

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

6102/2-80

22/12-80

P2-80-635

Н.М.Атакишиев, Р.М.Мир-Касимов, Ш.М.Нагиев

СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ
ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ ЛЕПТОН-АДРОННЫХ
ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ
В КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОДХОДЕ
НА СВЕТОВОМ КОНУСЕ

Направлено на III Международный семинар по физике
высоких энергий и теории поля, Серпухов, 1980 г.

1980

I. В работах / 1 / построена ковариантная гамильтонова КТП на световом конусе, существенно новым моментом в которой является специфическая регуляризация, приводящая к уничтожению во всех диаграммах сингулярностей, сопутствующих любой теории поля в переменных светового фронта. Подробно проанализированы условия унитарности и причинности S - матрицы и сформулированы правила трехмерной диаграммной техники, которые можно назвать ковариантной формулировкой "старой" теории возмущений на конусе. Суммированием неприводимых диаграмм получено трехмерное уравнение квазипотенциального типа в переменных светового фронта.

В настоящей работе квазипотенциальный формализм / 2 / в переменных светового фронта / 1,3 / применяется к изучению глубоко-неупругого лептон-адронного рассеяния, играющего важную роль при выяснении внутренней структуры адронов. Попытки теоретического объяснения характерных свойств сечений глубоконеупругих реакций / 4 / привели к полуфеноменологической партонной модели / 5 /, в которой адроны рассматриваются как составные частицы. В работах / 6 / масштабнo-инвариантное поведение адронных структурных функций в глубоконеупругих процессах было исследовано на основе общих принципов локальной КТП и принципа приближенной автомодельности. Анализу асимптотического поведения глубоконеупругого рассеяния и электромагнитного формфактора пиона, основанному на использовании α -представления фейнмановских диаграмм, посвящены работы / 7 /. Пороговое поведение структурных функций адронов в кварковой модели с гипотезой факторизуемости изучено в / 8 /.

Сечения глубоконеупругих лептон-адронных взаимодействий изучались и в рамках теоретико-полевых формулировок составных моделей, таких, как кварковая, партонная и др. Например, в работах

/ 9 / получено представление для сечений рассеяния лептона на адроне, которое в рамках определенных приближений допускает кварк-партоновую интерпретацию, а в / 10 / исследована партоновая картина взаимодействия в глубоконеупругом ер - рассеянии и получено хорошо согласующееся с экспериментом поведение для структурных функций при $x \rightarrow 1$ (x - скейлинговая переменная). Использованию амплитуды Бете-Солпитера для вычисления структурной функции пиона, рассматриваемого как двухкварковая система, посвящены работы / 11 /. Принцип автомодельности и многочастичный формализм в переменных светового фронта применяются в / 12 / к изучению глубоконеупругих процессов рассеяния лептонов на ядрах, моделирующих лептон-адронные взаимодействия.

Наша цель - выразить сечение глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния через квазипотенциальные волновые функции адрона в переменных светового фронта, причем последний рассматривается как связанное состояние кварксов. При этом мы воспользуемся методом, предложенным мандельштамом / 13 / и развитым в / 3,14 / для определения формфакторов составных частиц через соответствующие волновые функции.*)

2. Как известно, сечение глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния определяется тензором

$$W_{\mu\nu}(P, q) = \sum_{\sigma} \int d^4x e^{iqx} \langle P, \sigma | J_{\mu}(x) J_{\nu}(0) | P, \sigma \rangle, \quad (2.1)$$

где $J_{\mu}(x)$ - электромагнитный адронный ток, а $|P, \sigma\rangle$ - одночастичное адронное состояние с массой M ($P^2 = P_0^2 - \vec{P}^2 = M^2$) и

*) Волновые функции релятивистских связанных систем исследуются в / 15,16 /, где авторы ограничиваются двухчастичным и трехчастичным секторами, и ковариантным образом в / 17 /.

сплюсн Θ . Ввиду сохранения электромагнитного тока тензор $W_{\mu\nu}$ обычно выражают через две инвариантные структурные функции W_1 и W_2 :

$$W_{\mu\nu}(P, q) = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) W_1(q^2, \nu) + \left(P_\mu - \frac{M\nu}{q^2} q_\mu\right) \left(P_\nu - \frac{M\nu}{q^2} q_\nu\right) \frac{W_2(q^2, \nu)}{M^2}, \quad (2.2)$$

где $M\nu = Pq$. Глубокоэластичная область характеризуется следующими значениями кинематических переменных:

$$-q^2 = Q^2, \nu \rightarrow \infty, \quad x = \frac{1}{\omega} = \frac{Q^2}{2M\nu} = \text{const} \quad (2.3)$$

Рассмотрим функцию $R_{\mu\nu}$, которая определяется через гейзенберговские операторы полей и некоторого локального тока следующим образом:

$$R_{\mu\nu}(Y^+, Y'^+; \underline{y}_1, \underline{y}_2; \underline{y}'_1, \underline{y}'_2; x) = \langle 0 | T_+ \left\{ \psi_1^+(Y^+, \underline{y}_1) \psi_2^+(Y^+, \underline{y}_2) J_\mu(x) J_\nu(0) \psi_2^+(Y'^+, \underline{y}'_2) \psi_1^+(Y'^+, \underline{y}'_1) \right\} | 0 \rangle, \quad (2.4)$$

где переменные светового фронта $\underline{y}^\pm = y_0 \pm y_1$, $y = (y^+, y^-, \vec{y}_\perp) \equiv (y^+, \underline{y})$, а T_+ - оператор хронологического упорядочения по "времени" y^+ :

$$T_+ \{ \psi_1(y_1) \psi_2(y_2) \} = \Theta(y_1^+ - y_2^+) \psi_1(y_1) \psi_2(y_2) + \Theta(y_2^+ - y_1^+) \psi_2(y_2) \psi_1(y_1). \quad (2.5)$$

Использование в (2.4) переменных светового фронта и оператора T_+ - упорядочения связано с тем, что это несколько упрощает анализ как процессов рассеяния при высоких энергиях, так и асимптотического поведения формфакторов составных частиц в области больших переданных импульсов (т.к. при этих условиях

частицы ведут себя как почти "светоподобные" объекты, т.е. их траектории приближаются к направлению образующей светового конуса). Помимо этого, данный подход к описанию составных систем наиболее близок к идеям партонной модели / 5 /.

Для простоты рассмотрим сначала скалярные поля $\Psi_i(y_i)$, описывающие частицы с массами m_i . Введем новые переменные - полные и относительные координаты

$$Y = (Y^+, \frac{y_1 + y_2}{2}) \equiv (Y^+, \underline{Y}), \quad y = (0, y_1 - y_2) \equiv (0, \underline{y}),$$

$$Y' = (Y'^+, \frac{y_1' - y_2'}{2}) \equiv (Y'^+, \underline{Y}'), \quad y' = (0, y_1' - y_2') \equiv (0, \underline{y}'), \quad (2.6)$$

перейдем в (2.4) к преобразованию Фурье

$$R_{p_0}(P, \underline{p}; P', \underline{p}'; x) = \int R_{p_0}(Y, \underline{y}; Y', \underline{y}'; x) \exp\{i(PY^+ + \underline{p}\underline{y} - P'Y'^+ - \underline{p}'\underline{y}')\} dY d\underline{y} dY' d\underline{y}', \quad dY = \frac{1}{2} dY^+ dY^- d\vec{Y}_1 = dY^+ d\underline{Y}. \quad (2.7)$$

Здесь использованы следующие обозначения для 4-векторов в импульсном пространстве

$$P = (P^-, P^+, \vec{P}_1) \equiv (P^-, \underline{P}), \quad P^\pm = P_0 \pm P_3,$$

откуда следует, что

$$p_x = \frac{1}{2} P^- x^+ + \frac{1}{2} P^+ x^- - \vec{P}_1 \vec{x}_1 \equiv \frac{1}{2} P^- x^+ + \underline{p} \underline{x}.$$

Используя в (2.4) определение T_+ - произведения (2.5) и интегральное представление для $\Theta(y^+)$ - функции, с помощью условия полноты для набора физических состояний $|n\rangle$ мы получим следующее двойное спектральное представление для функции (2.7)

(Ср. / 2, I4 /):

$$R_{\mu\nu}(P, \underline{p}; P', \underline{p}'; x) = \int_0^\infty d\alpha d\alpha' \frac{I_{\mu\nu}(\alpha, \underline{P}, \underline{p}; \alpha', \underline{P}', \underline{p}'; x)}{(P^- - \alpha + i\varepsilon)(P'^- - \alpha' + i\varepsilon)} + \dots \quad (2.8)$$

где

$$I_{\mu\nu}(\alpha, \underline{P}, \underline{p}; \alpha', \underline{P}', \underline{p}'; x) = -4(2\pi)^6 \sum_{m,n} \delta(\alpha - k_m^-) \delta(\alpha' - k_n^-) \delta(P - k_m) \cdot \\ \cdot \delta(P' - k_n) \chi_{om}(p) [\Theta(x^+) \exp[\frac{i}{2}(P^- - \alpha)x^+] \langle m | J_\mu(x) J_\nu(0) | n \rangle + \\ + \Theta(-x^+) \exp[\frac{i}{2}(P'^- - \alpha')x^+] \langle m | J_\nu(0) J_\mu(x) | n \rangle] \chi_{on}^*(p'), \\ \chi_{om}(p) = \int d\underline{y} \exp(i p \underline{y}) \langle 0 | \psi_1(\underline{y}/2) \psi_2(-\underline{y}/2) | m \rangle.$$

Отметим, что в спектральном представлении (2.8) для $R_{\mu\nu}$ явно выписаны только два слагаемых в T_+ - упорядочении выражения (2.4) (соответствующие $\Theta(\gamma^+ - x^+) \Theta(x^+) \Theta(-\gamma')$ и $\Theta(\gamma^+) \Theta(-x^+) \cdot \Theta(x^+ - \gamma')$ произведениям Θ - функций), которые и будут использованы в дальнейшем ^{*)}.

Предположим теперь, что среди полного набора состояний $|m\rangle$ и $|n\rangle$ имеются связанные состояния $|A\rangle$ и $|B\rangle$ с массами M_A и M_B . Тогда из спектрального представления (2.8) следует, что $R_{\mu\nu}$ имеет полюсы при $P^- = (M_A^2 + \vec{P}_A^2)/P^+$ и $P'^- = (M_B^2 + \vec{P}_B^2)/P'^+$ и вблизи этих полюсов

$$R_{\mu\nu}(P, \underline{p}; P', \underline{p}'; x) \simeq - \frac{\chi_P(p) \langle 0 | T_+ \{ J_\mu(x) J_\nu(0) \} | P' \rangle \chi_{P'}^*(p')}{(P^2 - M_A^2)(P'^2 - M_B^2)} \quad (2.9)$$

Волновая функция релятивистской связанной системы двух частиц (ср. с формулой (2.8))

^{*)} Опушенные слагаемые регулярны вблизи полюсов $P^2 = M_A^2$ и $P'^2 = M_B^2$ и поэтому не будут давать вклада в вычисляемый нами матричный элемент.

$$Y_P(p) = \int e^{i p y} \langle 0 | \psi_1(z/2) \psi_2(-z/2) | P \rangle dy \quad (2.10)$$

является фурье-преобразованием "одновременной" квазипотенциальной волновой функции. Она удовлетворяет квазипотенциальному уравнению вида

$$\left[P^2 - \frac{(\vec{P}_1 + (\frac{1}{2}-\eta)\vec{P}_1)^2 + m_1^2}{\eta} - \frac{(\vec{P}_1 + (\frac{1}{2}-\eta)\vec{P}_1)^2 + m_2^2}{1-\eta} \right] Y_P(\eta, \vec{P}_1) =$$

$$= \frac{1}{\eta(1-\eta)} \int_0^1 d\eta' \int d\vec{p}'_1 V(P; \eta, \vec{P}_1; \eta', \vec{p}'_1) Y_P(\eta', \vec{p}'_1), \quad (2.11)$$

которое может быть получено как на основе квазипотенциального подхода Логанова-Тавхелидзе / 2 / в переменных светового фронта / 3 /, так и с помощью трехмерной диаграммной техники гамильтоновой КТП на световом конусе / 1 /. В формуле (2.11) переменная η определена следующим образом:

$$\eta = \frac{1}{2} + \frac{P^+}{P^+}, \quad \eta' = \frac{1}{2} + \frac{P'^+}{P'^+}, \quad (2.12)$$

а квазипотенциал V задается соотношением $G^{-1} = G_0^{-1} + \alpha V$, $\alpha = 2i(2\pi)^5$, где "двухвременная" двухчастичная функция Грина скалярных полей ψ_i определена как

$$G(Y-Y', z, z') = \langle 0 | T_+ \{ \psi_1(Y, z_1) \psi_2(Y', z_2) \psi_2^+(Y'', z_2') \psi_1^+(Y', z_1') \} | 0 \rangle =$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^5} \int G(P; p, p') e^{iP(Y-Y') - ipz + ip'z'} dP d\underline{p} d\underline{p}',$$

$$\int d\underline{p} G^{-1}(P; p, \underline{p}) G(P; \underline{p}', p') = \delta(\underline{p} - \underline{p}'). \quad (2.13)$$

Условие нормировки для волновой функции $Y_P(\eta, \vec{P}_1)$ получается путем приравнивания вычетов в полюсе $P^+ = M^2$ в обеих частях

тождества $G(G_0^{-1} + \alpha V)G = G$ (где операторное умножение следует понимать в смысле интегрирования по относительным импульсам) и имеет вид

$$\int_0^1 \eta(1-\eta) d\vec{p}_1 |Y_P(\eta, \vec{p}_1)|^2 - \frac{1}{P^+} \int_0^1 d\eta d\eta' \int d\vec{p}_1 d\vec{p}_1' Y_P^*(\eta, \vec{p}_1) \cdot \left[\frac{\partial}{\partial P^+} - V(P; \eta, \vec{p}_1; \eta', \vec{p}_1') \right] Y_P(\eta', \vec{p}_1') = \frac{(2\pi)^3}{2(P^+)^2}. \quad (2.14)$$

Введем теперь обобщенную 4-хвостку $K_{\mu\nu}$ с помощью соотношения

$$R_{\mu\nu}(Y, \underline{y}; Y', \underline{y}'; x) = \int G(Y-Z; \underline{y}, \underline{z}) K_{\mu\nu}(Z, \underline{z}; Z', \underline{z}'; x) \cdot G(Z'-Y'; \underline{z}', \underline{y}') dZ d\underline{z} dZ' d\underline{z}', \quad (2.15)$$

или, в импульсном представлении,

$$R_{\mu\nu}(P, \underline{p}; P', \underline{p}'; x) = (2\pi)^4 \int G(P; \underline{p}, \underline{p}'') K_{\mu\nu}(P; \underline{p}''; P', \underline{p}'; x) \cdot G(P'; \underline{p}'', \underline{p}') d\underline{p}'' d\underline{p}''', \quad d\underline{p}'' = d\underline{p}_+'' d\vec{p}_1'' \quad (2.16)$$

Следует отметить, что функции $R_{\mu\nu}$ и G , которые определяются (см. (2.4) и (2.13)) путем приравнивания друг к другу "временных" аргументов $y_1^+ = y_2^+$ каждой пары операторов $\psi_1(y_1)$, $\psi_2(y_2)$ и $\psi_1^+(y_1)$, $\psi_2^+(y_2)$, в импульсном представлении связаны с соответствующими полными функциями $\tilde{R}_{\mu\nu}$ и \tilde{G} соотношениями

$$R_{\mu\nu}(P, \underline{p}; P', \underline{p}'; x) = (4\pi)^{-2} \int \tilde{R}_{\mu\nu}(P, p, P', p'; x) d\bar{p} d\bar{p}',$$

$$G(P; \underline{p}, \underline{p}') = (4\pi)^{-2} \int \tilde{G}(P; p, p') d\bar{p} d\bar{p}'. \quad (2.17)$$

Соотношение (2.16) графически можно представить в виде:

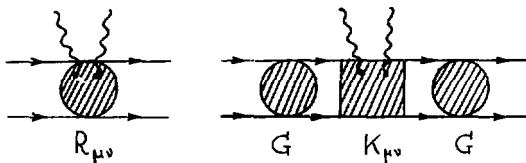


Рис.1

Диаграммы на рис. 1 отличаются от соответствующих фейнмановских диаграмм тем, что, согласно (2.17), в них производится интегрирование по всем "р" компонентам относительных импульсов.

Учитывая полюсные особенности функции Грина (2.13), т.е.

$$G(P; \underline{p}, \underline{p}') \approx \frac{i \chi_P(p) \chi_{P'}^*(p')}{p^2 - M^2} \quad \text{при } P^- \rightarrow \frac{M^2 + \vec{P}_\perp^2}{P^+}, \quad (2.18)$$

из (2.16) получим, что вблизи рассматриваемых полюсов функцию $R_{\mu\nu}$ можно представить также в следующей форме:

$$R_{\mu\nu}(P, \underline{p}; P', \underline{p}'; x) \approx - \frac{(2\pi)^4 \chi_P(p) \chi_{P'}^*(p')}{(P^2 - M_A^2)(P'^2 - M_B^2)} \times$$

$$\int \chi_{P''}^*(p'') K_{\mu\nu}(P, \underline{p}; P', \underline{p}'; x) \chi_{P'''}(p''') d\bar{p}'' d\bar{p}'''. \quad (2.19)$$

Сравнивая соотношения (2.9) и (2.19), мы приходим к равенству

$$\begin{aligned}
 & \langle P | T_+ \{ J_\mu(x) J_\nu(0) \} | P' \rangle = \\
 & = (2\pi)^4 \int \chi_P^*(p) K_{\mu\nu}(P, p, P', p'; x) \chi_{P'}(p') d p d p', \quad (2.20) \\
 & p^2 = M_A^2 = M^2, \quad P'^2 = M_B^2 = M'^2,
 \end{aligned}$$

выразив тем самым матричный элемент T_+ - произведения двух локальных операторов тока между связанными состояниями через их квазипотенциальные волновые функции.

Согласно проектирующим свойствам "двухвременных" функций Грина и квазипотенциальных волновых функций на световом фронте / I, 18 /, здесь переменные p^+ и p'^+ изменяются в интервале $-P^+/2 < p^+ < P^+/2$ и $-P'^+/2 < p'^+ < P'^+/2$. Поэтому соотношение (2.20) в переменных (2.12) будет иметь вид

$$\begin{aligned}
 & \langle P | T_+ \{ J_\mu(x) J_\nu(0) \} | P' \rangle = \\
 & = (2\pi) P P' \int_0^{+1} d\eta d\eta' \int d\vec{p}_1 d\vec{p}'_1 \chi_P^*(\eta, \vec{p}_1) K_{\mu\nu}(P, \eta, \vec{p}_1, P', \eta', \vec{p}'_1; x) \chi_{P'}(\eta', \vec{p}'_1). \quad (2.21)
 \end{aligned}$$

Если $|P\rangle$ и $|P'\rangle$ - одночастичные состояния скалярного адрона, то фурье-образ матричного элемента (2.21) определяет амплитуду виртуального комптоновского рассеяния. Как следует из оптической теоремы, в случае рассеяния вперед мнимая часть этой амплитуды связана с тензором $W_{\mu\nu}$, т.е.

$$W_{\mu\nu}(P, q) = \frac{1}{\pi} \text{Im} T(P, q), \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned}
 & \text{где } T_{\mu\nu}(P, q) = i \int e^{iqx} \langle P | T_+ \{ J_\mu(x) J_\nu(0) \} | P \rangle dx = \\
 & = (2\pi)^4 (P^+)^2 \int_0^1 d\eta d\eta' \int d\vec{p}_1 d\vec{p}'_1 \chi_P^*(\eta, \vec{p}_1) K_{\mu\nu}(P, \eta, \vec{p}_1; P, \eta', \vec{p}'_1; q) \chi_P(\eta', \vec{p}'_1). \quad (2.23)
 \end{aligned}$$

Таким образом, соотношения (2.2), (2.22) и (2.23) позволяют выразить структурные функции \mathcal{W}_1 и \mathcal{W}_2 , а следовательно, и сечение глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния, через квазипотенциальные волновые функции адронов в переменных светового фронта и обобщенную 4-хвостку (2.15):

$$K_{\mu\nu}(P, p, P', p'; q) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \bar{G}(P; p, \underline{p}) R_{\mu\nu}(P, p'; P', p'; q) G(P', \underline{p}, p) d\underline{p} d\underline{p}'. \quad (2.24)$$

3. С помощью (2.24) обобщенная 4-хвостка составных частиц может быть вычислена по теории возмущений, если воспользоваться соответствующим разложением по константе связи для функций G^{-1} и $R_{\mu\nu}$, т.е.

$$\begin{aligned} G^{-1} &= G_0^{-1} - \alpha V_1 - \alpha V_2 - \dots, \\ R_{\mu\nu} &= R_{\mu\nu}^{(0)} + R_{\mu\nu}^{(1)} + \dots, \end{aligned} \quad (3.1)$$

где

$$G_0(P; p, p') = \frac{i(2\pi)^3}{2} \frac{\Theta(\eta)\Theta(1-\eta)\delta(p-p')}{p_1^+ p_2^+ s(P, \eta, \vec{p}_1)} \quad (3.2)$$

есть свободная функция Грина, $S(P, \eta, \vec{p}_1) = P^- \frac{m_1 + \vec{\Delta}_{11}}{p_1^+} - \frac{m_2 + \vec{\Delta}_{21}}{p_2^+}$,

$$p_1^+ = \eta P^+, \quad p_2^+ = (1-\eta)P^+, \quad \vec{\Delta}_{11} = \frac{1}{2} \vec{P}_1 + \vec{p}_1, \quad \vec{\Delta}_{21} = \frac{1}{2} \vec{P}_1 - \vec{p}_1.$$

В результате соответствующие члены ряда

$$K_{\mu\nu} = K_{\mu\nu}^{(0)} + K_{\mu\nu}^{(1)} + \dots \quad (3.3)$$

по степеням константы связи будут иметь вид

$$\begin{aligned} (2\pi)^4 K_{\mu\nu}^{(0)} &= G_0^{-1} R_{\mu\nu}^{(0)} G_0^{-1}, \\ (2\pi)^4 K_{\mu\nu}^{(1)} &= G_0^{-1} R_{\mu\nu}^{(1)} G_0^{-1} - \alpha V_1 R_{\mu\nu}^{(0)} G_0^{-1} - \alpha G_0^{-1} R_{\mu\nu}^{(0)} V_1. \end{aligned} \quad (3.4)$$

В качестве примера вычислим величину $K_{\mu\nu}^{(0)}$, которая соответствует импульсному приближению и представляется в виде суммы следующих диаграмм (перекрестные диаграммы не дают вклада в глубококонепругой области)



Рис. 2

Отделим вклады в $K_{\mu\nu}^{(0)}$ неинтерференционных $\bar{K}_{\mu\nu}^{(0)}$ и интерференционных членов $\tilde{K}_{\mu\nu}^{(0)}$, т.е.

$$K_{\mu\nu}^{(0)}(P, \underline{p}, P', \underline{p}'; q) = \bar{K}_{\mu\nu}^{(0)}(P, \underline{p}, P', \underline{p}'; q) + \tilde{K}_{\mu\nu}^{(0)}(P, \underline{p}, P', \underline{p}'; q), \quad (3.5)$$

и воспользуемся этими же обозначениями для вкладов в тензор $\mathbb{W}_{\mu\nu}$. Если теперь учесть в (2.8) явное выражение для электромагнитного тока

$$J_{\mu}(x) = i \sum_{i=1}^2 z_i \psi_i(x) \overleftrightarrow{\partial}_{\mu} \psi_i(x), \quad (3.6)$$

где z_1 и z_2 - заряды кварков, и пренебечь "малыми величинами", пропорциональными $S(P, \underline{p}, \vec{p}_1)$ и $S(P, \underline{p}', \vec{p}_1')$ (что эквивалентно отбрасыванию членов такого же порядка, как и квазипотенциал), то из (3.4) найдем:

$$\begin{aligned} \bar{K}_{\mu\nu}^{(0)}(P, \underline{p}; P, \underline{p}'; q) &= \bar{K}_{\mu\nu}^{(0)}(P, \underline{p}; q) \delta(\underline{p} - \underline{p}'), \\ \tilde{K}_{\mu\nu}^{(0)}(P, \underline{p}; P, \underline{p}'; q) &= \frac{i z_1 z_2}{(2\pi)^6} \left[(\vec{p}_1 + \vec{p}'_1)_{\mu} (\vec{p}_2 + \vec{p}'_2)_{\nu} \delta(q + \vec{p}_1 - \vec{p}'_1) + (1 \leftrightarrow 2) \right]. \end{aligned} \quad (3.7)$$

В тензор $\overline{W}_{\mu\nu}$ дает вклад лишь мнимая часть функции $\overline{K}_{\mu\nu}^{(0)}(P, P'; q)$, которая равна

$$\text{Im } \overline{K}_{\mu\nu}^{(0)}(P, P'; q) = \frac{2Z_1^2}{(2\pi)^6} \Theta(q) \Theta(1-\eta) P_2^+ (2\bar{P}_1+q)_\mu (2\bar{P}_1+q)_\nu \delta[(\bar{P}_1+q)^2 - m_1^2] + (1 \leftrightarrow 2) \quad (3.8)$$

где

$$\bar{P}_i \equiv \left(\frac{m_i^2 + \Delta_i^2}{P_i^+}, \Delta_i \right), \quad i=1,2, \quad \Delta_{1,2} = \frac{1}{2} P \pm \underline{P}$$

Следовательно, в низшем порядке теории возмущений для адронного тензора $W_{\mu\nu}$ окончательно имеем

$$\begin{aligned} \overline{W}_{\mu\nu}^{(0)}(P, q) &= \frac{4Z_1^2}{(2\pi)^5} P^+ \int_0^1 d\eta \int d\vec{p}_1' \chi_P(q, \vec{p}_1') |P_2^+ (2\bar{P}_1+q)_\mu (2\bar{P}_1+q)_\nu \delta(2\bar{P}_1 q + q^2) + (1 \leftrightarrow 2), \\ \widetilde{W}_{\mu\nu}^{(0)}(P, q) &= \frac{2Z_1 Z_2}{(2\pi)^5} (P^+)^2 \text{Re} \int_0^1 d\eta d\eta' \int d\vec{p}_1 d\vec{p}_1' \chi_P^*(q, \vec{p}_1) \chi_P(q', \vec{p}_1') \cdot \\ &\quad \cdot [(\bar{P}_1 + \vec{p}_1)_\mu (\bar{P}_2 + \vec{p}_1')_\nu \delta(q + \bar{P}_1 - \vec{p}_1') + (1 \leftrightarrow 2)]. \end{aligned} \quad (3.9)$$

для анализа полученных выражений для $W_{\mu\nu}^{(0)}(P, q)$ перейдем к системе отсчета $P = (M, M, \vec{0}_\perp)$, $q = (q^+, q^-, \vec{0}_\perp)$, в которой

$$q^2 = -Q^2 = q^+ q^-, \quad \nu = \frac{q^+ + q^-}{2}, \quad q^- = \nu + \sqrt{\nu^2 + Q^2}.$$

Тогда для инвариантных структурных функций (2.2) получим:

$$\begin{aligned} \overline{W}_1^{(0)}(x, Q^2) &= \frac{2M^2 Q^2}{3^5} \overline{F}_1(x, Q^2), \quad \nu \overline{W}_2^{(0)}(x, Q^2) = \frac{M^3 Q^2}{x^5 (1 - \frac{1}{2x})^2} (3\overline{F}_1 + \overline{F}_2), \\ \widetilde{W}_1^{(0)}(x, Q^2) &= \frac{2M^2 Q^2}{3^5} \widetilde{F}_1(x, Q^2), \quad \nu \widetilde{W}_2^{(0)}(x, Q^2) = \frac{M^3 Q^2}{x^5 (1 - \frac{1}{2x})^2} (3\widetilde{F}_1 + \widetilde{F}_2). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Величины \bar{F}_i и \tilde{F}_i ($i=1,2$) выражаются через полную функцию χ_M связанной системы из двух скалярных частиц с помощью соотношений ($m_1 = m_2 = m$):

$$\bar{F}_i(x, Q^2) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{x^{1/2}}^1 \eta(1-\eta) \bar{\varphi}_i(\eta) \left[z_1^2 |\chi_M(\eta, \vec{p}_1^i)|^2 + z_2^2 |\chi_M(1-\eta, \vec{p}_1^i)|^2 \right] d\eta,$$

$$\tilde{F}_i(x, Q^2) = \frac{xz_i}{(2\pi)^2} \text{Re} \int_{x^{1/2}}^1 \eta(\eta-\xi) \tilde{\varphi}_i(\eta) \left[\chi_M^*(\eta, \vec{p}_1^i) \chi_M(\eta-\xi, \vec{p}_1^i) + \chi_M^*(1-\eta, \vec{p}_1^i) \chi_M(1-\eta+\xi, \vec{p}_1^i) \right] d\eta, \quad (3.11)$$

где мы использовали следующие обозначения:

$$\bar{\varphi}_1(\eta) = \eta(\eta-\xi) - \frac{\xi^2 m^2}{Q^2}, \quad \bar{\varphi}_2(\eta) = \xi^2 \left(1 + \frac{4m^2}{Q^2}\right), \quad \tilde{\varphi}_1(\eta) = - \left[\eta(\eta-\xi) - \frac{\xi^2 m^2}{Q^2} \right]$$

$$\tilde{\varphi}_2(\eta) = 4\eta - 2\xi - \xi^2 \left(1 + \frac{4m^2}{Q^2}\right), \quad \xi = 2x \left[1 + \sqrt{1 + 4M^2 x^2 / Q^2} \right]^{-1}, \quad \vec{p}_1^i \cdot m^i = \frac{\eta(1-x)}{\xi} Q^2,$$

$$x = 1 + \sqrt{1 + 4m^2 / Q^2}.$$

Из формул (3.9) в частном случае, когда можно пренебречь массами и поперечными импульсами кварков при $\nu, Q^2 \rightarrow \infty$ (при этом $x = Q^2 / 2M\nu$ - фиксировано), воспользовавшись соотношением $\delta(2\vec{p}_1 q + q^2) \approx \frac{x}{2\xi} \delta(\eta - x)$, легко получить результат партонной модели - скейлинговое поведение структурных функций в глубоководупругой области (2.3) (см. / 15, 16, 19 /):

$$\overline{W}_1^{(0)}(x, Q^2) = \tilde{W}_1^{(0)}(x, Q^2) = \nu \tilde{W}_2^{(0)}(x, Q^2) = 0,$$

$$\nu \overline{W}_2^{(0)}(x) = \frac{8Mx^2(1-x)}{(2\pi)^3} \int d\vec{p}_1 \left[z_1^2 |\chi_M(x, \vec{p}_1)|^2 + z_2^2 |\chi_M(1-x, \vec{p}_1)|^2 \right]. \quad (3.12)$$

В предположения, что квазилогичность не зависит от энергии, учет условия нормировки (2.13) в (3.12) приводит к следующему правилу суммы для рассматриваемого нами связанного состояния в двухчастичном приближении:

$$\int_0^1 \frac{\nu \overline{W}_2^{(0)}(x)}{4Mx} dx = z_1^2 + z_2^2. \quad (3.13)$$

Как подчеркивалось в работах / 15,16 /, выполнение этого правила сумм определяет степень точности ограничения двухкварковым сектором при вычислении структурных функций.

Соотношение (3.12), полученное в рамках партонной модели, приводит также к разумному поведению структурной функции $\sqrt{\mathcal{W}_2^{(0)}}(x)$ при $x \rightarrow 1$. Например, если в качестве модели волновой функции выбрать (см. / 19 /)

$$Y_M(\eta, \vec{p}_1^2) = \frac{\lambda}{\eta(1-\eta)M^2 - (m^2 + \vec{p}_1^2)}, \quad (3.14)$$

которая соответствует амплитуде Бете-Солпитера в низшем порядке теории возмущений (т.е. когда вершинная функция постоянна), то структурная функция

$$\sqrt{\mathcal{W}_2^{(0)}}(x) = \frac{\lambda^2 M^3}{\lambda^2} \left(z_1^2 + z_2^2 \right) \frac{x^2(1-x)}{m^2 - x(1-x)M^2} \quad (3.15)$$

при $x \rightarrow 1$ ведет себя как $1-x$.

Следует отметить, что формулы (2.22) и (2.23) для структурных функций глубокоэластичных процессов лептон-адронного рассеяния получены в рамках квазипотенциального подхода, основанного на общих принципах локальной квантовой теории поля. Поэтому они не только приводят в низших приближениях к известным результатам партонной модели, но и дают регулярный метод для вычисления поправок к скейлинговому поведению. Рассмотрим, например, следующее простое модельное представление для волновой функции

$$Y_M(\eta, \vec{p}_1^2) = \lambda e^{-\frac{m^2 + \vec{p}_1^2}{\alpha\eta(1-\eta)}}, \quad (3.16)$$

где λ и α - некоторые параметры размерности $1/m^2$ и m^2 , соответственно. Тогда интегралы, входящие в $\bar{F}_i(x, Q^2)$ и $\bar{F}_i(x, Q^2)$, могут быть

вычислены, но ввиду громоздкости получаемых выражений мы приведем лишь асимптотическое поведение структурных функций при больших значениях x и $Q^2 \gg m^2$:

$$\begin{aligned} \overline{W}_1^{(0)}(x, Q^2) &= \frac{\lambda^2 Q^2}{2x^2} (z_1^2 + z_2^2) \frac{M^2}{Q^2} (1-\xi) \left[\xi^3 (1-\xi) - \frac{m^2}{Q^2} (3 + \xi^2 - \xi) \right] e^{-\frac{2m^2}{Q^2(1-\xi)}}, \\ \overline{W}_2^{(0)}(x, Q^2) &= \frac{\lambda^2 Q^2}{8x^2} (z_1^2 + z_2^2) M^2 (1-\xi) \left\{ \xi \left[1 + \frac{\alpha \xi}{2Q^2} (1 - 4\xi + 6\xi^2 - 6\xi^3) \right] (1-\xi) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{2m^2}{Q^2} [-10,5 + (1-\xi)(3\xi + 2,5)] \right\} e^{-\frac{2m^2}{Q^2(1-\xi)}}, \\ \widetilde{W}_1^{(0)}(x, Q^2) &\sim \overline{W}_2^{(0)}(x, Q^2) \sim O(Q^{-4}). \end{aligned} \quad (3.17)$$

Кроме того, если пренебречь массами кварков и адрона (т.е. $\alpha \gg m^2$, $Q^2 \gg M^2$), то из (3.17) следует, что функция $\overline{W}_2^{(0)}(x, Q^2)$ для модели (3.16) при $x \rightarrow 1$ ведет себя как $(1-x)^2$, что согласуется с результатами работ /II/.

4. При изучении свойств адронного тензора $W_{\mu\nu}$ до сих пор мы рассматривали составляющие адронов - кварки как скалярные частицы. Более реалистичный подход требует учета спина кварков. Если в формуле (2.4) скалярные поля φ_i заменить на спинорные ψ_i , то действуя методом, аналогичным использованному в разделе 2, для фурье-образа матричного элемента хронологического T_+ -произведения двух токов получим следующее выражение (ср. с формулой (2.23))

$$T_{\mu\nu}(P, q) = (2\pi) (P^+)^2 \int_0^1 d\eta d\eta' \int d\vec{p}_1 d\vec{p}_1' \psi_P^*(\eta, \vec{p}_1) K_{\mu\nu}(P, \vec{p}_1; P, \vec{p}_1'; q) \psi_P(\eta', \vec{p}_1'). \quad (4.1)$$

Квазипотенциальная волновая функция $\Psi_P(\underline{r}, \vec{P}_1)$ в переменных светового фронта связана с фермион-антифермионной амплитудой Бете-Солпитера

$$\chi_P^{\alpha\beta}(p) = \int e^{ipv} \langle 0 | T_+ \{ \Psi_{1\alpha}(y/2) \bar{\Psi}_{2\beta}(-y/2) \} | P \rangle dv \quad (4.2)$$

соотношением /II, 20/

$$\Psi_P(p) = \frac{1}{4\pi} \int d\vec{p} \delta p [\pi \chi_P(p)], \quad \pi = \delta_3^+ \delta^+, \quad \delta^+ = \delta_0^+ \delta_3^+. \quad (4.3)$$

Отметим, что при таком определении волновой функции составной частицы вклад в нее дают только независимые на плоскости светового фронта компоненты спинорных полей (см., например, /II/).

Функция (4.3) удовлетворяет уравнению (2.II) и условию нормировки

$$\int d\underline{r} \int d\vec{P}_1 |\Psi_P(\underline{r}, \vec{P}_1)|^2 = \int \frac{d\underline{r} d\underline{r}'}{r(1-r)} \int d\vec{P}_1 d\vec{P}_1' \Psi_P^*(\underline{r}, \vec{P}_1) \cdot \left[\frac{\partial}{\partial P^2} V(P; \underline{r}, \vec{P}_1; \underline{r}', \vec{P}_1') \right] \Psi_P(\underline{r}', \vec{P}_1') = 4(2\pi)^3. \quad (4.4)$$

Аналогично (2.24), обобщенная δ -хвостка $K_{\mu\nu}$ определяется равенством

$$K_{\mu\nu}(P; p; \underline{P}, \underline{p}; q) = (2\pi)^{-4} \int G(P; \underline{p}, \underline{p}') R_{\mu\nu}(P; \underline{p}', \underline{p}; q) G^{-1}(\underline{p}', \underline{p}, \underline{p}) d\underline{p}'' d\underline{p}''', \quad (4.5)$$

где, в соответствии с (4.3), функции G и $R_{\mu\nu}$ определены следующим образом:

$$G(P; \underline{p}, \underline{p}') = (4\pi)^{-2} \int d\vec{p} \delta p \delta p' [\pi \tilde{G}(P; p, p') \pi],$$

$$R_{\mu\nu}(P; \underline{p}, \underline{p}; \underline{p}', \underline{p}'; q) = (4\pi)^{-2} \int d\vec{p} \delta p \delta p' [\pi \tilde{R}_{\mu\nu}(P; p, p'; q) \pi]. \quad (4.6)$$

Так же, как и в скалярном случае, обобщенная 4-хвостка $K_{\mu\nu}$ может быть вычислена по теории возмущений по константе связи.

Так, например, в импульсном приближении имеем

$$\bar{K}_{\mu\nu}^{(0)}(P, \underline{p}; P, \underline{p}'; q) = \bar{K}_{\mu\nu}^{(0)}(P, \underline{p}; q) \delta(\underline{p} - \underline{p}'),$$

$$\tilde{K}_{\mu\nu}^{(0)}(P, \underline{p}; P, \underline{p}'; q) = \frac{i z_1 z_2 \theta(\eta) \theta(1-\eta) \theta(\eta') \theta(1-\eta')}{(4\pi)^6 p_1^+ p_2^+ p_1'^+ p_2'^+} \left[B_{\mu\nu} \delta(q + \bar{p}_1 - \bar{p}_1') + B_{\nu\mu} \delta(q + \bar{p}_2 - \bar{p}_2') \right], \quad (4.7)$$

где

$$B_{\mu\nu} = \text{Sp} \left\{ \pi(\hat{p}_1 + m_1) \gamma_\mu(\hat{p}_1' + m_1) \pi(\hat{p}_2 - m_2) \gamma_\nu(\hat{p}_2 - m_2) \right\}.$$

В тензор $\mathcal{W}_{\mu\nu}$ дает вклад лишь мнимая часть функции $\bar{K}_{\mu\nu}^{(0)}(P, \underline{p}; q)$, которая равна

$$\text{Im} \bar{K}_{\mu\nu}^{(0)}(P, \underline{p}; q) = \frac{\theta(\eta) \theta(1-\eta)}{2(2\pi)^6} \left[\frac{z_1^2}{p_1^+} A_{\mu\nu}^1 \delta(q^2 + 2\bar{p}_1 q) + (1 \leftrightarrow 2) \right],$$

$$A_{\mu\nu}^1 = 2\bar{p}_{1\mu} \bar{p}_{1\nu} + q_\mu \bar{p}_{1\nu} + \bar{p}_{1\mu} q_\nu - g_{\mu\nu} q \bar{p}_1. \quad (4.8)$$

Следовательно, в спинорном случае, когда рассматриваемый мезон состоит из фермиона и антифермиона, в импульсном приближении для адронного тензора $\mathcal{W}_{\mu\nu}$ получается следующее выражение:

$$\bar{\mathcal{W}}_{\mu\nu}^{(0)}(P, q) = \frac{P^+}{(2\pi)^3} \int_0^1 d\eta \int d\vec{p}_1 \left| \Psi_P(\eta, \vec{p}_1) \right|^2 \left\{ \frac{z_1^2}{p_1^+} A_{\mu\nu}^1 \delta(q^2 + 2\bar{p}_1 q) + (1 \leftrightarrow 2) \right\},$$

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{W}}_{\mu\nu}^{(0)}(P, q) &= \frac{z_1 z_2}{4(\pi)^4 (P^+)^2} \text{Re} \int_0^1 d\eta d\eta' \int d\vec{p}_1 d\vec{p}_1' \Psi_P^*(\eta, \vec{p}_1) \Psi_P(\eta', \vec{p}_1') \cdot \\ &\cdot \left[B_{\mu\nu} \delta(q + \bar{p}_1 - \bar{p}_1') + B_{\nu\mu} \delta(q + \bar{p}_2 - \bar{p}_2') \right]. \end{aligned} \quad (4.9)$$

В системе отсчета $P = (M, M, \vec{0}_1)$, $q = (q^-, q^+, \vec{0}_1)$ из формул (2.2) и (4.9) следует, что структурные функции

$$\begin{aligned} \overline{W}_1^{(0)}(x, Q^2) &= \frac{Q^2}{(4\pi)^2 \xi} \left[F(\frac{\alpha}{2}) + \frac{2(\alpha-1)}{\xi} \int_{\alpha/2}^1 d\alpha F(\alpha) + \frac{1}{\xi^2} \int_{\alpha/2}^1 d\alpha \int_{\alpha}^1 d\alpha' F(\alpha') \right], \\ \sqrt{\overline{W}_2^{(0)}(x, Q^2)} &= \frac{MQ^2}{(4\pi)^2 \times \xi (1-\xi/2x)^2} \left[\frac{\xi^2}{2} (1+x+\frac{x^2}{2}) F(\frac{\alpha}{2}) + 3x\xi \int_{\alpha/2}^1 d\alpha F(\alpha) + 6 \int_{\alpha/2}^1 d\alpha \int_{\alpha}^1 d\alpha' F(\alpha') \right], \\ \widetilde{W}_1^{(0)}(x, Q^2) &= \frac{z_1 z_2}{4(4\pi)^2 \xi} \operatorname{Re} \int_{\alpha/2}^1 \frac{d\eta}{(1-\eta)(1-\eta+\xi)} \left[B(\eta, \eta-\xi, \vec{p}_1^2) \Psi_M^*(\eta, \vec{p}_1^2) \Psi_M(\eta-\xi, \vec{p}_1^2) + \right. \\ &\quad \left. + B(1-\eta, 1-\eta+\xi, \vec{p}_1^2) \Psi_M^*(1-\eta, \vec{p}_1^2) \Psi_M(1-\eta+\xi, \vec{p}_1^2) \right], \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} \sqrt{\widetilde{W}_2^{(0)}(x, Q^2)} &= \frac{z_1 z_2 M Q^2}{(4\pi)^2 \times \xi (1-\xi/2x)^2} \operatorname{Re} \int_{\alpha/2}^1 \frac{d\eta}{(1-\eta)(1-\eta+\xi)} \left\{ [\eta(1-\eta)(\eta-\xi)(1-\eta+\xi) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\xi^2}{8Q^2} B(\eta, \eta-\xi, \vec{p}_1^2)] \Psi_M^*(\eta, \vec{p}_1^2) \Psi_M(\eta-\xi, \vec{p}_1^2) + [\eta(1-\eta)(\eta-\xi)(1-\eta+\xi) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\xi^2}{8Q^2} B(1-\eta, 1-\eta+\xi, \vec{p}_1^2)] \Psi_M^*(1-\eta, \vec{p}_1^2) \Psi_M(1-\eta+\xi, \vec{p}_1^2) \right\}, \end{aligned}$$

где $F(\alpha) = \int_{\alpha}^1 d\eta \left[z_1^2 |\Psi_M(\eta, \vec{p}_1^2)|^2 + z_2^2 |\Psi_M(1-\eta, \vec{p}_1^2)|^2 \right],$

$$B(\eta, \eta', \vec{p}_1^2) = 2\xi^2 (\vec{p}_1 \vec{p}_1' - m_2) - Q^2 [\eta(1-\eta) + \eta'(1-\eta')] - 2\vec{p}_1^2 [\eta(1-\eta) + \eta'(1-\eta')].$$

Если в формулах (4.10) воспользоваться приближением, соответствующим партонной модели (ср. с формулой (3.12)), то

$$\overline{W}_1^{(0)}(x) = \frac{1}{16\pi^3} \int d\vec{p}_1 \left\{ z_1^2 |\Psi_M(x, \vec{p}_1)|^2 + z_2^2 |\Psi_M(1-x, \vec{p}_1)|^2 \right\}, \quad (4.11)$$

$$\sqrt{\overline{W}_2^{(0)}(x)} = 2Mx \overline{W}_1^{(0)}(x). \quad (4.11')$$

Таким образом, при учете спинов составляющих кварков формулы (4.10) дают явные выражения для структурных функций через квазипотенциальные волновые функции, причем в глубоконеупругой области (2.3) из них следует скейлинговое поведение (4.11) и

соотношение Каллана-Гросса (4.11'). Помимо этого, как и в скалярном случае, выполняется правило сумм (3.13).

Мы благодарны В.Р. Гарсеванишвили, Н.А. Гулиеву, В.Г. Кадцшевскому, А.Н. Квицидзе, Н.В. Красникову, В.А. Матвееву, М.А. Мествиришвили, А.В. Радюшкину, Ф.С. Садыхову, А.Н. Сисакину, Л.А. Слепченко, И.К. Соболеву, А.Н. Тавхелидзе, Р.Н. Фаустову, А.А. Хелашвили и К.Г. Четыркину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.И.Атакишиев, Р.М.Мир-Касимов, Ш.М.Пагиев. ТМФ, 22, 34 (1977); Известия АН АЗССР, серия физ.-техн. и мат. наук, No. 2, 1977, p. 15; No. 1, 1979, p. 8; Journ. of Phys., 64, 1978, p. 1201.
2. А.А.Логинов, А.Н.Тавхелидзе. Nuovo Cim., 29, 1963, p. 380. В.Г.Кадцшевский, А.Н.Тавхелидзе. в сб. "Проблемы теоретической физики", посвященном И.И.Боголюбову в связи с его 50-летием, "Наука", Москва, 1969.
3. В.Р.Гарсеванишвили и др. ТМФ, 23, 310 (1975); А.А.Хелашвили. Препринт ОИЯИ P2-8750, Дубна, 1975.
4. М.А.Марков. Нейтринно, "Наука", Москва, 1964; J.D.Vjorken. Phys.Rev., 1969, 179, p. 1547. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе. ЭЧЯ, т.2, вып.1, 1971.
5. Р.Фейнман. Взаимодействие фотонов с адронами, "Мир", Москва, 1975.
6. И.И.Боголюбов, В.С.Владимиров, А.Н.Тавхелидзе. ТМФ, 12, 305 (1972); В.А.Матвеев и др. ТМФ, 16, 355 (1973); А.В.Киселев, М.А.Мествиришвили, В.Е.Рочев, ТМФ, 39, 35 (1979).
7. А.В.Ефремов, А.В.Радюшкин, ТМФ, 42, 147 (1980); Preprint JINR, E2-11725, Dubna, 1978.

8. A.D.Linkevich, N.B.Skachkov. JINR, E2-12531, Dubna, 1979.
9. A.H.Квинихидзе и др. ЭЧАЯ, т.8, 479 (1977);
Н.В.Красняков, К.Г.Четыркин. Вестник МГУ, серия Ш, т.17, №6, 1976.
10. К.С.Chetyrkin, N.V.Krasnikov, A.N.Tavkhelidze. Neutrino 77, v. 2, Moscow, 1978.
11. Soper D.E. Phys.Rev., D15, 1977, p. 1141.
Т.Н.Pham. Phys.Rev., D19, 1979, p. 707.
12. В.Р.Гарсеванишвили, Я.З.Дарбаидзе, З.Р.Ментешавили. ТМФ, 42, 50 (1980).
13. S.D.Mandelstam. Proc.Roy.Soc., A233, 1955, p. 248.
14. И.И.Боголюбов, В.А.Матвеев, А.Н.Тавхелидзе. Труды международного семинара по теории элементарных частиц, Варна, 1968;
В.А.Матвеев. Препринт ОЛЯИ P2-3847, Дубна, 1968;
Р.Н.Фаустов. ТМФ, 3, 240 (1970).
15. H.Leutwyler. Nucl.Phys., 1974, B76, p. 413.
16. М.В.Терентьев. ЯФ, 24, 207 (1976); Л.А.Кондратки, М.В.Терентьев. ЯФ, 31, 1087 (1980).
17. В.А.Карманов. ЖЭТФ, 71, 399 (1979); 76, 1884 (1979).
18. S.P.Kuleshov et al. JINR, E2-8128, Dubna, 1974.
А.Н.Квинихидзе и др. ТМФ, 29, 3 (1976).
19. S.J.Brodsky, J.F.Gunion. Phys.Rev., 1979, D19, p. 1005.
20. V.A.Matveev. Proceedings of the 1979 JINR-CERN School of Physics, v. 2, Dobogókő, Hungary, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 сентября 1980 года.