

ОПИСАНИЕ ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ В ТЕРМИНАХ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ПОКОЯЩИХСЯ СОСТАВНЫХ СИСТЕМ

КВИНИХИДЗЕ А. Н., СИСАКЯН А. Н., ХВЕДЕЛИДЗЕ А. М.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 27 апреля 1987 г.)

Процесс неупругого лептон-адронного рассеяния изучается в системе покоя составной частицы. Предлагается новый вариант разложения структурных функций по константе взаимодействия, каждый член которого обладает свойством спектральности. Показано, что в системе покоя связанного состояния импульсное приближение недостаточно для корректного описания упругого предела $x_{Bj} \rightarrow 1$ в отличие от системы $P_z \rightarrow \infty$. Для получения ведущей асимптотики структурных функций при $x_{Bj} \rightarrow 1$ необходим учет взаимодействия составляющих в конечном состоянии. Указаны соответствующие диаграммы, расчет которых в модели КХД находится в согласии с ранее полученными результатами в рамках теории поля на 0-плоскости.

Процессы взаимодействия при высоких энергиях и больших передачах импульса занимают важное место в изучении динамики сильных взаимодействий и структуры элементарных частиц. Регулярным методом описания таких процессов в настоящее время является теория возмущений, применимость которой обеспечивается свойством асимптотической свободы КХД. Однако учет составной структуры адронов приводит к представлению, в котором по теории возмущений вычисляется лишь часть, соответствующая рассеянию высвобожденных из связанного состояния составляющих [1]. В полном выражении для сечения эта часть интегрируется в произведении с волновыми функциями связанного состояния, задача определения которых, как известно, выходит за рамки теории возмущений. В квантовой теории поля такого рода функции, описывающие переход физической частицы в составляющие, содержат зависимость от переменной полного импульса, определяемую динамикой взаимодействия. Вообще эту зависимость можно учитывать методом теории возмущений по константе связи, предложенным в [2]. Однако в случае глубоконеупругих процессов проблема решается выбором системы отсчета. С этой целью обычно используют систему «бесконечного импульса» $P_z \rightarrow \infty$ [3, 4]. В таком подходе все физические величины выражаются через волновые функции составной частицы, движущейся с бесконечным импульсом.

В настоящей работе глубоконеупругий процесс изучается в системе покоя составной частицы, в результате чего соответствующее сечение выражается через более привычные с точки зрения нерелятивистской квантовой механики волновые функции. Предложен новый вариант разложения структурных функций в ряд по константе связи, каждый член которого обладает свойством спектральности благодаря правильному учету закона сохранения энергии в любом порядке теории возмущений. Рассмотрено импульсное приближение, сравнение которого с обычной партонной картиной указывает на важность учета виртуальности взаимодействующего кварка [5]. Проведенный анализ показывает, что в системе покоя связанного состояния ($P=0$) импульсное приближение недостаточно для корректного описания упругого предела $x_{Bj} \rightarrow 1$ в отличие от системы $P_z \rightarrow \infty$. Для получения ведущих членов в асимптотической области $x_{Bj} \rightarrow 1$ необходим учет взаимодействия составляющих в конечном состоянии. Указаны соответствующие диаграммы, расчет которых в модели КХД находится в согласии с ранее полученными результатами [4, 6].

1. Теория возмущений

Рассмотрим процесс глубоконеупругого рассеяния электрона на адроне. Сечение такого процесса определяется тензором

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2\pi} \int d^4x \exp(iqx) \langle P | J_\mu(x) J_\nu(0) | P \rangle, \quad (1)$$

где $|P\rangle$ — собственное состояние полного гамильтониана H^1 , соответствующее адрону с 4-импульсом P , нормированное условием $\langle P' | P \rangle = (2\pi)^3 2P^0 \delta(P - P')$, $J_\mu(x)$ — электромагнитный ток в представлении Гейзенберга. Для определенности условимся, что в нулевой момент времени картины Гейзенберга и взаимодействия совпадают:

$$J_\mu(x) = J_\mu(x) \quad \text{при} \quad x_0 = 0.$$

Если одетый ток $J_\mu(x)$ разложить по константе взаимодействия

$$J_\mu(x, t) = \left\{ T \exp i \int_0^t H_I(t') dt' \right\}^+ J_\mu(x, t) \left\{ T \exp i \int_0^t H_I(t') dt' \right\}, \quad (2)$$

получим один из возможных вариантов теории возмущений для структурных функций глубоконеупругого рассеяния. В нулевом порядке имеем известное выражение со свободными токами

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{2\pi} \int d^4x \exp(iqx) \langle P | J_\mu(x) J_\nu(0) | P \rangle, \quad (3)$$

выявляющее основной недостаток теории возмущений (2) — в ней потеряно такое важное свойство структурных функций, как спектральность, связанное с правильным учетом закона сохранения энергии при составлении сечения глубоконеупругого рассеяния. Действительно, можно проверить, что в нулевом приближении (3) $W_{\mu\nu} \neq 0$ ниже порога реакции $(P+q)^2 = M^2$, $x_{Bj} = -q^2/2Pq > 1$. Ясно, что никакой полный набор состояний $|N\rangle$ между токами в (3) не приведет к δ -функции по энергии в выражении

$$T_\mu = \int d^4x \exp(iqx) \langle P | J_\mu(x) | N \rangle, \quad (4)$$

так как $|P\rangle$ — собственное состояние полного гамильтониана H , а временные трансляции тока $J_\mu(x)$ задаются свободным гамильтонианом. Поскольку нарушение свойства спектральности заведомо означает искажение поведения структурных функций в окрестности $x_{Bj} \sim 1$, представление (3) становится непригодным для изучения этой области. Для восстановления свойства спектральности в (3) используют партонную картину, в которой важны два момента: переход к системе $P_z \rightarrow \infty$, предположение об ограниченности поперечного движения кварков в адроне. При этом существенны проекционные свойства волновой функции связанного состояния по продольной фракции импульса составляющих, имеющие место только в системе $P_z \rightarrow \infty$. Поскольку наше рассмотрение ведется в системе покоя составной частицы, необходимо иметь теорию возмущений, в которой свойство спектральности сохранено в каждом члене разложения.

Тензор $W_{\mu\nu}$ перепишем в виде

$$W_{\mu\nu} = \int d^3x \exp(-iqx) \langle P | J_\mu(x, 0) \delta(P_0 + q_0 - \hat{H}) J_\nu(0) | P \rangle. \quad (5)$$

Символическая запись δ -функции с операторным аргументом расшифровывается с помощью замены в (5)

$$\delta(z - \hat{H}) \rightarrow \sum_N \delta(z - E_N) | N \rangle \langle N |, \quad z = P_0 + q_0,$$

¹⁾ Ниже для обозначения импульсов собственных векторов полного и свободного гамильтонианов будем использовать прописные и строчные буквы соответственно.

где $|N\rangle$ — полный набор собственных состояний гамильтониана H . Поскольку оба тока в (5) свободные, построение теории возмущений сводится к разложению δ -функции по константе связи. Для этого воспользуемся представлением

$$2\pi i \delta(z - \hat{H}) = [z - \hat{H} - i\varepsilon]^{-1} - [z - \hat{H} + i\varepsilon]^{-1},$$

определением оператора \hat{T} -матрицы

$$\begin{aligned} [z - \hat{H} + i\varepsilon]^{-1} &= [z - \hat{H}_0 + i\varepsilon]^{-1} + [z - \hat{H}_0 + i\varepsilon]^{-1} \hat{T}(z) [z - \hat{H}_0 + i\varepsilon]^{-1}, \\ [z - \hat{H} - i\varepsilon]^{-1} &= [z - \hat{H}_0 - i\varepsilon]^{-1} + [z - \hat{H}_0 - i\varepsilon]^{-1} \hat{T}^+(z) [z - \hat{H}_0 - i\varepsilon]^{-1} \end{aligned}$$

и условием унитарности²⁾

$$\hat{T}^+(z) - \hat{T}(z) = 2\pi i \hat{T}(z) \delta(z - \hat{H}_0) \hat{T}^+(z). \quad (6)$$

Тогда после несложных выкладок получим

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= \int d^3x \exp(-iqx) \langle P | J_\mu(x, 0) \{ I + [z - \hat{H}_0 + i\varepsilon]^{-1} \hat{T}(z) \} \times \\ &\quad \times \delta(z - \hat{H}_0) \{ I + \hat{T}^+(z) [z - \hat{H}_0 - i\varepsilon]^{-1} \} J_\nu(0) | P \rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

Если воспользоваться полным набором голых состояний $|n\rangle$ (т.е. собственных состояний гамильтониана H_0) и проинтегрировать по d^3x , будем иметь

$$W_{\mu\nu} = (2\pi)^3 \sum_n \delta^{(4)}(P + q - p_{(n)}) T_\mu T_\nu^+, \quad (8)$$

где

$$T_\mu = \langle P | J_\mu(0) \{ I + [z - H_0 + i\varepsilon]^{-1} \hat{T}(z) \} | n \rangle,$$

$p_{(n)}$ — полный 4-импульс состояния $|n\rangle$. Мы предлагаем теорию возмущений для функций $W_{\mu\nu}$, основанную на разложении по константе связи оператора $\hat{T}(z)$ в соотношениях (7) или (8). Тогда наличие в (8) 4-мерной δ -функции в любом порядке предложенного варианта теории возмущений обеспечивает сохранение вышеуказанного свойства спектральности.

2. Импульсное приближение

Представим связанное состояние $|P\rangle$ фоковским столбцом с компонентами $\Psi_P(p_1, \dots, p_n)$, которые ниже будем называть n -частичными волновыми функциями:

$$\langle p_1, \dots, p_n | P \rangle = \delta^{(3)}\left(P - \sum_{i=1}^n p_i\right) \Psi_P(p_1, \dots, p_n).$$

Выпишем (8) в импульсном приближении, соответствующем $\hat{T}(z) = 0$:

$$W_{\mu\nu} = \sum_i \int \rho_P^i(p) \delta^{(4)}((P + q - p)^2 - m_i^2) \omega_{\mu\nu} d^4p, \quad (9)$$

где $\rho_P^i(p)$ — вероятность того, что в адроне с импульсом P суммарный 4-импульс всех составляющих, кроме i -й, находится в интервале $p, p + dp$:

$$\begin{aligned} \rho_P^i(p) &= \sum_n (2\pi)^{-3(n+1)} \int \prod_{l=1}^n \frac{dp_l}{2p_l^0} \delta^{(4)}\left(P - \sum_{l \neq i} p_l\right) \delta^{(3)}\left(P - \sum_{l=1}^n p_l\right) \times \\ &\quad \times |\Psi_P(p_1, \dots, p_{i-1}, p_{i+1}, \dots, p_n)|^2, \\ \omega_{\mu\nu} &= \langle p_i | J_\mu(0) | p_i' \rangle \langle p_i' | J_\nu(0) | p_i \rangle, \\ p_i &= P - p, \quad p_i' = p_i + q, \quad p_i^2 = m_i^2. \end{aligned} \quad (10)$$

²⁾ При наличии в теории связанных состояний в правой части условия унитарности (6) имеется дополнительный член $2\pi i \sum_\beta (z - H_0) |\beta\rangle \times \delta(z - E_\beta) \langle \beta | (z - H_0)$. Более того, в одной из возможных схем записания кварков именно это слагаемое оказывается существенным. Обсуждение этих вопросов будет проведено в другом месте.

Матричные элементы свободного электромагнитного тока спинорных составляющих имеют простой вид

$$\langle p_i' | J_\mu(0) | p_i \rangle = e_i \bar{u}(p_i') \gamma_{\mu i} u(p_i).$$

Отметим, что отсутствие недиагональных членов в (9) оправдано в области больших передач $-q^2 \rightarrow \infty$. Чтобы избавиться от сложной зависимости волновых функций от импульса адрона P , определяемой динамикой взаимодействия, ограничимся рассмотрением специальных систем отсчета $P=0$ и $P_z \rightarrow \infty$.

Возникновение распределения (10) в (9) указывает на необходимость учета виртуальности i -й частицы, мерой которой может служить величина $\Delta = (P-p)^2 - m_i^2$. Заметим, что партонная модель соответствует пренебрежению в пределе высоких энергий и больших передач импульса величиной виртуальности Δ и предположению о быстрой сходимости интеграла по поперечным импульсам (в системе $P_z \rightarrow \infty$), т. е.

$$\int dp_{\perp i} \rho_P^i(p) = \delta((P-p)^2 - m_i^2) \rho_{P \rightarrow i}(x_i). \quad (11)$$

Очевидно, что получаемые таким образом масштабные закономерности имеют лишь приближенный характер и в значительной степени зависят от законности сделанных при этом предположений. Анализ эффектов КХД приводит, в частности, к выводу о существенной роли поперечного движения составляющих в адроне и больших виртуальностей, т. е. $\langle p_{\perp}^2 \rangle \sim \langle \Delta \rangle \sim \alpha_s Q^2$. Поэтому представляет интерес изучение асимптотического поведения структурных функций на основе формулы (9) без дополнительных предположений типа (11). Заметим, что согласно представлению (10) $\rho_{\infty}^i(p)$ является функцией аргументов $(p^0, |p|)$, а в системе $P_z \rightarrow \infty$ ρ_{∞}^i зависит от трех аргументов $(x = p^+/P^+, p_{\perp}^2, p^2)$, инвариантных относительно вращений в плоскости, перпендикулярной оси z . Пренебрежение малыми слагаемыми (порядка M^2/ν) в аргументе δ -функции (9) дает приближенные представления, соответствующие партонной картине (в системе $P=0$)

$$W_{\mu\nu} = \pi \frac{M\xi}{W^2} \sum_i \int_0^{\infty} dp^2 \int_{p^2/2M\xi + M\xi/2}^{\infty} dp_0 \rho^i(p_0, p^2) \omega_{\mu\nu}. \quad (12)$$

В системе $P_z \rightarrow \infty$ ($q^+ < 0, q_{\perp} = 0$)

$$W_{\mu\nu} = \pi \frac{M\xi}{W^2} \sum_i \rho_{\infty}^i(1-\xi) \omega_{\mu\nu}, \quad (13)$$

где

$$\rho_{\infty}^i(x) = \int_0^{\infty} dp^2 \int_0^{\infty} dp_{\perp}^2 \rho_{\infty}^i(1-x, p_{\perp}^2, p^2) \quad (x = p^+/P^+, P^{\pm} = P^0 \pm P^3)$$

— известное партонное распределение по продольным функциям импульсов, $W^2 = (P+q)^2$, $M\xi = M + \nu - |q|$. Цена приближения, приводящего к масштабным свойствам (12), (13), выясняется при более аккуратном анализе с сохранением пределов интегрирования по переменным p_{\perp}^2, p^2 , следующих из точной δ -функции в (13). Перейдем к точным соотношениям, следующим из (9) в случае $P=0$ [7]:

$$W_{\mu\nu} = \pi \frac{M\xi}{W^2} \sum_i \int_{s^2}^{(W-m_i)^2} ds^2 \int_{p_0^-}^{p_0^+} dp^0 \rho_0^i(p^0, s^2) \omega_{\mu\nu}, \quad (14)$$

где

$$p_{\pm}^0 = \frac{W}{2M\xi} (k^0 \pm k) + \frac{M}{2\nu} \mp k, \quad k^0 = \sqrt{k^2 + s^2},$$

k определяется из уравнения

$$W = \sqrt{k^2 + s^2} + \sqrt{k^2 + m_i^2}, \quad k^2 = 1/4 (W + (s^2 - m_i^2)/W)^2 - s^2.$$

Наличие зависимости от W в границах интегрирования (14) указывает на нарушение скейлинга [7, 8]. Для доказательства скейлинга при $\nu \rightarrow \infty$ и получения (12) достаточно воспользоваться требованием сходимости интеграла

$$\int \rho_0^i(p) d^4 p < \infty, \quad (15)$$

которое сводится благодаря определению (10) к условию существования нормы волновой функции Ψ . Заметим, что для волновых функций с минимальным числом составляющих в КХД такое условие удовлетворяется. В оставшихся слагаемых, соответствующих вкладу невалентных составляющих в сумму (10), предположение (15) нарушается (интегралы в нормировочном условии логарифмически расходятся на бесконечности) и необходимо вводить ультрафиолетовый параметр обрезания [9].

3. Асимптотическое поведение $\xi \rightarrow 0$

Пользуясь представлением (12), можно исследовать поведение структурных функций вблизи эксклюзивного порога $\xi \rightarrow 0$. Легко видеть, что оно определяется асимптотическим поведением волновых функций покоящегося адрона в области больших импульсов всех составляющих $p_i^- < M\xi$. Аналогично в системе $P_z \rightarrow \infty$ упругий предел структурных функций согласно (13) задается поведением волновых функций светового фронта при $x_i \rightarrow 1$. Асимптотический анализ уравнений для n -частичных волновых функций связанных состояний в КХД [2, 6]

$$\Psi_0^{(n)}(p_1, \dots, p_n) \xrightarrow{|p_1| \sim |p_2| \sim \dots \sim |p_n| \sim |p| \rightarrow \infty} |p|^{-3(n-1)+n/2},$$

$$\Psi_\infty^{(n)}(p_{\perp 1}, \dots, p_{\perp n}, x_1, \dots, x_n) \xrightarrow{x_i \rightarrow 1} (1 - x_i)^{1/2(2n-3)+|\Delta\lambda|}$$

($\Delta\lambda$ — разность между спиральностью связанного состояния и спиральностью активного кварка) показывает, что импульсное приближение дает различные результаты в зависимости от системы отсчета. А именно в формализме с покоящимися адронами получается более сильное падение при $\xi \rightarrow 0$ $\nu W_2 \simeq \xi^{5n-6}$, чем общепринятое в настоящее время $\nu W_2 \simeq \xi^{2n-3+2|\Delta\lambda|}$ [6], согласующееся со следствием импульсного приближения в системе отсчета $P_z \rightarrow \infty$. Здесь нулевой порядок по теории возмущений не обеспечивает правильного описания исследуемой закономерности и необходим учет следующих членов разложения $T(z)$ в (8). Заметим, что подобная ситуация возникает в анализе асимптотического поведения упругого формфактора составной системы

$$F_\mu = \langle P' | J_\mu(0) | P \rangle.$$

Амплитуда глубоконеупругого процесса (8) имеет такое же теоретико-полевое выражение, что и формфактор F_μ , и поэтому является его неупругим аналогом. В роли массы конечного состояния выступает переменная $W^2 = (P+q)^2 = P'^2$. Существенное отличие от упругого формфактора состоит в том, что конечное состояние разлагается обычным образом по степеням константы связи

$$|P'\rangle = \{ I + [P'_0 - \hat{H}_0 + i\epsilon]^{-1} T(P'_0) \} |n\rangle$$

и имеет ненулевой свободный предел в виде фоковского состояния. В формализме $P_z \rightarrow \infty$ ведущая асимптотика структурных функций по $(1-x_{Bj})$, так же как и формфактора по передаче, определяется в импульсном приближении, т. е. в нулевом порядке по теории возмущений. Однако в нашем подходе $P=0$ (как это будет видно из дальнейшего изложения) ведущая асимптотика по $(1-x_{Bj})$ выявляется лишь в следующем после нулевого порядке теории возмущений. Аналогичная ситуация наблюдается и при анализе представления для упругого формфактора, записанного с помощью волновых функций покоящихся адронов. В этом случае также необходим учет следующих порядков предложенной в [2] теории возмущений по

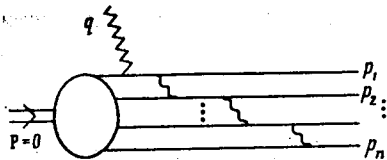


Рис. 1

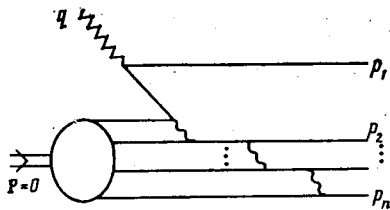


Рис. 2

константе связи для оператора буста, определяющего конечное состояние $|P'\rangle$ с произвольным импульсом P' через состояние покоящейся составной системы $|0\rangle$.

Ниже будет показано, что ведущая асимптотика при $\xi \rightarrow 0$ в системе $P=0$ соответствует диаграммам типа рис. 1 и результаты расчетов согласуются с импульсным приближением в системе $P_z \rightarrow \infty$. Для качественного объяснения сказанного заметим, что часть любой диаграммы (типа рис. 1), находящаяся справа от фотонной вершины, соответствует рассеянию составляющих с полным импульсом q . В пределе $|q| \rightarrow \infty$ (это исследуемая область) ядра, соответствующие этим диаграммам, определяются теорией возмущений в системе «бесконечного импульса» с осью z , направленной вдоль вектора q . Этим же интуитивно объясняется ожидаемое ослабление падения сечений при $\xi \rightarrow 0$ за счет характерного в $P_z \rightarrow \infty$ сокращения больших слагаемых в энергетических знаменателях.

В системе отсчета $P=0$ необходим также учет диаграмм, описывающих рождение фотоном пар из вакуума (рис. 2). Вычисления показывают, что они дают вклад того же порядка, что и диаграммы рис. 1. Поскольку расчет диаграмм рис. 2 не вызывает дополнительных трудностей, ниже ограничимся изучением диаграмм рис. 1.

Рассмотрим для простоты случай мезона с двумя валентными составляющими. Используя представление (8) во втором порядке по константе взаимодействия в разложении $T(z)$, имеем³⁾

$$T_\mu = \int (dl) \Psi_0^*(l_1 l_2) \langle l_1 l_2 | J_\mu(0) \{ [z - H_0 + i\epsilon]^{-1} H_1 \}^2 | p_1, p_2 \rangle, \quad (16)$$

$$(2\pi)^6 (dl) = \delta^{(3)}(l_1 + l_2) \frac{dl_1}{2l_1^0} \frac{dl_2}{2l_2^0}, \quad z = M + q^0,$$

$$H_1 = g \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi \hat{\tau}_a G_\mu^a.$$

В КХД связанные диаграммы, соответствующие (16), изображены на рис. 3. Пользуясь представлением (8), можно сформулировать диаграммную технику, согласно которой каждому пунктирному сечению между вершинами взаимодействий соответствует энергетический знаменатель

$$D = M + q^0 - \sum_i \sqrt{k_i^2 + m_i^2}, \quad (17)$$

где k_i — импульс, приписанный пересеченной пунктиром линии. В исследуемой нами области $|q| \rightarrow \infty$ благодаря явному виду (17) становится очевидным вышеуказанное сокращение больших слагаемых таким образом, как это происходит в диаграммной технике $P_z \rightarrow \infty$:

$$M + q^0 \sim |q| + W^2/2|q|,$$

$$\sum_i \sqrt{k_i^2 + m_i^2} \sim \left(|q| + \sum_i \frac{k_{i\perp}^2 + m_i^2}{2k_i^z} \right) \Pi\theta(k_i^z).$$

³⁾ Для простоты записи спиновые и цветовые индексы будем иногда опускать.

Тождественная замена энергетических знаменателей (17) благодаря условию $q = \sum k_i$.

$$D = M + q - \sum k_i^-$$

где $k_i^- = \sqrt{k_i^2 + m_i^2} - k_i q / |q|$, автоматически учитывает сокращение больших слагаемых $|q|$. В такой форме записи легко также сравнивать вклады в

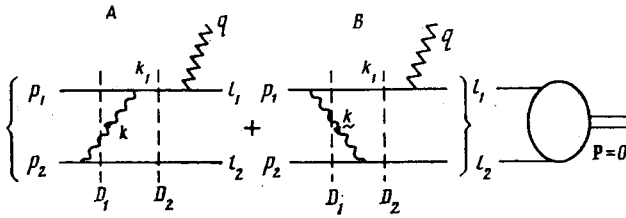


Рис. 3

D различных импульсов: импульсы с большими составляющими в направлении $q(k_i q) / |q| \rightarrow \infty$ дают вклад $k_i^- \rightarrow 0$, малые $|k_i| \sim m$ соответствуют $k_i^- \sim m$. Для больших импульсов в обратном относительно q направлении $k_i q / |q| \rightarrow -\infty$ имеем $k_i^- \rightarrow \infty$.

Согласно вышесказанному энергетические знаменатели диаграммы A имеют вид

$$D_1 = M\xi - l_2^- - k^- - p_1^-, \quad D_2 = M\xi - l_2^- - k_1^-$$

4-мерную δ -функцию в (8) при $P=0$ также удобно представить в переменных p^+ , p^- и p_\perp :

$$\delta^{(4)}\left(P + q - \sum_{i=1}^n p_i\right) = \delta\left(\sum_{i=1}^n p_{i,\perp}\right) \delta\left(\frac{W^2}{M\xi} - \sum_{i=1}^n p_i^+\right) \delta\left(M\xi - \sum_{i=1}^n p_i^-\right). \quad (18)$$

Отсюда видно, что при $|q| \rightarrow \infty$ и $\xi \rightarrow 0$ p_1^- , $k^- \sim O(\xi)$, а $k_1^- \sim O(\xi, m/|q|)$, т. е.

$$D_1 \simeq -l_2^- + O(\xi), \quad D_2 \simeq -l_2^- + O(\xi, m/|q|). \quad (19)$$

Аналогично для диаграммы B имеем

$$D_1 = M\xi - k_1^- - k^- - p_2^-$$

Однако в отличие от диаграммы A энергетический знаменатель $D_1 \simeq -k^- \sim O(1/\xi)$, поскольку $k = -k$. Поэтому вклад диаграммы B в асимптотику структурных функций при $\xi \rightarrow 0$ подавлен.

Каждой внутренней линии, изображающей распространение частицы с массой m и 3-мерным импульсом k , сопоставляется фактор $(2\sqrt{k^2 + m^2})^{-1}$. Тогда для волнистой линии, соответствующей безмассовому глюону с импульсом k , этот фактор в асимптотической области $\xi \rightarrow 0$ можно заменить выражением

$$2\sqrt{k^2} = 2|p_2 - l_2| \rightarrow p_2^+ = (p_{\perp 2}^2 + m_2^2) / p_2^-, \quad (20)$$

где мы учли ограниченность импульса l_2 (что связано с быстрым падением волновой функции $\Psi_0(l_1, l_2)$ при $|l_1| \rightarrow \infty$) и условие

$$p_1^- + p_2^- = M\xi.$$

Учет спина приводит к появлению в каждой внутренней линии дополнительных факторов $\hat{k} + m$ и $d_{sp}(k)$ для частиц со спинами $1/2$ и 1 соответственно. Проекционный оператор глюона $d_{sp}(k)$ зависит от калибровочного условия, которое мы зафиксируем ковариантным образом:

$$d_{sp}(k) = -g_{sp}.$$

Внешние концы и вершины учитываются стандартно, как, например, в диаграммной технике Фейнмана.

Таким образом, учитывая (19), (20), T_μ можно записать в виде

$$T_\mu = \frac{eg^2 C_F}{p_2^+} \int (dl) \bar{v}^n(p_2) \gamma^s v_i(l_2) \Psi_{0j}^* (l_1 l_2) \frac{1}{(l_2^-)^2} \bar{u}^j(l_1) \gamma_\mu \frac{\hat{k}_1 + m_1}{2k_1^0} \gamma_s u_m(p_1), \quad (21)$$

$$k_1 = l_1 + q, \quad C_F = \sum_a \hat{t}_a \hat{t}_a.$$

Согласно представлению (8) и (18) имеем

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{dp_1}{2p_1^0} \frac{dp_2}{2p_2^0} T_\mu T_\nu^+ \delta(p_{1\perp} + p_{2\perp}) \delta\left(p_1^+ + p_2^+ - \frac{W^2}{M\xi}\right) \times \\ \times \delta(p_1^- + p_2^- - M\xi), \quad (22)$$

причем $p_i^2 = m_i^2$. Из-за наличия подавляющего фактора $(p_2^+)^{-1}$ в (21) в масштабно-инвариантном пределе (ведущая асимптотика по v^{-1}) δ -функции в (22) заменяются на ⁴⁾

$$\delta(p_1^+ - W^2/M\xi) \delta(p_2^- - M\xi) \delta(p_{1\perp} + p_{2\perp}) \equiv \Delta(p_1, p_2).$$

Соответствующее приближение для T_μ дает

$$T_\mu = \frac{eg^2 C_F}{2p_2^+} \int (dl) \bar{v}^n(p_2) \gamma^s v_i(l_2) \Psi_{0j}^* (l_1 l_2) \frac{1}{(l_2^-)^2} \bar{u}^j(l_1) \gamma_\mu \gamma^- \gamma_s u_m(p_1).$$

Тогда (22) принимает вид

$$\tilde{W}_{\mu\nu} = \frac{(eC_F)^2}{2\pi} \int (dl) \frac{\Psi_0(l_1 l_2)}{(l_2^-)^2} \hat{V}_{\mu\nu} \frac{\Psi_0(r_1 r_2)}{(r_2^-)^2} (d\mathbf{r}) \alpha_s (-(p_2 - l_2)^2) \alpha_s (-(p_2 - r_2)^2) \times \\ \times \left(\frac{p_2^-}{p_{2\perp}^2 + m_2^2} \right)^2 \Delta(p_1, p_2) \frac{dp_1}{2p_1^0} \frac{dp_2}{2p_2^0}, \quad (23)$$

где α_s — бегущая константа связи,

$$\hat{V}_{\mu\nu} = \bar{v}(r_2) \gamma_s (\hat{p}_2 - m_2) \gamma_\nu v(l_2) \otimes \bar{u}(l_1) \gamma_\mu \gamma^- \gamma^0 (\hat{p}_1 + m_1) \gamma^+ \gamma^- \gamma_\nu u(r_1).$$

После интегрирования по $dp_1 dp_2^-$ в (23) в ведущем по v порядке получим

$$W_{\mu\nu} = (M\xi)^2 \frac{(eC_F)^2}{2\pi} \int \frac{dp_{1\perp}^2}{(p_{1\perp}^2 + m_2^2)^2} \int (dl) (d\mathbf{r}) \alpha_s \frac{\Psi_{0j}^* (l_1 l_2)}{(l_2^-)^2} \times \\ \times \bar{u}^j(l_1) \gamma_\mu \gamma^- \gamma_\nu u_k(r_1) \alpha_s \frac{\Psi_{0n}^k (r_1 r_2)}{(r_2^-)^2} \bar{v}^n(r_2) \gamma^- v_i(l_2). \quad (24)$$

Таким образом, используя стандартное определение структурной функции W_2 , из (24) имеем

$$\frac{v}{M} W_2 = \xi^2 e^2 C_F^2 \int \frac{dp_{1\perp}^2}{(p_{1\perp}^2 + m_2^2)^2} \text{Sp} \left(\Gamma^+ \frac{\gamma^+ \gamma^-}{2} \Gamma \frac{\gamma^- \gamma^+}{2} \right), \quad (25)$$

где

$$\Gamma = \int (d\mathbf{r}) \frac{u_i(r_1) \Psi_{0j}^* (r_1 r_2) \bar{v}^j(r_2)}{(r_2^-)^2} \alpha_s, \quad \alpha_s = \alpha_s \left(r_2^- \frac{p_{1\perp}^2 + m_2^2}{M\xi} \right).$$

С учетом диаграммы, описывающей рождение кварк-антикварковой пары

⁴⁾ Оставляя точные δ -функции, мы получили бы выражение, в котором аналогично (14) учтена нарушающая скейлинг зависимость от W^2 .

фотоном из вакуума, выражение для T_μ принимает вид

$$T_\mu = \frac{eg^2 C_F}{p_2^+} \int (dl) \bar{v}^n(p_2) \gamma^s v_l(l_2) \left\{ \frac{\hat{\Psi}_{0j}^i(l_1 l_2)}{(l_2^-)^2} \bar{u}^j(l_1) \gamma_\mu \frac{\hat{k}_1 + m_1}{2k_1^0} \gamma_s u_k(p_1) + \right. \\ \left. + \frac{\hat{\Psi}_{0j}^i(l_1 l_2)}{l_2^- (l_1^- + l_2^-)} \bar{u}^j(l_1) \gamma_s \frac{(\hat{k}_1' - m_1)}{2k_1^0} \gamma_\mu u_k(p_1) \right\}, \quad k_1' = p_2. \quad (26)$$

Выражение для соответствующего адронного тензора $W_{\mu\nu}$ будет содержать кроме (26) нового типа интеграл от мягкой части волновой функции

$$\Gamma' = \int (dr) \frac{u_l(r_1) \Psi_{0j}^i(r_1 r_2) \bar{v}^j(r_2)}{r_2^- (r_1^- + r_2^-)} \alpha_s.$$

Заметим, что к аналогичным интегралам сводятся расчеты сечения глубоконеупругого рассеяния в формализме теории поля на 0-плоскости [6]:

$$\Gamma_\infty = \int_0^1 dx \int dr_\perp \frac{\Psi_\infty(r_\perp x)}{x^2} \alpha_s, \quad \Gamma_\infty' = \int_0^1 dx \int dr_\perp \frac{\Psi_\infty(r_\perp x)}{x} \alpha_s.$$

Нетрудно проверить, что с точностью до этих интегралов полученное нами асимптотическое выражение для W_2 с использованием (26) находится в согласии с расчетом импульсного приближения в теории поля на 0-плоскости [6]. Представляет интерес сравнение Γ с Γ_∞ без привлечения модельных соображений.

Предложенный в настоящей работе вариант теории возмущений для структурных функций глубоконеупругого процесса может быть успешно применен в случае с произвольным числом составляющих. В результате исследуемые физические характеристики записываются в терминах волновых функций покоящегося связанного состояния, имеющих более ясный физический смысл, чем в системе $P_z \rightarrow \infty$. Особый интерес такой формализм должен представить для изучения составных систем (например, ядер), волновые функции которых в системе покоя уже исследовались в других процессах.

Авторы глубоко благодарны В. А. Матвееву и А. Н. Тавхелидзе за внимание к работе и ценные замечания.

Литература

1. Квинихидзе А. Н., Сисакян А. Н., Слещенко Л. А., Тавхелидзе А. Н. // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. С. 478.
2. Квинихидзе А. Н., Матвеев В. А., Хведелидзе А. М. // ТМФ. 1987. Т. 72. С. 45.
3. Kogut J., Susskind L. // Phys. Rep. 1973. V. 8C. P. 75.
4. Lepage G. P., Brodsky S. J., Huang T., Mackenzie P. // Particles and Fields-2. Proc. Banff Summer Inst. Banff, Canada, 1981/Eds Capri A. Z., Komal A. N. N. Y.: Plenum, 1983.
5. Матвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавхелидзе А. Н. // ТМФ. 1979. Т. 40. С. 329.
6. Gunion J. F., Nason P., Blankenbecler R. // Phys. Rev. 1984. V. D29. P. 2491.
7. Savrin V. I., Skachkov N. B. // Nuovo Cim. 1982. V. 65A. P. 1.
8. Волконский Н. Ю., Прохоров Л. В. // ЯФ. 1981. Т. 33. С. 1608.
9. Липатов Л. Н. // ЯФ. 1974. Т. 20. С. 181.

DESCRIPTION OF DEEP-INELASTIC PROCESSES IN TERMS OF THE REST-FRAME WAVE FUNCTIONS OF COMPOSITES

KVINIKHIDZE A. N., SISAKJIAN A. N., KHVEDELIDZE A. M.

The lepton-hadron inelastic scattering processes are studied in the rest frame of composite particles. A new perturbative expansion for the description of structure functions is proposed, each term of which possesses the spectral condition. It is demonstrated that, in contrast to infinite-momentum-frame case, impulse approximation is not valid for describing inelastic limit $x_{Bj} \rightarrow 1$ in the rest frame. To obtain leading behavior of structure functions as $x_{Bj} \rightarrow 1$ it is necessary to take account of the interaction of constituents in the final state. The corresponding diagrams are pointed out and their computation in QCD conforms with the results obtained in the 0-plane quantum field theory.