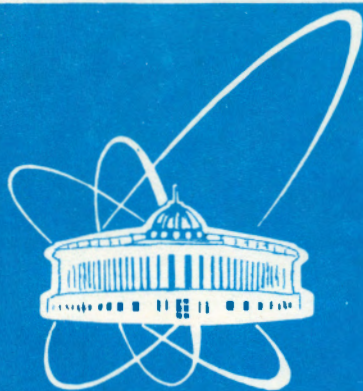


98-343



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-343

P2-98-343

И.В.Аникин, А.Е.Дорохов, А.Е.Максимов, Л.Томио\*

НЕДИАГОНАЛЬНЫЕ ПИОННЫЕ ФУНКЦИИ  
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КВАРКОВ В ЭФФЕКТИВНОМ  
ОДНОИНСТАНТОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

\*Институт теоретической физики, Университет Сан-Пади, Бразилия

1998

## 1 Введение

Важную роль в изучении сложной структуры адронов играют функции распределения (или структурные функции) кварков и глюонов, составляющих данный адрон. Пертурбативная КХД позволяет с помощью операторного разложения и методов ренорм-группы получить эволюцию данных функций с изменением  $Q^2$ . Однако сами эти функции остаются невычисляемыми из первых принципов КХД, поскольку остается нерешенной проблема сильной связи. Такая ситуация служит хорошим стимулом для развития эффективных подходов, которые основываются на фундаментальных положениях КХД и в тоже время позволяют вычислять характеристики, связанные с динамикой на больших расстояниях [1], [2]-[4].

В последнее время много внимания уделяется типу кварковых распределений, которые параметризуют несимметричные адронные матричные элементы  $\langle p' | \dots | p \rangle$  (данные функции распределения называются недиагональными). Недиагональные функции распределения являются обобщениями обычных функций кваркового распределения, т.е. несут больше информации о структуре частиц, и служат своего рода связующим звеном между обычными функциями распределения, измеряемыми в глубоконеупругом рассеянии, и упругими адронными формфакторами.

В данной работе вычисляются недиагональные функции распределения кварков в пионе, соответствующие лидирующему твисту. Для их вычисления предлагается подход, который является бозонизованным вариантом известной модели инстантонной жидкости, развиваемой в течение нескольких лет авторами статей [5]-[7]. Основу модели составляют эффективные кварк-адронные лагранжианы "нелокального" типа, где "нелокальность" генерируется инстантонами. Параметры инстантонного вакуума (эффективный инстантонный размер и кварковая масса) связываются с величинами вакуумного ожидания кварк-глюонных операторов низшей размерности и с низкоэнергетическими пионными наблюдаемыми. Константы взаимодействия кварков с адронами (кон-

кретнее, с пионом) вычисляются из условия равенства нулю константы перенормировки адронных полей (условия связности). Последнее условие гарантирует также выполнение импульсных правил сумм. Особое внимание при формулировке модели уделяется калибровочной инвариантности лагранжианов и кварковых функций Грина во внешнем поле инстантонов и антиинстантонов.

Предлагаемая эффективная модель применима вплоть до относительных импульсов кварка порядка  $p \sim \rho_c^{-1} \approx 0.5 \div 1 \text{ GeV}$ , кварковые распределения также определены при этой нормализационной точке  $\mu_0 \sim \rho_c^{-1}$ .

## 2 Модель

При описании адронных процессов в рамках КХД важную роль играет изучение основного состояния системы. В настоящее время в исследовании сложной структуры вакуума можно выделить три основных направления – это подходы, связанные с применением квазиклассического приближения, подходы, основанные на операторном разложении Вильсона, и решеточные модели. Как хорошо известно, основной трудностью квазиклассических подходов к 3+1-мерной Янг-Миллсовской теории является неприменимость газового приближения при вычислении амплитуды вакуум-вакуумных переходов в поле флуктуаций КХД-вакуума больших размеров. Поскольку в масштабно-инвариантных теориях размеры последних могут принимать сколь угодно большие значения, то бесконечным становится плотность среды из псевдочастиц (инфракрасная катастрофа). В работе [8] авторы предложили один из способов по стабилизации среды из псевдочастиц. Их идея заключалась в том, чтобы использовать вариационный принцип Фейнмана при вычислении статистической суммы КХД на пробном анзаце, представляющем собой суперпозицию инстантонов и антиинстантонов. В результате появлялся новый малый параметр (упаковочный параметр), характеризующий стабильную среду псевдочастиц и точно совпадающий по значению с феноменологическим параметром мо-

дели инстантоны жидкости [6], [7]. В данной работе мы предлагаем некоторое развитие идей [5], основанное на построении эффективных кварк-адронных лагранжианов в рамках процедуры бозонизации 4-фермионного взаимодействия, генерируемого инстантонами.

Заметим, что корректное построение вакуума как стабильной среды из инстантонов и антиинстантонов возможно только в сингулярной калибровке (причем строго фиксированной), где (анти)инстантоны достаточно быстро убывают на бесконечности. Однако при формулировании полностью калибровочно-инвариантного подхода (об этом в следующих разделах) при необходимости можно переходить к другим, более удобным, в зависимости от ситуации, калибровкам.

Запишем производящий функционал КХД (или, в евклидовой сигнатуре, статистическую сумму КХД) в виде [9]

$$Z_{QCD} = \int D\bar{\psi}D\psi \langle \exp(-W^I[\bar{\psi}, \psi]) \rangle, \quad (1)$$

где  $\langle \dots \rangle$  обозначает усреднение по ансамблю (анти)инстантонов, а эффективное фермионное действие имеет вид

$$\begin{aligned} \exp(-W^I[\bar{\psi}, \psi]) &= \exp\left(\int dx \bar{\psi}(x) i \hat{\partial} \psi(x)\right) (im - K^I[\bar{\psi}, \psi]), \quad (2) \\ K^I[\bar{\psi}, \psi] &= \int \int dx dy (\bar{\psi}(x) i \hat{\partial} \Phi_0^I(x)) (\Phi_0^I(y) i \hat{\partial} \psi(y)). \quad (3) \end{aligned}$$

В формуле введено обозначение  $\Phi_0(x)$  для кварковых нулевых мод оператора Дирака во внешнем поле (анти)инстантона. Действие (2) описывает взаимодействие кварков через вершину т'Хофта  $K^I$  [10]. Считается, что вся совокупность топологических сингулярностей представляет собой стабильную среду, напоминающую "жидкость", со средней плотностью (отношение среднего размера к среднему расстоянию между частицами)  $\approx 1/3$  [5]-[8]. Другими словами, среда из псевдочастиц является достаточно разряженной. Кроме того, в работе [8] было показано, что в приближении с бесконечным числом кварковых цветов ( $N_c \rightarrow \infty$ ) функция распределения по размерам  $\rho$  инстантонов имеет острый, дельтаобразный пик около среднего размера инстантона  $\rho_c$ , т.е. все размеры

инстантонов можно заменить на среднее значение. В итоге, вместо усреднения по всему ансамблю псевдочастиц осуществляется независимое усреднение по положению и ориентации отдельного (анти)инстантона. Тогда производящий функционал (1) перепишется в виде

$$Z_{QCD} = \int D\bar{\psi}D\psi \exp\left(\int dx \bar{\psi}(x) i \hat{\partial} \psi(x)\right) \left(im - \overline{K^I[\bar{\psi}, \psi]}\right)^{N_I} \left(im - \overline{K^I[\bar{\psi}, \psi]}\right)^{N_{\bar{I}}}, \quad (4)$$

где черта обозначает усреднение по индивидуальному (анти)инстантону,  $N_I$  ( $N_{\bar{I}}$ ) – число (анти)инстантонов. Итак, в рамках следующих основных приближений:

- корреляция между (анти)инстантонами является малой величиной по упаковочному параметру среды  $\bar{\rho}/\bar{R}$  ( $\bar{\rho}$  – средний размер псевдочастицы,  $\bar{R}$  – среднее расстояние между псевдочастицами),
- в пределе ( $N_c \rightarrow \infty$ ) размеры всех (анти)инстантонов можно считать равными  $\bar{\rho}$

учет вклада многоинстантонной конфигурации сводится к  $N_I$  ( $N_{\bar{I}}$ )-кратному учету одно(анти)инстантонного вклада (эффективное одноинстантонное приближение).

Производящий функционал (4) генерирует нелокальную  $2N_f$ -фермионную вершину, которая в киральном пределе имеет вид

$$V^{I(\bar{I})} = \int d^4 z_{I(\bar{I})} \int dU_{I(\bar{I})} \prod_f K^{I(\bar{I})}[\bar{\psi}_f, \psi_f]. \quad (5)$$

Для частного случая двух кварковых ароматов в лидирующем порядке по  $1/N_c$  производящий функционал КХД (4) имеет следующий вид

$$Z_{QCD} = \int D\bar{\psi}D\psi \exp(-S_{inst}), \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} S_{inst} &= \int dx \bar{\psi}(x) i \hat{\partial} \psi(x) + \int d^4 x \dots d^4 y' K(x, x'; y, y') \frac{1}{4(N_c^2 - 1)} \\ &\left\{ \frac{2N_c - 1}{2N_c} (\bar{\psi}_R(x') \tau^a \psi_L(x)) (\bar{\psi}_R(y') \tau^a \psi_L(y)) + O\left(\frac{1}{N_c}\right) \right\}. \quad (7) \end{aligned}$$

Здесь  $\tau^a = (1, i\vec{\tau})$  – матрица в ароматическом пространстве,  $N_c = 3$  – число кварковых цветов и

$$\psi_{R(L)}(x) = \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \psi(x)$$

есть кварковые поля с определенной киральностью. Данное действие в локальном пределе сводится к хорошо известной модели Намбу – Иона-Лазинио, которая является моделью спонтанного нарушения киральной симметрии и эффективно описывает низкоэнергетическую киральную динамику. Однако в отличие от модели Намбу – Иона-Лазинио (7) обладает естественным параметром регуляризации  $\bar{\rho}^{-1} \sim \Lambda_{cut}$ , и константа четырех-фермионного взаимодействия выражается в терминах физических параметров и плотности инстантон-антиинстантонной среды. Действие (7) инвариантно относительно глобальной группы преобразований киральной симметрии  $U_L(N_f) \otimes U_R(N_f)$  и на квантовом уровне описывает аномалию Адлера – Белла – Джакива, нарушающую  $U_A(1)$ -симметрию.

Интегральное ядро четырехкваркового взаимодействия  $K(..)$  характеризует область нелокальности, которая индуцируется взаимодействием кварков и антикварков с (анти)инстантоном, выражается через  $\Phi_0$  – профильные функции кварковых нулевых мод и зависит от феноменологических параметров вакуума КХД:  $n_c = 1 \text{ fm}^{-4}$  и  $\rho_c = 1.6 - 2 \text{ GeV}^{-1}$ . Важно подчеркнуть, что средний размер инстантонов  $\rho_c$  определяет размеры нелокальности и служит естественным параметром обрезания эффективной низкоэнергетической теории.

Для обеспечения калибровочной инвариантности перейдем от обычных полевых функций к Мандельштамовским полевым функциям [11]

$$\begin{aligned} \psi(x) &\rightarrow E(0, x)\psi(x), \\ E(0, x) &= \text{Pexp}\left(ieQ \int_0^x dz_\mu A_\mu(z)\right), \end{aligned} \quad (8)$$

где  $Q = \text{diag}(2/3, -1/3, -1/3)$ ,  $A_\mu$  – калибровочное поле, P обозначает упорядочение по траектории. Тогда калибровочно-инва-

риантная кварковая функция Грина примет вид

$$\begin{aligned} S_g(x, y) &= \langle \psi(x) E(x, y) \bar{\psi}(y) \rangle = \\ &= \int DA \int D\bar{\psi} D\psi e^{-S_{QCD}(A, \bar{\psi}, \psi)} \bar{\psi}(x) \psi(y) \text{Pexp}\left(ieQ \int_x^y dz_\mu A_\mu(z)\right). \end{aligned} \quad (9)$$

Функциональный интеграл в (9) вычисляется методом Лапласа около одноинстантонной конфигурации, получим

$$S_g(x, y) = \text{tr}_c \left[ \text{Pexp}\left(ieQ \int_0^x dz_\mu A_\mu^I(z)\right) \bar{\Phi}_0(x) \Phi_0(y) \right]. \quad (10)$$

Здесь  $A_\mu^I$  – поле (анти)инстантона,  $\Phi_0$  – нулевая мода кварка в произвольной калибровке. Наиболее простой вид калибровочно-инвариантная кварковая функция Грина (10) имеет в аксиальной калибровке  $n_\mu A_\mu = 0$  ( $n_\mu = y_\mu - x_\mu$ ), поскольку в этой калибровке швингеровский фактор  $E(x, y)$  равен единице. В системе координат, где (анти)инстантон находится в начале координат и вектор  $x - y$  направлен вдоль временной оси при  $\vec{x} = \vec{y} = \vec{z}$ , P-упорядоченная экспонента сводится к обычной экспоненте. Калибровочная функция  $R(x)$ , осуществляющая переход из регулярной калибровки в аксиальную, подробно рассматривалась в [12]. Для кварковых нулевых мод  $\Phi_0^{ax}$ , записанных в аксиальной калибровке, имеем

$$\Phi_0^{ax}(x) = \sqrt{2} \phi^{ax}(x) U^+ = \sqrt{2} \phi(x) R^+(x) U^+, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \phi(x) &= \frac{\rho}{\pi(x^2 + \rho^2)^{3/2}}, \quad R(x) = \exp\left[i\vec{\tau} \hat{x} \alpha(x)\right], \\ \alpha(x) &= \frac{|\vec{x}|}{\sqrt{x^2 + \rho^2}} \arctan \frac{x_4}{\sqrt{x^2 + \rho^2}}, \end{aligned} \quad (12)$$

$U$  – матрица вращения в цветовом пространстве (знак + связан с инстантонной конфигурацией).

Перейдем к линеаризации четырехфермионного нелокального действия (7) при помощи введения вспомогательных полей, которые будут интерпретироваться как мезонные поля. В литературе такая процедура называется бозонизацией.

После явного вычисления интеграла по положению (анти)инстантонов для части действия (7), описывающего взаимодействие, получим в импульсном представлении

$$S_{eff}^{(4)} = \frac{G}{2} \int \prod_{i=1}^4 \frac{dk_i}{4\pi^2 i} f(k_i) \delta(k_1 - k_2 + k_3 - k_4) (\bar{\psi}(k_1) \Gamma \psi(k_2)) (\bar{\psi}(k_3) \Gamma \psi(k_4)), \quad (13)$$

где  $G \simeq (N/V)^{-1}$  – константа четырехфермионного взаимодействия,  $\Gamma$  – соответствующая ароматическая матрица. Функции  $f(k)$  представляют собой нормированные нулевые моды в импульсном представлении, для которых вводится аппроксимация [13]

$$f(k) \approx 2\pi\rho_c \left( 2.25 \exp\{-\rho_c|k|\} - 1.25 \exp\{-3\rho_c|k|\} \right). \quad (14)$$

Выполняя соответствующую замену переменных и переходя обратно в координатное представление, получим действие (13) в виде, наиболее подходящем для выполнения линеаризации

$$S_{eff}^{(4)} = G \int dx (\bar{\Psi}(x) \Gamma \Psi(x))^2, \quad (15)$$

где введены обозначения

$$\Psi(x) = \int dp e^{-ipx} f(p) \psi(p).$$

Без влияния на динамику системы действие (15) заменим на действие

$$S[\varphi] = S_{eff}^{(4)} - \frac{1}{2} \frac{N_c}{g} \int dx \left( \varphi(x) + \frac{g}{N_c} \varphi(x) \Psi(x) \Gamma \Psi(x) \right)^2, \quad (16)$$

где переопределили константу  $g = GN_c$ . Тогда с учетом результата интегрирования по кварковым полям производящий функционал запишется как (для удобства перейдем формально к сигнатуре

Минковского)

$$\begin{aligned} Z[\bar{\eta}, \eta, J] &= \int D\varphi \exp\left(-iN_c \tilde{S}[\varphi] + i \int dx J(x) \varphi(x)\right), \\ \tilde{S}[\varphi] &= \frac{1}{2g} \int dx \varphi^2(x) + i \text{Tr} \ln G(x, y) \\ &\quad - \frac{1}{N_c} \int dx dy \bar{\eta}(x) G^{-1}(x, y) \eta(y), \end{aligned} \quad (17)$$

где введены обозначения:  $\text{Tr}$  – функциональный, групповой и спиновый след,

$$G(x, y) = i \hat{\partial}_x \delta(x - y) - \varphi(x, y), \quad \varphi(x, y) = \int d\xi \varphi(\xi) f(x - \xi) f(\xi - y).$$

Вспомогательные  $\varphi$ -поля интерпретируются как составные мезонные поля. При переходе к действию (17) произошла перестройка вакуумного состояния за счет спонтанного нарушения киральной симметрии [14].

Интеграл по  $\varphi$ -полям в (17) вычисляется при  $N_c \rightarrow \infty$  методом стационарной фазы. Для этого найдем решение  $\varphi_0$  уравнения

$$\frac{\delta \tilde{S}}{\delta \varphi} = 0 \quad (18)$$

и разложим действие (17) в функциональный ряд около этой “точки”, имеем

$$\begin{aligned} Z[\bar{\eta}, \eta, J] &= \exp\left(iN_c \tilde{S}[\varphi_0] - \frac{1}{2} \text{Tr} \ln \tilde{S}''[\varphi_0]\right) \exp\left(iN_c \sum_{n=3}^{\infty} \frac{\tilde{S}^{(n)}[\varphi_0]}{n!} \frac{\delta^n}{\delta J^n}\right) \\ &\quad \exp\left(-\frac{i}{2N_c} \int dx dy J(x) (\tilde{S}''[\varphi_0])^{-1} J(y)\right). \end{aligned} \quad (19)$$

Дифференцирование производящего функционала (19) по токам  $\bar{\eta}, \eta, J$  дает соответствующие функции Грина в различных порядках по  $1/N_c$ . Например, для пропагатора  $\varphi$ -поля в первом порядке по  $1/N_c$  имеем

$$D(x, y) = \frac{1}{i} \frac{\delta^2 Z[\bar{\eta}, \eta, J]}{\delta J(x) \delta J(y)} \Big|_{\bar{\eta}=\eta=J=0} = -\frac{1}{N_c} (\tilde{S}''[\varphi_0])^{-1}(x, y), \quad (20)$$

где

$$\frac{\delta^2 \tilde{S}[\varphi_0]}{\delta\varphi(x)\delta\varphi(y)} = \frac{1}{g}\delta(x-y) - \text{Tr} \frac{f(\xi_1-y)f(y-\xi_2)f(\xi_1-x)f(x-\xi_2)}{(i\hat{\partial}_{\xi_1}\delta(\xi_1-\xi_2) - \varphi(\xi_1, \xi_2))^2} \quad (21)$$

На практике удобнее пользоваться не (17), а представлением для эффективного действия, также описывающим взаимодействие составных полей через кварковые петли, но основанном на кварк-адронном лагранжиане типа  $\varphi(\bar{\psi}\psi)$ . Но для этого необходимо определить физическую константу взаимодействия кварков с адронами. Покажем, как можно найти кварк-адронную константу взаимодействия. Рассмотрим амплитуду  $T_{\bar{\psi}\psi \rightarrow \bar{\psi}\psi}$  упругого фермион-фермионного рассеяния. Предположим, что в результате взаимодействия фермионов образуется связанное состояние – бозон (например,  $\pi$ -мезон) с квантовыми числами пары  $(\bar{\psi}\psi)$ . Другими словами, в амплитуде  $T_{\bar{\psi}\psi \rightarrow \bar{\psi}\psi}$  появляется полюс при  $p^2 = m_M^2$ . Запишем выражение для амплитуды упругого рассеяния фермионов в импульсном представлении

$$T_{\bar{\psi}\psi \rightarrow \bar{\psi}\psi} \sim \Gamma D(p^2) \Gamma, \quad (22)$$

где  $\Gamma$  – соответствующие ароматические и дираковские матрицы.  $D(p^2)$  – мезонный пропагатор (см. (20)), который в импульсном представлении имеет вид

$$D(p^2) = \frac{g}{1 - g\Pi(p^2)},$$

$$\Pi(p^2) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i} f^2(k) f^2(k+p) \text{tr}(\gamma_5 S(k) \gamma_5 S(k+p)). \quad (23)$$

Разложим знаменатель выражения (23) в ряд Тейлора около значения физической массы мезона, получим для амплитуды упругого рассеяния фермионов

$$T_{\bar{\psi}\psi \rightarrow \bar{\psi}\psi} \sim \Gamma \frac{g}{1 - g\Pi(m_M^2) - (p^2 - m_M^2)g\Pi'(m_M^2) - \text{Preg}(p^2)} \Gamma. \quad (24)$$

Из данного выражения видно, что при выполнении условия

$$1 - g\Pi(m_M^2) = 0 \quad (25)$$

в мезонной функции Грина появляется полюс, соответствующий массе физической частицы. Кроме того, полагая в уравнении (25) массу пиона равной нулю, приходим к уравнению массовой щели (“gap”-уравнению), тем самым воспроизводим теорему Голдстоуна.

Перепишем амплитуду упругого рассеяния фермионов в виде

$$T_{\bar{\psi}\psi \rightarrow \bar{\psi}\psi} \sim \Gamma \frac{g_{M\bar{\psi}\psi}^2}{p^2 - m_M^2} \Gamma, \quad (26)$$

где ввели обозначение для физической кварк-мезонной константы взаимодействия  $g_{M\bar{\psi}\psi}^2$ , которая равна

$$g_{M\bar{\psi}\psi}^2 = \frac{1}{\Pi'(m_M^2)}. \quad (27)$$

Последнее равенство принято записывать в виде условия связности [15]-[19]

$$Z_M = 1 - g_{M\bar{\psi}\psi}^2 \Pi'(m_M^2) = 0, \quad (28)$$

где  $Z_M$  является константой перенормировки мезонных полей. Физическим следствием условия  $Z_M = 0$  является то, что мезонное поле всегда находится в “одетом” состоянии. По сути дела, условие связности есть условие сильной связи, поскольку определяет силы, ответственные за образование связанных состояний.

Таким образом, в основе предлагаемого подхода лежат

- эффективные кварк-мезонные лагранжианы взаимодействия, записанные в калибровочно-инвариантном виде

$$\mathcal{L}_M^{\text{int}}(x) = g_{M\bar{\psi}\psi} \int d\xi_1 d\xi_2 f(\xi_1) f(\xi_2) \bar{\psi}(x + \xi_1) E(x + \xi_1, x) \Gamma_M M(x) E(x, x - \xi_2) \psi(x - \xi_2), \quad (29)$$

где  $\Gamma_M$  – ароматическая матрица, соответствующая данному мезону, и

$$E(x, y) = \exp \left\{ ieQ \int_x^y dz_\mu A^\mu(z) \right\},$$

$$Q = \frac{1}{2} \left( \lambda^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} \lambda^8 \right) = \text{diag}(2/3, -1/3, -1/3); \quad (30)$$

- условие связности (28), позволяющее вычислять физические значения констант кварк-адронного взаимодействия и, в дальнейшем, играющее важную роль в доказательстве импульсных правил сумм для распределений.

### 3 Модельные параметры

В этом разделе остановимся на обсуждении модельных параметров. За счет спонтанного нарушения киральной симметрии масса кварка является функцией от импульса, или, другими словами, становится эффективной массой. Получить ее можно, если решить уравнение массовой щели (уравнение Швингера – Дайсона) <sup>1</sup>

$$\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{M^2(k)}{k^2 + M^2(k)} = \frac{n_c}{4N_c}, \quad (31)$$

где  $M(k)$  – эффективная масса кварка,  $n_c$  – плотность инстантонной среды, которая выражается через  $M^2(0)/G$  ( $G$  – постоянная четырехфермионного взаимодействия). Решение уравнения (31) имеет следующий вид

$$M(k) = M(0)f^2(k) = Mf^2(k). \quad (32)$$

Другими важными характеристиками являются величины кваркового конденсата и кварковой виртуальности. Первая играет

<sup>1</sup>Здесь перешили к евклидовой сигнатуре.

роль параметра порядка нарушения киральной симметрии и определяется как непертурбативная часть кваркового пропагатора

$$\langle \bar{q}q \rangle = \lim_{y \rightarrow x} \text{tr} S_F(x - y) = -4N_c \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{M(k)}{k^2 + M^2(k)}. \quad (33)$$

Последняя определяет среднее значение квадрата импульса виртуального кварка и выражается как [20], [21]

$$\lambda_q^2 = \frac{\langle \bar{q}D^2q \rangle}{\langle \bar{q}q \rangle} = -\frac{4N_c}{\langle \bar{q}q \rangle} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} k^2 \frac{M(k)}{k^2 + M^2(k)}. \quad (34)$$

В рамках приближения достаточно разряженной инстантонной среды мы не сделаем большой ошибки, если примем, что  $\langle k^2 \rangle \sim \lambda_q^2 \gg M^2(\lambda_q^2)$ . Значит, в знаменателе подынтегральных функций в (33) и (34) импульсной зависимостью эффективной массы можно пренебречь по сравнению с  $k^2$ . В то же время с учетом вида эффективной массы (32) в числителе выражений (33) и (34) получим для значений кваркового конденсата и кварковой виртуальности, соответственно

$$\langle \bar{q}q \rangle = -\frac{N_c M}{2\pi^2 \rho_c^2}, \quad \lambda_q^2 = \frac{2}{\rho_c^2}. \quad (35)$$

Из равенств (35) выразим параметры инстантонной модели вакуума в терминах фундаментальных параметров вакуума КХД, получим

$$\rho_c^2 = \frac{2}{\lambda_q^2}, \quad M_q = -\frac{4\pi^2 \langle \bar{q}q \rangle}{N_c \lambda_q^2}. \quad (36)$$

Данные формулы дают возможность фиксировать модельные параметры  $\rho_c$  и  $M$  по значениям кваркового конденсата

$$\langle \bar{q}q \rangle \approx -(230 \text{ MeV})^3$$

и кварковой виртуальности

$$\lambda_q^2 = 0.4 \pm 0.2 \div 0.55 \pm 0.05 \text{ GeV}^2,$$

полученным в работах [22]-[24], имеем

$$\rho_c \sim 1.7 \text{ GeV}^{-1}, \quad M \sim 0.3 \text{ GeV}.$$



Совместный анализ вакуумных и низкоэнергетических пионных свойств, проведенный в [13], подтверждает эти оценки и дает допустимую область варьирования параметров

$$\rho_c = 1.5 \div 2.0 \text{GeV}^{-1}, \quad M = 0.22 \div 0.26 \text{GeV}.$$

Заметим, что условие разреженности

$$\eta = M^2(\lambda_q^2)/\lambda_q^2 \ll 1$$

выполняется во всей области изменения параметров.

#### 4 Недиагональные функции распределения

Перейдем к рассмотрению недиагональных функций распределений кварков, которые параметризуют несимметричные адронные матричные элементы непертурбативной природы. Несимметричные адронные матричные элементы возникают, например, при изучении жестких эксклюзивных процессов типа упругих процессов электроорождения. Остановимся на одном таком процессе – глубоковиртуальном комптоновском рассеянии. Данный процесс изображен на рисунке 1, где пион с импульсом  $p$  поглощает виртуальный фотон с импульсом  $q$ , а результатом этого является вылетающий реальный фотон с импульсом  $q' = q + r$  и пион отдачи с импульсом  $p' = p - r$ . Импульс  $q$  рассматривается в глубоковиртуальной кинематической области, другими словами, в пределе Бьеркена  $Q^2 = -q^2 \rightarrow \infty$ ,  $p \cdot q \rightarrow \infty$  при конечном  $Q^2/(p \cdot q)$ .

Будем различать два случая:  $t = 0$  и  $t \neq 0$ , где  $t = r^2$ . Начнем с самого общего второго случая. Запишем выражение для амплитуды комптоновского рассеяния фотона на пионе с импульсами  $p$ ,  $q$  в начальном и  $p'$ ,  $q'$  – конечном состоянии (см. рисунок 1)

$$T_{\mu\nu}(p, q) = \int d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 d\xi_4 \exp(iq\xi_1 - iq'\xi_2 + ip\xi_3 - ip'\xi_4) \frac{\delta^4 S}{\langle \delta A_\mu(\xi_1) \delta A_\mu(\xi_2) \delta M_{(\pi)}(\xi_3) \delta M_{(\pi)}(\xi_4) \rangle_0}. \quad (37)$$

Матрица рассеяния имеет стандартный вид

$$S = T \exp\left(i \int dx [\mathcal{L}_{eff}(x) + \mathcal{L}_{em}(x)]\right). \quad (38)$$

Данной амплитуде соответствует набор диаграмм, основные типы которых изображены на рисунке 2. Диаграммы типа (c) и (d) в бьеркеновском пределе подавлены, поэтому в дальнейшем будем рассматривать только диаграммы типа (a) и (b). Причем диаграмма (a) дает основной вклад в отличие от диаграммы (b).

Общий метод выделения недиагональных функций распределений можно найти в работах [4], [25]. Запишем вклад диаграммы (a) в амплитуду процесса в импульсном представлении

$$T_{\mu\nu}^{(base)}(p, q) = \frac{g_{\pi qq}^2}{4\pi^2} \int \frac{dk}{4\pi^2 i} f(k^2) f^2((k-p)^2) f((k-r)^2) \text{tr}(\gamma_5 S(k-p) \gamma_5 S(k) \gamma_\mu S(k+q) \gamma_\nu S(k-r)). \quad (39)$$

Для вычисления асимптотики при больших  $Q^2$  удобно использовать судаковские переменные. Выберем в качестве светоподобных векторов  $m_\mu$ ,  $n_\mu$  вектора  $p_\mu$  – импульс пиона-мишени ( $p^2 = 0$  для голдстоунской частицы) и  $\hat{n}_\mu = q'/(p \cdot q')$ ,  $q'$  – импульс реального фотона. Тогда разложение векторов примет вид

$$\begin{aligned} p'_\mu &= \zeta p_\mu - \frac{t}{2} \hat{n}_\mu + p'_\mu^\perp, & r_\mu &= \zeta p_\mu + \frac{t}{2} \hat{n}_\mu + r_\mu^\perp, \\ q_\mu &= -\zeta p_\mu + (p \cdot q) \hat{n}_\mu + q_\mu^\perp, & \zeta &= r_{\parallel} \cdot \hat{n} = 1 - p' \cdot \hat{n}, \\ p \cdot q &= p \cdot q' + \frac{t}{2}, \end{aligned} \quad (40)$$

где  $\zeta$  – параметр асимметрии, который в бьеркеновском пределе является аналогом переменной

$$x_B = -\frac{q^2}{2pq} = \frac{Q^2}{2pq}.$$

Подставим данное разложение 4-векторов в выражение (39) и выполним инвариантное интегрирование по  $k$ , получим выражение типа

$$\int \frac{dk}{4\pi^2 i} I_{\mu\nu}(k, p, \hat{n}) = p_\mu \hat{n}_\nu C_1(k, p, \hat{n}) + \hat{n}_\mu p_\nu C_2(k, p, \hat{n}) + g_{\mu\nu} C_3(k, p, \hat{n}), \quad (41)$$



здесь  $I_{\mu\nu}(k, p, \hat{n})$ ,  $C_n(k, p, \hat{n})$ , ( $n = 1, \dots, 3$ ) обозначают определенные типичные функции. В полученном выражении пренебрегаем слагаемыми, которые подавлены в пределе больших  $Q^2$ . Затем, используя интегральное представление единицы

$$\int_{-1}^1 d\tilde{X} \delta(\tilde{X} - k\hat{n}) = 1, \quad (42)$$

получим для амплитуды

$$T_{\mu\nu}(p, q, r) = (p_\mu \hat{n}_\nu + \hat{n}_\mu p_\nu - g_{\mu\nu}) \int_0^1 dX \left( \frac{1}{X - \zeta} - \frac{1}{X} \right) \mathcal{F}_\zeta(X, t). \quad (43)$$

Здесь функция  $\mathcal{F}_\zeta(X, t)$  по определению является вкладом от основного типа диаграмм в недиагональную функцию распределения кварков в пионе и имеет следующий вид

$$\mathcal{F}_\zeta^\Delta(X, t) = \frac{1}{2 - \zeta} \frac{g_{\pi\bar{q}q}^2}{4\pi^2} \int \frac{dk}{2(4\pi^2 i)} f(k) f^2(k - p) f(k - r) \\ \text{tr} \left( \gamma_5 S(k - p) \gamma_5 S(k) \hat{n} \cdot \gamma S(k - r) \right) \delta(X - k\hat{n}) + (X \rightarrow \bar{X}). \quad (44)$$

В выражениях (43), (44) перешли к переменной  $X$ , изменяющейся в интервале от нуля до единицы. По своему физическому смыслу переменная  $X$  есть общая доля импульса первоначального адрона  $p$ . Она может быть представлена как линейная комбинация обычной доли  $x$  импульса  $p$ , определенной для случая нулевого импульса передачи  $r$ , и доли  $y$  ненулевого импульса  $r$ , т.е.  $X = xp + yr$ .

Аналогично случаю основного типа диаграмм выделяются вклады в недиагональную функцию распределения от дополнительных диаграмм (см. рис. 2(b)), имеем

$$\mathcal{F}_\zeta^\circ(X, t) = \frac{1}{2 - \zeta} \frac{g_{\pi\bar{q}q}^2}{4\pi^2} \int \frac{dk}{4\pi^2 i} f(k) f^2(k + p') \\ \int_0^1 d\tau f'((k - r\tau)^2 + r^2\tau(1 - \tau)) \\ \text{tr} \left( \gamma_5 S(k) \gamma_5 S(k + p') \right) \left( 2X - \frac{3}{2}\zeta \right) \\ \left( \delta(X - k\hat{n}) + \delta(X - \zeta + k\hat{n}) \right) + (X \rightarrow \bar{X}). \quad (45)$$

Вычисление структурных интегралов в выражениях (44) и (45) выполняется в евклидовой сигнатуре, где формфакторы  $f(k^2)$  хорошо определены, с использованием

- $\alpha$ -представления для пропагаторов, в основе которого лежит интегральное представление  $\Gamma$ -функции, и интегрального представления для  $\delta$ -функции

$$\frac{1}{A^n} = \frac{1}{\Gamma(n)} \int_0^\infty d\alpha \alpha^{n-1} e^{-\alpha A}, \quad \delta(X) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int_{-\infty}^{+\infty} d\gamma e^{i\gamma X}; \quad (46)$$

- лаплас-образа для вершинных нелокальных формфакторов.

Окончательные формулы в  $\alpha$ -представлении для данных функций приведены в приложении А. Если проинтегрировать сумму функций (44) и (45) по общей доле  $X$ , то получим адронный электромагнитный формфактор (в данном случае пионный)

$$\int_0^1 dX \left( \mathcal{F}_\zeta^\Delta(X, t) + \mathcal{F}_\zeta^\circ(X, t) \right) = \int_0^1 dX \mathcal{F}_\zeta(X, t) = F_\pi(t), \quad (47)$$

где адронный формфактор нормирован на единицу. Поведение функции  $F_\pi(t)$  (см. рис. 4) согласуется с экспериментальными значениями и численно почти полностью совпадает с результатами вычислений в работах [26], [27].

Для получения асимметричных функций распределений (см. определение в [4]) достаточно в формулах (44) и (45) положить квадрат импульса передачи нулю, т.е.  $t = 0$ . Тем самым мы получим семейство функций  $\mathcal{F}_\zeta(X)$  по параметру асимметрии  $\zeta$  (в отличие от функций двойного распределения [4], которые являются универсальными и не зависящими от  $\zeta$ ). Функция  $\mathcal{F}_\zeta(X)$ , как следует из (47), удовлетворяет следующему правилу сумм

$$\int_0^1 dX \mathcal{F}_\zeta(X) = 1 \quad (48)$$

и обладает следующими свойствами. В области  $X \geq \zeta$  возвращающийся в адрон партон переносит положительную долю  $(X - \zeta)p$  от

импульса первоначального адрона. Значит, асимметричную функцию можно трактовать как функцию, подобную обычной функции распределений. В области  $X \leq \zeta$  возвращающийся партон несет отрицательную долю  $(X - \zeta)p$ , следовательно, его можно интерпретировать как выходящий из конечного адрона партон и распространяющийся вместе с партоном, который покинул начальный адрон. Если записать  $X$  как  $X = Y\zeta$ , то можно увидеть, что оба партон (выходящий из начального и выходящий из конечного адрона) теперь будут иметь положительные доли  $Y$  и  $\bar{Y}$  от импульса передачи  $r$ . В этом случае асимметричная функция  $\mathcal{F}_\zeta(X)$  выглядит как амплитуда распада связанного состояния с общим импульсом  $r = \zeta p$  на две составляющие. В частности, модельно-независимым образом можно показать, что асимметричная функция распределения кварков в пионе при  $\zeta = 1$  переходит в волновую функцию пиона. Для этого рассмотрим адронный матричный элемент от произвольного оператора, который параметризуют функции распределений

$$\langle \pi(p') | \mathcal{O}(0) | \pi(p) \rangle. \quad (49)$$

Применяя редукционные соотношения и используя теорему о частичном сохранении аксиального тока, получим

$$\frac{p'^2 - m_\pi^2}{m_\pi^2 f_\pi} \int dx e^{ip'x} \langle 0 | T \partial \cdot A(x) \mathcal{O}(0) | \pi(p) \rangle. \quad (50)$$

Поскольку при  $\zeta = 1$  импульс пиона отдачи  $p'$  равен нулю (см. (40)), то с учетом результата коммутации  $\partial_0$  через  $T$ -произведение получим

$$\frac{1}{f_\pi} \langle 0 | [Q_5(0), \mathcal{O}(0)] | \pi(p) \rangle, \quad (51)$$

где  $Q_5$  – аксиальный заряд. Теперь осталось, используя алгебру токов, вместо произвольного оператора  $\mathcal{O}(0)$  подставить электромагнитный ток, что соответствует нашему случаю. Имеем в итоге

$$\frac{1}{f_\pi} \langle 0 | \mathcal{A}_\mu(x) | \pi(p) \rangle = \phi_\pi(x), \quad (52)$$

где  $\phi_\pi$  есть волновая функция пиона. Таким образом показали, что при единичном параметре асимметрии  $\zeta$  (или, что то же самое, при нулевом импульсе конечного пиона) асимметричная функция  $\mathcal{F}_\zeta(X)$  точно совпадает с волновой функцией пиона. Графики семейства асимметричных функций при различных значениях параметра  $\zeta$  представлены на рисунке 3. Видно, что вклады от дополнительных типов диаграмм с увеличением асимметричного параметра  $\zeta$  уменьшаются (напоминаем, что максимальный вклад от дополнительных диаграмм соответствует случаю  $\zeta = 0$  – примерно 20%).

## 5 Заключение

В данной работе представлены теоретические предсказания недиагональных функций распределений валентных кварков в пионе.<sup>2</sup> Недиагональные функции распределения представляют особый интерес, поскольку они связывают обычные (диагональные) функции распределений с адронными формфакторами. Вычисления выполнены в рамках развиваемой модели, в основе которой лежат (i) калибровочно-инвариантные нелокальные кварк-адронные лагранжианы и (ii) условие связности, позволяющее вычислять физические константы взаимодействий кварков с адронами. Нелокальные вершины полностью генерируются инстантонами и характеризуются средним размером инстантонов. Показано, что выполнение партонных правил сумм для распределения общего импульса адрона между валентными кварками является следствием условия связности и строгого соблюдения калибровочной инвариантности подхода. Параметры инстантонного вакуума, такие как эффективный радиус инстантона и масса кварка, связаны с величинами вакуумных ожиданий кварк-глюонных операторов низшей размерности, а также с низкоэнергетическими наблюдаемыми пиона.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность М.К.

<sup>2</sup>В данной работе учитывается лишь лидирующий твист и пренебрегаются эффектами от кварк-глюонного моря.

Волкову, С.Б. Герасимову, Н.И. Кочелеву, С.В. Михайлову, О.В. Теряеву, В.Л. Юдичеву за многочисленные полезные обсуждения результатов. Работа поддержана грантами РФФИ 96-02-18096 и 96-02-18097, грантом ПЦФИ 95-0-6.3-20 и программой "Гейзенберг-Ландау".

## Приложение А

Параметрическое  $\alpha$ -представление для типовых интегралов в выражениях для кварковых функций распределения при произвольном параметре асимметрии  $\zeta$  имеет вид ( $\tilde{f}_n(\alpha)$  обозначает лаплас-образ от  $n$  степени формфактора)

- Основная диаграмма, изображенная на рисунке 1(а):

$$\mathcal{F}_\zeta^\Delta(X, t) = \frac{1}{2 - \zeta} \frac{g_{\pi qq}^2}{4\pi^2} \mathcal{I}_\zeta^\Delta(\alpha, t)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_\zeta^\Delta(\alpha, t) = & \frac{1}{2} \int_0^\infty d\alpha_1 \dots d\alpha_4 \tilde{f}_1(\alpha_1) \tilde{f}_2(\alpha_2) \tilde{f}_1(\alpha_3) e^{\alpha_4 M^2} \\ & \left( \frac{X e^{\tilde{\alpha}_1 M^2} \Theta(\tilde{\alpha}_1)}{\alpha_2 + \alpha_{34} \zeta} \exp\left(-tX \frac{\alpha_{34}(\alpha_1 + \tilde{\alpha}_1)}{\alpha_2 + \alpha_{34} \zeta}\right) + \right. \\ & \left. \frac{(1 - \zeta) e^{\tilde{\alpha}_2 M^2} \Theta(\tilde{\alpha}_2)}{\alpha_1 + \alpha_{34}(1 - \zeta)} \exp\left(-t(1 - X) \frac{\alpha_{34} \alpha_1}{\alpha_1 + \alpha_{34}(1 - \zeta)}\right) \right) - \\ & \frac{1}{2} \int_0^\infty d\alpha_1 \dots d\alpha_5 \tilde{f}_1(\alpha_1) \tilde{f}_2(\alpha_2) \tilde{f}_1(\alpha_3) \frac{(1 - \zeta)(1 - X) t \alpha_{35} \Theta(\tilde{\alpha}_3)}{(\alpha_{14} + \alpha_{35}(1 - \zeta))^2} \\ & \exp\left(-M^2(\alpha_{45} + \tilde{\alpha}_3) - t(1 - X) \frac{\alpha_{35} \alpha_{14}}{\alpha_{14} + \alpha_{35}(1 - \zeta)}\right). \end{aligned}$$

- Дополнительная диаграмма, изображенная на рисунке 1(б):

$$\mathcal{F}_\zeta^\circ(X, t) = \frac{1}{2 - \zeta} \frac{g_{\pi qq}^2}{4\pi^2} \left( \mathcal{I}_\zeta^{\circ(1)}(\alpha, t) + \mathcal{I}_\zeta^{\circ(2)}(\alpha, t) \right),$$

где

$$\mathcal{I}_\zeta^{\circ(1)}(\alpha, t) = \int_0^\infty d\alpha_1 \dots d\alpha_3 \alpha_3 \tilde{f}_1(\alpha_1) \tilde{f}_2(\alpha_2) \tilde{f}_1(\alpha_3) \int_0^1 d\tau \frac{2X - 1.5\zeta}{\alpha_3 \zeta \tau - \alpha_2(1 - \zeta)}$$

$$\left( \Theta(\hat{\alpha}_1) \exp \left( \hat{\alpha}_1 M^2 - t\tau\alpha_3 \frac{\alpha_1 + \hat{\alpha}_1 + \alpha_3(1-\tau)}{\alpha_{123} + \hat{\alpha}_1} \right) + \Theta(\hat{\alpha}_2) \exp \left( \hat{\alpha}_2 M^2 - t\tau\alpha_3 \frac{\alpha_1 + \hat{\alpha}_2 + \alpha_3(1-\tau)}{\alpha_{123} + \hat{\alpha}_2} \right) \right),$$

$$\mathcal{I}_\zeta^{(2)}(\alpha, t) = \int_0^\infty d\alpha_1 \dots d\alpha_3 \alpha_3 \tilde{f}_1(\alpha_1) \tilde{f}_2(\alpha_2) \tilde{f}_1(\alpha_3) \int_0^1 d\tau \frac{2X - 1.5\zeta}{\alpha_{13}(1-\zeta) + \alpha_3\zeta\tau} \left( \Theta(\hat{\alpha}_3) \exp \left( \hat{\alpha}_3 M^2 - t\tau\alpha_3 \frac{\alpha_1 + \alpha_3(1-\tau)}{\alpha_{123} + \hat{\alpha}_3} \right) + \Theta(\hat{\alpha}_4) \exp \left( \hat{\alpha}_4 M^2 - t\tau\alpha_3 \frac{\alpha_1 + \alpha_3(1-\tau)}{\alpha_{123} + \hat{\alpha}_4} \right) \right).$$

Введенные обозначения:

$$\begin{aligned} \alpha_{n_1 \dots n_i} &= \alpha_{n_1} + \dots + \alpha_{n_i}, \\ \tilde{\alpha}_1 &= \alpha_2 \frac{1-X}{X} - \alpha_{34} \frac{X-\zeta}{X} - \alpha_1, \\ \tilde{\alpha}_2 &= \alpha_1 \frac{X}{1-X} + \alpha_{34} \frac{X-\zeta}{1-X} - \alpha_2, \\ \tilde{\alpha}_3 &= \alpha_{14} \frac{X}{1-X} + \alpha_{35} \frac{X-\zeta}{1-X} - \alpha_2, \\ \hat{\alpha}_1 &= \alpha_3 \frac{\zeta\tau - X}{X} - \alpha_2 \frac{1-\zeta+X}{X} - \alpha_1, \\ \hat{\alpha}_2 &= -\alpha_3 \frac{\zeta(1-\tau) - X}{\zeta - X} - \alpha_2 \frac{1-X}{\zeta - X} - \alpha_1, \\ \hat{\alpha}_3 &= -\alpha_3 \frac{\zeta(1-\tau) - X}{1-X} - \alpha_1 \frac{\zeta - X}{1-X} - \alpha_2, \\ \hat{\alpha}_4 &= -\alpha_3 \frac{X - \zeta\tau}{1-\zeta+X} - \alpha_1 \frac{X}{1-\zeta+X} - \alpha_2. \end{aligned}$$

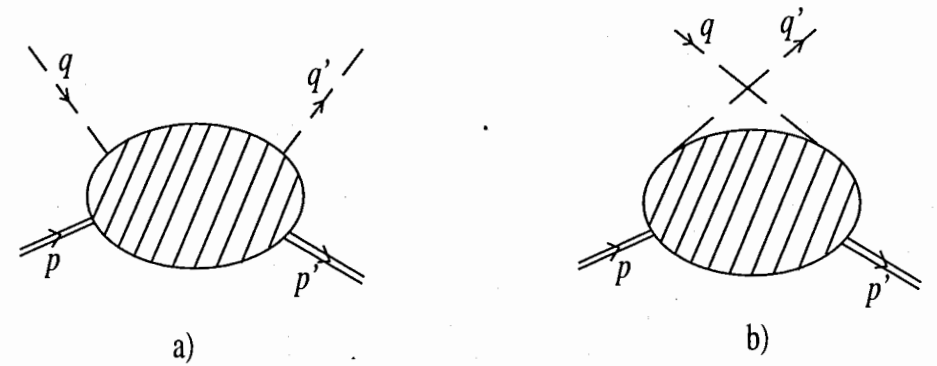


Рис. 1. Комptonовское рассеяние виртуального фотона с импульсом  $q$  на пионе с импульсом  $p$ .

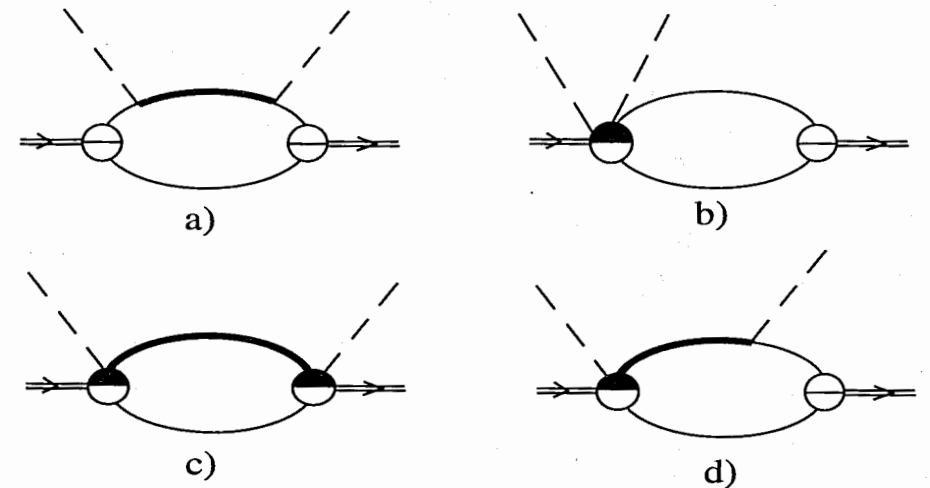


Рис. 2. Диаграммы, соответствующие амплитуде комptonовского рассеяния: (a) - основной тип, (b) - (d) - дополнительный тип.

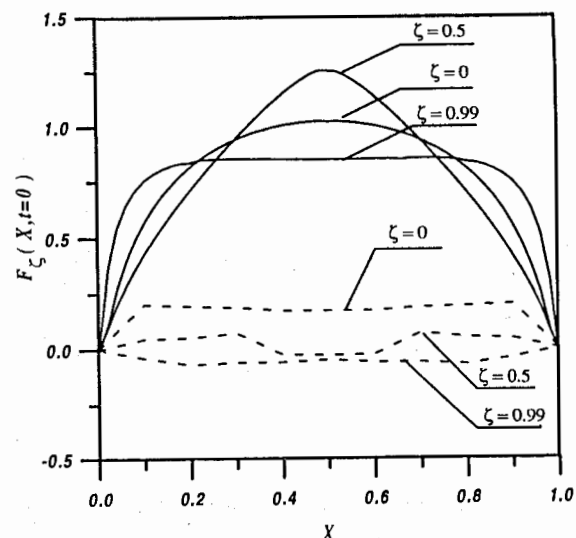


Рис. 3. Семейство кривых асимметричной функции распределения при различных значениях параметра асимметрии  $\zeta$ . Сплошной линией обозначен суммарный (основные + дополнительные диаграммы) вклад в функцию распределения, пунктиром обозначен вклад дополнительных диаграмм.

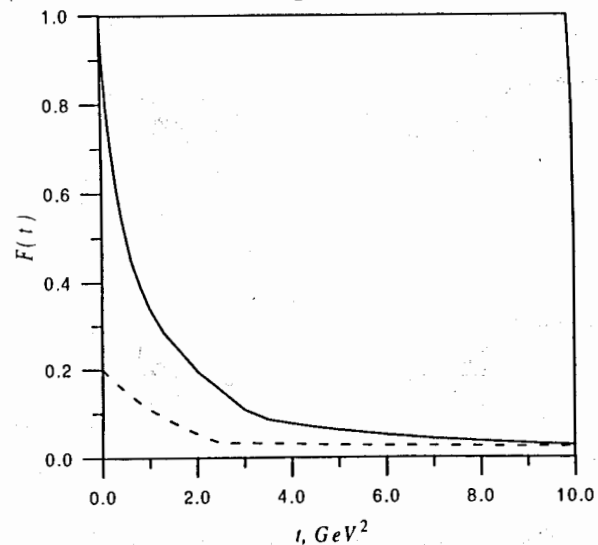


Рис. 4. Электромагнитный формфактор пиона. Сплошной линией обозначен суммарный вклад от основных и дополнительных диаграмм, пунктиром – вклад от дополнительных диаграмм.

## References

- [1] C.Best et al, *Phys. Rev.* **D56** (1997) 2743.
- [2] A.V. Belitsky, *Phys. Lett.* **B386** (1996) 359.
- [3] V.M.Belyaev, M.B. Jonhson, *Phys. Rev.* **D56** (1997) 1481.
- [4] A.V.Radyushkin, hep-ph/9704207
- [5] D.I.Diakonov, V.Yu.Petrov, *Zh.E.T.Ph.* **89** (1985) 361.
- [6] E.V.Shuryak, *Nucl.Phys.* **B203** (1982) 93, 116, 140;
- [7] E.V.Shuryak, *Nucl.Phys.* **B214** (1983) 237.
- [8] D.I.Diakonov, V.Yu.Petrov, *Nucl.Phys.* **B245** (1984) 259.
- [9] D.I.Diakonov, Lectures at the Enrico Fermi School in Physics, Varenna, June 27 - July 7, 1995.
- [10] G. 't Hooft *Phys. Rev.* **D14** (1976) 3432.
- [11] S. Mandelstam, *Ann. Phys.* **19** (1962) 1, 25.
- [12] M.Hutter, LMU 95-03, February 1995.
- [13] A.E.Dorokhov, L. Tomio, hep-ph/9803329
- [14] M.K. Volkov *Ann. Phys. (NY)* **157** (1984) 228; *Sov. J. Part. Nucl. Phys.* **17** (1986) 186.
- [15] B. Jouviet *Nouvo Cim.* **5** (1956) 1133.
- [16] M.T. Vaughn, R. Aron, R.D. Amado *Phys. Rev.* **124** (1961) 1258.
- [17] A. Salam *Nouvo Cim.* **25** (1962) 224.
- [18] S. Weinberg *Phys. Rev.* **130** (1963) 816.
- [19] K. Hayashi et al *Fort. der Phys.* **15** (1967) 625.
- [20] S.V. Mikhailov and A.V. Radyushkin *Sov. J. Nucl. Phys.* **49** (1989) 494;

- [21] S.V. Mikhailov and A.V. Radyushkin Phys. Rev. **D45** (1992) 1754.
- [22] T.Schäfer, E.V.Shuryak hep-ph/9610451
- [23] V.M.Belyaev, B.L.Ioffe Sov. Phys. JETP **56** (1982) 493
- [24] M.Kramer, G.Schierholtz Phys. Lett. **B194** (1987) 283
- [25] X.Ji, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 610.
- [26] I.Anikin et al, Zeit. für Phys. **C65** (1995) 681.
- [27] I.Anikin et al, Phys. of At. Nuclei **57(6)** (1994) 1021

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 декабря 1998 года.

Аникин И.В. и др.

P2-98-343

Недиагональные пионные функции распределения кварков  
в эффективном одноинстантонном приближении

Рассматриваются непертурбативные функции, параметризующие недиагональные адронные матричные элементы кварковых операторов лидирующего твиста на световом конусе. Вычисления данных функций проводятся в рамках предлагаемой релятивистской кварковой модели с учетом нетривиальной структуры вакуума КХД, где специальное внимание уделено калибровочной инвариантности. Адроны трактуются как связанные состояния кварков, а сильные кварк-адронные вершины описываются эффективными лагранжианами взаимодействия, генерируемыми инстантонами. Параметры инстантонного вакуума, эффективный радиус инстантона и масса кварка связаны с величинами вакуумных ожиданий кварк-глюонных операторов низшей размерности, а также с низкоэнергетическими наблюдаемыми пиона.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1998

Перевод авторов

Anikin I.V. et al.

P2-98-343

Off-Diagonal Quark Distribution Functions of Pion  
within Effective Single Instanton Approximation

The nonperturbative functions parametrizing off-diagonal hadron matrix elements of light-cone leading-twist quark operators are considered. Given functions are calculated in the framework of the presented relativistic quark model with nontrivial structure of QCD vacuum in which the gauge invariance is taken into account. Hadrons are treated as bound states of quarks and the strong quark-hadrons vertices are described by instanton-induced effective Lagrangians of the interaction. The parameters of instanton vacuum, the effective instanton radius and the constituent quark mass are related to the quantity of vacuum expectations of the lowest dimension quark-gluon operators and the low-energy observables of pion.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1998