное взаимодействие, и поэтому оно не приводит к вкладу в спин-орбитальное взаимодействие на больших расстояниях. В результате, остаточное спин-орбитальное расщепление очень маленькое и находится в согласии с экспериментом [40]. Следует отметить также, что с использованием техники правил сумм КХД была проведена независимая проверка основного нашего результата о доминировании спин- и ароматовисимого инстантонного взаимодействий в расщеплениях между адронными мультиплетами. Показано, что вклад инстантонов существенно меняет правила сумм КХД в псевдоскалярном нонете мезонов и барионном октете [29, 33, 41], и окончательные результаты для адронных масс находятся в согласии с величинами, полученными выше в рамках составной кварковой модели.

Более того, взаимодействие, индуцируемое инстантонами, оказывает большое влияние не только на свойства обычных адронов, но и на динамику экзотических, мультикварковых адронов, что может также приводить к очень важным космологическим последствиям. Возможность существования стабильного, за счет инстантонов,  $H$ -дибарионного состояния и естественное объяснение им аномалии в спектре космических лучей есть лишь один из примеров возможных инстантонных эффектов в астрофизике [65].

## 5. СПИНОВАЯ И АРОМАТНАЯ СТРУКТУРА НУКЛОНА И ВАКУУМ КХД

**5.1. Спин протона в КХД.** Имеются серьезные основания считать, что сложная структура вакуума КХД имеет самое непосредственное отношение не только к рассмотренным выше спиновым и ароматным эффектам в спектроскопии адронов, т. е. к физике низких энергий, но также к спин-ароматной динамике в сильных взаимодействиях при высоких энергиях. В связи с этим представляют несомненный интерес процессы взаимодействия поляризованных частиц при высоких энергиях. Этот интерес вызван, в первую очередь, результатом измерения ЕМС-коллораацией [6] спиральности заряженных составляющих протона. Так, анализ данных привел к выводу, что сумма спиральностей кварков внутри протона есть величина очень маленькая, практически нулевая ( $\Delta\Sigma \approx 0$ ). Этот результат находится в явном противоречии с ожиданиями составной кварковой модели ( $\Delta\Sigma \approx 1$ ), где вся спиральность протона переносится валентными кварками.

В связи с этим сразу возникает множество вопросов. Вот только некоторые из них. Во-первых, какой динамический механизм приводит к практически полной компенсации спиральности валентных кварков? Во-вторых, если спиральность протона не определяется кварками, то какие составляющие должны давать наблюдаемый протонный спин, т. е. «где спин протона» [5,82]? В-третьих, чем тогда можно объяснить успех в описании свойств адронов составной кварковой модели (СКМ), где спин частиц определяется спинами составляющих кварков?

Отметим, что на самом деле аномальные поляризационные явления наблюдались уже довольно давно как в эксклюзивных, так и в инклюзивных адронных процессах при высокой энергии [8]. Основной вывод, сделанный из анализа результатов этих экспериментов, приводил к заключению, что сохранение спиральности существенно нарушается при высоких энергиях. При этом нарушение возрастает с увеличением переданного импульса. Это находится в явном противоречии с предсказанием пертурбативной КХД, где эффекты нарушения сохранения спиральности кварков должны были вымирать при увеличении энергии и поперечного импульса как  $m/\sqrt{s}$ ,  $m/p_{\perp}$ , где  $m$  — токовая масса кварка, участвующего в пертурбативном подпроцессе.

Другое, новое и очень интересное явление — это открытое в последнее время сильное нарушение  $SU(2)_f$ -симметрии кваркового моря в нуклоне (см. обзор [84]). Так, оказалось, что число анти- $d$ -кварков в протоне намного превышает количество анти- $u$ -кварков. Эту асимметрию чрезвычайно трудно объяснить в рамках пертурбативной КХД, так как пертурбативное кварковое море в нуклоне возникает за счет глюонов, которые не различают кварковые ароматы.

Ниже будет показано, что наблюдаемые в адронном мире спиновые и ароматные аномалии тесным образом связаны с существованием нулевых кварковых мод в поле инстантона и с принципом Паули для кварков, рассеиваемых на этих модах.

В эксперименте EMC [6] с помощью рассеяния продольно-поляризованных  $\mu$ -мезонов на поляризованных протонах была измерена спинзависимая структурная функция  $g_1(x, Q^2)$  и получена оценка интеграла (первого момента структурной функции):

$$I_p(Q^2) = \int_0^1 g_1^p(x, Q^2) dx. \quad (72)$$

Отметим, что кинематическая область, измеренная по переменной Бьеркена  $x$ , в EMC-эксперименте была ограниченной: 0,01–0,7. Вне этой области значение  $g_1^p(x)$  восстанавливалось с помощью экстраполяции. При этом предполагалось отсутствие сингулярностей в поведении  $g_1^p(x)$  при  $x \rightarrow 1$  и  $x \rightarrow 0$ .



С этими предположениями значение интеграла (72) было следующим:

$$I_p(\langle Q^2 \rangle = 10,7 \text{ ГэВ}^2) = 0,123 \pm 0,013 \pm 0,019. \quad (73)$$

В рамках кварк-партонной модели [5] интеграл (72) от  $g_1^p$  может быть выражен через спиральность, переносимую кварками различных сортов в протоне:

$$I_p = \int_0^1 g_1^p(x) dx = \frac{2}{9} \Delta u + \frac{1}{18} \Delta d + \frac{1}{18} \Delta s, \quad (74)$$

где

$$\Delta q_i = \int_0^1 \Delta q_i(x) dx. \quad (75)$$

Если предположить, что вклад поляризации странных кварков в спиральность протона мал,  $\Delta s = 0$ , то соотношение (74) приводит к правилу сумм Эллиса–Джаффе [86].

С другой стороны, величины (75) могут быть определены через матричные элементы от аксиально-векторного тока:

$$\begin{aligned} \Delta q_i S_\mu &= \frac{1}{2} (\langle p, S | \bar{q}_i (1 + \gamma_5) \gamma_\mu q_i | p, S \rangle - \langle p, S | \bar{q}_i (1 - \gamma_5) \gamma_\mu q_i | p, S \rangle) = \\ &= \langle p, S | \bar{q}_i \gamma_5 \gamma_\mu q_i | p, S \rangle. \end{aligned} \quad (76)$$

Некоторые комбинации матричных элементов (76), в предположении справедливости  $SU_f(3)$ -симметрии волновых функций барионного октета, могут быть выражены через константы слабых распадов гиперонов:

$$\Delta u - \Delta d = F + D, \quad \Delta u + \Delta d - 2\Delta s = 3F - D. \quad (77)$$

Фит распадов гиперонов [85] дает значения

$$F = 0,47 \pm 0,04, \quad D = 0,81 \pm 0,03. \quad (78)$$

Комбинируя (74)–(78) и используя значение интеграла от  $g_1^p(x)$ , измеренное коллаборацией EMC (73), получаем [6]

$$\Delta u = 0,74 \pm 0,10, \quad \Delta d = -0,54 \pm 0,10, \quad \Delta s = -0,20 \pm 0,11. \quad (79)$$

Из (79) немедленно следует, что полная спиральность, переносимая кварками, мала:

$$\Delta \Sigma^{\text{EMC}} = \Delta u + \Delta d + \Delta s = 0,01 \pm 0,29. \quad (80)$$

Хотя современный результат для величины  $\Delta\Sigma \approx 0,2-0,3$  находится несколько выше значения (80), однако основной вывод ЕМС-коллаборации о малости величины спиральности, переносимой кварками в нуклоне, остался неизменным.

Результаты (79), (80) находятся в явном противоречии с ожиданиями нерелятивистской кварковой модели, где весь спин протона переносится тремя валентными кварками, и поэтому должно быть  $\Delta s = 0$  и  $\Delta\Sigma^{\text{NQM}} = 1$ . 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

$$\Psi_m = \begin{pmatrix} f(r)U_m \\ ig(r)\hat{\sigma}\hat{r}U_m \end{pmatrix}, \quad (81)$$

где  $U_m$  — двухкомпонентный спинор, соответствующий проекции углового момента  $m$ ;  $f$  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

$$\Delta\Sigma_q = \left\langle q \left| \int d^3x \bar{\Psi} \gamma_5 \gamma_3 \Psi \right| q \right\rangle = \frac{\int \left( f^2 - \frac{1}{3}g^2 \right) r^2 dr}{\int (f^2 + g^2) r^2 dr}. \quad (82)$$

В нерелятивистском пределе  $g = 0$ , поэтому  $\Delta\Sigma = 1$ . В релятивистском случае имеем  $g \neq 0$  и значение (82) определяется уже видом потенциала конфайнмента. Например, ультрарелятивистский вариант популярной модели мешков 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 значение [17, 18]:

$$\Delta\Sigma^{\text{bag}} = 0,65, \quad (83)$$

при этом включение масс кварков приводит лишь к росту (83).

Таким образом, учет релятивизма хотя и редуцирует значение спиральности, переносимой валентными кварками протона, однако эта редукция не настолько большая, чтобы объяснить измеренную величину (80). Следовательно, спиральность протона не определяется только спинами валентных кварков.

Этот вывод ставит под сомнение многие достижения СКМ в описании свойств адронов. Это относится, в первую очередь, к тем характеристикам, которые имеют непосредственное отношение к спину, например, к магнитным моментам барионов. Так, успешное описание магнитных моментов в

СКМ, где барионы состояли из трех кварков, находящихся в  $1S_{1/2}$ -состоянии, считалось одним из основных достижений КММ. Ситуация выглядела настолько серьезной, что получила название «спиновый кризис» [82].

В рамках КХД эффект ЭМС объясняется вкладом глюонов в структурную функцию  $g_1^p(x)$  диаграмм, изображенных на рис. 5 [83].

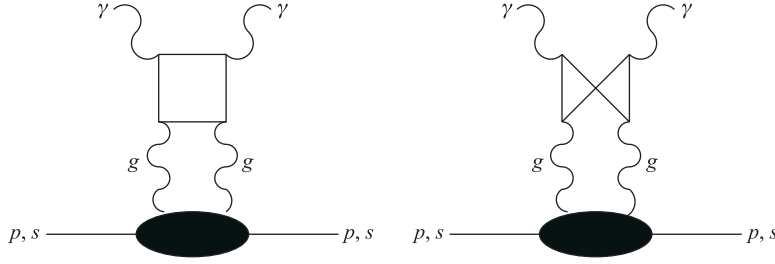


Рис. 5. Вклад глюонов в спинзависимую структурную функцию нуклона  $g_1(x, Q^2)$

Вклад глюонов в первый момент структурной функции  $g_1^p(x)$  соответствует стягиванию двух вершин на рис. 5. Полученная треугольная аномалия Адлера–Белла–Джакива [91] определяет несохранение синглетного аксиально-векторного тока:

$$\partial_\mu j_{\mu 5}^0 = 2 \sum_{i=1}^{N_f} m_i \bar{q}_i \gamma_5 q_i + \frac{N_f \alpha_s}{4\pi} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a. \quad (84)$$

Несохранение синглетного аксиально-векторного тока (84), в свою очередь, означает несохранение спиральности у кварков. При этом аномалия не перенормируется высшими порядками теории возмущений и носит явный непертурбативный характер. Величина несохранения определяется матричным элементом

$$M = \left\langle p, s \left| \frac{\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a \right| p, s \right\rangle, \quad (85)$$

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

В [92], а также в нашей работе [93], было замечено, что глюонный оператор в (85) есть оператор плотности топологического заряда

$$Q(x) = \frac{\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a(x) \tilde{G}_{\mu\nu}^a(x). \quad (86)$$

Следовательно, эффект ЭМС имеет глубокую причину, вызванную нетривиальной топологической структурой основного состояния теории — КХД-вакуума. Так, известно, что в отличие от вакуума квантовой электродинамики

КХД-вакуум обладает сложной структурой, связанной с существованием инстантонов. Инстантоны являются удобными объектами для описания туннельных переходов между различными минимумами КХД-потенциала. Можно показать, что при калибровочном преобразовании

$$\hat{A}_\mu \rightarrow U \hat{A}_\mu U^+ - \frac{i}{g} (\partial_\mu U) U^+,$$

где  $U$  — произвольная матрица из  $SU(3)_c$ , величина топологического заряда  $Q$  преобразуется по закону

$$Q \rightarrow Q + \frac{1}{12\pi^2} \int d^4x \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\mu (\text{Tr} (U^+ \partial^\nu U) (U^+ \partial^\alpha U) (U^+ \partial^\beta U)) = Q + n,$$

где  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm \dots$  — целое число. Калибровочные преобразования не меняют энергию системы, поэтому отсюда немедленно следует вывод о периодической зависимости потенциальной энергии КХД от  $Q$ . Бесконечное вырождение основного состояния снимается в квантовой теории подбарьерными туннельными переходами. Возможность перехода обеспечивается инстантонами, и туннелирование приводит к тому, что вакуум КХД становится суперпозицией состояний с определенным  $Q$ :

$$\Psi_{\text{vac}} = \sum_Q e^{iQ\Theta} \Psi_\Theta,$$

где  $\Theta$  — квазиимпульс « $\Theta$ -вакуума» [87]. Далее, если поместить безмассовый кварк в « $\Theta$ -вакуум», то он не будет иметь определенной спиральности. Это следует из того, что производная от аксиально-векторного тока связана через аксиальную аномалию с оператором плотности топологического заряда соотношением (84). Возможность сдвигов вдоль  $Q$ -координаты означает несохранение кварковой спиральности в  $\Theta$ -вакууме. Так, на инстантоне имеем  $\Delta Q = -1$ , и, следовательно, изменение спиральности кварков

$$\Delta \Sigma_q = \Delta Q_5 = -2N_f. \quad (87)$$

Влияние инстантонов на поляризацию кварков внутри нуклона было рассмотрено в цикле работ [93–104]. Показано, что существуют два различных вклада от инстантонов в нуклонный спин. Один из них связан с вкладом инстантон-индуцированного кварк-кваркового взаимодействия (14). Отметим, однако, что лагранжиан (14) справедлив лишь для нулевых виртуальностей кварковых линий. В глубоконеупругом рассеянии некоторые кварки могут иметь большую виртуальность. Обобщение (14) на случай ненулевых

значений кварковых виртуальностей дает

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{(2)} = F(k_1^2, k_2^2, k_3^2, k_4^2, \rho_c) \frac{4\pi^2 \rho_c^2}{3} \sum_{i \neq j} \left( \bar{q}_{iR}(k_1) q_{iL}(k_2) \bar{q}_{jR}(k_3) q_{jL}(k_4) \times \right. \\ \left. \times \left( 1 + \frac{3}{8} \left( 1 - \frac{3}{4} \sigma_{\mu\nu}^i \sigma_{\mu\nu}^j \right) t_u^a t_d^a + (R \longleftrightarrow L) \right) \right), \quad (88)$$

где  $F(k_1^2, k_2^2, k_3^2, k_4^2, \rho_c)$  — формфактор, связанный с нулевыми кварковыми модами в поле инстантона;  $\rho_c \approx 1,6 \text{ ГэВ}^2$  — средний размер инстантона,  $i, j = u, d, s$ .

Второй вклад связан со специфическим инстантонным *кварк-глюонным хромагнитным взаимодействием* [105]. Эффективный лагранжиан, индуцированный инстантонами, с учетом глюонов имеет вид [87]

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \int \prod_q \left( m_{q\rho} - 2\pi^2 \rho^3 \bar{q}_R \left( 1 + \frac{i}{4} \tau^a U_{aa'} \bar{\eta}_{a'\mu\nu} \sigma_{\mu\nu} \right) q_L \right) \times \\ \times \exp \left( -\frac{2\pi^2}{g} \rho^2 U_{bb'} \bar{\eta}_{b'\gamma\delta} G_{\gamma\delta}^b \right) \frac{d\rho}{\rho^5} d_0(\rho) d\hat{o} + R \longleftrightarrow L, \quad (89)$$

здесь  $\rho$  — размер инстантона;  $\tau^a$  — матрицы  $SU(2)_c$ -подгруппы  $SU(3)_c$ -цветной группы;  $d_0(\rho)$  — инстантонная плотность;  $d\hat{o}$  обозначает интегрирование по ориентации инстантона в цветном пространстве с нормировкой  $\int d\hat{o} = 1$ ;  $U$  — матрица ориентации инстантона;  $\bar{\eta}_{a\mu\nu}$  — численные символы 'т Хоофта и  $\sigma_{\mu\nu} = [\gamma_\mu, \gamma_\nu]/2$ .

Эффективная кварк-глюонная вершина может быть получена разложением (89) в ряд по степеням глюонного поля и интегрированием по ориентациям  $d\hat{o}^*$ . В первом порядке по  $G_{\gamma\delta}^b$  находим [105]

$$\Delta L_A = \sum_q \int d\rho \frac{n_{\text{eff}}(\rho) \pi^4 \rho^4}{m_q^* g} i \bar{q} \sigma_{\mu\nu} t^a q G_{\mu\nu}^a, \quad (90)$$

здесь  $n_{\text{eff}}(\rho) = d_0(\rho) \prod_q (m_q^* \rho) / \rho^5$  — эффективная инстантонная плотность в вакууме;  $m_q^* = m_q - 2\pi^2 \rho^2 \langle 0 | \bar{q} q | 0 \rangle / 3$  — эффективная масса кварка [15];  $t^a = \lambda^a / 2$  представляют  $SU(3)_c$ -матрицы.

Необходимо отметить, что (90) получен в результате факторизации лагранжиана (89). Процедура факторизации сводится к замыканию некоторых

---

\*Интегрирование по  $d\hat{o}$  осуществляется либо методом, изложенным в работе [88], либо методом [89].

кварковых концов, выходящих из инстантонной вершины, через кварковый конденсат [15].

В модели инстантонной жидкости эффективная плотность дается выражением

$$n_{\text{эф}}(\rho) = n_c \delta(\rho - \rho_c), \quad (91)$$

где  $n_c$  определяется величиной глюонного конденсата:  $n_c = \langle 0 | \alpha_s G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a | 0 \rangle / 16\pi$ .

Используя (91), получаем

$$\Delta L_A = i \frac{f\pi}{2\alpha_s(\rho_c)} \sum_q \frac{g}{2m_q^*} \bar{q} \sigma_{\mu\nu} t^a q G_{\mu\nu}^a, \quad (92)$$

где  $f = n_c \pi^2 \rho^4$  — так называемый упаковочный параметр инстантонов в КХД-вакууме.

Таким образом, за счет инстантонов возникает *хромамагнитное взаимодействие*

$$\Delta L_A = -i\mu_a \sum_q \frac{g}{2m_q} \bar{q} \sigma_{\mu\nu} t^a q G_{\mu\nu}^a \quad (93)$$

с величиной аномального хромамагнитного момента

$$\mu_a = -\frac{f\pi}{2\alpha_s(\rho_c)}. \quad (94)$$

Подчеркнем, что в окончательном ответе для хромамагнитного момента (94) величина кварк-глюонной константы входит в *знаменатель* и поэтому невозможно в принципе получить подобный результат в рамках теории возмущений КХД.

Для численных оценок величины наведенного кваркового хромамагнитного момента используем NLO-приближение для константы сильной связи

$$\alpha_s(\rho) = -\frac{2\pi}{\beta_1 t} \left( 1 + \frac{2\beta_2 \log t}{\beta_1 t} \right), \quad (95)$$

где

$$\beta_1 = -\frac{33 - 2N_f}{6}, \quad \beta_2 = -\frac{153 - 19N_f}{12}, \quad (96)$$

$$t = \log \left( \frac{1}{\rho^2 \Lambda^2} + \delta \right). \quad (97)$$

В уравнении (97) параметр  $\delta \approx 1/\rho_c^2 \Lambda^2$  обеспечивает плавную интерполяцию  $\alpha_s(\rho)$  из пертурбативной ( $\rho \rightarrow 0$ ) в непертурбативную область ( $\rho \rightarrow \infty$ ) [90].

Для значений  $N_f = 3$ ,  $\Lambda = 230$  МэВ, используя стандартную величину глюонного конденсата

$$\left\langle 0 \left| \frac{\alpha_s}{\pi} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \right| 0 \right\rangle = 0,012 \text{ ГэВ}^4, \quad (98)$$

получаем

$$\mu_a = -0,2. \quad (99)$$

Принципиальная разница между инстантонными вершинами (88), (93) и пертурбативной кварк-глюонной вершиной состоит в наличии переворота спиральности кварка в инстантонной вершине. Поэтому эти взаимодействия должны давать существенный вклад в спинзависимую структурную функцию протона  $g_1^p(x, Q^2)$ .

Вначале вычислим инстантонные вклады на партонном уровне, т. е. в спинзависимую кварковую структурную функцию  $g_1^q(x, Q^2)$ . Вклады от кварк-кваркового взаимодействия (88) представлены на рис. 6.

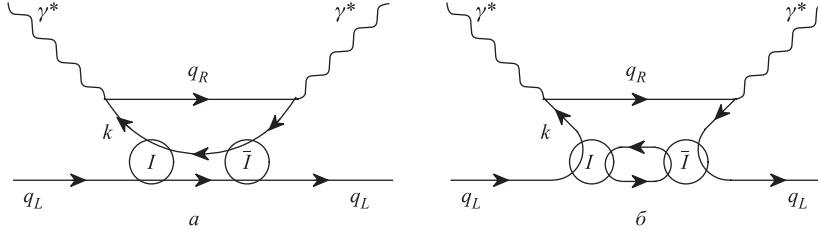


Рис. 6. Инстантонный вклад в кварковую функцию распределения: а) вклад в распределение морских кварков; б) вклад в распределение валентных кварков. Символ  $I(\bar{I})$  обозначает инстантон (антиинстантон)

Вклад от этого взаимодействия в спинзависимую структурную функцию  $g_1^q(x, Q^2)$  получается при использовании определенной проекции мнимой части комптоновской амплитуды вперед  $T_{\mu\nu}$ :

$$g_1^q(x, Q^2) = -\frac{ie_{\mu\nu\rho\sigma} p^\rho q^\sigma \text{Im} T_{\mu\nu}}{pq}, \quad (100)$$

где  $p$  — импульс валентного кварка в нуклоне. Прямое вычисление вклада диаграммы на рис. 6, б\* дает ответ

$$g_1^{q,q}(x, Q^2) = \times \frac{e_q^2 \rho_c^4}{128} \int_0^{\frac{Q^2(1-x)}{4x}} dk_\perp^2 \int_{\frac{-k_\perp^2}{1-x}}^{-\infty} dk^2 \frac{(k_\perp^4 + k_\perp^2 k^2 (1-x))}{x^2 k^4} F^2 \left( \frac{|k| \rho_c}{2} \right), \quad (101)$$

\*Вычисления показывают, что вклад от диаграммы на рис. 6, а очень маленький и поэтому им можно пренебречь. Члены, пропорциональные цветной матрице  $t^a$  в (88), имеют фактор подавления  $1/N_c$  и дают также очень маленький вклад.

где

$$F(z) = z \frac{d}{dz} [I_0(z)K_0(z) - I_1(z)K_1(z)] \quad (102)$$

и  $x = Q^2/2pq$ .

Диаграмма, представляющая вклад от кварк-глюонного хромомagnetного взаимодействия (92), приведена на рис. 7.

Вычисление этого вклада дает

$$g_1^{q,g}(x, Q^2) = -\frac{e_q^2 |\mu_a| \rho_c^2}{8(1-x)} \int_0^{\frac{Q^2(1-x)}{4x}} dk_{\perp}^2 \frac{F^2(k\rho_c/2)}{\sqrt{1 - \frac{4xk_{\perp}^2}{(1-x)Q^2}}}, \quad (103)$$

где  $k^2 = k_{\perp}^2/(1-x)$ , и было использовано соотношение  $\alpha_s \mu_a^2/m_q^{*2} \rho_c^2 = 3\pi|\mu_a|/8$ , вытекающее из (13) и (74).

Очень интересная особенность инстантонных вкладов состоит в их специфической  $Q^2$ -зависимости. Так, при  $Q^2 \ll 1/\rho_c^2$  они пропорциональны  $Q^2$ , а для  $Q^2 \gg 1/\rho_c^2$  они выходят на константу. Поэтому  $Q^2$ -зависимость инстантонного вклада в поляризованные структурные функции должна быть отлична от  $\text{Log}(Q^2/\Lambda^2)$  эволюции пертурбативных глюонных вкладов к структурным функциям. Фундаментальной причиной этого является переворот спиральности у кварка, индуцируемый инстантонной вершиной. Возникающий при этом орбитальный момент, необходимый для выполнения сохранения полного углового момента, дает дополнительные степени  $k_{\perp}$  в матричный элемент комптоновской амплитуды вперед. В результате при  $Q^2 = 0$  инстантонный вклад в  $g_1(x, Q^2)$  обращается в ноль.

В пределе больших  $Q^2$  и малых  $x$  вклад в  $g_1^q(x, Q^2)$  от кварк-кваркового взаимодействия (рис. 6, б) имеет аномальное  $1/x^2$ -поведение. Это поведение происходит от точечноподобных инстантонных вершин (4), (88), которые приводят к быстрому увеличению  $\bar{q}q$ -сечения с ростом  $S = (p-k)^2$ . При очень больших  $S$  вклад инстантонов должен вымирать, так как в этой области пертурбативная КХД должна быть справедливой. Мнимая часть от нижней части диаграммы на рис. 6, б пропорциональна сумме мнимых частей корреляторов псевдоскалярных  $j = \bar{q}\gamma_5 q$  и скалярных  $j = \bar{q}q$  токов ( $s = \sqrt{S}$ )

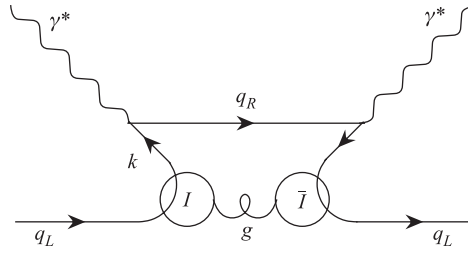


Рис. 7. Инстантонный вклад в структурную функцию от аномального хромомagnetного взаимодействия



(см. структуру лагранжиана (88)):

$$\Pi(s) = i \int dx e^{isx} \langle 0 | T \{ j(x), j(0) \} | 0 \rangle. \quad (104)$$

Этот коррелятор был проанализирован в рамках правил сумм КХД с учетом вкладов инстантонов [33]. Там было показано, что выход на пертурбативный режим определяется значением интервала дуальности в правилах сумм  $S_0 \approx 2 \text{ ГэВ}^2$ . Поэтому окончательная формула для вклада кварк-кварковых взаимодействий в  $g_1^q(x)$  в бьеркеновском пределе  $Q^2 \rightarrow \infty$  может иметь вид

$$g_1^q(x, Q^2) = \frac{e_q^2 \rho_c^4}{128} \int_0^{S_0} dS \int_{\frac{Sx}{1-x}}^{\infty} dk^2 \frac{S(xS - k^2(1-x))}{k^4} F^2 \left( \frac{k\rho_c}{2} \right). \quad (105)$$

Из-за введенного обрезания по  $S$   $1/x$ -расходимость отсутствует и инстантонный вклад в первый момент  $g_1(x)$  конечен.

В том же самом пределе вклад в  $g_1^q(x)$ , связанный с кварк-глюонным взаимодействием (94), равен

$$g_1^q(x) = -\frac{e_q^2}{4} |\mu_a|. \quad (106)$$

Знак обоих вкладов *отрицателен* и связан с *отрицательной* поляризацией кварков, индуцируемой инстантонами в протоне.

Для вычисления вклада инстантонов в протонную структурную функцию используем конволюционную формулу

$$g_1^p(x) = \sum_q \int_x^1 \frac{dy}{y} g_1^q \left( \frac{x}{y} \right) \Delta q_V(y), \quad (107)$$

где  $\Delta q_V(y)$  — начальные поляризации валентных кварков, взятые в форме

$$\Delta u_V(x) = 3,7(1-x)^3, \quad \Delta d_V(x) = -1,3(1-x)^3 \quad (108)$$

и нормированные на экспериментальные значения констант слабых распадов гиперонов

$$g_A^3 = \Delta u_V - \Delta d_V = 1,25; \quad g_A^8 = \Delta u_V + \Delta d_V = 0,6. \quad (109)$$

Вид (108) соответствует правильным асимптотикам при малых и больших значениях  $x$ , ожидаемых из теории Редже и правил кваркового счета.

На рис. 8 показан результат вычисления вклада кварк-кварковых взаимодействий, индуцируемых инстантонами, в  $g_1^p(x)$  в области бьеркеновской переменной  $x > 0,0001$ . Следует отметить, что этот вклад отрицательный

и довольно большой, особенно в области малых  $x$ . Вклад в первый момент  $g_1^p(x)$

$$\delta I_{\text{inst}}^{p,q} = \int_0^1 dx g_1^{p,q}(x) = -0,007. \quad (110)$$

Эта величина составляет примерно одну четвертую часть наблюдаемого нарушения правила сумм Эллиса–Джаффе для интеграла от структурной функции  $g_1(x)$  [106]. Оставшаяся часть нарушения может быть отнесена на вклад аномального хромагнитного кварк-глюонного взаимодействия, индуцированного инстантонами.

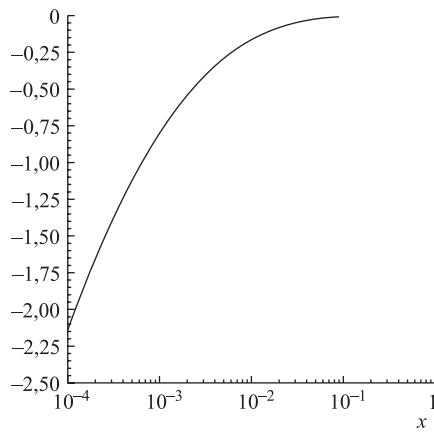


Рис. 8. Вклад в протонную спинзависимую структурную функцию  $g_1^p(x)$ , вызванный кварк-кварковым инстантонным взаимодействием

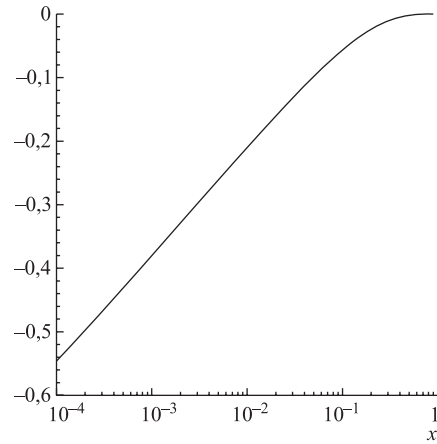


Рис. 9. Вклад в протонную структурную функцию, возникающий в  $g_1^p(x)$  от хромагнитного кварк-глюонного взаимодействия

На рис. 9 представлен результат вычисления вклада хромагнитного взаимодействия в  $g_1^p(x)$ . Этот вклад также отрицателен и имеет более жесткую  $x$ -зависимость, чем вклад от кварк-кваркового взаимодействия. Поэтому именно этим вкладом можно объяснить уменьшение  $g_1^p(x)$  в области больших  $x$ .

Вклад в первый момент  $g_1^p(x)$  от этого взаимодействия

$$\delta I_{\text{inst}}^{p,g} = \int_0^1 dx g_1^{p,g}(x) = -0,019. \quad (111)$$

Общий вклад от обоих взаимодействий  $\delta I_{\text{inst}}^p = -0,026$ . Это число следует сравнить со значением наблюдаемого нарушения правила сумм Эллиса–Джаффе [106]  $\delta I_{\text{exp}}^p = -0,02 \div -0,04$ .

Поэтому, учитывая точность современных экспериментальных данных и неопределенности, связанные с неоднозначностью экстраполяции в область очень малых значений  $x$ , можно констатировать, что инстантонная модель дает хорошее описание нарушения правила сумм Эллиса–Джаффе на протоне.

## 6. АРОМАТНАЯ СТРУКТУРА НУКЛОНА И ИНСТАНТОНЫ

В настоящее время широко обсуждается причина большого нарушения  $SU(2)_f$ -симметрии кваркового моря в нуклоне [84]. Это нарушение было впервые отмечено NMC-коллекцией [108] в результате проверки правила сумм Готтфрида [107]

$$\int_0^1 \frac{[F_2^p(x) - F_2^n(x)]}{x} dx = \frac{1}{3} \quad (112)$$

для неполяризованных структурных функций нуклона  $F_2(x, Q^2)$ . В рамках партонной модели разница  $F_2^{p-n}(x, Q^2)$  структурных функций для протона и нейтрона выражается через следующую комбинацию валентных и морских кварковых распределений:

$$\int_0^1 \frac{[F_2^p(x) - F_2^n(x)]}{x} dx = \frac{1}{3} \int_0^1 (u_V(x) - d_V(x)) dx - \frac{2}{3} \int_0^1 (\bar{d}(x) - \bar{u}(x)) dx, \quad (113)$$

где первый член отвечает правилу сумм Готтфрида. NMC-коллекция дала следующую величину на нарушение  $ud$ -симметрии протонного моря:

$$\int_0^1 (\bar{d}(x) - \bar{u}(x)) dx = 0,11 \pm 0,02. \quad (114)$$

Аналогичное нарушение  $\bar{d} \approx 2\bar{u}$  при  $\langle x \rangle = 0,18$  было также обнаружено коллекцией NA51 [109] при анализе сечений процессов рождения пар Дрелла–Яна в  $pp$ - и  $pD$ -взаимодействиях. Недавно детальное исследование  $x$ -зависимости асимметрии  $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$  было сделано E866-коллекцией [110]. Все эти эксперименты показывают очень большую ароматную асимметрию протонного моря.

В рамках пертурбативной КХД наблюдаемое нарушение чрезвычайно трудно понять, так как пертурбативное море, образованное за счет глюонов, должно быть нейтральным по ароматным индексам. В работах [98–100]

было показано, что инстантоны дают очень простое объяснение существенного нарушения  $SU(2)_f$ -симметрии кваркового моря и предсказывают

$$\bar{d}(x) = 2\bar{u}(x), \quad (115)$$

если доминирует море, образованное за счет взаимодействия 'т Хоофта (88). Этот результат является следствием того, что инстантонная вершина (88) отлична от нуля только для неодинаковых кварковых ароматов. Поэтому «шуба» морских кварков у валентного  $u$ -кварка должна преимущественно состоять из  $d\bar{d}$ -пар, а у  $d$ -кварка наоборот, т. е. из  $u\bar{u}$ -пар (рис. 10). Более того, корреляция спиральностей валентных и морских кварков в поле инстантона приводит к нарушению ароматной симметрии и поляризованного моря  $\Delta\bar{u} = -4\Delta\bar{d}$  в протоне. Следует отметить, что вершина 'т Хоофта строится на нулевых модах кварков в поле инстантона и поэтому ее ароматные свойства есть проявление принципа Паули для кварков в поле инстантона.

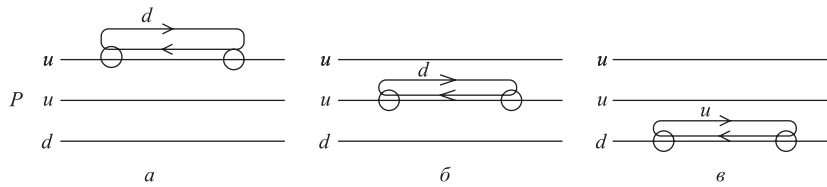


Рис. 10. Вклад кварк-кваркового взаимодействия, индуцированного инстантонами, в ароматную асимметрию морских кварков в протоне

## 7. ИНСТАНТОНЫ И ОДНОСПИНОВЫЕ АСИММЕТРИИ В АДРОН-АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Одной из проблем КХД как теории сильных взаимодействий является необходимость описания больших односпиновых асимметрий, наблюдаемых в адрон-адронных и лептон-адронных взаимодействиях. Из них особый интерес вызывают большие односпиновые асимметрии  $\pi$ -мезонов, которые были измерены при высоких энергиях и больших передачах импульса в FERMILAB в эксперименте E-704 с поперечно-поляризованными протонными и антипротонными пучками, рассеивающимися на протонной мишени [111]. Аномально большие односпиновые асимметрии (ОСА) наблюдались и в других эксклюзивных и инклюзивных экспериментах [112]. Для выяснения механизма односпиновых асимметрий ряд новых экспериментов включен в программы коллаборации RHIC-SPIN в Брукхейвене (США), проект HERA-N в DESY (Германия) и проект COMPASS (CERN).

С теоретической точки зрения причина возникновения больших односпиновых асимметрий была совершенно непонятна. Дело в том, что односпиновые асимметрии обычно требуют существования двух важных компонент в амплитудах, которые описывают данную реакцию. Во-первых, амплитуда должна содержать часть с переверотом спиральности. Во-вторых, должна быть мнимая часть у амплитуды. Оба эти требования невозможно выполнить в рамках лидирующего порядка пертурбативной КХД (пКХД). Так, пертурбативный подход предсказывает очень маленькую величину ОСА, которая пропорциональна токовой массе кварка и исчезает с ростом энергии и передач импульса [113]. При этом малость ОСА связана не только с малыми токовыми массами легких кварков, но и с дополнительными подавляющими факторами, возникающими из-за интегрирования по кварковой петле, необходимой для генерации мнимой части, и включения дополнительных степеней сильной константы взаимодействия  $\alpha_s$ .

Существуют несколько подходов к проблеме, основанных на эффектах вне рамок лидирующего порядка пКХД. Так, в работе [114] было отмечено, что вклады твиста-3 могут быть важны для объяснения этого эффекта. Недавно в [115] была получена конволюционная формула для ОСА, включающая твист-3 кварк-глюонную корреляционную функцию, сделаны первые оценки для ОСА в инклюзивном рождении пионов. Основной проблемой данного подхода является незнание спинзависимых функций распределения твиста-3. Функции твиста-3 в общем случае являются функциями двух переменных и представляют непертурбативную часть конволюционной формулы. Они должны быть либо извлечены из эксперимента, либо вычислены в рамках некоторого непертурбативного подхода. Отметим в этой связи, что даже более простые функции распределения твиста-2 не известны достаточно хорошо в настоящее время. Также существует несколько чисто феноменологических подходов к проблеме, которые пытаются учесть непертурбативные эффекты в односпиновых асимметриях. Некоторые из них используют предположение о несимметрии распределения по поперечному импульсу в функциях распределения партонов в поляризованном нуклоне (так называемый эффект Сиверса [116]) или в функции фрагментации конечного кварка (так называемый эффект Коллинса [117]). В недавней работе [118] была сделана интересная попытка объединения обоих механизмов. Однако все из вышеперечисленных подходов основаны фактически на фите экспериментальных данных по ОСА, поэтому их предсказательная сила крайне низкая.

С нашей точки зрения, более обещающий путь — это точное вычисление ОСА в рамках реалистичной модели непертурбативных эффектов в КХД. Одной из таких моделей является инстантонная модель для вакуума КХД, описанная выше (см. недавний обзор [15]). В работах [105, 119] был предложен новый механизм для объяснения ОСА, основанный на вкладе инстантонов в инклюзивное рождение адронов. Этот механизм связан со специфической

зависимостью эффективных кварк-инстантонных вершин от виртуальностей кварков, которые рассеиваются в поле инстантона.

Для определенности мы рассмотрим вклад инстантонов в рождение  $\pi^+$ -мезонов при рассеянии двух  $u$ -кварков, один из которых поперечно-поляризован. Нашей целью является объяснение больших ОСА, которые наблюдаются в области фрагментации поляризованного кварка при высокой энергии. В этой кинематической области только диаграммы, представленные на рис. 11, дают существенный вклад\*. Существует стандартный метод для

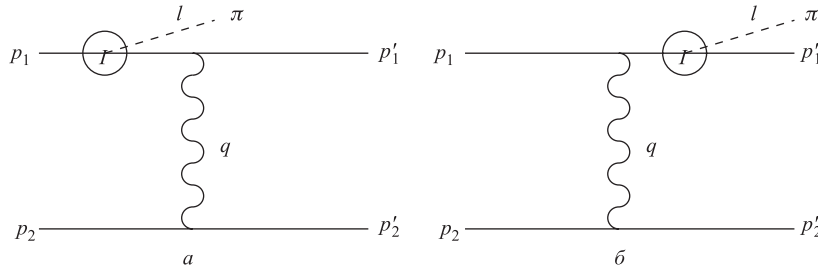


Рис. 11. Вклад инстантона в амплитуду  $\pi^+$ -рождения в области фрагментации поляризованного кварка при рассеянии двух  $u$ -кварков.  $I$  — инстантон

вычисления этих диаграмм [120]. Формула для односпиновой асимметрии может быть записана в следующем виде [121]:

$$A = \frac{2 \operatorname{Im}(\Phi_5^*(\Phi_1 + \Phi_3))}{|\Phi_1|^2 + |\Phi_3|^2 + 4|\Phi_5|^2}, \quad (116)$$

здесь мы пренебрегли вкладами, которые соответствуют амплитудам с двойным переворотом спина  $\Phi_2$  и  $\Phi_4$ . Эти амплитуды подавлены фактором  $(m_q/\sqrt{S})$  относительно лидирующего вклада;  $m_q$  — масса кварка, а  $S = (p_1 + p_2)^2$ . Спиральные амплитуды, входящие в (116), определены стандартным образом:

$$\Phi_1 = M_{+,+,+,+}, \quad \Phi_3 = M_{+,-;+,-}, \quad \Phi_5 = M_{++;-+}. \quad (117)$$

Очень удобно в пределе высоких энергий расщепить все импульсы на продольные и поперечные и представить поляризационный вектор для глюона на рис. 6 в виде [120]

$$D^{\mu\nu} = g_1^{\mu\nu} + \frac{2}{S}(p_1^\mu p_2^\nu + p_1^\nu p_2^\mu) \approx \frac{2}{S}(p_1^\mu p_2^\nu + p_1^\nu p_2^\mu), \quad (118)$$

\*Мы полагаем, что кварк-кварковое взаимодействие определяет величину  $qqq$ -вершины. Это одно из наиболее важных следствий инстантонной модели (см. обзор [15] и ссылки в нем).

где первый член зависит только от поперечных компонент. Матричный элемент для реакции

$$u(p_1) \uparrow + u(p_2) \rightarrow d(p'_1) + u(p'_2) + \pi^+(l) \quad (119)$$

дается выражением

$$\tilde{M} = \frac{2g_s^2 g_{\pi^+ qq}}{S q^2} \bar{u}(p'_2) \hat{p}_1 t^a u(p_2) \bar{u}(p'_1) p_2^\mu Q_\mu u(p_1), \quad (120)$$

где  $g_s$  — сильная константа взаимодействия;  $g_{\pi^+ qq}$  —  $\pi^+$ -кварковая константа, индуцированная инстантонами;

$$Q_\mu = \gamma_5 \left( \frac{\hat{l} \gamma_\mu}{d_1} F(k_1^2) - \frac{\gamma_\mu \hat{l}}{d_2} F(k_2^2) \right). \quad (121)$$

Для получения (121) были использованы уравнения движения. В (121)  $F(k^2)$  — это формфактор, связанный с учетом конечного размера инстантона,  $d_{1,2}$  представляют кварковые пропагаторы на рис. 9:

$$d_1 = (p'_1 + l)^2 - m_q^2, \quad d_2 = (p_1 - l)^2 - m_q^2. \quad (122)$$

В принципе, выражение (120) должно включать интеграл по размеру инстантона  $\rho$  от плотности инстантонов  $n(\rho)$ . Однако здесь для оценки ОСА будет использована модель инстантонного вакуума с дельтаобразным видом плотности:  $n(\rho) = n_0 \delta(\rho - \rho_c)$  и фиксированным размером инстантона  $\rho_c = 1,6 \text{ ГэВ}^{-1}$ . Как было показано во введении, эта модель дает хорошее описание свойств адронов и поэтому может быть использована для оценок инстантонных вкладов в различные процессы [15]. В (116) плотность инстантонов входит одновременно в числитель и знаменатель, поэтому в окончательном ответе она сокращается. Цветовая структура всех спиральных амплитуд в (116) одинакова, и мы можем опустить все общие цветовые факторы в (120). Поэтому достаточно рассмотреть матричный элемент

$$M = \frac{1}{S q^2} \bar{u}(p'_2) \hat{p}_1 u(p_2) \bar{u}(p'_1) p_2^\mu Q_\mu u(p_1). \quad (123)$$

При высоких энергиях удобно использовать судаковские переменные

$$\begin{aligned} l &= x_F \tilde{p}_1 + \beta_l \tilde{p}_2 + l_\perp, \\ p'_1 &= (1 - x_F) \tilde{p}_1 + \beta_1 \tilde{p}_2 + p_{1\perp}', \\ q &= \alpha \tilde{p}_2 + \beta_q \tilde{p}_1 + q_\perp, \end{aligned} \quad (124)$$

где

$$\tilde{p}_1 = p_1^\mu - \frac{m_q^2}{S} p_2^\mu, \quad \tilde{p}_2 = p_2^\mu - \frac{m_q^2}{S} p_1^\mu \quad (125)$$

и  $\hat{p}_1^2 = \hat{p}_2^2 \rightarrow 0$  при  $S \gg m_q^2$ . В пределе высоких энергий в верхней части диаграмм, представленных на рис. 11, спиральности сохраняются:

$$\{\bar{u}(p'_2)\hat{p}_1 u(p_2)\}_{\lambda\lambda'} \approx \delta_{\lambda_2\lambda'_2} S, \quad (126)$$

и поэтому для спиральной амплитуды легко получить выражение

$$M_{\{\lambda_1, \lambda_2; \lambda'_1, \lambda'_2\}} = -\delta_{\lambda_2\lambda'_2} \frac{1}{q^2\beta_q} \{\bar{u}(p'_1)q_\perp^\mu O_\mu u(p_1)\}_{\lambda_1, \lambda'_1}, \quad (127)$$

где мы использовали сохранение тока в верхней линии на рис. 11,  $qJ^1 = 0$ , и

$$\beta_q = \frac{m_q^2 x_F^2 + l_\perp^2 + x_F(q_\perp^2 - 2l_\perp q_\perp)}{Sx_F(1-x_F)}. \quad (128)$$

Используя условие  $p'_1 = p'_2 = m_q^2$  и пренебрегая массой пиона,  $l^2 = 0$ , можно легко получить следующие выражения для кварковых пропагаторов  $d_{1,2}$  и величин кварковых виртуальностей  $k_{1,2}^2$  в промежуточных состояниях на рис. 11:

$$d_1 = \frac{m_q^2 x_F^2 + (x_F q_\perp - l_\perp)^2}{x_F(1-x_F)}, \quad d_2 = \frac{m_q^2 x_F + (x_F q_\perp - l_\perp)^2}{x_F(1-x_F)}, \quad (129)$$

$$k_1^2 = \frac{m_q^2 x_F + (x_F q_\perp - l_\perp)^2}{x_F(1-x_F)}, \quad k_2^2 = \frac{l_\perp^2 - x_F(1-x_F)m_q^2}{x_F}. \quad (130)$$

Используя тождество

$$\gamma_{\nu\mu} = g_{\mu\nu} + i\sigma_{\mu\nu}, \quad (131)$$

можно написать

$$\bar{u}(p'_1)\gamma_5 \hat{l} q_\perp = -(q_\perp l_\perp)\bar{u}(p'_1)\gamma_5 u(p_1) + l_\nu q_\perp^\mu \bar{u}(p'_1)i\gamma_5 \sigma_{\mu\nu} u(p_1). \quad (132)$$

Матричные элементы операторов в (132) между состояниями при высоких энергиях известны:

$$\begin{aligned} [\bar{u}\gamma_5 u]_{\lambda_1\lambda'_1} &\approx \delta_{\lambda_1\lambda'_1} 2m_q + \delta_{\lambda_1, -\lambda'_1} |q_\perp - l_\perp|, \\ [\bar{u}i\gamma_5 l_\nu q_\perp^\mu u]_{\lambda_1\lambda'_1} &\approx -\delta_{\lambda_1, -\lambda'_1} \frac{l_\perp^2 |q_\perp|}{2x_F}. \end{aligned} \quad (133)$$

Поэтому окончательный результат для спиральных амплитуд в (116)

$$\begin{aligned} \Phi_{\lambda_1, \lambda'_1; \lambda_2, \lambda'_2} &= \frac{\delta_{\lambda_2, \lambda'_2}}{q^2\beta_q} \left\{ \delta_{\lambda_1, -\lambda'_1} \times \right. \\ &\times \left[ (q_\perp l_\perp) |q_\perp - l_\perp| \left( \frac{F(k_1^2)}{d_1} - \frac{F(k_2^2)}{d_2} \right) \frac{l_\perp^2 |q_\perp|}{2x_F} \left( \frac{F(k_1^2)}{d_1} + \frac{F(k_2^2)}{d_2} \right) \right] + \\ &\left. + \delta_{\lambda_1, \lambda'_1} 2m_q (q_\perp l_\perp) \left( \frac{F(k_1^2)}{d_1} - \frac{F(k_2^2)}{d_2} \right) \right\}. \quad (134) \end{aligned}$$



Основной особенностью формфактора, индуцированного инстантонами  $F(k^2)$  в (134), является его нетривиальная зависимость от виртуальностей входящих в инстантон кварков. В общем случае, когда пион находится на массовой оболочке, а кварки немассовые с виртуальностями  $k_1^2$  и  $k_2^2$ , эффективная кварк-пионная вершина имеет вид\*

$$g_{\pi qq}(k_1^2, k_2^2) = g_{\pi qq} F(k_1^2) F(k_2^2), \quad (135)$$

где  $F(k_i^2)$  — фурье-образ нулевой фермионной моды в поле инстантона в сингулярной калибровке:

$$F(k^2) = \frac{\rho^2}{2} \frac{d}{dx} \{I_0(x)K_0(x) - I_1(x)K_1(x)\}, \quad (136)$$

$$x = \rho\sqrt{k^2}/2.$$

Инстантон является решением уравнений движения КХД в *евклидовом пространстве-времени* и характеризуется его размером  $\rho$  в этом пространстве. Поэтому, чтобы получить результат для сечения, должно быть выполнено аналитическое продолжение инстантонной амплитуды в *физическое пространство-время Минковского*. Это продолжение должно быть выполнено аккуратно, так как амплитуды имеют разрез при кварковой виртуальности  $k^2 = 0$  (см. ниже). Именно этот разрез ответствен за появление мнимой части, необходимой для объяснения ОСА.

Чтобы показать, как появляется мнимая часть, наиболее удобно использовать хорошее приближение для инстантонного формфактора, которое дает правильное поведение кварковой нулевой моды при  $k^2 \rightarrow \infty$ :

$$F(k^2) \approx \frac{1}{1 + \rho^3(\sqrt{k^2})^3/6}. \quad (137)$$

Для пространственноподобных значений кварковой виртуальности в промежуточном состоянии на рис. 11, *а* мы имеем  $k_2^2 < 0$ , и поэтому в пространстве *Минковского* формфактор становится

$$F(k_2^2) \approx \frac{1}{1 + \rho^3(\sqrt{|k_2^2|})^3/6}. \quad (138)$$

В то же время для времениподобных значений виртуальности на рис. 11, *б*  $k_1^2 > 0$  в пространстве *Минковского* получается *мнимая* часть в формфакторе

$$F(k_1^2) \approx \frac{1}{1 + i\rho^3(\sqrt{|k_1^2|})^3/6}. \quad (139)$$

---

\*В инстантонной модели эффективная пион-кварковая вершина получается из четырех-фермионного взаимодействия 'т Хоофта (88) с помощью процедуры бозонизации (детали см. [15]).

Хорошо известно, что для получения существенной односпиновой асимметрии необходимо иметь не только большую мнимую часть, но также и спин-флипную часть в амплитуде кварк-кваркового рассеяния. Уравнения (134) и (139) показывают, что, действительно, инстантон-индуцированные диаграммы имеют обе эти компоненты.

Следует отметить, что результат для асимметрии пропорционален интерференции обеих диаграмм, представленных на рис. 11. Очевидно, что можно интерпретировать вклад первой диаграммы (рис. 11, *a*) как эффект Сиверса [116] в кварковой функции распределения, а вклад второй диаграммы (рис. 11, *b*) как вклад в кварковую функцию фрагментации, (так называемый эффект Коллинса [117]).

Чтобы получить окончательный результат для асимметрии, необходимо проинтегрировать в (116) числитель и знаменатель по  $q_{\perp}$  и регуляризовать глюонный пропагатор при малых  $q^2$ . Обычная процедура (см., например, [120]) состоит в замене в глюонном пропагаторе  $q^2 \rightarrow -(q_{\perp}^2 + \mu^2)$ , где введен инфракрасный регулятор  $\mu \approx \Lambda_{\text{QCD}} \approx m_q \approx 0,35$  ГэВ. Величина  $m_q = 0,35$  ГэВ есть конститuentная кварковая масса в модели инстантонной жидкости [15].

Результат вычисления асимметрии как функции  $x_F$  представлен на рис. 12. На рис. 13 асимметрия изображена как функция двух переменных  $x_F$  и  $p_{\perp}$ . Полученная асимметрия довольно большая,  $A \approx 30\%$ , в области больших  $x_F$  и  $p_{\perp}$ . Величина и знак асимметрии для  $\pi^+$ -мезонов находятся в качественном согласии с экспериментальными данными [111].

Таким образом, предложен новый механизм для объяснения односпиновых асимметрий в сильных взаимодействиях. Фундаментальная причина

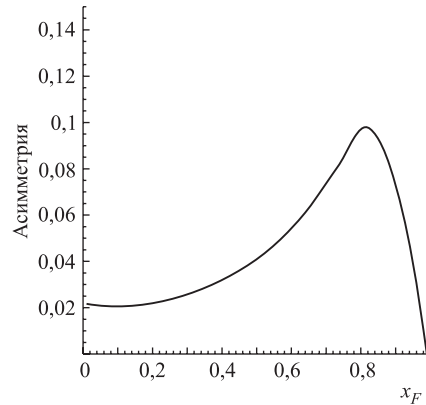


Рис. 12. Вклад инстантонов в односпиновую асимметрию для рождения пионов как функция  $x_F$

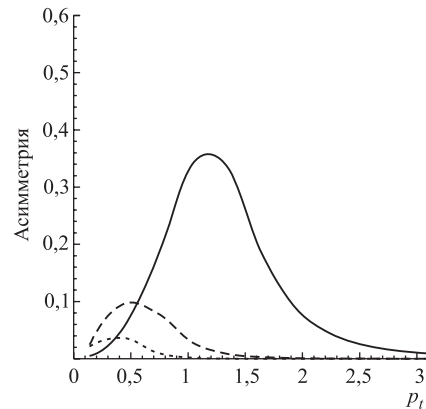


Рис. 13. Вклад инстантонов в односпиновую асимметрию как функция  $x_F$  и  $p_{\perp} = |l_{\perp}|$ . Сплошная кривая — результат для  $x_F = 0,9$ ; штриховая — для  $x_F = 0,6$ ; пунктирная — для  $x_F = 0,3$

асимметрии лежит в возникновении больших мнимых частей в определенном классе кварк-кварковых амплитуд, где кварк может иметь времениподобную виртуальность. Эта мнимая часть возникает в результате аналитического продолжения инстантонной амплитуды из евклидова пространства, где инстантоны определены, в физическое пространство Минковского.

Итак, показано, что структура вакуума КХД играет исключительно важную роль в возникновении больших спиновых и ароматных эффектов в различных реакциях. Разнообразные кварк-кварковые и кварк-глюонные силы, индуцируемые непертурбативными флуктуациями глюонных полей — инстантонами, обладают уникальными спиновыми и ароматными свойствами. Эти аномальные свойства позволяют не только объяснить большие односпиновые асимметрии в адрон-адронных взаимодействиях, но и получить правильную спиновую и ароматную структуру нуклона. При этом удастся связать такие фундаментальные эффекты, как малость спиральности протона, переносимой кварками, и нарушение ароматной симметрии кваркового моря, с существованием сложной структуры основного состояния теории — вакуума КХД.

## 8. ЭФФЕКТИВНЫЕ КВАРК-ГЛЮОННЫЕ ВЕРШИНЫ, ИНДУЦИРУЕМЫЕ ИНСТАНТОНАМИ, И ПРОЦЕСС ОКОЛОПОРОВОГО РОЖДЕНИЯ $\eta$ -МЕЗОНОВ

Интерес к исследованию процессов околопорогового рождения мезонов в нуклон-нуклонных и нуклон-антинуклонных столкновениях значительно возрос после обнаружения в них различных аномалий [122–125]. Эти аномалии характеризуются неожиданным усилением выхода мезонов, в волновой функции которых содержится большая примесь странных кварков. Это серьезное нарушение правила ОЦИ противоречит большинству теоретических предсказаний, относящихся к динамике рождения странных кварков в сильных взаимодействиях (см. обсуждение этого вопроса в [127]).

Одна из таких аномалий связана со значительной величиной околопорогового сечения рождения  $\eta$ -мезонов в протон-нейтронных столкновениях [123, 125]. Недавно [125] было обнаружено, что оно почти в семь раз больше, чем сечение рождения  $\eta$ -мезонов в протон-протонных столкновениях при тех же кинематических условиях.

Для объяснения этого явления был предложен механизм, связанный с большим вкладом  $N^*(1535) S_{11}$ -резонанса [128]. При этом конечный результат очень чувствителен к величине константы связи мезона с  $S_{11}$ , которая в настоящее время неизвестна. Поэтому представляется сложным найти величину вклада, обусловленного этим механизмом, в сечение рождения  $\eta$ -мезона.

В настоящем разделе для объяснения аномально высокого выхода  $\eta$ -мезонов в протон-нейтронном рассеянии предлагается фундаментальный

КХД-механизм, связанный с наличием в вакууме КХД сильных флуктуаций глюонного поля — инстантонов [126]. Инстантоны индуцируют кварк-кварковые [13] и кварк-глюонные взаимодействия [129], зависящие от аромата кварков. Наиболее известным их видом является кварк-кварковое взаимодействие 'т Хоофта [13], учет которого привел к успешному объяснению спектроскопии адронов [15]. Помимо этого взаимодействия, включающего  $2N_f$  внешних кварковых линий, инстантоны порождают также другие типы взаимодействий, вершины которых связывают большее число внешних как кварковых, так и глюонных линий. Глюоны, рождающиеся в них, могут значительно увеличивать выход странных кварков. Вследствие этого становится возможным заметное нарушение правила ОЦИ в сильных взаимодействиях. Один из примеров такого нарушения, приводящий к ненулевому значению хромагнитного момента кварков, обсуждался выше.

Эффективный лагранжиан, индуцируемый инстантонами (для антиинстантонов необходимо произвести замену  $R \leftrightarrow L$ ), имеет следующую форму [130]:

$$\mathcal{L}_{\text{inst}} = \int \prod_q \left( m_q \rho - 2\pi^2 \rho^3 \bar{q}_R \left( 1 + \frac{i}{4} \tau^a U_{aa'} \bar{\eta}_{a' \mu\nu} \sigma_{\mu\nu} \right) q_L \right) \times \exp \left( -\frac{2\pi^2}{g} \rho^2 U_{bb'} \bar{\eta}_{b' \gamma\delta} G_{\gamma\delta}^b \right) \frac{d\rho}{\rho^5} d_0(\rho) d\hat{\delta}, \quad (140)$$

где  $\rho$  — размер инстантона;  $\tau^a$  — матрицы Паули, связанные с генераторами подгруппы  $SU(2)_c$  цветовой группы  $SU(3)_c$ ;  $d_0(\rho)$  — плотность инстантонов;  $d\hat{\delta}$  соответствует интегрированию по параметрам ориентации инстантона в цветовом пространстве,  $\int d\hat{\delta} = 1$ ;  $U$  — матрица ориентации инстантона;  $\bar{\eta}_{a\mu\nu}$  — символы 'т Хоофта. Данный лагранжиан описывает эффективное взаимодействие между глюонами и кварками, появляющееся в КХД вследствие наличия у инстантона цветового дипольного момента.

Эффективное кварк-глюонное взаимодействие, генерирующее обсуждаемый вклад в рождение  $\eta$ -мезонов, может быть получен путем разложения (140) в ряд по глюонным полям и интегрирования по  $d\hat{\delta}$ . Эффективным параметром такого разложения является отношение среднего размера инстантона  $\rho_c$  к радиусу конфайнмента  $R_{\text{conf}}$ . В реалистических моделях КХД-вакуума [15] это отношение достаточно мало,  $\rho_c^2/R_{\text{conf}}^2 \approx 0,1$ , поэтому мы можем ограничиться первыми членами разложения.

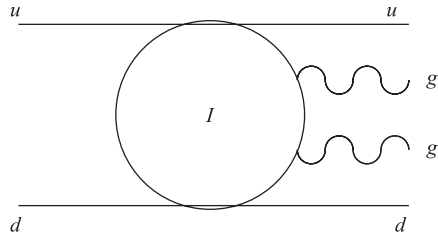
С точностью до членов второго порядка малости по  $G_{\gamma\delta}^b$  получаем эффективный лагранжиан, ответственный за процесс рождения  $\eta$ -мезонов:

$$\Delta L_\eta = - \int \mathcal{L}'_{\text{t Hoof}} \frac{\pi^3 \rho^4 d\rho}{8\alpha_s(\rho)} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a, \quad (141)$$

где  $\mathcal{L}_{\text{t Hooft}}$  — взаимодействие 'т Хоффа, которое для безмассовых  $u$ - и  $d$ -кварков имеет вид

$$\mathcal{L}_{\text{t Hooft}} = \frac{16\pi^4 d_0(\rho)\rho}{9} \times \left( \bar{u}_R u_L \bar{d}_R d_L + \frac{3}{8} \left( \bar{u}_R t^a u_L \bar{d}_R t^a d_L - \frac{3}{4} \bar{u}_R \sigma_{\mu\nu} t^a \bar{u}_L \bar{d}_R \sigma_{\mu\nu} t^a d_L \right) \right). \quad (142)$$

Кварк-глюонная вершина, соответствующая этому лагранжиану, приведена на рис. 14. В простейшей модели вакуума КХД как жидкости инстантонов размер инстантона фиксируется определенным значением



$$d_0(\rho) \sim \delta(\rho - \rho_c), \quad (143)$$

Рис. 14. Эффективная кварк-глюонная вершина, дающая вклад в процесс рождения  $\eta$ -мезонов

где  $\rho_c \sim 1,6 \div 2,0 \text{ ГэВ}^{-1}$  [15]. К сожалению, средний размер инстантона в вакууме неизвестен с достаточной степенью точности. Например, последние данные решеточных расчетов [16] дают большее значение:  $\rho_c \sim 2,5 \text{ ГэВ}^{-1}$ . Поэтому в приведенных ниже расчетах рассматривается широкий интервал изменения характерного размера инстантона  $\rho_c \sim 1,6 \div 2,5 \text{ ГэВ}^{-1}$ .

Используя низкоэнергетические теоремы, основанные на аксиальной аномалии, можно получить выражение для следующих матричных элементов [131, 132]:

$$\left\langle 0 \left| \frac{3\alpha_s}{4\pi} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a \right| \eta \right\rangle \approx \sqrt{3} f_\pi m_\eta^2, \quad (144)$$

где массами  $u$ - и  $d$ -кварков  $m_u$  и  $m_d$  пренебрегается по сравнению с массой  $s$ -кварка  $m_s$ . Следуя положениям статьи [132], взаимодействие кварков с  $\eta$ -мезонами (141) можно представить в виде

$$\mathcal{L}_\eta = \frac{2\pi^6 \rho_c^6 f_\pi m_\eta^2}{\sqrt{3}\alpha_s^2(\rho_c)} \left( \bar{u}_R u_L \bar{d}_R d_L + \frac{3}{8} \left( \bar{u}_R t^a u_L \bar{d}_R t^a d_L - \frac{3}{4} \bar{u}_R \sigma_{\mu\nu} t^a \bar{u}_L \bar{d}_R \sigma_{\mu\nu} t^a d_L \right) \right) \phi_\eta, \quad (145)$$

где  $\phi_\eta$  — поле  $\eta$ -мезонов. Необходимо помнить, что такое представление эффективного взаимодействия справедливо только в том случае, когда частота соответствующих глюонных полей мала. В нашем случае, около порога рождения  $\eta$ -мезонов, данное требование выполняется.

Замечательным свойством взаимодействия (145) является его сильная зависимость от аромата кварков. Это взаимодействие отлично от нуля только в том случае, когда кварки имеют разные ароматы. Таким образом, следует ожидать, что его вклад в процесс рождения  $\eta$ -мезонов в протон-нейтронных столкновениях будет значительно больше, чем в протон-протонных и нейтрон-нейтронных столкновениях вследствие увеличения вероятности взаимодействия между кварками с разными ароматами.

Вклад инстантонного взаимодействия определяется матричным элементом (145)

$$\langle NN | \mathcal{L}_\eta | NN \eta \rangle \propto \langle NN | \mathcal{L}_{\text{'t Hooft}} | NN \rangle. \quad (146)$$

Вследствие сильной спин-ароматной зависимости взаимодействия 'т Хоофта (142) конечный результат очень чувствителен к спин-ароматной структуре волновой функции нуклона. В настоящей работе рассматривается модель нуклона, имеющая обоснование в рамках инстантонного подхода к структуре адронов.

Хорошо известно, что сильное нарушение  $SU(6)$ -симметрии в нуклонной волновой функции необходимо для объяснения таких свойств нуклона, как расщепление масс нуклон- $\Delta$ , рост распределения  $u$ -кварков по отношению к распределению  $d$ -кварков при больших значениях бьеркеновской переменной  $x$  в глубоконеупругом рассеянии, поведение нуклонных формфакторов и т. д. (см. [133]). Было также показано [29, 134], что разницу масс нуклон- $\Delta$  может объяснить индуцированное инстантонами взаимодействие, приводящее к формированию в нуклоне квазисвязанного скалярного  $ud$ -дикварка. В настоящее время такое индуцированное инстантонами дикварковое состояние в нуклоне является предметом широкого обсуждения в связи с адронной спектроскопией, а также с возможностью формирования цветового сверхпроводящего состояния в кварк-глюонной материи [135]. Поэтому представляется в достаточной степени обоснованным использование такой простой модели.

В рамках кварк-дикварковой модели протон и нейтрон состоят из скалярного  $ud$ -дикварка и  $u$ - или  $d$ -кварка соответственно. Очевидно, что по причине сильной ароматной зависимости инстантонной вершины только взаимодействие между кварками с различными ароматами, которые не связаны в дикварк внутри нуклонов, может приводить к образованию  $\eta$ -мезонов в нуклон-нуклонных столкновениях (см. рис. 15). Дикварк-кварковое взаимодействие, индуцируемое одним инстантоном, не возникает, поскольку определяется механизмом 'т Хоофта, в котором не могут принимать участие два кварка с одинаковыми ароматами. Дикварк-кварковое взаимодействие в таком подходе возникает только при участии по крайней мере двух различных инстантонов, чем можно пренебречь, учитывая малую плотность инстантонов в КХД-вакууме. Таким образом, индуцируемый инстантонами процесс рождения  $\eta$ -мезонов в протон-протонных столкновениях должен быть в зна-

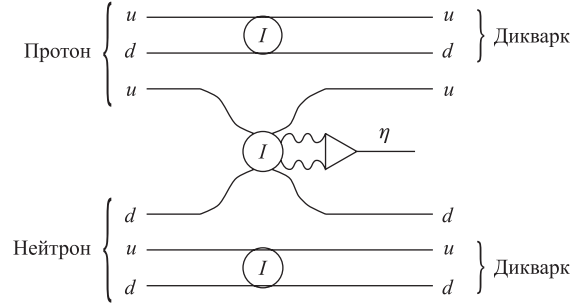


Рис. 15. Инстантонный вклад в рождение  $\eta$ -мезона в протон-нейтронном взаимодействии

чительной степени подавлен по сравнению с протон-нейтронным рассеянием. В случае чистой кварк-дикварковой конфигурации и образования  $\eta$ -мезонов в основном через взаимодействие (142) отношение  $\sigma_{pp}/\sigma_{pn} \approx 0$ . Экспериментальное наблюдение значительного усиления выхода  $\eta$ -мезонов в протон-нейтронном рассеянии дает аргумент в пользу большой примеси дикварковой компоненты в нуклонной волновой функции, в то время как предложенный механизм обеспечивает это усиление и при использовании других моделей структуры нуклона. Например, в случае чистой  $SU(6)$ -волновой функции нуклона следует, основываясь на результатах [136], где был рассчитан одноинстантонный вклад в упругое  $pp$ - и  $nn$ -рассеяние, ожидать отношения  $\sigma_{pp}/\sigma_{pn} \approx 1/4$ .

Перейдем теперь к вычислению сечения рождения  $\eta$ -мезонов в протон-нейтронном рассеянии. Будем придерживаться следующих обозначений для импульсов частиц:

$$p(p_1) + n(p_2) \rightarrow p(p'_1) + n(p'_2) + \eta(p_\eta). \quad (147)$$

Выражение для сечения дается формулой

$$d\sigma = \frac{dPS^3}{4\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_p^4}} \sum_{\text{spin}} |M|^2, \quad (148)$$

где

$$dPS^3 = \frac{d^3 p'_1 d^3 p'_2 d^3 p_\eta}{(2\pi)^9 2E'_1 2E'_2 2E_\eta} (2\pi)^4 \delta(p_1 + p_2 - p'_1 - p'_2 - p_\eta) \quad (149)$$

представляет собой фазовый объем трех конечных частиц;  $M$  — матричный элемент взаимодействия (146), а  $\sum_{\text{spin}}$  осуществляет суммирование по конечным и усреднение по начальным поляризациям.

Вклад в сечение реакции (147) может вносить только бесцветная часть индуцируемого инстантонами взаимодействия. В рамках кварк-дикварковой модели можно факторизовать матричный элемент и, используя нерелятивистское приближение для кварковой волновой функции в нуклоне, получить

$$M \sim \langle PN | \bar{u}_R u_L \bar{d}_R d_L | PN \rangle \sim \langle P | \bar{u}_R u_L | P \rangle \langle N | \bar{d}_R d_L | N \rangle \approx \bar{P}_R P_L \bar{N}_R N_L. \quad (150)$$

С учетом вклада антиинстантонов, который сводится к появлению дополнительного фактора 2, матричный элемент приводится к виду

$$\sum_{\text{spin}} |M|^2 = \frac{\pi^{12} \rho_c^{12} f_\pi^2 m_\eta^4}{54 \alpha_s^4(\rho_c)} (8m_p^4 - 2m_p^2(t_1 + t_2) + t_1 t_2) F_N(t_1)^2 F_N(t_2)^2, \quad (151)$$

где

$$t_1 = (p_1 - p'_1)^2, \quad t_2 = (p_2 - p'_2)^2,$$

$F_N(t)$  — нуклонный формфактор в сильных взаимодействиях, для которого мы выберем форму электромагнитного формфактора [137]:

$$F_N(t) = \frac{4m_p^2 - 2,79t}{(4m_p^2 - t)(1 - t/0,71)^2}. \quad (152)$$

Для численных расчетов использовано следующее за лидирующим приближение для сильной константы связи

$$\alpha_s(\rho) = -\frac{2\pi}{\beta_1 t} \left( 1 + \frac{2\beta_2 \log t}{\beta_1 t} \right), \quad (153)$$

где

$$\beta_1 = -\frac{33 - 2N_f}{6}, \quad \beta_2 = -\frac{153 - 19N_f}{12}, \quad (154)$$

$$t = \log \left( \frac{1}{\rho_0^2 \Lambda^2} + \delta \right). \quad (155)$$

В уравнении (155) параметр  $\delta \approx 1/\rho_0^2 \Lambda^2$  обеспечивает гладкий переход величины  $\alpha_s(\rho)$  от пертурбативной ( $\rho \rightarrow 0$ ) к непертурбативной ( $\rho \rightarrow \infty$ ) области [138]; для  $N_f = 3$  использованы значения  $\Lambda = 230$  МэВ,  $\rho_0 = 1,6$  ГэВ<sup>-1</sup>.

Интегрирование по фазовому объему выражения (148) дает полное сечение реакции как функцию энергии над порогом в системе центра масс  $Q = \sqrt{S} - m_n - m_p - m_\eta$ ,  $S = (p_1 + p_2)^2$ . График этой зависимости представлен на рис. 16 для различных значений размера инстантона  $\rho_c$ . Результаты расчета находятся в качественном согласии с экспериментальными данными, полученными коллаборацией WASA/PROMICE на ускорителе



CELSIUS [125]. Необходимо помнить, что индуцированное инстантонным взаимодействием сечение рождения  $\eta$ -мезонов обладает очень высокой чувствительностью к среднему размеру инстантона в КХД-вакууме; оно описывает экспериментальные данные при значении  $\rho_c = 2,1 \text{ ГэВ}^{-1}$ . Как видно

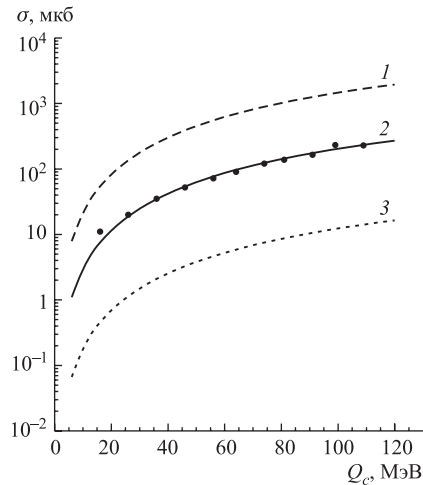


Рис. 16.  $Q$ -зависимость сечения рождения  $\eta$ -мезонов при различных значениях среднего размера инстантона в сравнении с данными коллаборации WASA/PROMICE: 1 —  $\rho_c = 2,5 \text{ ГэВ}^{-1}$ ; 2 —  $\rho_c = 2,1 \text{ ГэВ}^{-1}$ ; 3 —  $\rho_c = 1,6 \text{ ГэВ}^{-1}$

из графика, взаимодействие в конечном состоянии мало и проявляется только в непосредственной близости от порога реакции. В целом зависимость сечения от энергии определяется практически полностью изменением фазового объема конечных частиц.

Необходимо отметить разницу между подходом, предложенным нами, и «адронным» подходом [128]. В последнем подходе квантовые числа и энергия начального состояния определяют динамику промежуточного мезона, константы связи которого с нуклонами и мезонами в настоящее время неизвестны, а массу и ширину

только предстоит с достаточной степенью точности узнать в ходе экспериментов. В нашем подходе единственным параметром, известным с невысокой точностью, является характерный размер инстантона. Независимое определение констант связи  $S_{11}$  должно показать, способен ли адронный подход конкурировать с непертурбативным микроскопическим подходом, предложенным в настоящей работе.

Таким образом, показано, что предложенный механизм рождения  $\eta$ -мезонов вблизи порога в нуклон-нуклонном рассеянии может быть причиной аномально большого выхода реакции в протон-нейтронных столкновениях. Этот механизм связан с существованием в вакууме КХД сильных непертурбативных флуктуаций глюонных полей — инстантонов. Показано, что индуцированное инстантонами кварк-глюонное взаимодействие, по причине сильной зависимости от аромата частиц, способно объяснить высокий выход  $\eta$ -мезонов на пороге в протон-нейтронных столкновениях. Расчет был произведен в рамках простой кварк-дикварковой модели структуры бариона, которая обеспечивает наибольшую ароматную зависимость протон-нейтронного взаимодействия. В то же время указанное усиление выхода  $\eta$ -мезонов в протон-нейтронном рассеянии обеспечивается предложенным фундаментальным механизмом и в рамках других моделей структуры бариона.

Конечный результат для сечения очень чувствителен к размеру инстантона. Это позволяет исследовать значения параметров вакуума КХД с помощью процесса рождения  $\eta$  (и других мезонов) на пороге с большой точностью.

Предложенный механизм должен проявляться в реакциях совместно с другими. Их экспериментальное разделение, в связи с возможностью определения параметров вакуума КХД, может иметь большое значение. Один из способов такого разделения основывается на различной энергетической и угловой зависимости процесса для разных механизмов. В связи с точечноподобной структурой индуцированного инстантонами взаимодействия его зависимость от угла и энергии будет совершенно отличной от этих зависимостей для других механизмов. В приведенном примере рождения  $\eta$ -мезонов будет проявляться также адронный механизм, связанный с резонансом  $S_{11}$ . Угловая и в особенности энергетическая характеристики сечения процесса при рождении промежуточного резонанса будут сильно отличаться от таких зависимостей для точечноподобной инстантонной вершины. Наиболее прямым способом разделения этих двух процессов являются эксперименты с поляризованными пучком и мишенью. В этом случае инстантоны дают большой вклад в двухспиновую асимметрию в связи с сильной спиновой зависимостью взаимодействия 'т Хоофта.

## 9. СТРУКТУРА ВАКУУМА КХД И ПРАВИЛО $\Delta I = 1/2$

Недавние эксперименты подтвердили существование большого  $CP$ -нарушения в распадах  $K \rightarrow \pi\pi$  [139, 140]. Этот эффект довольно трудно объяснить в рамках Стандартной модели [141, 142]. Одним из краеугольных камней этой проблемы является известное правило  $\Delta I = 1/2$ . Это феноменологическое правило связано с наблюдаемым большим усилением слабых распадов с изменением изотопического спина на величину  $\Delta I = 1/2$  по отношению к распадам с  $\Delta I = 3/2$ . Так, эксперимент дает для отношения амплитуд с различным полным изоспином конечных пионов величину  $|A_0|/|A_2| \approx 22$  [147]. Было предложено несколько возможных механизмов этого явления [143–145]. Одним из них является хорошо известный пертурбативный КХД-механизм, возникающий за счет обмена жесткими глюонами [146]. Он возникает от вклада малых расстояний, т. е. больших виртуальностей кварков и глюонов. Максимальное усиление, которое можно получить за счет этого механизма, составляет фактор 4, что примерно в пять раз меньше экспериментальной величины. Другой возможный источник этого правила идет от вкладов взаимодействий кварков на больших расстояниях и связан с эффектами взаимодействия в конечном состоянии. Эти эффекты довольно большие и могут привести к усилению  $A_0$ -амплитуды до уровня половины ее экспериментального значения [148, 149].

В предыдущих разделах было показано, что непертурбативное мультикварковое взаимодействие 'т Хоофта, индуцируемое инстантонами, чрезвычайно чувствительно к ароматам и спиральностям кварков. Как хорошо известно, слабое взаимодействие также обладает уникальными спиральными и ароматными свойствами. Это наблюдение привело к открытию в работе [150] нового механизма усиления слабых распадов в каналах с квантовыми числами, разрешающими вклад взаимодействия через инстантоны [24]. Это взаимодействие имеет ароматные свойства, сильно отличающиеся от пертурбативного глюонного обмена, причем они усиливают взаимодействие только в определенных каналах с вакуумными квантовыми числами подобно  $I = 0$  каналу в слабых распадах. Выше было показано, что эти свойства были определяющими в объяснении многих наблюдаемых нарушений правила ОЦИ. Здесь мы покажем, что тот же самый механизм лежит и в основе правила  $\Delta I = 1/2$ .

**9.1. Вклад инстантонов в нелептонные слабые распады.** Мультикварковое взаимодействие, индуцированное инстантонами, описывается формулой (4). Для оценок будет использована модель инстантонной жидкости для КХД-вакуума [15]. Для кварков с ненулевой виртуальностью  $k_i^2$  вершина (4) должна быть умножена на произведение фурье-образов кварковых нулевых мод в инстантонном поле

$$Z = \prod_i F(k_i^2), \quad (156)$$

которые в сингулярной калибровке имеют вид

$$F(k_i^2) = -x \frac{d}{dx} \{I_0(x)K_0(x) - I_1(x)K_1(x)\}, \quad (157)$$

где  $x = \rho\sqrt{k_i^2}/2$ . Взаимодействие (4) приводит к большому изменению спиральностей кварков на величину  $\Delta Q = 2N_f$ . Это связано с тем, что для каждого кваркового аромата входящий в инстантон кварк должен быть левоспиральным, а выходящий — правоспиральным. Более того, принцип Паули для кварков в нулевых модах в поле инстантона означает, что взаимодействие должно быть антисимметрично относительно перестановок любых входящих и выходящих кварков. Именно это свойство приводит к тому, что одноинстантонный вклад присутствует в слабой  $\Delta I = 1/2$  амплитуде и отсутствует в  $\Delta I = 3/2$  амплитуде (см. рис. 17).

Стандартный  $\Delta S = 1$  слабый эффективный гамильтониан

$$\mathcal{H}_{\text{эфф}}^{\Delta S=1} = \sqrt{2}G_F V_{ud}V_{us}^* \sum_{i=1}^8 C_i(\mu)Q_i(\mu), \quad (158)$$

где  $Q_i$  — операторы с размерностью  $d = 6$  [146], коэффициенты  $C_i(\mu)$  получаются из вычисления вкладов жестких глюонных обменов в слабые ампли-

туды. Масштаб  $\mu \approx 1$  ГэВ в этих вычислениях определяет кинематическую область, где можно верить в законность использования пертурбативной КХД, и является нижним пределом интегрирования по виртуальностям кварков и глюонов в петлях, возникающих при глюонных обменах. Матричные элементы операторов  $Q_i(\mu)$  в (158) обычно вычисляются в рамках непертурбативных подходов, например, с помощью бозонизации кварковых операторов или на решетках.



Рис. 17. Вклад шестикваркового взаимодействия, индуцированного инстантонами, в слабую  $\Delta I = 1/2$  амплитуду

Важным наблюдением является то, что существует дополнительный член в слабом гамильтониане с  $\Delta S = 1$ , возникающий из-за шестикваркового взаимодействия (рис. 17) и соответствующий вкладу оператора размерности  $d = 9$ :

$$Q_{I+I}^{d=9} = \frac{2N_c + 1}{2N_c + 4} \bar{u}_R d_L \bar{s}_R u_L \bar{d}_R d_L + \frac{3}{8(N_c + 2)} \bar{u}_R d_L \bar{s}_R \sigma_{\mu\nu} \bar{u}_L \bar{d}_R \sigma_{\mu\nu} d_L + (-1)^P \text{perm.} (u_R, d_R, s_R) + (R \leftrightarrow L), \quad (159)$$

где  $P$  — число кварковых перестановок. Легко убедиться, что этот оператор дает вклад только в  $\Delta I = 1/2$  переходы, и по сравнению с операторами, индуцируемыми жесткими глюонами (158), новый оператор нарушает сохранение спиральности.

Необходимо уточнить эффективный масштаб для этого оператора. Мы хотим трактовать операторы в (158) как локальные, поэтому интегрирование по кварковым виртуальностям в петле на рис. 17 должно быть ограничено характерным масштабом адронизации  $\tilde{\mu} \approx \Lambda_{\text{QCD}} \approx 1/R \approx m^* = 260$  МэВ, где эффективная масса кварка в инстантонном вакууме  $m^* = -2\pi^2 \rho_c^2 \langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle / 3$ .

**9.2. Вклад инстантонов в распад  $K \rightarrow \pi\pi$ .** Одним из наиболее ярких проявлений правила  $\Delta I = 1/2$  является наблюдаемое огромное (в 22,2 раза) усиление  $K \rightarrow \pi\pi$ -амплитуды  $A_0$  с нулевым изотопическим спином по сравнению с амплитудой  $A_2$  с изоспином 2 для  $\pi\pi$ -состояния.

Диаграмма, дающая вклад в  $K^0$ -распады за счет слабого взаимодействия, возникающего за счет интерференции инстантонного и обычного слабого

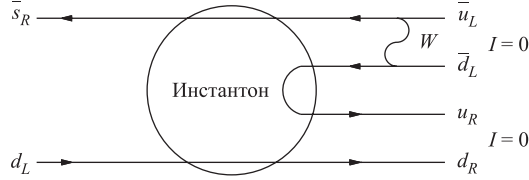


Рис. 18. Вклад шестикваркового взаимодействия, индуцированного инстантонами, в распад  $K^0 \rightarrow \pi\pi$

взаимодействий, изображена на рис. 18. Используем нормировку  $K \rightarrow \pi\pi$ -амплитуды из [142]:

$$\begin{aligned} M_{K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-} &= \sqrt{\frac{2}{3}} A_0 e^{i\delta_0} + \frac{1}{\sqrt{3}} A_2 e^{i\delta_2}, \\ M_{K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0} &= \sqrt{\frac{2}{3}} A_0 e^{i\delta_0} - \frac{2}{\sqrt{3}} A_2 e^{i\delta_2}, \\ M_{K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0} &= \frac{\sqrt{3}}{2} A_2 e^{i\delta_2}. \end{aligned} \quad (160)$$

Вычисление диаграммы на рис. 18 дает для эффективного гамильтониана, отвечающего за распад  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , при  $N_c = 3$  выражение

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{inst}}^{K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-} &= \frac{C_1(\mu)G_F}{\sqrt{2}} V_{ud}V_{us}^* \int d\rho \frac{n(\rho)}{2\pi^2} \left( \frac{4\pi^2\rho^3}{3} \right)^3 \times \\ &\times \int_{\bar{\mu}}^{\mu} dk k F^2(k\rho/2) \bar{u}_R d_L \left\{ \bar{s}_R u_L \bar{d}_R d_L + \frac{3}{32} \left( \bar{s}_R \lambda^a u_L \bar{d}_R \lambda^a d_L - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{3}{4} \bar{s}_R \sigma_{\mu\nu} \lambda^a u_L \bar{d}_R \sigma_{\mu\nu} \lambda^a d_L \right) \right\}, \end{aligned} \quad (161)$$

где  $C_1(\mu)$  — вильсоновский коэффициент при операторе  $Q_1$  с  $I = 0$  в (158), который связан с пертурбативным вкладом для величин виртуальностей кварков между  $\mu$  и  $M_W$ .

Используя соответствующее преобразование Фирца и соотношения, следующие из гипотезы частичного сохранения аксиально-векторного тока,

$$\begin{aligned} \bar{d}\gamma_5 u &= \frac{-i\sqrt{2}F_\pi m_\pi^2}{m_u + m_d} \phi_{\pi^+}, \\ \bar{u}\gamma_5 d &= \frac{-i\sqrt{2}F_\pi m_\pi^2}{m_u + m_d} \phi_{\pi^-}, \\ \bar{s}\gamma_5 d &= \frac{-i\sqrt{2}F_K m_K^2}{m_s + m_d} \phi_{K^0}, \end{aligned} \quad (162)$$

где  $F_\pi = 93$  МэВ, приходим к следующему матричному элементу:

$$M_{K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-} = -C_1(\mu) G_F V_{ud} V_{us}^* \frac{11}{96\pi^2} \left( \frac{F_\pi m_\pi^2}{m_u + m_d} \right)^2 \left( \frac{F_K m_K^2}{m_s + m_d} \right) \times \\ \times \int d\rho n(\rho) \left( \frac{4\pi^2 \rho^3}{3} \right)^3 \int_{\bar{\mu}}^\mu dk k F^2(k\rho/2). \quad (163)$$

Оценим инстантонный вклад, используя модель инстантонной жидкости [66] с плотностью

$$n(\rho) = \frac{n_{\text{eff}}}{(m^*)^3} \delta(\rho - \rho_c), \quad (164)$$

$$n_{\text{eff}} = 1 \text{ фм}^{-4}, \quad \rho_c = 1,6 \text{ ГэВ}^{-1}. \quad (165)$$

В киральном пределе  $m_u = m_d = m_s = 0$  для (163) получаем

$$M_{K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-} = -C_1(\mu) G_F V_{ud} V_{us}^* \frac{11}{12\pi^2 F_\pi^3} n_{\text{eff}} \int_{\bar{\mu}}^\mu dk k F^2(k\rho_c/2), \quad (166)$$

где были использованы соотношения Гелл-Манна–Окса–Риннера

$$F_\pi^2 m_\pi^2 = -m_u \langle 0 | \bar{u}u | 0 \rangle - m_d \langle 0 | \bar{d}d | 0 \rangle, \quad (167)$$

$$F_K^2 m_K^2 = -m_s \langle 0 | \bar{s}s | 0 \rangle - m_d \langle 0 | \bar{d}d | 0 \rangle.$$

Поэтому окончательный результат для вклада шестикваркового инстантонного взаимодействия в амплитуду  $A_0$

$$A_0^{d=9} = -\frac{\sqrt{3} C_1(\mu) G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} V_{us}^* \frac{11}{12\pi^2 F_\pi^3} n_{\text{eff}} \int_{\bar{\mu}}^\mu dk k F^2(k\rho_c/2). \quad (168)$$

С выбранными значениями параметров (165) и величиной  $C_1(1 \text{ ГэВ}) \approx c_1(1 \text{ ГэВ}) - c_2(1 \text{ ГэВ}) \approx 1,9$ , взятой в главном порядке, где  $c_1$  и  $c_2$  — из работы [142] для  $\Lambda_{\overline{MS}}^{(4)} = 215$  МэВ, получаем отношение

$$A_0^{d=9} / A_0^{\text{exp}} = 0,5, \quad (169)$$

где  $A_0^{\text{exp}}$  — экспериментальная амплитуда [152].

Поэтому инстантоны ведут к большому усилению амплитуды  $A_0$  в слабых  $K$ -распадах. Обсудим различные вклады в окончательное число (169), используя как нормировку амплитуду  $A_0$  в пределе большого  $N_C$ :

$$A_0^{N_c \rightarrow \infty} = -\sqrt{\frac{3}{2}} G_F V_{ud} V_{us}^* F_\pi (m_K^2 - m_\pi^2). \quad (170)$$

Коррекция от пертурбативной КХД дает фактор 1,9, в то время как чистый инстантонный вклад дает примерно фактор 2. Мы не должны забывать, что вклад взаимодействия в конечном состоянии, опущенный здесь, должен также увеличить это отношение в сторону согласия с экспериментом.

Возможны также дополнительные члены от операторов более низких размерностей, индуцируемых инстантонами. Наиболее важными здесь являются операторы с размерностью  $d = 6$ . Они появляются в результате редукции шестикваркового взаимодействия к эффективному четырехкварковому взаимодействию вследствие замыкания одной из кварковых линий через кварковый конденсат. В  $SU(3)_f$ -пределе и для  $N_c = 3$  член в лагранжиане с  $\Delta S = 1$  от этого взаимодействия имеет форму (158) с

$$Q_{I+I}^{d=6} = \bar{u}_R d_L \bar{s}_R u_L + \frac{1}{4} \bar{u}_R \sigma_{\mu\nu} d_L \bar{s}_R \sigma_{\mu\nu} u_L - (u_R \leftrightarrow d_R) + (R \leftrightarrow L) \quad (171)$$

и

$$C(\mu)^{d=6} = \frac{2C_1(\mu)n_{\text{эфф}}}{3\langle 0|\bar{q}q|0\rangle^2\pi^2} \int_{\bar{\mu}}^{\mu} dk k F^2(k\rho_c/2). \quad (172)$$

Однако использование метода вакуумного прокладывания [151] показывает, что вклад этого оператора в амплитуду распада  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  обращается в нуль в киральном пределе. Поэтому эти вклады могут быть важны только при учете ненулевых кварковых масс.

Показано, что новый механизм, возникающий из  $N_f = 3$  мультикваркового взаимодействия 'т Хоофта, дает существенный вклад в эмпирическое правило  $\Delta I = 1/2$ , наблюдаемое в  $\Delta S = 1$  слабых распадах. Это инстантонное взаимодействие из-за его очень специфической ароматной зависимости дает аномальное усиление амплитуды  $A_0$  в распадах  $K \rightarrow \pi\pi$ . Более того, наш результат также показывает важность учета вкладов операторов более высокой размерности [153], в частности  $d = 9$ , в слабых распадах.

Наши вычисления проведены в киральном пределе. Очень большой объем работ должен быть проделан для получения надежных результатов вне этого предела. Однако уже наши результаты, полученные в киральном пределе, говорят о чрезвычайной важности инстантонных эффектов в этой области Стандартной модели. Поэтому мы можем заключить, что прямые инстантонные вклады, типа обсужденных здесь, не могут быть опущены в любом серьезном исследовании нелептонных распадов и численно важны в заполнении зазора между теоретической интерпретацией и экспериментальными значениями.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре обсуждалось влияние сложной структуры вакуума КХД на свойства адронов. Основное внимание было уделено эффектам инстантонов —

мощных флуктуаций вакуумных глюонных полей — в адронной спектроскопии и в реакциях с участием адронов. Показано, что специфические кварк-кварковые и кварк-глюонные взаимодействия, индуцированные инстантонами, играют исключительно важную роль в адронной физике. Так, они доминируют в спин-спиновых и ароматных расщеплениях в адронном спектре масс. Очень большие эффекты инстантонов ожидаются в мультикварковых адронах. Изучение кварковой экзотики может пролить свет на структуру вакуума КХД. Инстантоны также приводят к нетривиальной спиновой и ароматной структуре кваркового моря в нуклоне, что объясняет наблюдаемое большое нарушение правил сумм Эллиса–Джаффе и Готтфрида. Мы также обсудили возможное проявление инстантонов в слабых распадах и показали важность их учета в распаде  $K \rightarrow \pi\pi$ . Следует подчеркнуть, что проблема учета непертурбативных эффектов при больших передачах импульса в настоящее время привлекает пристальное внимание многих теоретиков, и поэтому построение микроскопической теории этих эффектов является крайне актуальной задачей.

Автор благодарен своим соавторам А. Е. Дорохову, А. В. Винникову, В. Венто, Х.-Ж. Ли и Д. П. Мину за многолетнее плодотворное сотрудничество. Он также признателен С. Б. Герасимову и Э. А. Кураеву за полезные обсуждения проблем, изложенных в обзоре. Работа поддержана грантами РФФИ 03-02-17291 и 04-02-16445, а также программой «Korean Brain Pool», Корейским исследовательским фондом (KOFST), грант 042Т-1-1.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 't Hooft G., Veltman M. // Nucl. Phys. B. 1972. V. 44. P. 189.
2. Cross D., Wilczek F. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 26. P. 1343;  
Politzer H. D. // Ibid. P. 1346.
3. Kronfeld A. S. hep-ph/0209231.
4. Gluck M. et al. // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 094005;  
Goto Y. et al. // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 034017;  
Altarelli G., Ridolfi G. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1995. V. 39BC. P. 106.
5. Anselmino M., Efremov A., Leader E. // Phys. Rep. 1995. V. 261. P. 1.
6. Ashman J. et al. (EMC Collab.) // Phys. Lett. B. 1988. V. 206. P. 364; Nucl. Phys. B. 1990. V. 328. P. 1.
7. Peng J.-C. hep-ph/0203235.
8. Krisch A. D. // Proc. of the 9th Intern. Symp. on High Energy Spin Physics, Bonn, 1990. P. 20.
9. Schaefer T., Shuryak E. hep-lat/0005025;  
Isgur N., Thacker H. B. // Phys. Rev. D. 2001. V. 64 P. 094507;  
't Hooft G. hep-th/9903189.
10. Okubo S. // Phys. Lett. B. 1963. V. 5. P. 165;  
Zweig G. CERN Report No.8419/TH412. 1964;  
Iizuka J. // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1966. V. 37–38. P. 21.



11. *Nomokonov V. P., Sapozhnikov M. G.* hep-ph/0204259.
12. *Belavin A. A. et al.* // Phys. Lett. B. 1975. V. 59. P. 85.
13. 't Hooft G. // Phys. Rev. D. 1976. V. 14. P. 3432.
14. *Dyakonov D. I., Petrov V. Yu.* // Nucl. Phys. B. 1986. V. 272. P. 457.
15. *Schäfer T., Shuryak E. V.* // Rev. Mod. Phys. 1998. V. 70. P. 1323.
16. *Smith D. A., Teper M. J.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 014505.
17. *De Grand T. et al.* // Phys. Rev. D. 1975. V. 12. P. 2060.
18. *Bogolyubov P. N.* // Ann. Inst. Henri Poincaré. 1968. V. 8. P. 163;  
*Боголюбов П. Н.* // ЯФ. 1967. Т. 5. С. 458; ЭЧАЯ. 1972. Т. 3. С. 144.
19. *Glozman L. Ya., Riska D. O.* // Phys. Rep. 1996. V. 268. P. 263.
20. *Кочелев Н. И.* // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 456.
21. *Дорохов А. Е., Кочелев Н. И.* // ЭЧАЯ. 1992. Т. 23. С. 1192.
22. *Дорохов А. Е., Кочелев Н. И.* // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 135.
23. *Donoghue J. F., Johnson K.* // Phys. Rev. 1980. V. 21. P. 1975.
24. 't Hooft G. // Phys. Rev. Lett. D. 1976. V. 37. P. 8.
25. *Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.* // Nucl. Phys. B. 1980. V. 163. P. 43.
26. *Смилга А. В.* // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 473.
27. *Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.* // Nucl. Phys. B. 1979. V. 147. P. 385; 448; 519.
28. *Ioffe B. L.* // Nucl. Phys. B. 1981. V. 188. P. 175.
29. *Dorokhov A. E., Kochelev N. I.* // Z. Phys. C. 1990. V. 46. P. 281.
30. *Alford M., Rajagopal K., Wilczek F.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 422. P. 427;  
*Rapp R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 53.
31. *Myhrer F. et al.* // Nucl. Phys. A. 1981. V. 362. P. 31.
32. *Geshkenbein B. V., Ioffe B. L.* // Nucl. Phys. B. 1980. V. 166. P. 340.
33. *Shuryak E. V.* // Nucl. Phys. B. 1983. V. 214. P. 237.
34. *Kochelev N. I.* // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 1643; Chinese J. Phys. 1996. V. 34. P. 956.
35. *Dorokhov A. E., Kochelev N. I.* // Z. Phys. C. 1988. V. 37. P. 377.
36. *Dorokhov A. E., Kochelev N. I.* JINR Preprint E2-86-355. Dubna, 1986.
37. *Иоффе Б. Л.* // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 1611.
38. *Ellis J. et al.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 353. P. 319; Nucl. Phys. A. 2000. V. 673. P. 256.
39. *Locher M. P., Lu Y., Zou B.-S.* // Z. Phys. A. 1994. V. 347. P. 281;  
*Buzatu D., Lev F.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 329. P. 143.
40. *Bogolubov P. N., Dorokhov A. E., Kochelev N. I.* // Proc. of VIII Intern. Conf. on Quantum Field Theory. Dubna, 1987. P. 174.
41. *Dorokhov A. E. et al.* // J. Phys. G. 1997. V. 23. P. 643.
42. *Takeuchi S., Oka M.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 1271.
43. *Nakano T. et al. (LEPS Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 012002.
44. *Barmin V. V. et al. (DIANA Collab.)* // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 1715.
45. *Stepanyan S. et al. (CLAS Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 252001.

46. *Barth J. et al. (SAPHIR Collab.) // Phys. Lett. B. 2003. V. 572. P. 127;*  
*Kubarovsky V. et al. (CLAS Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 032001; Erratum // Ibid. 2004. V. 92. P. 049902;*  
*Airapetian A. E. et al. (HERMES Collab.). hep-ex/0312044;*  
*Aleev A. et al. (SVD Collab.). hep-ex/0401024;*  
*Abdel-Bary M. et al. (COSY-TOF Collab.). hep-ex/0403011.*
47. *Troyan Yu. A. et al. hep-ex/0404003;*  
*Aslanyan P. Zh., Emelyanenko V. N., Rikhkvitzkaya G. G. hep-ex/0403044.*
48. *Alt C. et al. (NA49 Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 042003.*
49. *Aktas A. et al. (HI Collab.). hep-ex/0403017.*
50. *Hicks K. hep-ph/0408001.*
51. *Jaffe R. L. SLAC-PUB-1774.*
52. *Strottman D. // Phys. Rev. D. 1979. V. 20. P. 748.*
53. *Praszalowics M. Skyrmions, Anomalies. World Scientific, 1987.*
54. *Chemtob M. // Nucl. Phys. B. 1985. V. 256. P. 600.*
55. *Diakonov D., Petrov V., Polyakov M. // Z. Phys. A. 1997. V. 359. P. 305.*
56. *Ellis J., Karliner M., Praszalowicz M. // JHEP. 2004. 0405. 002.*
57. *Jaffe R. L. hep-ph/0409065.*
58. *Cohen T. D. // Phys. Lett. B. 2004. V. 581. P. 175; hep-ph/0312191;*  
*Pobylitsa P. V. hep-ph/0310221.*
59. *Jaffe R. L., Wilczek F. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 232003.*
60. *Karliner M., Lipkin H. J. // Phys. Lett. B. 2003. V. 575. P. 249; hep-ph/0307243.*
61. *Shuryak E., Zahed I. hep-ph/0310270.*
62. *Carlson C. E. et al. // Phys. Lett. B. 2004. V. 579. P. 52; 2003. V. 573. P. 101;*  
*Close F. E., Dudek J. J. hep-ph/0401192;*  
*Bijker R., Giannini M. M., Santapinto E. hep-ph/0310281;*  
*Glozman L. Ya. // Phys. Lett. B. 2003. V. 575. P. 18;*  
*Cheung K. hep-ph/0308176;*  
*Stancu Fl., Riska D. O. // Phys. Lett. B. 2003. V. 575. P. 242.*
63. *Jennings B. K., Maltman K. hep-ph/0308286.*
64. *Csikor F. et al. // JHEP. 2003. 0311. 070;*  
*Sasaki S. hep-lat/0310014;*  
*Chiu T.-W., Hsieh T.-H. hep-ph/0403020.*
65. *Dorokhov A. E., Kochelev N. I., Zubov Yu. A. // Intern. J. Mod. Phys. A. 1993. V. 8. P. 603.*
66. *Shuryak E. V. // Nucl. Phys. B. 1982. V. 203. P. 93; 116; 140.*
67. *Jaffe R. L. // Phys. Rev. D. 1977. V. 15. P. 267; 281.*
68. *Dorokhov A. E., Kochelev N. I. JINR Preprint E2-86-847. Dubna, 1986; hep-ph/0411362.*
69. *Dorokhov A. E., Kochelev N. I., Zubov Yu. A. // Yad. Fiz. 1989. V. 50. P. 1717; Sov. J. Nucl. Phys. 1989. V. 50. P. 1065; Z. Phys. C. 1995. V. 65. P. 667;*  
*Kochelev N. I. // JETP Lett. 1999. V. 70. P. 491.*
70. *Kochelev N. I., Lee H.-J., Vento V. // Phys. Lett. B. 2004. V. 594. P. 87.*  
*1980. V. 163. P. 43.*

71. *Faccioli P., Shuryak E. V.* // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 114020.
72. *Shuryak E. V., Rosner J. L.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 218. P. 72.
73. *Kochelev N. I.* // Yad. Fiz. 1985. V. 41. P. 456;  
*Dorokhov A. E., Kochelev N. I.* // Yad. Fiz. 1990. V. 52. P. 214.
74. *Oka M., Takeuchi S.* // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 1780.
75. *Loering U., Metsch B. Ch., Petry H. R.* // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 10. P. 395; 447.
76. *Shuryak E. V.* // Rev. Mod. Phys. 1993. V. 65. P. 151;  
*Dorokhov A. E., Kochelev N. I.* // Z. Phys. C. 1990. V. 46. P. 281.
77. *Schäfer T., Shuryak E. V., Verbaarschot J. J. M.* // Nucl. Phys. B. 1994. V. 412. P. 143.
78. *Quigg C., Rosner J. L.* // Phys. Rep. 1979. V. 56. P. 167.
79. *Bai J. Z. et al. (BABAR Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 022001.
80. *Aubert B. et al. (BABAR Collab.)* // Ibid. V. 90. P. 242001;  
*Besson D. et al. (CLEO Collab.)*. hep-ex/0305017;  
*Krokovny P. et al. (BABAR Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 242001.
81. *Fischer H. G., Wenig S.* hep-ex/0401014.
82. *Leader E., Anselmino M.* // Z. Phys. C. 1982. V. 15. P. 19.
83. *Efremov A. V., Teryaev O. A.* JINR Preprint E2-88-287. Dubna, 1988;  
*Altarelli G., Ross G. G.* // Phys. Lett. B. 1988. V. 212. P. 391;  
*Carlitz R. D., Collins J. C., Mueller A. H.* // Ibid. V. 214. P. 229.
84. *Garvey G. T., Peng J.-C.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2001. V. 47. P. 203.
85. *Jaffe R. L., Manohar A.* // Nucl. Phys. 1990. V. 337. P. 501.
86. *Ellis J., Jaffe R. L.* // Phys. Rev. D. 1974. V. 9. P. 1444.
87. *Вайнштейн А. И. и др.* // УФН. 1982. Т. 136. С. 553.
88. *Shifman M. A., Vainshtein V. I., Zakharov V. I.* // Nucl. Phys. 1980. V. 163. P. 46.
89. *Chernyshev S., Nowak M. A., Zahed I.* // Phys. Rev. D. 1996. V. 53. P. 5176.
90. *Shifman M. A., Vainshtein V. I., Zakharov V. I.* // Phys. Lett. 1978. V. 76. P. 471.
91. *Adler S. L.* // Phys. Rev. 1969. V. 177. P. 2426;  
*Bell J. S., Jackiw R.* // Nuovo. Cim. A. 1969. V. 60. P. 47.
92. *Forte S.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 224. P. 189; Nucl. Phys. B. 1990. V. 331. P. 1;  
*Forte S., Shuryak E. V.* // Nucl. Phys. B. 1991. V. 357. P. 153;  
*Ioffe B. L., Karliner M.* // Phys. Lett. B. 1990. V. 247. P. 387.
93. *Dorokhov A. E., Kochelev N. I.* // Mod. Phys. Lett. A. 1990. V. 5. P. 55.
94. *Dorokhov A. E., Kochelev N. I.* // Phys. Lett. B. 1990. V. 245. P. 609.
95. *Dorokhov A. E., Kochelev N. I.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 259. P. 335.
96. *Dorokhov A. E., Kochelev N. I.* // Mod. Phys. Lett. A. 1991. V. 6. P. 1923.
97. *Дорохов А. Е., Кочелев Н. И., Зубов Ю. А.* // ЯФ. 1992. Т. 55. С. 906.
98. *Dorokhov A. E., Kochelev N. I.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 304. P. 167.
99. *Dorokhov A. E., Kochelev N. I., Zubov Yu. A.* // Intern. J. Mod. Phys. A. 1993. V. 8. P. 603.
100. *Дорохов А. Е., Кочелев Н. И.* // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26. С. 5.
101. *Cheng T. P., Kochelev N. I., Vento V.* // Mod. Phys. Lett. A. 1999. V. 14. P. 205.

102. *Kochelev N. I.* // *Phys. Rev. D.* 1998. V. 57. P. 5539.
103. *Dorokhov A. E.* hep-ph/0112332.
104. *Dorokhov A. E., W. Broniowski* // *Eur. Phys. J. C.* 2003. V. 32. P. 79.
105. *Kochelev N. I.* // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 426. P. 149.
106. *Leader E., Sidorov A. V., Stamenov D. B.* // *Eur. Phys. J. C.* 2002. V. 23. P. 479;  
*Altarelli G. et al.* // *Acta Phys. Pol. B.* 1998. V. 29. P. 1145.
107. *Gottfried K.* // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 18. P. 1154.
108. *Allasia D. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1990. V. 249. P. 366.
109. *Baldit A. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1994. V. 332. P. 244.
110. *Hawker E. H. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 80. P. 3715.
111. *Adams D. L. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1991. V. 264. P. 7; *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. P. 2626.
112. *Barone V., Drago A., Ratcliffe P. G.* // *Phys. Rep.* 2002. V. 359. P. 1.
113. *Kane G. L., Pumplin J., Repko W.* // *Phys. Rev. Lett.* 1978. V. 41. P. 1689.
114. *Ефремов А. В., Теряев О. В.* // *ЯФ.* 1984. Т. 39. С. 1517.
115. *Qiu J. W., Sterman G.* // *Nucl. Phys. B.* 1991. V. 353. P. 137; *Phys. Rev. D.* 1999. V. 59. P. 014004.
116. *Sivers D.* // *Phys. Rev. D.* 1991. V. 41. P. 261.
117. *Collins J. C.* // *Nucl. Phys. B.* 1993. V. 396. P. 161.
118. *Anselmino M., Murgia F.* hep-ph/9901442.
119. *Kochelev N. I.* // *JETP Lett.* 2000. V. 72. P. 681.
120. *Ahmedov A. et al.* hep-ph/9902418.
121. *Bourrely C., Soffer J., Leader E.* // *Phys. Rep.* 1980. V. 59. P. 95.
122. *Plouin F., Fleury P., Wilkin C.* // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 65. P. 690;  
*Moskal P. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 80. P. 3202;  
*Zlomanczuk J. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 436. P. 251.
123. *Chiavassa E. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1994. V. 337. P. 192.
124. *Amsler C. et al.* // *Z. Phys. C.* 1993. V. 58. P. 175; *Phys. Lett. B.* 1995. V. 346. P. 363;  
*Weidenauer Z. et al.* // *Z. Phys. C.* 1993. V. 59. P. 387.
125. *Calén H. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1998. V. 58. P. 2667.
126. *Kochelev N. I., Vento V., Vinnikov A. V.* // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 472. P. 247.
127. *Ellis J. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1995. V. 353. P. 319;  
*Gutsche T. et al.* // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.).* 1997. V. 56A. P. 311.
128. *Germond J. F., Wilkin C.* // *Nucl. Phys. A.* 1990. V. 518. P. 308;  
*Laget J. M., Wellers F., Lecolley J. F.* // *Phys. Lett. B.* 1991. V. 257. P. 254;  
*Vetter T. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1991. V. 263. P. 153;  
*Gedalin E., Moalem A., Razdolskaja L.* // *Nucl. Phys. A.* 1998. V. 634. P. 368;  
*Batinic M., Slaus I., Svarc A.* // *Phys. Scr.* 1997. V. 56. P. 321;  
*Wurzinger R. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1995. V. 51. P. R443; *Phys. Lett. B.* 1996. V. 374. P. 283.
129. *Kochelev N. I.* // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 426. P. 149.
130. *Callan C. G., Dashen R., Gross D. J.* // *Phys. Rev. D.* 1978. V. 17. P. 2717;  
*Callan C. G., Dashen R., Gross D. J.* // *Phys. Rev. D.* 1979. V. 19. P. 1826;  
*Novikov V. A. et al.* // *Sov. Phys. Usp.* 1982. V. 25. P. 195.

131. *Voloshin M., Zhakarov V.* // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 688.
132. *Novikov V.A. et al.* // Nucl. Phys. B. 1980. V. 165. P. 55;  
*Shifman M.A.* // Phys. Rep. 1991. V. 209. P. 341.
133. *Anselmino M., Predazzi E.* // Rev. Mod. Phys. 1993. V. 65. P. 1199.
134. *Kochelev N.I.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1985. V. 41. P. 291;  
*Betman R.G., Laperashvili L.V.* // Ibid. P. 298.
135. *Alford M., Rajagopal K., Wilczek F.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 422. P. 427;  
*Rapp R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 53.
136. *Farrar G.R. et al.* // Phys. Rev. D. 1979. V. 20. P. 202.
137. *Donnachie A., Landshoff P.V.* // Nucl. Phys. B. 1988. V. 303. P. 634.
138. *Shifman M.A., Vainstein V.I., Zakharov V.I.* // Phys. Lett. B. 1978. V. 76. P. 471.
139. *Alavi-Harati A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 22.
140. *Fanti V. et al.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 465. P. 335;  
*Gershon T. on behalf of the NA48 Collab.* hep-ex/0101034.
141. *Buras A.J.* hep-ph/0101336.
142. *Buchalla G., Buras A.J., Lantenbacher M.E.* // Rev. Mod. Phys. B. 1996. V. 68. P. 1125;  
*Bertolini S., Fabbrichesi M., Eeg J.O.* // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 65;  
*de Rafael E.* hep-ph/9502254;  
*Bijnens J.* hep-ph/0010265;  
*Lellouch L.* hep-lat/0011088;  
*Bel'kov A.A. et al.* hep-ph/9907335.
143. *Bertolini S.* hep-ph/0001235.
144. *Cheng H.-Y.* // Intern. J. Mod. Phys. A. 1989. V. 4. P. 495.
145. *Bertolini S. et al.* // Nucl. Phys. B. 1998. V. 514. P. 63;  
*Hambye T., Koehler G.O., Soldan P.H.* // Eur. Phys. J. C. 1999. V. 10. P. 271;  
*Wu Y.-L.* hep-ph/0012371.
146. *Vainstein V.I., Zakharov V.I., Shifman M.A.* // JETP. 1977. V. 72. P. 1275;  
*Shifman M.A., Vainstein V.I., Zakharov V.I.* // Nucl. Phys. B. 1977. V. 120. P. 316;  
*Gaillard M.K., Lee B.W.* // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 108;  
*Altarelli G., Maiani L.* // Phys. Lett. B. 1974. V. 52. P. 351.
147. *Donoghue J.F., Golowich E., Holstein B.R.* Dynamics of the Standard Model. Cambridge: Cambridge University Press, 1992.
148. *Pallante E., Pich A.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 319; Nucl. Phys. B. 2000. V. 592. P. 294;  
*Pashos E.A.* hep-ph/9912230;  
*Truong T.N.* hep-ph/0004185.
149. *Buras A.J. et al.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 480. P. 80.
150. *Kochelev N.I., Vento V.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 11601.
151. *Lee B.W., Primack J.R., Treiman S.B.* // Phys. Rev. D. 1973. V. 7. P. 510;  
*Gaillard M.K., Lee B.W.* // Phys. Rev. D. 1974. V. 10. P. 897.
152. *Pich A., Guberina B., de Rafael E.* // Nucl. Phys. B. 1986. V. 277. P. 197.
153. *Cirigliano V., Donoghue J.F., Golowich E.* hep-ph/0007196.