

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

885/84

13/11-84

P2-83-789

В.И.Саврин, В.В.Санадзе, Н.Б.Скачков

ДИКВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ
СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ НУКЛОНА
В ГАМИЛЬТОНОВОЙ ФОРМУЛИРОВКЕ
КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

1983

В последние годы в связи с обсуждением вклада степенных $(1/Q^2)^n$ -поправок к ожидаемому в рамках КХД теории возмущений в качестве основного эффекта логарифмическому отклонению структурных функций глубоконеупругого лептон-нуклонного рассеяния от скейлингового поведения возник интерес к учету вклада эффектов связанного состояния в нарушение скейлинга. Как известно, расчет вкладов этих эффектов требует выхода за рамки теории возмущений и основная проблема состоит здесь в необходимости знания релятивистских волновых функций связанных состояний. Эффективным методом для расчета этих волновых функций, определяющих вероятности перехода адрона, как связанного состояния, в кварковое состояние, является одновременный метод описания связанных состояний, предложенный Логуновым и Тавхелидзе^{/1/}. В нем волновые функции являются решениями релятивистского трехмерного квазипотенциального уравнения. Как было показано в работе^{/2/}, аналогичное уравнение возникает и в рамках гамильтоновой формулировки квантовой теории поля^{/3/}, для которой характерна шпурионная диаграммная техника.

В настоящей работе мы с использованием этой техники получим выражение для структурных функций нуклона в рамках модели, в которой нуклон рассматривается как связанное состояние кварка со спином 1/2 и дикварка, имеющего спин 0 или 1. Отметим, что кварк-дикварковая модель нуклона в последнее время нашла широкое применение. Этой модели посвящены, например, работы^{/4,5/}.

Структурные функции $F_i(\nu, Q^2)$ $i=1,2,3$, описывающие глубоконеупругое рассеяние лептонов на адроне с импульсом P и массой M , определяются стандартным разложением произведения адронных токов:

$$W_{\mu\nu}(P, q) = \frac{1}{8\pi} \sum_x (2\pi)^4 \delta(P + q - P_x) \langle P | J_\mu(0) | X \rangle \langle X | J_\nu(0) | P \rangle =$$

$$= (-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}) \frac{F_1}{2M} + (P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu) (P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu) \frac{F_2}{M(P \cdot q)} - \frac{i \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} P^\alpha q^\beta}{2M(P \cdot q)} F_3,$$

где q есть передача импульса адрону, а P_x - суммарный импульс частиц X в конечном состоянии $|X\rangle$. Мы будем дальше пользоваться обычными кинематическими переменными: $Q^2 = -q^2$, $\nu = P \cdot q / M$, $x = 1/\omega = Q^2 / 2M\nu$, $W^2 = (P + q)^2$.

Для нахождения структурной функции достаточно найти амплитуду комптоновского рассеяния вперед на адроне A :

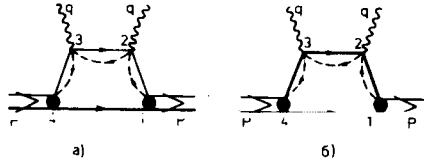
$$T_{\mu\nu}(P, q) = ie^2 \int d^4z e^{iqz} \langle A | \theta(z_0) [J_\mu(z), J_\nu(0)] | A \rangle, \quad /2/$$

так как мнимая часть $T_{\mu\nu}$ определяет адронный тензор $W_{\mu\nu}$:

$$W_{\mu\nu}(P, q) = \frac{1}{4\pi e^2} \text{Im} T_{\mu\nu}(P, q). \quad /3/$$

В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением случая, когда в промежуточном состоянии находятся кварк и дикварк, а расчет диаграмм проведем в рамках гамильтоновой формулировки квантовой теории поля^{/3/}. Основное отличие возникающей в гамильтоновой формулировке шпурионной диаграммной техники от стандартной фейнмановской состоит в том, что в ней импульсы всех частиц, в том числе и в промежуточных /виртуальных/ состояниях, принадлежат массовой поверхности, т.е. $p^2 = m^2$, а в вершинах не выполняется закон сохранения энергии-импульса^{/3/}. Основные правила шпурионной диаграммной техники приведены в Приложении/.

В импульсном приближении диаграмма, отвечающая $T_{\mu\nu}$ из /3/, представлена на рис.1. Рис. а/ отвечает случаю, когда рассеяние происходит на кварке, а рис. б/ - случаю, когда рассеяние происходит на дикварке. Пунктирными линиями отвечают шпурионные пропагаторы /см. Приложение/.



Надо отметить, что наряду с рассматриваемыми диаграммами в данном порядке по константе связи можно нарисовать диаграммы, в которых шпурионные линии направлены другим образом. Число топологически возможных диаграмм такого вида равно 48. /24, когда фотоны рассеиваются на кварке, и столько же, когда рассеяние фотонов происходит на дикварке/. Однако в вершинах всех остальных диаграмм, за исключением диаграмм, приведенных на рис. а/ и б/, будет нарушаться закон сохранения электрического заряда. Изображенные на диаграммах а/ и б/ нуклонные вершины, которым мы будем сопоставлять вершинные функции $\Gamma(k_1, k_2 | P, \lambda r)$, не являются объектами, рассматриваемыми по теории возмущений. Определим их, следуя^{/5/}, с помощью соотношения

$$\langle k_1, q_1; k_2, q_2 | R(\lambda r) | P, M, J, Q \rangle = (2\pi)^4 \delta(P - k_1 - k_2 + \lambda r) \frac{\Gamma_{Mj}^J(k_1, k_2 | P, \lambda r)}{\sqrt{2k_1^0 2k_2^0 2P^0}}. \quad /4/$$

Здесь P, M, J, m_j и Q - соответственно импульс, масса, спин, проекция спина и заряд нуклона, а k_1, k_2 и q_1, q_2 - импульсы и заряды составляющих кварка и дикварка. Оператор $R(\lambda r)$, кото-

рый является амплитудой взаимодействия вне энергетической поверхности и при $r = 0$ связан с S -матрицей соотношением $S = 1 + iR(0)$, удовлетворяет операторному уравнению^{/2/}

$$R(\lambda r) = -H(\lambda r) - \int H(\lambda r - \lambda r') \frac{dr'}{2\pi(r' - i\epsilon)} R(\lambda r'). \quad /5/$$

Через $H(\lambda r)$ в /5/ обозначен фурье-образ плотности гамильтониана теории. Отличный от нуля аргумент λr , где λ^μ - единичный времени-подобный 4-вектор $\lambda_\mu \lambda^\mu = 1, \lambda_0 > 0$, определяет величины вне поверхности энергии-импульса.

В шпурионной диаграммной технике пропагаторам спинорных частиц соответствуют положительночастотные функции Грина

$$\delta(p+q) S_{\alpha\beta}^+(p, m) = \delta(p+q) \theta(p^0) (\hat{p} + m)_{\alpha\beta} \delta(p^2 - m^2) = \delta(p+p) (\hat{p} + m)_{\alpha\beta} \Delta^+(p, m). \quad /6/$$

С учетом данного равенства, а также с использованием формулы

$$\sum_\nu u_\alpha^{\nu,-}(\vec{p}) \bar{u}_\beta^{\nu,+}(\vec{p}) = \frac{(\hat{p} + m)_{\alpha\beta}}{2p^0} \quad /7/$$

в случае скалярного дикварка матричный элемент диаграммы а/ мы можем представить следующим образом:

$$\begin{aligned} & i(2\pi)^{-2} T_{\mu\nu}(P, q) \delta(P+q - P-q) = \\ & = Q_1^2 \int dk_1 \Gamma^0(k_1, k_2 | P, \lambda r_1) (\hat{k}_1 + m) \Delta^+(k_1, m) \gamma_\mu (\hat{k}_2 + m) \times \\ & \times \Delta^+(k_2, m) dk_2 \gamma_\nu (\hat{k}_3 + m) dk_3 \Delta^+(k_3, m) \Gamma^0(k_3, k_4 | P, \lambda r_3) \times \\ & \times \Delta^+(k_4, m) dk_4 \frac{dr_1}{r_1 - i\epsilon} \delta(P - k_1 - k_4 + \lambda r_1) \frac{dr_2}{r_2 - i\epsilon} \delta(-P + k_3 + k_4 - \lambda r_3) \times \\ & \times \frac{dr_3}{r_3 - i\epsilon} \delta(k_1 + q - \lambda r_1 + \lambda r_2 - k_2) \delta(k_2 - \lambda r_2 + q - k_3 + \lambda r_3) = \\ & = Q_1^2 \int dk_1 u^{\nu,-}(\vec{k}_1) \Gamma^0(k_1, k_4 | P, \lambda r_1) \bar{u}^{\nu,+}(\vec{k}_1) \gamma_\mu u^{\nu',+}(\vec{k}_2) \times \\ & \times \bar{u}^{\nu',+}(\vec{k}_2) \gamma_\nu u^{\nu'',-}(\vec{k}_3) \bar{u}^{\nu'',+}(\vec{k}_3) \Gamma^0(k_3, k_4 | P, \lambda r_3) \Delta^+(k_1, m) \times \\ & \times dk_2 \Delta^+(k_2, m) dk_3 \Delta^+(k_3, m) dk_4 \Delta^+(k_4, m) \delta(P - k_1 - k_4 + \lambda r_1) \times \end{aligned}$$

$$\frac{dr_1}{r_1 - i\epsilon} \delta(k_1 + q - \lambda r_1 + \lambda r_2 - k_2) \frac{dr_2}{r_2 - i\epsilon} \delta(k_2 - \lambda r_2 + q - k_3 + \lambda r_3) \times$$

$$\times \frac{dr_3}{r_3 - i\epsilon} \delta(k_3 - \lambda r_3 + k_4 - P), \quad /8/$$

где Q_1 - заряд кварка, а Γ^0 - вершинная функция, описывающая переход скалярного дикварка и кварка в связанное состояние - нуклон.

Как уже говорилось выше, входящие в /8/ вершинные функции требуют для своего определения выхода за рамки теории возмущений. Их вид может быть найден на основе динамических уравнений. Чтобы получить такое уравнение для $\Gamma(k_1, k_2 | P, \lambda r)$, заключим /5/ в те же обкладки, что и оператор $R(\lambda r)$ в /4/. Далее, применив обычную методику получения квазипотенциального уравнения, изложенную в /1, 2, 6/, находим:

$$\Gamma^i(k_1, k_2 | P, \lambda r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int dk'_1 dk'_2 \frac{dr'}{r' - i\epsilon} V(k_1, k_2; \lambda r | k'_1, k'_2; \lambda r) \times$$

$$\times S^+(k'_1, m) D^{i+}(k'_2, m_2) \Gamma^i(k'_1, k'_2 | P, \lambda r') \delta^4(P - k'_1 - k'_2 + \lambda r). \quad /9/$$

Здесь $D^{i+}(k'_2, m_2) \cdot i=0,1$ - соответственно положительное состояние части скалярных и векторных частиц. /D⁰⁺ отвечает скалярному дикварку, а D¹⁺ - векторному/.

Будем искать решение /9/ с наперед заданной спинорной структурой:

$$\Gamma_{\alpha\beta}^i(k_1, k_2 | P, \lambda r) = \hat{O}_{\alpha\beta}^i \Gamma^i(k_1, k_2 | P, \xi r). \quad /10/$$

В /10/ мы предполагаем пропорциональность $\Gamma_{\alpha\beta}$ лишь одной $\hat{O}_{\alpha\beta}$ матрице, а индексы $i = 0, 1$ отвечают, как и раньше, соответственно скалярному и векторному дикваркам. Из /9/ с учетом /10/ для вершинной функции получаем уравнение

$$\Gamma^i(k_1, k_2 | P, \lambda r) = [\text{Sp} \hat{O}^2]^{-1} \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{dr'}{r' - i\epsilon} \frac{d^3 k'_1}{2k'_1} \frac{d^3 k'_2}{2k'_2} \times$$

$$\times V(k_1, k_2; \lambda r | k'_1, k'_2; \lambda r') \text{Sp}(A^i) \Gamma^i(k'_1, k'_2 | P, \lambda r') \delta(P - k'_1 - k'_2 + \lambda r), \quad /11/$$

где

$$A^0 = \hat{O}^{\alpha\beta} (\hat{k}'_1 - m)_{\beta\gamma} \hat{O}^{\gamma\alpha}, \quad A^1 = \hat{O}^{\nu\beta} (\hat{k}'_1 - m)_{\beta\gamma} \hat{O}^{\gamma\mu} \left(g_{\mu\nu} - \frac{(k_2)_\mu (k_2)_\nu}{m_2^2} \right), \quad /12/$$

Выберем в /11/ 4-вектор λ направленным вдоль импульса нуклона $\lambda_P = P^\mu / \sqrt{P^2} = P^\mu / M = \lambda^\mu$. Воспользуемся инвариантностью $\delta(4)$ - функции в /11/, чтобы с помощью чисто лоренцевского преобразования $L_{\lambda_P}^{-1} (L_{\lambda_P}^{-1} P = (M, \vec{0}))$ осуществить, как и в /6/, переход к описанию в терминах вектора $\Delta_{k, m\lambda_P}$ /7/:

$$\Delta_{k, m\lambda_P} = (L_{\lambda_P}^{-1} k_1)^j = \left\{ \vec{k}_1 - \vec{\lambda}_P \left(k_1^0 - \frac{\vec{k}_1 \vec{\lambda}_P}{1 + \lambda_P^0} \right) \right\}; \quad j = 1, 2, 3; \quad /13/$$

$$\Delta_{k, m\lambda_P}^0 = (L_{\lambda_P}^{-1} k_1)^0 = \sqrt{m^2 + \vec{\Delta}_{k, m\lambda_P}^2}, \quad /14/$$

который является ковариантным обобщением вектора импульса частицы в с.ц.и. После осуществления в δ -функции сдвига

$$\delta^4(P + \lambda r' - k'_1 - k'_2) = \delta^4 \left\{ L_{\lambda_P}^{-1} \left[P \left(1 + \frac{r'}{M} \right) \right] - L_{\lambda_P}^{-1} (k'_1 + k'_2) \right\} =$$

$$= \delta(M + r' - \Delta_{k'_1, m\lambda_P}^0 - \Delta_{k'_2, m_2 \lambda_P}^0) \delta^3(\Delta_{k'_1, m\lambda_P} + \Delta_{k'_2, m_2 \lambda_P}) \quad /15/$$

мы приходим к соотношению $\vec{\Delta}_{k_1, m\lambda_P} = -\vec{\Delta}_{k_2, m_2 \lambda_P} \equiv \vec{\Delta}_{k, m\lambda_P}$.

В терминах вектора $\Delta_{k, m\lambda_P}$ /11/ переписется в виде*

$$\Gamma^i(\Delta_{k, \lambda_P}^0) = \frac{\text{Sp}[\hat{O}^2]^{-1}}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 \Delta_{k', \lambda_P}}{2\Delta_{k', \lambda_P}^0} \text{Sp}(A^i) V(\Delta_{k', \lambda_P}; \Delta_{k, \lambda_P}) \frac{\Gamma^i(\Delta_{k, \lambda_P}^0)}{2\Delta_k^0 [M - \Delta_{k_1}^0 - \Delta_{k_2}^0]}. \quad /16/$$

Определим волновую функцию $\Phi(\Delta_{k, \lambda_P}^0)$ следующим образом /6/:

$$\Phi^i(\Delta_{k_1, \lambda_P}^0) = \frac{\Gamma^i(\Delta_{k_1, \lambda_P}^0)}{2\Delta_k^0 [M - \Delta_{k_1}^0 - \Delta_{k_2}^0]}, \quad /17/$$

и выберем явный вид для матриц \hat{O}_i :

$$(\hat{O}_0)_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}; \quad (\hat{O}_1)_{\alpha\beta} = (\gamma^\mu)_{\alpha\beta}. \quad /18/$$

Тогда /16/ можно переписать в таком виде:

$$2\Delta_{k, m_2 \lambda}^0 (M - \Delta_{k, m_1 \lambda}^0 - \Delta_{k, m_2 \lambda}^0) \Phi(\Delta_{k_1, \lambda}^0) = \quad /19/$$

* Факт зависимости $\Gamma(k_1, k_2 | P, \lambda r)$ только от $\Delta_{k, m\lambda_P}^0$ доказан в /6/.

$$= \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 \Delta_{k', \lambda}}{2\Delta_{k', \lambda}^0} \text{Sp}(A_1) \Phi^i(\Delta_{k', \lambda}^0) V(\Delta_{k', \lambda}; \Delta_{k, \lambda}). \quad /19/$$

Условие нормировки для волновых функций Φ^i в случае независимости ядра V от массы всей системы M имеет вид

$$\int \frac{d^3 \Delta_{k, m \lambda p}}{2\Delta_{k, m \lambda p}^0} |\Phi^i(\Delta_{k, \lambda}^0)|^2 2 \cdot \Delta_{k, m \lambda p} = 2M. \quad /20/$$

Осуществив в /8/ сдвиг на $L_{\lambda p}^{-1}$ и снимая интегрирование с помощью δ -функций, с учетом /17/ находим

$$i(2\pi)^{-2} T_{\mu\nu}(P, q) \delta(P+q-P-q) = \quad /21/$$

$$= \int \frac{d\Delta_{k_1, m}}{2\Delta_{k_1, m}^0} |\Phi^{(0)}(k_1)|^2 Q_1^2 \frac{1}{2\Delta_{k, \lambda}^0} \frac{1}{r_1 - i\epsilon} J_{\mu}^{(\frac{1}{2})} J_{\nu}^{(\frac{1}{2})} \delta(P+q-P-q),$$

где $\Delta_{k, \lambda}^0 = \sqrt{(\vec{k} - \vec{q})^2 + m^2}, \quad /22/$

$$r_1 = \lambda(P+q+k_1) - (k_1^0 + k_2^0) - \sqrt{[\lambda(q+k_1)]^2 - (q+k_1)^2 + m_1^2}$$

и для токов $J_{\mu}^{(\frac{1}{2})} J_{\nu}^{(\frac{1}{2})}$ введены обозначения

$$J_{\mu}^{(\frac{1}{2})} = \bar{u}^{\nu, +}(k_1) \gamma_{\mu} u^{\nu', -}(k); \quad J_{\nu}^{(\frac{1}{2})} = \bar{u}^{\nu', +}(k) \gamma_{\nu} u^{\nu'', -}(k_3). \quad /23/$$

Для нахождения токов в случае рассеяния фотонов на скалярном /заряженном/ дикварке надо рассмотреть стандартный гамильтониан взаимодействия заряженного бозонного поля с электромагнитным полем /см., например, /8,9/*/. Найденные таким образом выражения для токов имеют следующий вид:

$$J_{\mu}^{(0)} = (k_1 + k_2)_{\mu} f^{(0)}(q^2); \quad J_{\nu}^{(0)*} = (k_2 + k_3)_{\nu} \cdot f^{(0)*}(q^2); \quad q^2 = (k_1 - k_2)^2, \quad /24/$$

где $f^{(0)}(q^2)$ - формфакторы скалярных дикварков.

* Следует заметить, что член первого порядка по константе связи приводит к диаграмме, содержащей две мезонные и две фотонные линии в каждой вершине: $\psi^*(x) \phi(x) A_{\mu}(x) A^{\mu}(x)$; однако такая диаграмма не будет давать вклада в мнимую часть амплитуды.

Ясно, что для нахождения матричного элемента диаграммы 26 в случае скалярного дикварка в /15/ вместо $J_{\mu}^{(\frac{1}{2})} J_{\nu}^{(\frac{1}{2})}$ надо подставить $J_{\mu}^{(0)} J_{\nu}^{(0)}$, определенные соотношением /24/.

Точно так же, рассмотрев лагранжиан взаимодействия векторного поля /спин 1/ с электромагнитным, можно найти выражение для токов $J_{\mu}^{(1)}$ и $J_{\nu}^{(1)}$ /10/:

$$J_{\mu}^{(1)} = \bar{\epsilon}^{\rho} (k_1) [-(k_1 + k_2)_{\mu} \epsilon_{\kappa\rho} + \epsilon_{\rho\mu} k_{1\kappa} + \epsilon_{\kappa\mu} k_{2\rho}] \epsilon^{\kappa} (k_2) f^{(1)}(q^2),$$

$$J_{\nu}^{(1)} = \bar{\epsilon}^{\rho} (k_2) [-(k_2 + k_3)_{\nu} \epsilon_{\kappa\rho} + \epsilon_{\rho\nu} k_{2\kappa} + \epsilon_{\kappa\nu} k_{3\rho}] \epsilon^{\kappa} (k_3) f^{(1)}(q^2), \quad /25/$$

где $f^{(1)}(q^2)$ - формфакторы векторных дикварков.

Для получения матричного элемента диаграммы 26 в случае, когда фотон рассеивается на векторном дикварке, в /15/ $J_{\mu}^{(\frac{1}{2})} J_{\nu}^{(\frac{1}{2})}$ надо заменить на $J_{\mu}^{(1)} J_{\nu}^{(1)}$ и $|\Phi^0(k_1)|^2$ - на $|\Phi^1(k_2)|^2$, определенный по формуле /17/.

Чтобы найти адронный тензор $W_{\mu\nu}$, нам достаточно воспользоваться равенством /15/ и известным соотношением

$$\frac{1}{a - i\epsilon} = P \frac{1}{a} + i\pi\delta(a). \quad /26/$$

Осуществив в /15/ сдвиг на $L_{\lambda p}^{-1}$, мы находим:

$$W_{\mu\nu}^{(i)}(P, q) = \frac{(2\pi)^2}{16} \int \frac{d^4 k_1, m_1}{\Delta_{1, m_1}^0 \Delta_{2, m_2}^0 \Delta_{1, m_1}^0 \Delta_{2, m_2}^0} [\delta(r_1) Q_1^2 h_{1\mu\nu}^{(i)} + \delta(r_2) Q_2^2 h_{2\mu\nu}^{(i)}],$$

где выражения для $h_{1\mu\nu}^{(i)}$ и $h_{2\mu\nu}^{(i)}$ имеют вид

$$h_{1\mu\nu}^{(i)} = \sum_{r, r_1, \sigma_1, \sigma_2} \langle \frac{1}{2} 1; \sigma_1 \sigma_2 | sr \rangle^2 J_{\mu}^{(\frac{1}{2})} r_1 \sigma_1 J_{\nu}^{(\frac{1}{2})} \sigma_1 r_1 \sum_{r_N} |\Phi_{sr}^{(i) s_N r_N}(\Delta_{k, \lambda})|^2, \quad /28/$$

$$h_{2\mu\nu}^{(i)} = \sum_{r, r_1, \sigma_1, \sigma_2} \langle \frac{1}{2} 1; \sigma_1 \sigma_2 | sr \rangle^2 J_{\mu}^{(i) r_1 \sigma_1} J_{\nu}^{(i) \sigma_1 r_1} \sum_{r_N} |\Phi_{sr}^{(i) s_N r_N}(\Delta_{k, \lambda})|^2.$$

Коэффициенты Клебша-Гордана $\langle \frac{1}{2} 1; \sigma_1 \sigma_2 | sr \rangle$ определяют, с каким весом входят диаграммы 2а и 2б в матричный элемент. Подробный расчет $h_{1\mu\nu}^{(i)}$ и $h_{2\mu\nu}^{(i)}$ можно найти в /5/. Надо отметить также, что полученный нами адронный тензор /27/ в точности совпадает с адронным тензором, полученным в рамках одновременного формализма /5/.

Для нахождения явного вида структурных функций удобно воспользоваться скалярными функциями V_1 и V_2 :

$$V_1 \equiv -g^{\mu\nu} W_{\mu\nu} ; \quad V_2 \equiv M^{-2} P^\alpha P^\beta W_{\alpha\beta} . \quad /29/$$

Эти функции связаны со структурными функциями F_1 и F_2 следующими соотношениями:

$$2F_1(\nu, Q^2) = V_1 + V_2(1 + \nu^2/Q^2)^{-1} , \quad /30/$$

$$F_2(\nu, Q^2) = \frac{1}{2(1 + \nu^2/Q^2)} [V_1 + 3V_2(1 + \nu^2/Q^2)^{-1}] .$$

После интегрирования по углам находим

$$V_j^{(i)} = \frac{1}{2(2\pi)^2 \sqrt{\nu^2 + Q^2}} \left\{ Q_1^2 m_2^{\alpha_1^+} \int_{\alpha_1^-}^{\alpha_1^+} du q^i(u) + Q_2^2 m_1 [f^i(q^2)]^2 \int_{\alpha_2^-}^{\alpha_2^+} dv d_j^{(i)}(v) \right\} , \quad /31/$$

$$j = 1, 2; \quad i = 0, 1 ,$$

где мы воспользовались параметризацией $\Delta_{k, m_2}^0 = m_2 u$, $\Delta_{k, m_1}^0 = m_1 v$ и ввели обозначения для функций

$$q_1^{(i)} \equiv -g^{\mu\nu} h_{1\mu\nu}^{(i)} ; \quad q_2^{(i)} \equiv M^{-2} P^\mu P^\nu h_{1\mu\nu}^{(i)} ;$$

$$d_1^{(i)} \equiv -g^{\mu\nu} h_{2\mu\nu}^{(i)} / [f^{(i)}(q^2)]^2 ; \quad d_2^{(i)} \equiv M^{-2} P^\mu P^\nu h_{2\mu\nu}^{(i)} / [f^{(i)}(q^2)]^2 ,$$

где $f^{(i)}(q^2) / i = 0, 1/$ - формфакторы соответственно скалярного и векторного дикварков.

Пределы интегрирования $\alpha_\pm^{(1)}$ имеют вид

$$\alpha_\pm^{(1)} = \frac{(\nu + M)(W^2 - m_1^2 + m_2^2) \pm \sqrt{\nu^2 + Q^2} \sqrt{(W^2 - m_1^2 + m_2^2)^2 - 4m_2^2 W^2}}{2m_1 W^2} ,$$

а пределы $\alpha_\pm^{(2)}$ получаются из $\alpha_\pm^{(1)}$ заменой $m_1 \rightarrow m_2$.

Итак, в настоящей работе найдено явное выражение для структурных функций нуклона в рамках гамильтоновой формулировки квантовой теории поля. Нуклон рассматривался нами как связанное состояние кварка и дикварка со спином 0 или 1. Показано, что полученные для структурных функций выражения совпадают с теми, которые получаются в одновременном подходе. Анализ скейлинговых свойств и сравнение результатов с экспериментальными данными будут даны в последующих публикациях.

Авторы благодарны В.Ш.Гогохия, А.Н.Квинихидзе, А.В.Сидорову, А.Н.Сисакяну и О.Ю.Шевченко за полезные обсуждения и интерес к работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Основные правила шпурионной диаграммной техники можно сформулировать следующим образом:

1. Начертить диаграмму Фейнмана, отвечающую рассматриваемому процессу. Произвольным образом пронумеровать вершины и ориентировать каждую внутреннюю линию. Далее, не изменяя ориентации, заменить некоторые одинарные /фермионные/ линии двойными /антифермионными/ линиями так, чтобы в результате в каждой вершине диаграммы имело место сохранение электрического заряда.

2. Соединить первую вершину со второй и т.д. пунктирными линиями, ориентированными в направлении возрастания номеров, и приписать каждой из них 4-импульс λr_j , где $j = 1, 2, \dots, n-1$ - номер вершины.

3. Каждой внутренней пунктирной линии с 4-импульсом поставить в соответствие следующий пропагатор: $g_0(r_j) = (1/2\pi) 1/(r_j - i\epsilon)$, а каждой внутренней линии с импульсом p - одну из функций $S^+(p, m)$ или $\Delta^+(p, m)$ /согласно типу частицы/.

4. По всем переменным r_j и независимым импульсам произвести интегрирование.

5. Повторить действия, предусмотренные предыдущими пунктами при всех $n!$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Logunov A.A., Tavkhelidse A.N. Nuovo Cimento, 1963, 29, p. 380-399.
2. Kadyshevsky V.G. Nucl.Phys., 1968, B6, p. 125-148.
3. Кадышевский В.Г. ЖЭТФ, 1964, т. 46, №2, с. 654-662; 1964, т. 46, №3, с. 871-883.
4. Schmidt I.A., Blankenbecler R. Phys.Rev., 1977, D16, No 5, p. 1318-1326; Frazer W.R., Gunion J.F. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, №14, p. 11429; Abbot L.F. et al. Phys.Rev., 1980, D22, №3, p. 582-593.
5. Линкевич А.Д. и др. ЯФ, 1983, 37, №2, с. 391-399; ЯФ, 1983, 37, №4, с. 959-965; ОИЯИ, P2-82-575; P2-82-565, Дубна, 1982.
6. Скачков Н.Б., Соловцов И.Л. ТМФ, 1979, 41, №2, с. 205-219.
7. Широков Ю.М. ЖЭТФ, 1958, 35, №4, с. 1005-1013.
8. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантовых полей. "Наука", М., 1976.
9. Швебер С. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля. ИЛ, М., 1963.
10. Бьеркен Дж.Д., Дрелл С.Д. Релятивистская квантовая теория. "Наука", М., 1978, т. 1.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 ноября 1983 года.

Саврин В.И., Санадзе В.В., Скачков Н.Б. P2-83-789
Дикварковая модель структурных функций нуклона в гамильтоновой
формулировке квантовой теории поля

В рамках гамильтоновой формулировки квантовой теории поля получены формулы для структурных функций глубоконеупругого лептон-нуклонного рассеяния. Нуклон рассматривался как связанное состояние кварка со спином $1/2$ и дикварка со спином 0 или 1 . Показано, что нарушение скейлинга зависит от вида волновой функции связанного состояния.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Savrin V.I., Sanadze V.V., Skachkov N.B. P2-83-789
Diquark Model for Nucleon Structure Functions in the Hamiltonian
Formulation of Quantum Field Theory

On the basis of the hamiltonian formulation of quantum field theory there are obtained formulae for the structure functions of deep inelastic lepton nucleon scattering. The nucleon was considered as a bound system of quark with spin $1/2$ and diquark with spin 0 or 1 . It is shown that scaling violation is dependent on the wave function of bound system.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградской