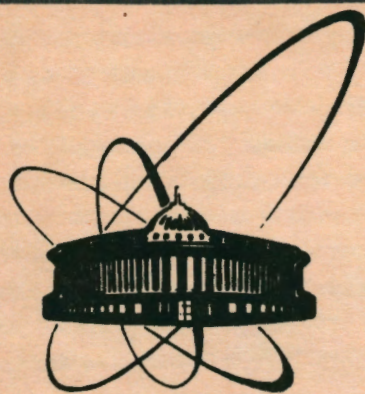


92-387



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-92-387

С.В.Михайлов

НЕЛОКАЛЬНЫЙ ГЛЮОННЫЙ КОНДЕНСАТ
В КХД ПРАВИЛАХ СУММ
ДЛЯ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1992

1. Введение

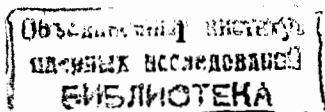
Работа посвящена изучению эффектов нелокальности глюонного конденсата в двухтоковых правилах сумм (ПС) для волновых функций (ВФ) пиона (и других легких мезонов). Нелокальный вакуумный конденсат впервые, по-видимому, был введен в работах [1], а экспоненциальный закон его спада по координатам получен в решеточных расчетах [2]. За истекшее время пришло осознание принципиальной важности нелокальности конденсата (НК) для описания разных, существенно непертурбативных адронных характеристик и свойств: волновых функций, электромагнитных формфакторов, структуры потенциала тяжелых кваркониев, рассеяния адронов, конфайнмента. Перечислим некоторые вехи исследований.

В работе [3] была установлена доминирующая роль нелокальности кваркового конденсата для определения ВФ мезонов методом КХД ПС. В эвристически ценной работе [4] и в последующих работах [5] глюонный (а затем и кварковый) НК использовался для моделирования померонного обмена в адрон-адронном рассеянии при малых t . В серии замечательных работ V.Simonov, G.Dosch [6] и Симонова [7] при довольно общих предположениях о глюонном НК были установлены свойства вильсоновских петель и воспроизведен растущий потенциал для тяжелых кваркониев. На этом основании были продолжены вычисления адрон-адронного рассеяния [8] с учетом неабелевости взаимодействия. В работах [9],[10] были найдены прямые феноменологические проявления нелокальности кварковых конденсатов для формфакторов жестких процессов $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \pi^0$ и $\gamma^*\pi^0 \rightarrow \pi^0$ соответственно. Наконец, в работе [11] была получена функция Исгура-Вайса для легко-тяжелой системы, вид которой почти полностью определяется кварковым НК. Для барионов этот подход применен в работе [12].

Однако в работах по КХД ПС с пионом вклад глюонного НК либо отсутствует, либо фигурирует в модельной форме [3, 9, 10], что оправдывалось лишь его численной малостью. Так, например, глюонный вклад в волновую функцию пиона твиста 2- $\Phi_G(x)$ модифицировался из стандартного выражения [3, 13]

$$\frac{(\alpha_s G^2)}{24\pi} \left\{ \frac{\delta(x) + \delta(1-x)}{M^2} \rightarrow \frac{\delta(x - \lambda_G^2/M^2) + \delta(1-x - \lambda_G^2/M^2)}{M^2} \right\} = f_\pi^2 \Phi_G^{mod}(1.1)$$

по аналогии с простейшим механизмом изменения кваркового вклада от НК. Здесь λ_G^2 - средняя виртуальность "вакуумных глюонов", x - доля продольного импульса одного из кварков мезона.



Данная статья имеет как теоретическую, так и техническую цели, являясь естественным продолжением работ [3, 9, 13], в которых исследовались эффекты нелокальности кварковых конденсатов. С одной стороны, будет предложено приближенное решение для $\Phi_G(x)$ пиона, позволяющее обосновать применение формулы (1.1) для вычисления моментов $\langle \xi^N \rangle_G = \int_0^1 \Phi_G(x)(2x-1)^N dx$. Достоинство этого решения – явное отделение общего вида решения от проблемы выбора конкретного анзаца для глюонного НК. С другой стороны, будет подробно рассмотрена техническая сторона расчетов. Подобная техника может быть применена и к другим процессам, где роль глюонных конденсатов очень велика, таких, например, как ГНР фотонов [14]. Тогда учет нелокальности должен существенно влиять на полный результат (а в конкретном примере и расширить область применимости оценки для структурной функции F_2). Отметим, что в дальнейшем мы будем работать с ПС непосредственно для ВФ, как это было предложено в [3] (впервые такой подход рассматривался в [15]). Это достигается применением борелевского ($\tilde{B}_{(M^2)}$) и обратного меллиновского ($\tilde{M}_{(x)}$) преобразований к обычным корреляторам еще до проведения интегрирования в петлях (см. формулы приложения В).

Следующий раздел носит предварительный характер. Следуя [6, 7], мы рассматриваем структуру глюонного двухточечного конденсата. В третьем разделе исследуется скалярная модель "глюонного вклада" в $\Phi_G(x)$, выявляющая некоторые важные свойства КХД-случая. В четвертом разделе, в качестве иллюстрации техники, воспроизводится известный результат для стандартного вклада в $\Phi_G(x)$ в нижайшей размерности по конденсатам (G^2). Затем вычисляется вклад от нелидирующей размерности и устанавливаются его симметричные свойства для абелевой и неабелевой частей. Наконец, в разделе 5 проводятся оценка вклада в $\Phi_G(x)$ от неабелевой части НК и его численное сравнение с формулой (1.1). В заключении перечислены основные результаты статьи.

2. Тензорная структура нелокального глюонного конденсата

Нашей задачей здесь будет вычисление коррелятора для $\Phi_\pi(x)$ в конденсатном глюонном поле A_μ . В первом исчезающем порядке взаи-

модействие глюонного конденсата с кварковыми токами учитывается с помощью дополнительной "непертурбативной части" у обычного причинного пропагатора, возникающей как коррелятор глюонных полей по непертурбативному вакууму:

$$(: A_\mu^a(y) A_\nu^b(z) :) = \frac{\delta^{ab}}{(N_c^2 - 1)} D_{\mu\nu}(y, z) .$$

В калибровке Фока-Швингера (ФШ) [16] ($y^\mu A_\mu^a(y) = 0$) для $D_{\mu\nu}$ получаем известное представление

$$D_{\mu\nu}(y, z) = \int_0^1 dt ds y^\rho z^\sigma \cdot (: G_{\mu\rho}^a(yt) G_{\nu\sigma}^a(zs) :) . \quad (2.1)$$

В неабелевом случае коррелятор под интегралом в (2.1) не является, конечно, калибровочно-инвариантным, так как у напряженностей раздвинуты аргументы. Однако в ФШ-калибровке этот коррелятор совпадает с калибровочно-инвариантным коррелятором $K_{\mu\rho, \nu\sigma}$, в котором напряженности соединены P -упорядоченной экспонентой

$$(: G_{\mu\rho}^a(v) \tilde{E}^{ab}(v, 0, u) G_{\nu\sigma}^b(u) :) = \frac{\langle G^2 \rangle}{D(D-1)} K_{\mu\rho, \nu\sigma}(v, u) . \quad (2.2)$$

Здесь $\langle G^2 \rangle = (: G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a :)$, D – размерность пространства, $\tilde{E}^{ab}(v, 0, u) = \text{Pexp}\{ig \int_C \tilde{A}_\gamma(z) dz \gamma\}^{ab}$, \tilde{A}_γ^{ab} – глюонное поле в присоединенном представлении, C – контур, соединяющий точки v, u и проходящий через точку фиксации калибровки. В нашем случае этот контур – ломаная с вершинами $v, 0, u$, тогда $\tilde{E}^{ab}(v, 0, u) = \delta^{ab}$. Далее мы будем рассматривать именно коррелятор $K_{\mu\rho, \nu\sigma}(v, u)$, допускающий, в силу калибровочной инвариантности, физически осознанные анзацы. Объекты типа (2.2) подробно исследовались в серии работ [6] и [7], где было предложено общее представление для $K_{\mu\rho, \nu\sigma}$ через два формфактора D и D_1 :

$$K_{\mu\rho, \nu\sigma}(v, u) = Q_{\mu\rho, \nu\sigma} \cdot (D(v, u) + D_1(\Delta^2)) + P_{\mu\rho, \nu\sigma} \cdot \frac{dD_1(\Delta^2)}{d(\Delta^2)} \quad (2.3)$$

$$Q_{\mu\rho, \nu\sigma} = g_{\mu\nu} g_{\rho\sigma} - g_{\rho\nu} g_{\mu\sigma}; \quad \Delta = u - v;$$

$$P_{\mu\rho, \nu\sigma} = g_{\rho\sigma} \Delta_\mu \Delta_\nu + g_{\mu\nu} \Delta_\rho \Delta_\sigma - g_{\rho\nu} \Delta_\mu \Delta_\sigma - g_{\mu\sigma} \Delta_\rho \Delta_\nu.$$

Как было показано в [7], члены, пропорциональные D_1 , автоматически удовлетворяют абелевым тождествам Бьянки и выражают собою "абелеву часть" коррелятора. Эти же члены не обеспечивают закон площадей в петле Вильсона [6], а дают вклады типа периметра. Наоборот, член с

$D(v, u)$ выражает "неабелеву часть" коррелятора, нарушает абелевы тождества Бьянки и приводит к закону площадей. Разложение по вакуумным средним (ВС) для $K_{\mu\rho, \nu\sigma}$ до размерности 6 известно давно [19] и дает для формфакторов D и D_1 выражения:

$$D(v, u) = \frac{\langle gfG^3 \rangle}{\langle G^2 \rangle} \cdot \frac{\Delta^2}{4} + \dots; \quad D_1(\Delta^2) = 1 - \frac{\langle g^2 j^2 \rangle}{\langle G^2 \rangle} \cdot \frac{\Delta^2}{6} + \dots \quad (2.4)$$

Таким образом, в нелидирующей размерности формфакторы выражаются через два ВС: $\langle g^2 j^2 \rangle \equiv \langle g^2 j_\mu^a j_\mu^a \rangle$, $\langle gfG^3 \rangle \equiv \langle gf^{abc} G_{\mu\nu}^a G_{\nu\rho}^b G_{\rho\mu}^c \rangle$, последний подтверждает неабелев характер формфактора D . Отметим, что если точка 0 (точка фиксации калибровки) лежит на прямой, соединяющей v, u , то очевидно $D(v, u) = D(\Delta)$. В иных случаях трансляционная инвариантность D нарушается калибровочным условием. Коэффициенты при $\Delta^2/4$ в D и D_1 задают характерные масштабы убывания корреляторов с Δ^2 [7], неабелев $-\lambda_{NA}^2$ и абелев $-\lambda_A^2$ соответственно:

$$\frac{dD}{d\Delta^2} \sim \lambda_{NA}^2 = \frac{\langle gfG^3 \rangle}{\langle G^2 \rangle} > 0; \quad \frac{dD_1}{d\Delta^2} \sim \lambda_A^2 = -\frac{2\langle g^2 j^2 \rangle}{3\langle G^2 \rangle} > 0. \quad (2.5)$$

Ниже эти два случая будут рассмотрены отдельно. Здесь лишь отметим, что использование только неабелевой части $D(v, u) \approx D(\Delta^2)$ коррелятора $D_{\mu\nu}$, что систематически проводится, например, в работах [8], должно приводить к явно калибровочно-неинвариантным результатам (см. раздел 4).

Каковы численные оценки для обратных корреляционных длин λ_A и λ_{NA} ? Величина абелева масштаба λ_A^2 выражается через ВС низких размерностей, поэтому известна с той же точностью:

$$\lambda_A^2 = -\frac{2\langle g^2 j^2 \rangle}{3\langle G^2 \rangle} \approx \frac{8}{9} g^2 \frac{\langle \bar{u}u \rangle^2}{\langle G^2 \rangle} \approx 0.03 - 0.04 \text{ ГэВ}^2 \quad (2.6)$$

и мала по сравнению с λ_q^2 . Для неабелева масштаба существует целый спектр оценок. Так, следуя формулам работы [6] для натяжения струны $\sigma = 1/(2\pi) \text{ ГэВ}^2$ в случае гауссова анзаца для $D(u, v)$, получим

$$\lambda_{NA}^2 = 0.017 \text{ ГэВ}^4 \frac{2}{\sigma} \approx 0.21 \text{ ГэВ}^2. \quad (2.7)$$

С другой стороны, естественно было бы предположить, что средние виртуальности вакуумных кварков и глюонов равны, т.е.

$$\lambda_q^2 = \frac{\langle GG_{;\alpha;\alpha} \rangle}{\langle G^2 \rangle}, \text{ тогда с учетом (2.6), } \lambda_{NA}^2 \approx \lambda_q^2/2.$$

Это дает примерно ту же оценку для λ_{NA}^2 (при нижней оценке для $\lambda_q^2 \approx 0.4 \text{ ГэВ}^2$ [20]), что и в (2.7). Из модели померонного обмена авторы работы [5] получили значительно большее значение $0.52 \leq \lambda_{LD}^2 \leq 2.6 \text{ ГэВ}^2$. Близкая к этому оценка была получена в недавних расчетах на решетке [2] $\lambda_L^2 \approx 3.2 \text{ ГэВ}^2$.

3. Простая скалярная модель глюонного вклада

Так как полные вычисления в КХД весьма громоздки, основные идеологические и технические элементы расчета глюонного вклада удобно проследить на примере простой скалярной модели. Точно так же, как и в случае скалярных "кварковых" конденсатов, рассмотренных в работе [3] (см. раздел 2 там), оценим здесь роль "глюонных" поправок к коррелятору скалярных токов $j_N =: \psi^*(in\partial)^N \psi$, имитирующему "глюонный" вклад $\Phi_G(x)$ для ВФ "пиона", состоящего из пары скалярных кварков:

$$\Phi_g(x) \sim \hat{B}_{(P^2 \rightarrow M^2)} \hat{M}_{((nk)^N \rightarrow \delta(x-nk))} \frac{i}{(np)^N} \int e^{ipz} (j_N(0)j_0(z)) d^D z. \quad (3.1)$$

Здесь n - произвольный светоподобный вектор, в дальнейшем положим для удобства $np = 1, P^2 = -p^2 > 0$.

Лагранжиан взаимодействия скалярных глюонов ϕ с кварковым комплексным безмассовым полем ψ (ψ^*) зададим в трилинейной форме

$$L_{int} = [g\psi^*\psi \cdot \phi]_D, \text{ где } D - \text{ размерность пространства.}$$

Для дальнейшего достаточно рассмотреть только вклад диаграмм на рис.1, где прерывистой линией показан глюонный конденсат $\langle :g^2\phi(z)\phi(0): \rangle$.

В случае локального конденсата $\langle :g^2\phi(z)\phi(0): \rangle \rightarrow \langle :g^2\phi(0)\phi(0): \rangle$ результат для борелизованного коррелятора в (3.1) (пропорционального $\Phi_g(x)$) оказывается сингулярным при $x = 0, 1$ и нормировка $\Phi_g(x)$ отсутствует (см. приложение А, формулы (A.1, A.2); здесь и далее $\bar{x} \equiv 1 - x$, общий фактор $\langle :g^2/4\pi^2 \rangle \phi(0)\phi(0) \equiv \langle \phi^2 \rangle$ будем опускать).

$$D = 4$$

$$D = 6$$

$$\Phi_g(x) \sim -\frac{1}{2M^4} \frac{1}{x^2} + (x \rightarrow \bar{x})$$

$$\frac{1}{2M^2} \frac{\bar{x}}{x} + (x \rightarrow \bar{x}) \quad (3.2)$$

Этот эффект - следствие "формального" применения процедуры факторизации вкладов от малых расстояний (коэффициентные функции)

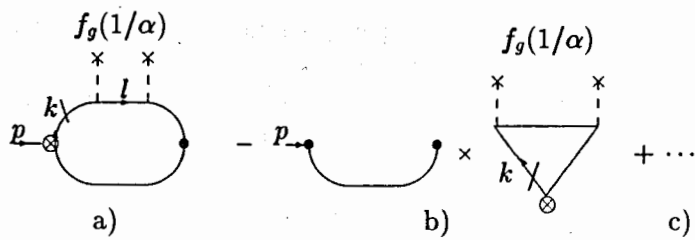


Рис. 1: Диаграммы "глюонного вклада" в модельную ВФ. Здесь \otimes обозначает составной оператор в вершине; перечеркнутая линия - пропагатор, левой вершиной которого является составной оператор, здесь, в импульсном представлении, это $\delta(x - kn) \cdot S(k)$, где k - импульс на линии; многоточие - диаграммы, зеркально-симметричные к данным

и больших расстояний (средние от вильсоновских операторов-ВС). Именно, предполагается, что все виртуальности в петле на рис.1 (формирующей коэффициентную функцию) велики, но упускается возможность одной из линий (например, верхней) иметь малую виртуальность. Нормируемость $\Phi_g(x)$ в (3.2) восстанавливается, если учесть "вычитательные члены" [17]. Можно, например, ввести регуляризующий параметр - массу скалярного кварка m . После этого потребуется учесть еще одну диаграмму на рис.1b) с переразложением (когда значение m не мало) кваркового конденсата ($:\psi^*\psi:$) по глюонному $\langle\phi^2\rangle$ а'la Broadhurst and Generalis [17]. Эта диаграмма не равна нулю при m , не равном нулю, и завершает вильсоновское разложение для коррелятора. Затем, в полном ответе, регуляризующую массу m можно устремить к нулю, и выражения (3.2) приобретут форму $[\dots]_+$ - распределений (см. приложение А).

$$-\frac{1}{2M^4} \left(\left[\frac{1}{x^2} \right]_+ - \delta(x) \right) + (x \rightarrow \bar{x}) \quad D=4$$

$$-\frac{\bar{x}}{2M^2} \left[\frac{1}{x} \right]_+ + (x \rightarrow \bar{x}) \quad D=6 \quad (3.3)$$

Те же результаты можно получить, если вместо регуляризующей массы m провести размерную регуляризацию. Отметим, что с похожей проблемой мы сталкиваемся и в КХД, когда при вычислении вклада в f_π (т.е. нормировки $\Phi_\pi(x)$) от глюонного конденсата стартуем с массивных кварков, а потом переходим к пределу $m \rightarrow 0$. Без учета диаграмм типа рис.1b) такой переход не регулярен, и мы бы получили результат, противоположный по знаку верному (на этот эффект было указано в [18]). Появление неинтегрируемых особенностей в $\Phi_g(x)$ при формальном построении глюонных поправок к коррелятору не является спецификой рас-

смотренных скалярных моделей. При получении $\Phi_G(x)$ -вклада в ВФ пиона в безмассовой КХД такие же проблемы возникают позже, в нелидирующем члене разложения по глюонным ВС (см. следующий раздел).

Как изменит результаты (3.2) учет нелокальности конденсата? Определим, как и в кварковом случае [3], функцию глюонного вакуумного распределения $f_g(\alpha)$ ¹

$$\langle (g^2/4\pi^2)\phi(z)\phi(0) \rangle = \langle\phi^2\rangle \int_0^\infty \exp\left\{-\frac{z^2}{4}\alpha\right\} f_g(\alpha) d\alpha. \quad (3.4)$$

Стандартному пределу локальных конденсатов, очевидно, отвечает распределение $f_g(\alpha) = \delta(\alpha)$, простейшему (гауссовому) нелокальному анзацу $f_g(\alpha) = \delta(\alpha - \lambda_g^2)$ [3], [13]. Воспользовавшись формулами интегрирования из приложения А нетрудно получить для вклада диаграмм на рис.1 ответ в случаях:

$$D=4$$

$$-\frac{1}{M^2} \ll \left[\frac{\theta(\lambda > x > 0)}{\lambda x} \right]_+ - \frac{\theta(\lambda > x > 0)}{2\lambda^2} + \frac{\theta(x > \lambda)}{2x^2} \gg_g + (x \rightarrow \bar{x}) \quad (3.5)$$

$$D=6$$

$$\ll \frac{\theta(\lambda > x)}{2\lambda} \bar{x} \left(1 - \frac{x}{3\lambda}\right) - \frac{\delta(x)}{4} - \frac{\theta(x > \lambda)}{2} \left[1 + \frac{\lambda \bar{x}}{3x^2}\right] + \frac{1}{2} \left[\frac{\theta(x > \lambda)}{x} \right]_+ \gg_g + (x \rightarrow \bar{x}) \quad (3.6)$$

Здесь $\ll (\dots) \gg$ означает усреднение по вакуумному (глюонному) распределению:

$$\ll (\dots) \gg_g = \int_0^\infty d\lambda f_g(M^2\lambda) \cdot (\dots). \quad (3.7)$$

Заметим, что простота модели позволяет получить результаты без использования конкретного анзаца. Появление $\delta(x)$ в (3.6), как и $[\dots]_+$ -распределений, обязано только вычитательным членам из диаграммы рис.1b). Сравнивая (3.2) с нелокальными выражениями (3.5,3.6), видим:

- формулы значительно усложнились,
- степень сингулярности при $x = 0$ снижается на 1 за счет нелокальности конденсата в обеих моделях, и ответ полностью перестраивается в области $x < \lambda$,

¹При выводе данных правил сумм всегда можно сделать виковский поворот, т.е. считать все координаты евклидовыми: $z^2 < 0$

- в области $x > \lambda$ воспроизводится (с отклонениями $\sim \lambda$) локальная форма ответа (см. последние слагаемые в (3.5, 3.6)).

Этот эффект качественно ясен. Учет нелокальности явно вводит параметр λ , задающий масштаб (относительно M^2) вакуумных флуктуаций.

На расстояниях, заметно меньших размера флуктуации, эффекты нелокальности не должны сказываться. Поэтому при больших относительных импульсах интегрирования k в петле: $\frac{k}{p} = x > \lambda$ (соответствующих кваркам на малых расстояниях) нелокальность конденсата не "чувствуется" коэффициентной функцией и ответ близок к локальному. Отметим, что в локальном пределе $\lambda \rightarrow 0$ все расстояния в петле - "малые". Когда же $x \leq \lambda$, характерные расстояния в петле сравнимы с размером флуктуаций и результат перестраивается полностью.

4. Глюонный вклад в случае КХД: локальный глюонный конденсат

Вклад глюонного конденсата размерности 4. В коррелятор $D_{\mu\nu}$ вклад $\sim \langle g^2 G^2 \rangle$ вносит только Q - первая тензорная структура в (2.3), при этом $D + D1 \rightarrow 1$. Глюонный вклад в ВФ $-\Phi_G$ генерируется, очевидно, тремя диаграммами на рис.2a), b), c). Диаграммы рис.2a), b) в этом случае приводят к единственному интегралу (общий фактор $\langle \alpha_s G^2 \rangle / (24\pi)$ будем далее опускать)

$$\begin{aligned} \Phi_G^{a+b}(x) &= \hat{B}_{(M^2)} \hat{M}_{(x)} \left[-i \int d^4 k \frac{N(N-1)(kn)^{N+1}(1-kn)}{k^4(p-k)^4} \right] = \\ &= \hat{B}_{(M^2)} \left[-i \int dk \frac{\delta(x-kn)(kn)^3(1-kn)}{k^6(p-k)^2} \right]_{xx} = \\ &= \left[\frac{\theta(1 > x > 0) \bar{x} x}{2M^4} \right]_{xx} = \frac{\delta(\bar{x}) + \delta(x)}{2M^4} - \frac{\theta(1 > x > 0)}{M^4}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Интегралы, типа представленного в квадратных скобках, приведены в приложении А (формула (А.1)). Две производные по фракции x соответствуют, в представлении N -моментов (x^N) от Φ_G , члену с $N(N-1) \cdot (nk)^{N-2}$, т.е. равны нулю первые два момента от выражения (4.1) (Напомним, мы применили обратное меллиновское преобразование $\hat{M}_{(x)}$ к оператору с односторонними производными $(n\vec{D})^N$). Диаграмма рис.2в), сопряженная 2а), отвечает присоединению вакуумных глюонов к той из спинорных линий, на которую не действует оператор $(n\vec{D})^N$, в этом случае ответ равен нулю.

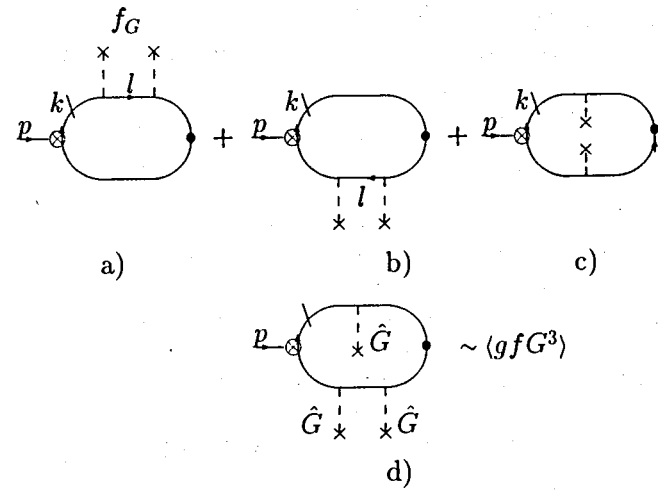


Рис. 2: Диаграммы глюонного вклада в пионную ВФ. Импульсы расставлены для случая "интервального приближения" у нелокальных глюонных конденсатов

Диаграмма на рис.2с) приводит также к очень простому симметричному выражению:

$$\Phi_G^c(x) = \hat{B}_{(M^2)} \left[-i \int d^4 k \frac{\delta(x-kn)(kn)(1-kn)}{k^4(p-k)^4} \right] = \frac{\theta(1 > x > 0)}{M^4}. \quad (4.2)$$

Сохранение $(x \rightarrow \bar{x})$ -симметрии в каждой из диаграмм сигнализирует о сохранении трансляционной инвариантности ответа, полученного при наложении явно трансляционно-неинвариантной калибровки. Для этого, вообще говоря, достаточно учитывать калибровочно-инвариантный набор диаграмм. Полный ответ (4.1) + (4.2) = $\Phi_{G(loc)}(x)$ хорошо известен [21], [15] и дает не зависящие от N моменты:

$$\Phi_{G(loc)}(x) = (\delta(x) + \delta(\bar{x})) / (2M^4); \quad \langle \xi^N \rangle_G = \frac{1}{M^4}.$$

Вклады глюонного конденсата размерности 6. Эти вклады интересны тем, что демонстрируют важные симметричные свойства глюонной ВФ. Рассмотрим прежде вклад от тензорной структуры Q в (2.3), связанной как с абелевой, так и с неабелевой частями коррелятора. Проводя элементарное интегрирование в формуле (2.1) с использованием разложения (2.4) и определений (2.5), получаем выражение для Q -вклада в $D_{\mu\nu}$

$$\frac{1}{9} (\lambda_{NA}^2 + \lambda_A^2) \cdot (g_{\mu\nu}(yz) - y_\nu z_\mu) \cdot \frac{1}{4} \left[(y-z)^2 + \frac{1}{8} (y^2 + z^2) \right]. \quad (4.3)$$

Используя (4.3), в результате несложных, но громоздких выкладок (проведенных с помощью системы REDUCE) получим для вкладов диаграмм рис.2а), в), с) выражения (ниже будем опускать общий фактор $8/27 \cdot (\lambda_{NA}^2$ или $\lambda_A^2)$)

$$\Phi_{G(N_A)}^{a+b}(x) = -3\left[\theta\frac{\bar{x}}{x^2} + (x \rightarrow \bar{x})\right] - 21\left[\theta\frac{\bar{x}}{x}\right]'_x - 9\left[\theta\bar{x}\right]''_{xx} + 3\left[\theta(\bar{x} - x)\right]''_{xx} \quad (4.4)$$

$$\Phi_{G(N_A)}^c(x) = -15\frac{\theta}{x\bar{x}} + 15\left[\theta\frac{x}{\bar{x}}\right]'_x - 9\left[\theta\right]'_x \quad (4.5)$$

Здесь θ обозначает $\theta(1 > x > 0)$. Прежде всего отметим, что появились неинтегрируемые особенности, природа которых уже рассматривалась в разделе 3. Здесь мы не будем заниматься регуляризацией этих особенностей и получением полностью корректного ответа, как это было сделано в скалярной модели, а сконцентрируемся на симметричных свойствах результатов. Из сравнения (4.4) и (4.5) видно, что $(x \rightarrow \bar{x})$ -симметрия суммарного результата, а следовательно, и трансляционная инвариантность, нарушены уже в главных сингулярных членах от диаграммы рис.2а), в)

$$-21\left[\theta\frac{\bar{x}}{x}\right]'_x$$

и диаграммы рис.2с)

$$15\left[\theta\frac{x}{\bar{x}}\right]'_x$$

соответственно. Симметрия должна восстановиться для неабелевой части, если принять во внимание диаграммы с тремя \bar{G} -вставками (см. рис.2d)), пропорциональные (gfG^3) . Эти диаграммы дополняют группу исходных диаграмм до калибровочно-инвариантной. Подобное свойство для нормировки $\Phi_G(x)$ было установлено в [19] как свойство независимости результата от z_0 в калибровке $(x - z_0)^\mu A_\mu(x) = 0$. Однако диаграммы типа рис.4d) не могут возникнуть ни из какого билакального коррелятора $D_{\mu\nu}$, и поэтому для получения трансляционно-инвариантного (т.и.) результата в порядке $\lambda_{(NA)}$ потребуются введение трилокальных корреляторов вида $(: A_\mu^a(y) A_\nu^b(z) A_\rho^c(x) :)$. Последних, в свою очередь, окажется недостаточно для сохранения т.и. в следующем порядке по $\lambda_{(NA)}$ и т.д. Таким образом, в силу неабелевости, невозможно оборвать цепочку n -точечных корреляторов, не нарушив калибровочной инвариантности в последнем порядке по $\lambda_{(NA)}$. А это нарушение будет проявляться здесь, в частности, как нарушение $(x \rightarrow \bar{x})$ -симметрии результата для $\Phi_G(x)$ (или нарушение т.и.).

Рассмотрим теперь результаты для абелевой части $\Phi_G(x)$. Проводя вычисления с тензором P (пропорциональное $\lambda_{(A)}$ второе слагаемое в

(2.3)), во всем аналогичные предыдущим, а также учитывая члены (4.4) и (4.5)), получим для абелева вклада в $\Phi_{G(A)}$:

$$\Phi_{G(A)}^{a+b} = 18\left[\theta\frac{\bar{x}}{x^2} + (x \rightarrow \bar{x})\right] - 18\left[\theta\frac{\bar{x}}{x}\right]'_x + \text{слагаемые типа } (\delta(x), \delta(\bar{x}), \delta'(x)) \quad (4.6)$$

$$\Phi_{G(A)}^c = -18\frac{\theta}{x\bar{x}} + 18\left[\theta\frac{x}{\bar{x}}\right]'_x + \text{слагаемые типа } (\delta(x), \delta(\bar{x}), \delta'(x), \dots) \quad (4.7)$$

Можно убедиться, что $(x \rightarrow \bar{x})$ -симметрия восстанавливается только в сумме выражений (4.6) и (4.7) для разных диаграмм. Здесь в выражении для $\Phi_{G(A)}$ выделены лишь наиболее сингулярные члены (которые оказались и наиболее простыми).

5. Глюонный вклад в случае КХД: нелокальный глюонный конденсат

В предыдущем разделе было показано, что неабелев вклад в $\Phi_G(x)$ невозможно ввести только с помощью билакального коррелятора $D_{\mu\nu}$ и сохранить в то же время $(x \rightarrow \bar{x})$ -симметрию в порядке λ_{NA}^2 в силу нарушения калибровочной инвариантности. Более того, это невозможно сделать и для любого конечного набора полилокальных операторов. Однако неабелев вклад в обратную корреляционную длину, по-видимому, является доминирующим (см. раздел 2). Поэтому наша дальнейшая стратегия направлена на получение лишь качественных оценок для эффектов нелокальности, индуцированных формфактором $D(u, v)$, и демонстрацию соответствующей технологии.

Оставляя в (2.3) только неабелеву часть $D_1(\Delta^2) \rightarrow 1$ ($\lambda_A^2 \rightarrow 0$), получим

$$K_{\mu\rho,\nu\sigma}(v, u) = Q_{\mu\rho,\nu\sigma} \cdot (D(v, u) + 1), \quad (5.1)$$

учитывая, далее, доминирующую зависимость $D_{\mu\nu}$ в (4.3) от интервала $(y - z)^2$ в порядке λ_{NA}^2 , воспользуемся "интервальным" приближением

$$D_{\mu\nu} = y^\rho z^\sigma Q_{\mu\rho,\nu\sigma} \cdot \left\{ 1 + \frac{\lambda_{NA}}{9} \left[\frac{(y-z)^2}{4} + \dots \right] + \dots \approx \int_0^\infty \exp\left[\frac{(y-z)^2}{4}\alpha\right] f_G(\alpha) d\alpha \right\} \quad (5.2)$$

Здесь, как обычно, введена функция распределения вакуумных глюонов $f_G(\alpha)$. Сразу отметим, что вклады в $\Phi_G(x)$, связанные с левой частью равенства (5.2), пропорциональные $(y - z)^2/4$, также приводят к $(x \rightarrow$

\bar{x})—несимметричному результату (см. таблицу.). Рассмотрим, как с не-локальностью конденсата преобразуются интегралы (4.1) (Φ_G^a) и (4.2) (Φ_G^c), дающие стандартный предел. Они, однако, не исчерпывают теперь всех вкладов от диаграмм рис.2а), б), в) (см. текст после формулы (5.5) и таблицу). Воспользовавшись представлением (5.2) и формулами интегрирования в приложении В, приходим к модифицированному вкладу (4.1)

$$\Phi_G^a(x) \rightarrow \hat{B}_{(M^2)} \left[\int d^4l d^4k \frac{\delta(x - kn)(kn)^2(1 - kn)(nl)}{k^4 l^2 (p - k)^2} \tilde{f}_G((k - l)^2) \right]_{xx}'' = \left[\ll \theta(\lambda > x > 0) \frac{\bar{x}x^2}{2\lambda} + \theta(1 > x > \lambda) \frac{\bar{x}x}{2} \left(1 - \frac{\lambda}{3x}\right) \gg_G \right]_{xx}'' . \quad (5.3)$$

Здесь \tilde{f}_G —функция распределения в импульсном представлении, $\ll (\dots) \gg_G$ — усреднение по глюонному вакуумному распределению f_G , введенное в (3.7). После дифференцирования в (5.3) получим окончательное выражение для $\Phi_G^a(x)$:

$$\ll \theta(\lambda > x > 0) \left[\frac{\lambda - x}{\lambda^2} - \left(3\frac{x}{\lambda} - 2\frac{x^2}{\lambda^2}\right) \right] - \theta(1 > x > \lambda) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\lambda}{3}\right) \delta(\bar{x}) \gg_G . \quad (5.4)$$

Отметим, что при $\lambda \rightarrow 0$ первое слагаемое в (5.4) имитирует δ -функцию:

$$\theta(\lambda > x > 0) \left[\frac{\lambda - x}{\lambda^2} - \left(3\frac{x}{\lambda} - 2\frac{x^2}{\lambda^2}\right) \right] \rightarrow \frac{1}{2} \delta(x) - \frac{\lambda}{6} (5\delta(x) + \delta'(x)) + \dots ,$$

и так воспроизводится предельный локальный результат. Подобные имитаторы появляются и в других вкладах. Сравнивая выражение (5.4) с предельным случаем в (4.1), убеждаемся, что уроки скалярной модели здесь полностью оправдываются:

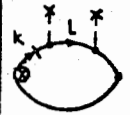
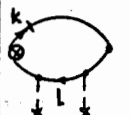
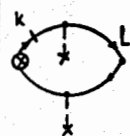
$\delta(x)$ переходит в свой непрерывный аналог в области $x \leq \lambda$ (первое слагаемое в (5.4)), а в области $x > \lambda$ воспроизводится предельный случай с отклонениями $\sim \lambda$.

Сопряженная диаграмма на рис.2б) дает нуль для "интервального" приближения (5.2) при любом f_G , как и в локальном пределе. Наконец, интеграл (4.2) переходит в выражение

$$\Phi_G^c(x) \rightarrow \frac{1}{2} \hat{B}_{(M^2)} \int d^4l d^4k \frac{\delta(x - kn)(1 - kn)(2nl - nk)}{k^2 l^2 (p - k)^4} \tilde{f}_G((k - l)^2) + (x \rightarrow \bar{x}) = \ll \frac{\theta(1 > x > \lambda)}{2} \left(1 - \frac{\lambda}{x}\right) \gg_G + (x \rightarrow \bar{x}) , \quad (5.5)$$

Таблица

вкладов отдельных диаграмм (опущен общий фактор $(\alpha, G^2)/(24\pi)$)

Диаграмма	нелокальный результат	локальный предел	
		[ГэВ ⁴]	[ГэВ ⁶]
	$\left[\langle \theta(\lambda > x > 0) \frac{\bar{x}x^2}{2\lambda} \theta(1 > x > \lambda) \frac{\bar{x}x}{2} \left(1 - \frac{\lambda}{3x}\right) \gg_G \right]''$ $- \left[\langle \theta(\lambda > x > 0) \frac{\bar{x}x}{\lambda} \left(1 - \frac{2x}{3\lambda}\right) + \theta(1 > x > \lambda) \lambda \frac{\bar{x}}{3x} \gg_G \right]'$	$\left[\frac{\theta(1 > x > 0) \bar{x}x}{2M^2} \right]''$ <p style="text-align: center;">0</p>	$-\frac{\lambda_{NA}^2}{6M^4} \left[\theta(1 > x > 0) \bar{x} \right]''$ $-\frac{\lambda_{NA}^2}{3M^4} \left[\frac{\theta(1 > x > 0) \bar{x}}{x} \right]'$
	$\langle 0 \gg_G$	0	0
	$\langle \frac{\theta(1 > x > \lambda)}{2} \left(1 - \frac{\lambda}{x}\right) \gg_G + \langle \theta(1 > x > \lambda) \frac{\lambda}{4x} \gg_G + (x \rightarrow \bar{x})$ $\frac{1}{4} \left[\langle \theta(\lambda > \bar{x} > 0) \frac{\bar{x}x}{\lambda} (3 - 2\frac{\bar{x}}{\lambda}) + \theta(1 > \bar{x} > \lambda) \frac{\lambda x}{\bar{x}} - \theta(1 > x > \lambda) \lambda \gg_G \right]'$	$\frac{\theta(1 > x > 0)}{M^2}$ <p style="text-align: center;">0</p>	$-\frac{\lambda_{NA}^2}{4M^4 x \bar{x}}$ $\frac{\lambda_{NA}^2}{4M^4} \left[\theta(1 > x > 0) \frac{x - \bar{x}}{\bar{x}} \right]'$

главный вклад которого с ростом λ сдвигается теперь к краям интервала $[0,1]$. Кроме рассмотренных здесь интегралов (5.4) и (5.5) обе диаграммы дают вклады, порождаемые собственно нелокальностью. Эти вклады имеют вид первых производных от некоторых функций, следы которых уже присутствуют в выражениях (4.4) и (4.5) для ВС размерности 6. Нормировка таких вкладов равна нулю, а соответствующие им ξ -моменты стремятся к 0 как $O(\lambda)$. В частности, такой вклад от диаграммы рис.1а), имитирующий разность δ -функций, сконцентрированных вблизи λ , приведен во второй строке результирующей таблицы. Технически наиболее громоздкий расчет требуется для вкладов с первой производной от диаграммы на рис.2с). При этом для ряда слагаемых интегрирование до конца не снимается даже при использовании простейших δ -образных анзацев. Поэтому результат для них был получен приближенно (см. четвертую строчку таблицы).

Суммарный результат вычислений $\Phi_{G(N_A)}$ допускает простую аппроксимацию. Отметим, что вклад в $\langle \xi^N \rangle_G$ вносит только $(x \rightarrow \bar{x})$ -симметричная часть функции $\Phi_{G(N_A)}$, т.е. $(\Phi_{G(N_A)}(x) + \Phi_{G(N_A)}(\bar{x}))/2$. Кстати, именно такой симметричный результат мы бы получили, если бы воспользовались двусторонними производными в вершинах вместо односторонних $(n\vec{D})^N$. Если теперь воспользоваться стандартным (см. [3], [13]) δ -образным анзацем $f_G(\nu) = \delta(\nu - \lambda_G^2)$, то оказывается, что при всем спектре оценок для $\lambda_G^2 = \lambda_{(N_A)}^2/9$ (см. раздел 2) моменты $\langle (\xi \equiv x - \bar{x})^N \rangle_G$ ($N \leq 8$) весьма близки к значениям моментов, даваемых простой моделью Φ_G^{mod} :

$$f_{\pi}^2 \Phi_G^{mod} = \frac{\langle \alpha_s G^2 \rangle}{24\pi} \frac{\delta(x - \lambda_G^2/M^2) + \delta(\bar{x} - \lambda_G^2/M^2)}{M^2}.$$

Такая близость выглядит естественной, так как все представленные в таблице слагаемые сконцентрированы на краях интервала $[0,1]$, но со своими ширинами порядка λ . Эта модель $\Phi_G^{mod} \approx \Phi_{G(N_A)}$ и использовалась нами ранее [3], [13] для грубого учета эффектов нелокальности. Ниже приведены графики величин $\langle \xi^2 \rangle_G$, $\langle \xi^4 \rangle_G$ как функций борелевского параметра M^2 при $\lambda_G^2 = 0.1 \text{ ГэВ}^2$.

6. Заключение

Метод КХД правил сумм для волновой функции расширяется включением нелокального глюонного конденсата.

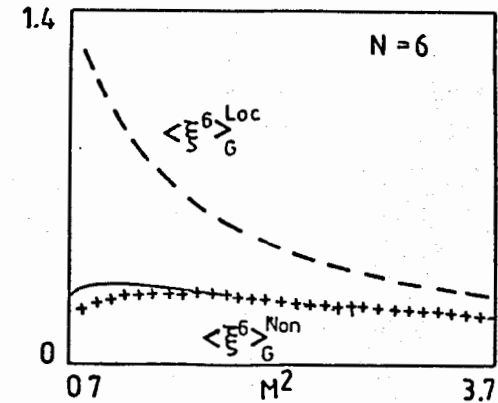
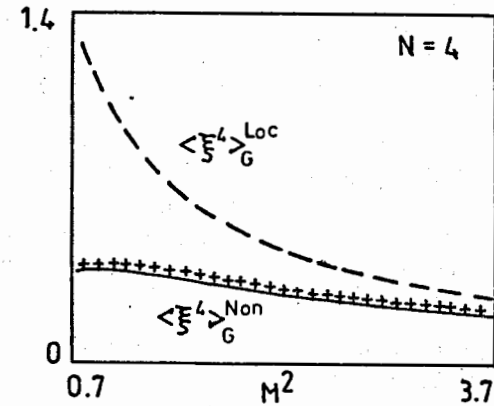
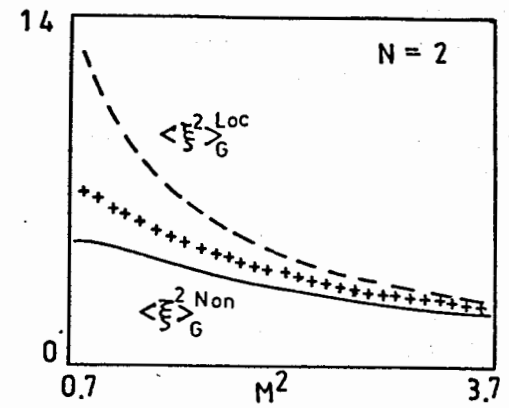


Рис. 3. Пунктирной линией показана зависимость стандартного момента $\langle \xi^N \rangle_G^{Loc}$; крестами (+) – моменты по модельной формуле (1); линией – расчет по всем вкладам из таблицы.

1. Эффекты нелокальности для глюонного вклада $\Phi_G(x) = \langle \Phi_G(x; \lambda) \rangle$, подробно рассмотрены на примере скалярной модели. Обнаружено общее свойство $\Phi_G(x; \lambda)$, (при $\lambda < 1$) верное и в КХД: если относительный масштаб нелокальности $\lambda (= \lambda_G^2/M^2)$ меньше масштаба относительного импульса $x (= k/P)$, то в функции $\Phi_G(x; \lambda)$ восстанавливается предельная форма ответа (в нулевом порядке по λ).

2. Вычислены вклады нелидирующих ВС размерности b в Φ_G пиона. Установлено, что вклад в Φ_G от численно наиболее значимой неабелевой части D глюонного коррелятора не может быть получен калибровочно-инвариантным образом. Для восстановления калибровочной инвариантности необходимо включать в расчет полилокальные глюонные корреляторы.

3. На основе "интервального приближения" получена оценка для вклада в Φ_G от неабелевой части глюонного НК. При этом, в силу наблюдения 1, в Φ_G остаются следы стандартного ответа, пропорциональные $\delta(x)$ и $\delta(\bar{x})$, в противоположность интуитивно ясному случаю кварковых НК [3].

4. Численный анализ показывает, что вклад глюонного НК в ВФ существенно меньше локального предела и стабильнее по борелевскому параметру M^2 (см. рис.3) (при существующих в литературе оценках для λ_G^2). Для оценки низших моментов найдена удобная аппроксимация $\Phi_G^{mod}(x)$ (формула (1.1)).

В заключение хочу поблагодарить А.В.Радюшкина, поставившего эту задачу и проявлявшего к ней постоянный интерес, А.Г.Грозина и А.П.Бакулева за плодотворные обсуждения и Р.Рускова и И.Мусатова за обсуждение и помощь в расчетах.

Приложение А. Основные интегралы скалярной модели

Для вычисления вкладов в ВФ от стандартных конденсатов, как в скалярных моделях, так и в случае КХД, достаточно получить безмассовые евклидовы интегралы двух типов:

$$\hat{B}_{(M^2)} \left[\int \frac{\delta(x - kn)}{(k^2)^a (p-k)^2)^b} d^D k \right] = \frac{\pi^{D/2}}{\Gamma(D/2)} \frac{(-)^{a+b} (x)^{D/2-a-1} (\bar{x})^{D/2-b-1}}{(M^2)^{a+b-D/2} \Gamma(a) \Gamma(b)} \quad (A.1)$$

$$\hat{B}_{(M^2)} \left[\int \frac{\delta(x - kn) P^2}{(k^2)^a (p-k)^2)^b} d^D k \right] = \frac{\pi^{D/2} (-)^{a+b+1} (a+b-D/2-1) (x)^{D/2-a-1} (\bar{x})^{D/2-b-1}}{\Gamma(D/2) (M^2)^{(a+b-D/2-1)} \Gamma(a) \Gamma(b)} \quad (A.2)$$

Воспроизведем теперь результат (3.3) при помощи регуляризующей массы m . Элементарные вычисления, проведенные для диаграмм рис.1а) и рис.1б) (соответственно первое и второе слагаемые в квадратных скобках ниже), приводят к результатам ($D=4$)

$$-\hat{B}_{(M^2)} \frac{1}{2} \left[\frac{1}{(P^2 x + m^2)^2} - \frac{\delta(x)}{P^2 m^2} \right] = -\frac{1}{2M^4} \left[\frac{e^{-m^2/x}}{x^2} - \delta(x) \frac{M^2}{m^2} \right].$$

Рассмотрим теперь предел снятия регуляризации $m^2/M^2 = \alpha \rightarrow 0$, тогда последнее выражение легко преобразуется к виду (3.3)

$$-\frac{1}{2M^4} \left[\frac{e^{-\alpha/x}}{x^2} - \frac{\delta(x)}{\alpha} \right] = -\frac{1}{2M^4} \left\{ \left[\frac{e^{-\alpha/x}}{x^2} - \delta(x) \right] \cdot \int_0^1 \frac{e^{-\alpha/y}}{y^2} dy - \delta(x) \right\} \equiv -\frac{1}{2M^4} \left\{ \left[\frac{1}{x^2} \right]_+ - \delta(x) \right\}. \quad (A.3)$$

Вычисление вкладов диаграммы рис.1а) с нелокальными конденсатами, определенными в (3.4) посредством функции распределения $f_g(\alpha)$, сводится в размерной регуляризации (здесь $\epsilon = (D_1 - D)/2$) к интегралу (опущен общий фактор $\langle \phi^2 \rangle$)

$$\frac{(x\bar{x})^{D/2-2} (M^2)^{D/2-3} (\mu^2)^\epsilon}{(D/2-1)} \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^2} f_g(\lambda M^2) \left\{ \theta(\lambda > x) \left[\frac{\lambda}{x} - \frac{2}{D} \right] + \theta(\lambda < x) \left[\frac{\lambda}{x} - \frac{2(1 - (1 - \lambda/x)^{D/2})}{D} \right] \right\}. \quad (A.4)$$

Для зеркально-симметричной диаграммы рис.1с) ответ получается заменой ($x \rightarrow \bar{x}$). Для вклада диаграммы рис.1б) результат равен

$$-\frac{\delta(x)}{M^2} \Gamma(D/2 - 2) \Gamma(3 - D/2) \cdot \int_0^\infty d\lambda f_g(\lambda) \lambda^{(D/2-3)} (\mu^2)^\epsilon. \quad (A.5)$$

Использование последних двух формул приводит к результатам (3.5), (3.6), при этом регуляризующий масштаб μ^2 надо взять равным внешнему масштабу M^2 .

Приложение В. Основные интегралы КХД – модели

Для получения всех вкладов от диаграммы рис.2а) и части вкладов диаграммы рис.2с) достаточно вычислить базовый интеграл

$$I(n, m, nk\{nl\}) = \hat{B}_{(M^2)} \int \frac{\delta(x - nk) \cdot nk\{nl\}}{(k^2)^{n+1} (l^2)^{m+1}} \tilde{f}((k-l)^2) \frac{(1-nk) d^D k d^D l}{(p-k)^2 (2\pi)^{2D}} =$$

$$\frac{(x\bar{x})^{D/2-1} (-)^{n+m} (M^2)^{D/2-2-n-m}}{\pi^{D/2} \Gamma(n+1) \Gamma(m+1)} \int_0^1 d\gamma \{\gamma\} \gamma^{D/2-2-m} (\bar{\gamma})^m \times$$

$$\int_0^\infty \theta\left(\frac{1}{x} > \bar{\gamma}\lambda\right) \left(\frac{1}{x} - \bar{\gamma}\lambda\right)^n \lambda^m \frac{d\lambda}{\lambda} f\left(\frac{M^2}{\lambda}\right). \quad (B.1)$$

Прочие вклады от диаграммы рис.2с) можно получить из борелизованного интеграла, соответствующего скалярной диаграмме рис.4 с составными операторами $(n\bar{D})^N$ в вершинах [3]. В общем случае, каждой линии α диаграммы отвечает вес $f_\alpha(1/\alpha)$: в случае свободного пропагатора $f_\alpha = 1$, "сжатой" линии соответствует $f_\alpha(1/\alpha) = \delta(1/\alpha)$. Фейнмановский интеграл по α - параметрам равен

$$I(f_\alpha, f_\beta, f_\gamma, f_\eta, f_\xi) = M^2 \int_0^\infty \frac{\delta(x - \frac{A_\beta}{D}) \delta(y - \frac{A_\alpha}{D}) \delta(1 - M^2 \frac{A}{D}) \times}{\prod \frac{d\alpha d\beta d\gamma d\eta d\xi}{D^2}} \quad (B.2)$$

$$\Pi = f_\alpha(1/\alpha) f_\beta(1/\beta) f_\gamma(1/\gamma) f_\eta(1/\eta) f_\xi(1/\xi)$$

$$D = (\alpha + \xi + \gamma)(\beta + \eta + \gamma) - \gamma^2,$$

$$A_\alpha = \xi(\beta + \eta + \gamma) + \gamma\eta, \quad A_\beta = \eta(\alpha + \xi + \gamma) + \gamma\xi,$$

$$A = \alpha A_\alpha + \beta A_\beta = \xi(D - A_\alpha) + \eta(D - A_\beta).$$

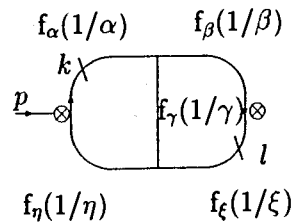


Рис.4

Интеграл (B.2) был рассмотрен в статье [3], здесь приведем лишь окончательный результат:

$$I(x, y) = \int_0^1 da db \frac{\theta(b > a)\theta(y > x) + \theta(b < a)\theta(y < x)}{|x\bar{y}ab + y\bar{x}b\bar{a}|} \times$$

$$f_\gamma\left(\frac{y-x}{b-a} M^2\right) f_\alpha(yM^2/a) f_\beta(xM^2/\bar{a}) f_\xi(\bar{y}M^2/b) f_\eta(\bar{x}M^2/\bar{b}). \quad (B.3)$$

Для наших диаграмм с составным оператором в одной вершине достаточно получить $\int_0^1 dy I(x, y)$.

Литература

- [1] Shuryak E.V. //Nucl.Phys.B, 1982, v.203 p.116
Baier V.N., Pinelis Yu.F. Preprint INP-81-141, Novosibirsk, 1981.
Gromes D. //Phys.Lett.B, 1982, v.115, p.482
- [2] Camprostrini M., Di Giacomo A., Mussardo G.-Z.Phys.C, 1984, v.25, p.173
Di Giacomo A., Panagopoulos H.-Preprint CERN-TH-6463/92, Geneva, 1992.
- [3] Михайлов С.В., Радюшкин А.В.-Письма в ЖЭТФ, 1986, т.43, с.712
ЯФ, 1989, т.49, с.494
- [4] Landshoff P.V., Nachtman A.-Z.Phys.C, 1987, v.35, p.405
- [5] Landshoff P.V., Donnachie A.-Nucl.Phys.B, 1988/89, v.311, p.509
Cudell J.R., Landshoff P.V., Donnachie A.-Nucl.Phys.B, 1989, v.322, p.55
- [6] Dosch H.G., Simonov Yu.A.-Phys.Lett.B, 1988, v.205, p.339
- [7] Ю.А.Симонов-ЯФ, 1989, Т.50, С.213; Nucl.Phys.B, 1989, v.324, p.67
- [8] Dosch H.G., Kramer A.-Phys.Lett.B, 1991, v.272, p.339; 1990, v.252, p.669
- [9] Михайлов С.В., Радюшкин А.В.-ЯФ, 1990, т.52, с.1095
- [10] Bakulev A.P., Radyushkin A.V.-Phys.Lett.B, 1991, v.271, p.223
- [11] Radyushkin A.V.-Phys.Lett.B, 1991, v.271, p.218
- [12] Grozin A.G., Yakovlev O.I.-Preprint IC/92/153, 1992.

- [13] *Mikhailov S.V., Radyushkin A.V.*-Phys.Rev.D, 1992, v.45, p.1754
- [14] *Горский А.С., Иоффе Б.Л., Оганесян А.Г., Ходжамирян А.Ю.*-ЖЭТФ, 1990, т.97, с.47
- [15] *Baier V.N., Grozin A.G.*-Preprint INP-82-92, Novosibirsk., 1982.
- [16] *Fock V.A.*-Sov.Phys. 1937 v.12, p.404; *Швингер Ю.*-Частицы, источники, поля. М.: Мир, 1976. Т.1.
- [17] *Broadhurst D.J., Generalis S.C.*-Phys.Lett.B, 1984, v.135, p.85; 1985, v.165, p.175
- [18] *Смилга А.В.*-ЯФ, 1982, т.35, с.473
- [19] *Nikolaev S.N., Radyushkin A.V.*-Nucl.Phys.B, 1983, v.213, p.285
- [20] *Беляев В.М., Иоффе Б.Л.*-ЖЭТФ, 1982, т.83, с.876
Овчинников А.А., Пивоваров А.А.-ЯФ, 1988, т.48, с.1135
- [21] *Chernyak V.L., Zhitnitsky A.R.*-Phys.Reports, 1984, v.112. p. 173

Рукопись поступила в издательский отдел
21 сентября 1992 года.

Михайлов С.В. P2-92-387
Нелокальный глюонный конденсат
в КХД правилах сумм для волновых функций

Нелокальные глюонные конденсаты вводятся в КХД правила сумм для волновой функции пиона. В некотором приближении получено выражение для «неабелевой части» конденсатного вклада в волновую функцию. Проведен численный анализ эффектов нелокальности глюонного конденсата.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод автора

Mikhailov S.V. P2-92-387
Nonlocal Gluonic Condensate
in QCD Sum Rules for the Meson Wave Functions

The nonlocal gluonic condensate is introduced into QCD sum rule for the pion (in general — light mesons) wave functions. A «non-Abelian part» of the nonlocal condensates contribution to the wave function is obtained at some assumptions. The numerical analysis of a role of nonlocality gluon condensate has been performed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992