Письма в ЭЧАЯ. 2009. Т. 6, № 6(155). С. 754–762

НЕЛОКАЛЬНЫЙ КВАРКОВЫЙ КОНДЕНСАТ И АМПЛИТУДА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОНА

А. В. Пимиков[1]

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Мы изучаем магнитную восприимчивость кваркового конденсата и амплитуду распределения фотона ведущего твиста на световом конусе в лидирующем порядке пертурбативного разложения в подходе с нелокальными конденсатами.

We investigate magnetic susceptibility and the leading twist light-cone distribution amplitude for the photon in the framework of the nonlocal condensate approach at LO accuracy of perturbative expansion.

PACS: 12.38.Lg, 14.40.Cs, 14.70.Bh

ВВЕДЕНИЕ

Исследование амплитуды распределения (АР) фотона и магнитной восприимчивости (МВ) кваркового конденсата важно для изучения жестких эксклюзивных процессов с излучением фотона. Примеры включают переходный формфактор $\gamma^* \to \pi\gamma$ с одним реальным и одним виртуальным фотонами [1, 2], глубоко виртуальное комптоновское рассеяние [3], распады гиперонов и мезонов $\Sigma^+ \to p\gamma$, $B \to \rho\gamma$, $B \to K^*\gamma$, $D^* \to D\gamma$ [4–9], а также эксклюзивное фоторождение двойных жестких струй [10].

Магнитная восприимчивость χ была введена в новаторской работе [11]: $\langle 0 |\, \bar{q}\, \sigma_{\mu\nu} q \,|\, 0\rangle_F = e_q\, \chi\, \langle \bar{q}q\rangle\, F_{\mu\nu}$, где $\langle \bar{q}q\rangle$ — значение кваркового конденсата, $F_{\mu\nu}$ — тензор напряженности внешнего электромагнитного поля, а индекс F указывает на то, что величина вакуумного ожидания вычисляется в присутствии внешнего поля $F_{\mu\nu}$. Для вычисления этой величины использовались различные теоретические подходы: правила сумм (ПС) КХД для магнитного момента нейтрона [11], борелевские ПС двухточечного коррелятора [12–14], коррелятор векторного и несинглетного аксиально-векторного токов в предположении пионной доминантности [15] и модель инстантонной жидкости [16–18].

Следуя за [9, 14], мы определяем нормированную на единицу АР фотона $\phi_\gamma(x, \mu^2)$ ведущего твиста, используя матричный элемент тензорного тока со светоподобной раздвижкой:

$$\langle 0 \,|\, \bar{q}(z)\sigma_{\mu\nu}\mathcal{C}(z,0)q(0) \,|\, \gamma(q,\lambda)\rangle\Big|_{z^2=0} = \\ = i\, e_q \chi(q^2)\langle \bar{q}q\rangle \left(\epsilon_\mu(q,\lambda)q_\nu - \epsilon_\nu(q,\lambda)q_\mu\right) \int\limits_0^1 dx\ \mathrm{e}^{ix(zq)}\phi_\gamma(x,\mu^2).$$

[1]E-mail: pimikov@theor.jinr.ru

В этом определении АР, $|\gamma(q,\lambda)\rangle$ — однофотонное состояние с импульсом q и вектором поляризации $\epsilon_\mu(q,\lambda)$, а μ^2 фиксирует точку нормировки. Магнитная восприимчивость $\chi(q^2)$ здесь зависит от виртуальности фотона. Вильсоновская линия $\mathcal{C}(z,0) = \mathcal{P}\exp\left[ig\int\limits_0^z A_\mu(\tau)d\tau^\mu\right]$ гарантирует сохранение калибровочной инвариантности изучаемого матричного элемента. В дальнейшем мы будем использовать калибровку Фока–Швингера: $x^\mu A_\mu(x) = 0$, в которой калибровочное поле непосредственно связано с напряженностью:

$$A_\mu(x) = x^\nu \int\limits_0^1 G_{\nu\mu}(\tau x)\,\tau\, d\tau.$$

Поэтому все вильсоновские линии при выборе пути интегрирования в виде прямой, соединяющей точки 0 и z, обращаются в единицу $\mathcal{C}(z,0) = 1$, и мы их будем опускать, что значительно упрощает вычисления.

Амплитуда распределения фотона была введена в [9], где была установлена ее близость к асимптотической форме $\phi_\gamma^{as}(x) = 6x(1-x)$ на основе использования стандартных ПС КХД с локальными конденсатами. Однако авторы работы [14] указали на нестабильность стандартных ПС, что позволяет АР фотона иметь форму, отличную от асимптотической [9]. Использование инстантонной модели [17, 19] показало, что АР фотона сильно отличается от асимптотической и приближенно равна константе $\phi_\gamma(x) \approx 1$ на всем интервале x. Мы предлагаем использовать один из основных элементов подхода нелокальных вакуумных конденсатов (НВК) [20, 21], а именно нелокальный кварковый конденсат, для вычисления МВ и АР фотона. Использование метода НВК позволяет значительно улучшить и расширить область применения операторного разложения.

1. НЕДИАГОНАЛЬНЫЙ КОРРЕЛЯТОР В ПОДХОДЕ НВК

Формализм фонового поля [14] дает возможность получить эквивалентное определение АР фотона с помощью коррелятора нелокального тензорного тока $q(0)\sigma_{\mu\nu}q(z)$ (на световом конусе) и векторного тока j_α:

$$\int d^4y\, \mathrm{e}^{iqy} \left.\langle 0|\, T\left[\bar{q}(0)\sigma_{\mu\nu}q(z)j_\alpha(y)\right] |\, 0\rangle\right|_{z^2=0} = \\ = i\chi(q^2)\langle\bar{q}q\rangle\,(q_\mu g_{\nu\alpha} - q_\nu g_{\mu\alpha}) \int\limits_0^1 dx\; \mathrm{e}^{ix(zq)}\,\phi_\gamma(x;q^2,\mu^2). \quad (1)$$

Этот недиагональный коррелятор может быть применен для извлечения МВ и АР фотона с использованием метода операторного разложения. Замечательное свойство этого коррелятора в том, что ведущий вклад полностью определяется непертурбативным вакуумом и не содержит пертурбативных вкладов в киральном пределе, который мы и используем. Диаграмма, соответствующая ведущему вкладу, показана на рис. 1, *а*. Для вычисления этого вклада с использованием техники НВК необходимо учесть лишь нелокальный скалярный кварковый конденсат:

$$\langle \bar{q}(0)q(x)\rangle = \langle \bar{q}q\rangle \int_0^\infty f_S(\alpha)\, e^{\alpha x^2/4}\, d\alpha, \tag{2}$$

который параметризуется функцией распределения $f_S(\alpha)$ кварков в вакууме по виртуальностям α [20, 21]. Явный вид этих функций должен браться, вообще говоря, из конкретной модели непертурбативного вакуума КХД, например из инстантонной модели,

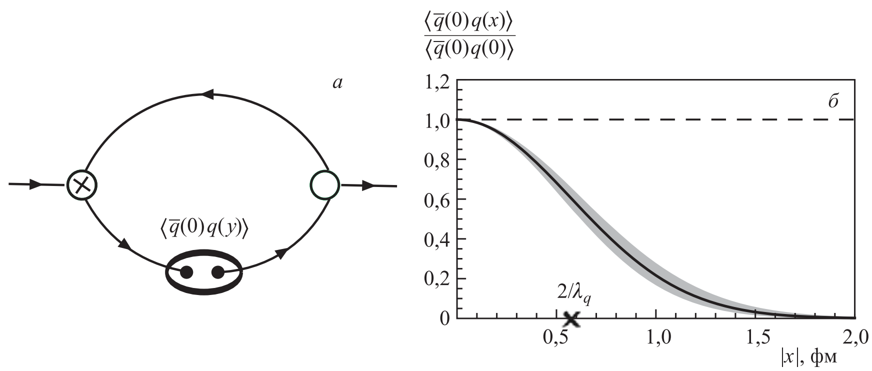

Рис. 1. *а*) Диаграмма с нелокальным кварковым конденсатом, отвечающая лидирующему вкладу в изучаемый коррелятор (1). *б*) Гауссов фит решеточных данных пизанской группы [22,23] по нелокальному кварковому конденсату $\langle\bar{q}(0)q(x)\rangle$. Сплошная линия отвечает значению нелокальности $2\lambda_q^2 = 0{,}95$ ГэВ^2, а серый фон — вариации $2\lambda_q^2 = (0{,}95 \pm 0{,}15)$ ГэВ^2. Пунктирная линия отвечает локальному пределу $\langle\bar{q}(0)q(0)\rangle$, когда кварковый конденсат постоянен и не зависит от расстояния x между кварками

либо из моделирования на решетке. В отсутствие информации о координатной зависимости кваркового конденсата (2) было предложено пользоваться первым нетривиальным приближением, учитывающим лишь конечную ширину пространственного распределения кварков в вакууме: $f_S(\alpha) = \delta\left(\alpha - \lambda_q^2/2\right)$. В этой модели в качестве параметра используется средняя виртуальность кварков в вакууме: $\lambda_q^2 \equiv \langle\bar{\psi}D^2\psi\rangle/\langle\bar{\psi}\psi\rangle$, так что выполняются необходимые условия нормировки:

$$\int_0^\infty f_S(\alpha)\, d\alpha = 1; \qquad \int_0^\infty \alpha\, f_S(\alpha)\, d\alpha = \frac{\lambda_q^2}{2}. \tag{3}$$

Более высокие моменты распределения f_S связаны с вакуумными средними кварковых полей более высоких размерностей. Такой модели отвечает гауссова, $\sim \exp\left(\lambda_q^2 x^2/8\right)$, форма конденсата в координатном представлении, поэтому в дальнейшем мы будем называть ее гауссовой моделью нелокального конденсата. Ширина такого распределения приближенно равна $2/\lambda_q$ и хорошо согласуется с решеточными данными [23] (на рис. 1 этому значению соответствует абсцисса символа ✖). Эта модель учитывает одно, но очень важное свойство непертурбативного вакуума — кварки могут течь через вакуум с ненулевым импульсом k, причем виртуальность кварков $\langle k^2 \rangle = \lambda_q^2/2$, см. (3). Этот параметр был оценен в ПС КХД [24,25] и на решетке [22,23]: $\lambda_q^2 = (0{,}45 \pm 0{,}05)$ ГэВ^2. Результаты инстантонной модели превышают полученные на решетке и в ПС КХД оценки параметра нелокальности в полтора-два раза [26, 27].

Используя (2) и (1), мы получили модельно-независимые выражения для МВ и АР фотона при произвольной виртуальности $Q^2 = -q^2 > 0$:

$$\phi_\gamma(x, Q^2) = \frac{x}{\chi(Q^2)} \int\limits_0^\infty \frac{d\alpha}{\alpha} f_S(\alpha) \exp\left(-\bar{x}\frac{Q^2}{\alpha}\right) + (x \to \bar{x}), \tag{4}$$

$$\chi(Q^2) = \frac{2}{Q^2} \int\limits_0^\infty d\alpha\, f_S(\alpha) \left(1 - \frac{\alpha}{Q^2}\left(1 - \mathrm{e}^{-Q^2/\alpha}\right)\right), \tag{5}$$

где $\bar{x} \equiv 1 - x$. Здесь и далее все вычисления мы проводим в точке нормировки $\mu^2 = 1$ ГэВ^2 и опускаем аргумент μ^2 в АР фотона. Для сравнения приведем результат [14] с использованием локального конденсата:

$$\chi^{\text{лок}}(Q^2) = \frac{2}{Q^2} + O(\alpha_S) + O\left(\frac{\lambda_q^2}{Q^4}\right). \tag{6}$$

Из полученного соотношения (5) видно, что МВ определена в пределе $Q^2 \to 0$ в подходе с НВК при всех f_S таких, что определен обратный момент $\int\limits_0^\infty d\alpha\, f_S(\alpha)/\alpha$, в отличие от стандартного подхода с локальными конденсатами [14], где переход $Q^2 \to 0$ к реальному фотону не определен.

По правде говоря, применение операторного разложения при малых виртуальностях $Q^2 \leqslant \lambda_q^2/2$ может нарушить основу подхода. Но эта ненадежная экстраполяция $Q^2 \to 0$ ведет к

$$\chi \equiv \chi(0) = \int\limits_0^\infty d\,\alpha\, f_S(\alpha)/\alpha \xrightarrow{\text{гаус. модель}} \chi = \frac{2}{\lambda_q^2} = (4{,}5 \pm 0{,}5)\ \text{ГэВ}^{-2}, \tag{7}$$

что дает нам разумную оценку χ в гауссовой модели в согласии с предыдущими результатами: $\chi \approx 2{,}3$–$5{,}6$ ГэВ$^{-2}$ [12–18] (см. рис. 4). Источником погрешности в (7) служит погрешность в значении параметра нелокальности $\lambda_q^2 = (0{,}45 \pm 0{,}05)$ ГэВ^2.

Нелокальные выражения (4) и (5) могут быть использованы для получения МВ и АР фотона при любой виртуальности Q^2. Получаемая зависимость МВ $\chi(Q^2)/\chi(0)$ от виртуальности в гауссовой модели кваркового конденсата приведена на рис. 2. Отметим, что при $\lambda_q^2 = 0{,}5$ ГэВ^2 зависимость МВ от виртуальности в подходе НВК практически совпадает с результатом инстантонной модели [16], несмотря на то, что в инстантонном подходе [16] значение МВ на массовой поверхности фотона $\chi(0) = 2{,}73$ ГэВ$^{-2}$ отличается от нашего результата $\chi = 4$ ГэВ$^{-2}$ при $\lambda_q^2 = 0{,}5$ ГэВ^2.

В пределе $Q^2 \to 0$ для всех f_S таких, что существует обратный момент $\int\limits_0^\infty d\alpha\, f_S\,(\alpha)\,/\alpha$, получаем из (4) модельно-независимую АР реального фотона:

$$\phi_\gamma(x) = \theta(1 > x > 0),$$

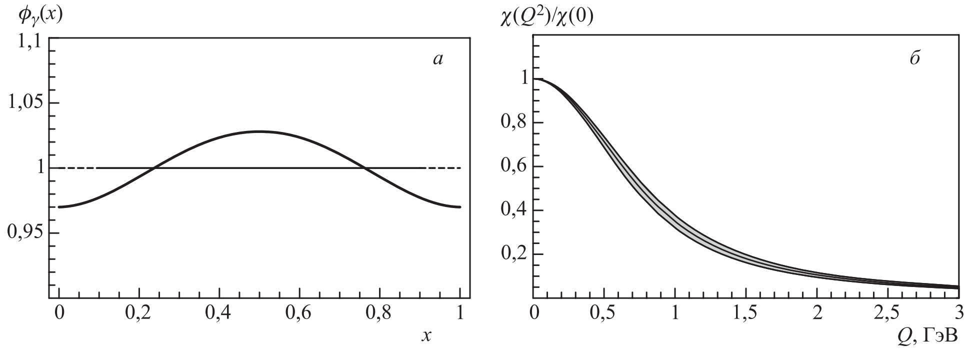

Рис. 2. *а*) АР фотона в различных подходах: кривая — инстантонная модель [19]; горизонтальная прямая — наш результат, основанный на методе НВК. *б*) Зависимость МВ $\chi(Q^2)/\chi(0)$ от виртуальности в подходе НВК. Центральной линии отвечает значение $\lambda_q^2 = 0{,}45$ ГэВ^2, а серый фон соответствует вариации параметра нелокальности: верхняя граница $\lambda_q^2 = 0{,}5$ ГэВ^2, а нижняя $\lambda_q^2 = 0{,}4$ ГэВ^2. При этом верхняя граница практически совпадает с результатом инстантонной модели [16]

т. е. АР, в отличие от МВ, не зависит от вида функции f_S. Важно отметить, что наш метод не позволяет определить поведение АР фотона в области концевых точек $x = 0{,}1$. Это остается неопределенным из-за ненадежности операторного разложения в этой области. Близкий результат был получен в эффективной низкоэнергетической модели [19], основанной на инстантонных решениях (см. рис. 2, *а*). В случае выбора $f_S(\alpha) = \delta(\alpha)$, что соответствует переходу к локальному конденсату [14], не существует обратного момента функции распределения f_S и изменяется АР фотона

$$\phi_\gamma^{\text{лок}}(x) = \frac{\delta(x) + \delta(1-x)}{2},$$

концентрируясь в концевых точках $x = 0$ и $x = 1$.

Амплитуда распределения виртуального фотона (4) при евклидовом ($Q^2 > 0$) и минковском ($Q^2 < 0$) импульсах приведена на рис. 3 для гауссовой модели кваркового конденсата в сравнении с результатами инстантонного подхода [19]. Форма x-зависимости АР $\phi_\gamma(x; Q^2)$ фотона, как видно из рис. 3, совпадает в обоих подходах при различных виртуальностях Q^2. Отметим также, что зависимость АР виртуального фотона от параметра нелокальности λ_q незначительная (см. рис. 3), что указывает на ее слабую зависимость от выбора модели кваркового конденсата.

В работах [7, 8] были получены экспериментальные ограничения на МВ $\chi \approx 2{,}4$–$3{,}6$ ГэВ$^{-2}$ (см. рис. 4, *а*) с помощью анализа парциальных ширин радиационных распадов мезонов и магнитного момента протона в рамках подхода борелевских ПС в предположении, что АР фотона имеет асимптотическую форму. При этом изначально получались ограничения на произведение МВ и значения АР фотона в точке $x = 1/2$, т. е. ограничения на $\chi\,\phi_\gamma(1/2) \approx 3{,}6{-}5{,}4$ ГэВ$^{-2}$, а затем использовалось асимптотическое приближение $\phi_\gamma(1/2) = 3/2$. Если же использовать предположение $\phi_\gamma(1/2) = 1$, то ограничения на МВ [7, 8], основанные на экспериментальных данных, сдвинутся в область больших значений $\chi \approx 3{,}5{-}5{,}4$ ГэВ$^{-2}$, что и продемонстрировано на рис. 4, *б*. Таким образом, по-

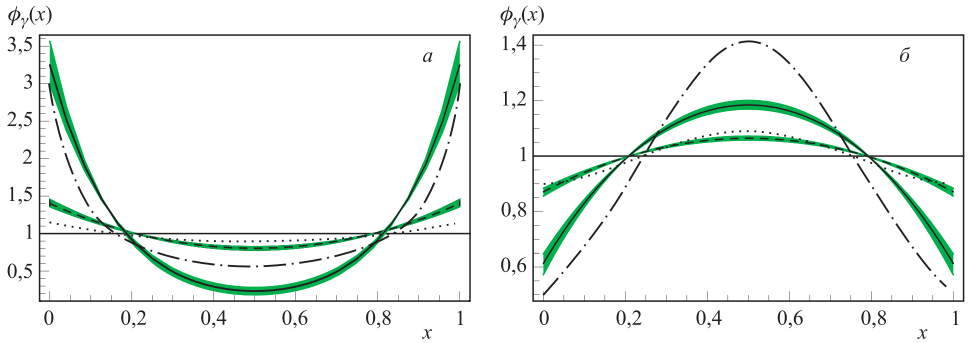

Рис. 3. Амплитуда распределения фотона (4) в гауссовой модели при евклидовых (*а*) и минковских (*б*) значениях виртуальности Q^2 в сравнении с результатами инстантонной модели [19]. Затененные области отвечают вариации параметра нелокальности $\lambda_q^2 = (0{,}45 \pm 0{,}05)$ ГэВ^2. Центральные линии этих областей вычислены при $\lambda_q^2 = 0{,}45$ ГэВ^2. *а*) Значению $Q^2 = 0{,}25$ ГэВ^2 соответствует: штриховая линия — подход НВК; точечная — инстантонная модель, а для $Q^2 = 2\,m_\rho^2$: сплошная линия — подход НВК; штрихпунктирная — инстантонная модель. *б*) Значению $Q^2 = -0{,}09$ ГэВ^2 соответствует: штриховая линия — подход НВК; точечная — инстантонная модель, а для $Q^2 = -m_\rho^2/2$: сплошная линия — подход НВК; штрихпунктирная — инстантонная модель. Используемое значение массы ρ-мезона $m_\rho = 0{,}77$ ГэВ

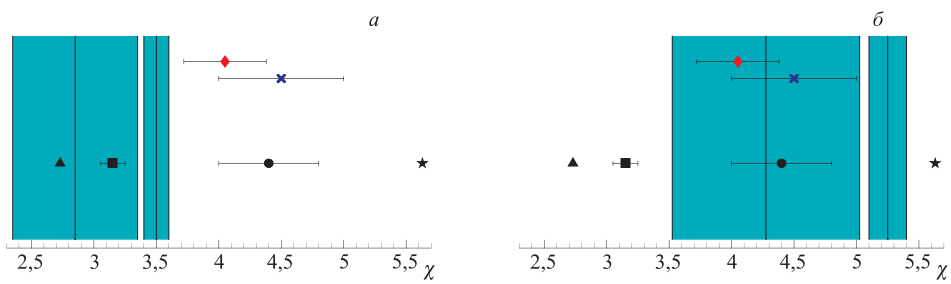

Рис. 4. Сравнение теоретических оценок на МВ χ при $\mu^2 = 1$ ГэВ^2 с экспериментальными ограничениями: ♦ — феноменологическая оценка (8); ✖ — подход с НВК (7); ▲ — инстантонная модель [16]; ■ — борелевские ПС КХД с локальными конденсатами [14]; ● — ПС КХД [12, 13]; ★ — AVV-коррелятор и доминантность пиона [15]; серые области — экспериментальные ограничения [7, 8]. *а*) Исходные ограничения (серые области) [7, 8], основанные на предположении об асимптотичности АР фотона. *б*) Для плоской АР фотона $\phi_\gamma(x) = 1$ экспериментальные ограничения сдвинутся в область больших значений МВ

лученная нами оценка (7) и поведение $\phi_\gamma(x) = 1$ имеют согласие с экспериментальными данными.

Рассмотрим альтернативный способ вычисления МВ, основанный на дисперсионном представлении:

$$\chi(q^2)\langle\bar{q}q\rangle = \int\limits_0^\infty ds\, \frac{\rho(s)}{s - q^2}.$$

Мы записываем физическую спектральную плотность функции изучаемого коррелятора (1) как сумму нескольких первых резонансов плюс вклад от континуума, начиная с порога s_0:

$$\rho(s) = -\sum_i m_i f_i f_i^T \delta\left(s - m_i\right) + \Theta\left(s - s_0\right) \rho_{\text{cont}}\left(s\right),$$

где f_i и f_i^T — константы распада i-го резонанса в векторном и тензорном каналах. В предположении кварк-адронной дуальности вклад континуума ρ_{cont} может быть представлен мнимой частью изучаемого коррелятора. Этот вклад определяется следующими за ведущим вкладом $O(\alpha_S)$ к недиагональному коррелятору (1), он вычислен в [14] с использованием локальных кварковых конденсатов: $\rho_{\text{cont}}\left(s\right) = 8\alpha_s\langle\bar{q}q\rangle/(3\pi s)$. Для первого приближения можно сохранить вклады только двух нижележащих состояний ρ-мезона и использовать значения порога $s_0 = 2{,}8$ ГэВ^2 и констант распада, полученные в ПС КХД с НВК для коррелятора двух векторных токов [28]. Тогда МВ при $Q^2 = 0$ и $\mu^2 = 1$ ГэВ^2 имеет вид:

$$\chi = -\frac{f_\rho f_\rho^T}{m_\rho\langle\bar{q}q\rangle} - \frac{f_{\rho'} f_{\rho'}^T}{m_{\rho'}\langle\bar{q}q\rangle} + \frac{8\alpha_s}{3\pi}\frac{1}{s_0} = 4{,}05(33)\ \text{ГэВ}^{-2}, \tag{8}$$

где

$$\begin{aligned}
&\langle\bar{q}q\rangle = (-0{,}25\ \text{ГэВ})^3, && \alpha_S(\mu = 1\ \text{ГэВ}) = 0{,}56, && s_0 = 2{,}8\ \text{ГэВ}^2,\\
&m_\rho = 0{,}7755(4)\ \text{ГэВ}, && f_\rho^L = 0{,}201(5)\ \text{ГэВ}^{-2}, && f_\rho^T = 0{,}169(5)\ \text{ГэВ}^{-2},\\
&m_{\rho'} = 1{,}465(22)\ \text{ГэВ}, && f_{\rho'}^L = 0{,}175(10)\ \text{ГэВ}^{-2}, && f_{\rho'}^T = 0{,}140(10)\ \text{ГэВ}^{-2}.
\end{aligned}$$

Полученная из дисперсионного соотношения оценка (8) находится в хорошем согласии с результатом (7), определенным лидирующим вкладом операторного разложения недиагонального коррелятора (1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование нелокального кваркового конденсата позволяет легко получить магнитную восприимчивость кваркового конденсата в ведущем порядке как функцию от виртуальности фотона Q^2 без сингулярностей при экстраполяции $Q^2 \to 0$. Полученная при значении параметра нелокальности $\lambda_q^2 = (0{,}45 \pm 0{,}05)$ ГэВ^2 магнитная восприимчивость кваркового конденсата $\chi = (4{,}5 \pm 0{,}5)$ ГэВ$^{-2}$ находится в хорошем согласии с более ранними оценками [7, 8, 12–18]. Зависимость МВ от виртуальности при значении параметра нелокальности $\lambda_q^2 = 0{,}5$ ГэВ^2 в используемом подходе практически совпадает с результатом инстантонной модели [16].

Согласно этому подходу амплитуда распределения фотона $\phi_\gamma(x)$ ведущего твиста в ведущем порядке постоянна при средних значениях x на интервале $0 < x < 1$ и не зависит от выбора модели $f_S(\alpha)$ нелокального конденсата (2). Такое поведение АР согласуется с результатом инстантонной модели [19]. Следует отметить, что рассматриваемый нами подход с нелокальными конденсатами не позволяет зафиксировать поведение АР фотона ϕ_γ в окрестности концевых точек $x = 0{,}1$, что связано с неприменимостью метода операторного разложения в данной области.

Автор благодарен С. В. Михайлову за постановку задачи, постоянную поддержку и критические замечания, А. Бакулеву, А. Дорохову и Н. Стефанису — за плодотворные обсуждения, а также признателен профессору К. Гёке и Н. Стефанису за гостеприимство в Университете Бохума, где работа была завершена. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (07-02-91557, 08-01-00686 и 09-02-01149), программы «Гейзенберг–Ландау» (грант 2008 г. и 2009 г.) и аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 гг.)» (проект РНП 2.2.1.1/1483 и 2.2.1.1/1539).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kroll P., Raulfs M.* The $\pi\gamma$ Transition Form Factor and the Pion Wave Function // Phys. Lett. B. 1996. V. 387. P. 848–854.
2. *Radyushkin A. V., Ruskov R.* Transition Form Factor $\gamma\gamma^* \to \pi^0$ and QCD Sum Rules // Nucl. Phys. B. 1996. V. 481. P. 625–680.
3. *Radyushkin A. V.* Scaling Limit of Deeply Virtual Compton Scattering // Phys. Lett. B. 1996. V. 380. P. 417–425.
4. *Beneke M., Feldmann T., Seidel D.* Systematic Approach to Exclusive $B \to Vl^+l^-, V\gamma$ Decays // Nucl. Phys. B. 2001. V. 612. P. 25–58.
5. *Bosch S. W., Buchalla G.* The Radiative Decays $B \to V\gamma$ at Next-to-Leading Order in QCD // Nucl. Phys. B. 2002. V. 621. P. 459–478.
6. *Balitsky I. I., Braun V. M., Kolesnichenko A. V.* Radiative Decay $\Sigma^+ \to p\gamma$ in Quantum Chromodynamics // Nucl. Phys. B. 1989. V. 312. P. 509–550.
7. *Rohrwild J.* Determination of the Magnetic Susceptibility of the Quark Condensate Using Radiative Heavy Meson Decays // JHEP. 2007. V. 09. P. 073.
8. *Rohrwild J.* Light-Cone Sum Rules for the $N\gamma\Delta$ Transitions for Real Photons // Phys. Rev. D. 2007. V. 75. P. 074025.
9. *Balitsky Y. Y., Braun V. M., Kolesnichenko A. V.* The Decay $\Sigma^+ \to p\gamma$ in QCD: Bilocal Corrections in a Variable Magnetic Field and the Photon Wave Functions // Sov. J. Nucl. Phys. 1988. V. 48. P. 348–357.
10. *Braun V. M. et al.* Exclusive Photoproduction of Hard Dijets and Magnetic Susceptibility of QCD Vacuum // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 172001.
11. *Ioffe B. L., Smilga A. V.* Hyperon Magnetic Moments in QCD // Phys. Lett. B. 1983. V. 133. P. 436.
12. *Belyaev V. M., Kogan Y. I.* Calculation of Quark Condensate Magnetic Susceptibility by QCD Sum Rule Method // Yad. Fiz. 1984. V. 40. P. 1035–1038.
13. *Balitsky I. I., Kolesnichenko A. V., Yung A. V.* On Vector Dominance in Sum Rules for Electromagnetic Hadron Characteristics // Sov. J. Nucl. Phys. 1985. V. 41. P. 178.
14. *Ball P., Braun V. M., Kivel N.* Photon Distribution Amplitudes in QCD // Nucl. Phys. B. 2003. V. 649. P. 263–296.
15. *Vainshtein A.* Perturbative and Nonperturbative Renormalization of Anomalous Quark Triangles // Phys. Lett. B. 2003. V. 569. P. 187–193.
16. *Dorokhov A. E.* V-A-$\tilde{V}$ Correlator Within the Instanton Vacuum Model // Eur. Phys. J. C. 2005. V. 42. P. 309–317.

17. *Petrov V. Y. et al.* Pion and Photon Light-Cone Wave Functions from the Instanton Vacuum // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 114018.
18. *Goeke K. et al.* $1/N_c$ Corrections to the Magnetic Susceptibility of the QCD Vacuum // Phys. Rev. D. 2007. V. 76. P. 116007.
19. *Dorokhov A. E., Broniowski W., Ruiz Arriola E.* Photon Distribution Amplitudes and Light-Cone Wave Functions in Chiral Quark Models // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 054023.
20. *Mikhailov S. V., Radyushkin A. V.* Nonlocal Condensates and QCD Sum Rules for Pion Wave Function // JETP Lett. 1986. V. 43. P. 712–715.
21. *Mikhailov S. V., Radyushkin A. V.* Quark Condensate Nonlocality and Pion Wave Function in QCD // Sov. J. Nucl. Phys. 1989. V. 49. P. 494–503.
22. *D'Elia M., Di Giacomo A., Meggiolaro E.* Gauge-invariant Quark Antiquark Nonlocal Condensates in Lattice QCD // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 054503.
23. *Bakulev A. P., Mikhailov S. V.* Lattice Measurements of Nonlocal Quark Condensates, Vacuum Correlation Length, and Pion Distribution Amplitude in QCD // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. P. 114511.
24. *Belyaev V. M., Ioffe B. L.* Determination of Baryon and Baryonic Masses from QCD Sum Rules. Strange Baryons // Sov. Phys. JETP. 1983. V. 57. P. 716–721.
25. *Ovchinnikov A. A., Pivovarov A. A.* QCD Sum Rule Calculation of the Quark Gluon Condensate // Sov. J. Nucl. Phys. 1988. V. 48. P. 721–723.
26. *Dorokhov A. E., Esaibegian S. V., Mikhailov S. V.* Virtualities of Quarks and Gluons in QCD Vacuum and Nonlocal Condensates within Single Instanton Approximation // Phys. Rev. D. 1997. V. 56. P. 4062–4068.
27. *Polyakov M. V., Weiss C.* Mixed Quark–Gluon Condensate from Instantons // Phys. Lett. B. 1996. V. 387. P. 841–847.
28. *Bakulev A. P., Mikhailov S. V.* New Shapes of Light-Cone Distributions of the Transversely Polarized Rho Mesons // Eur. Phys. J. C. 2001. V. 19. P. 361–372.

Получено 16 марта 2009 г.