

Б-246

4/ix - 72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2997/2-72

P2 - 6507



Б.М. Барбашов, В.В. Нестеренко

ЭЙКОНАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ
ДЛЯ ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
В СКАЛЯРНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

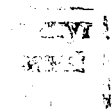
1972

P2 - 6507

Б.М. Барбашов, В.В. Нестеренко

ЭЙКОНАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ
ДЛЯ ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
В СКАЛЯРНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Направлено в ТМФ



Введение

Характерные свойства сечений глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния ^{/1/} нашли подтверждение в рамках полуфеноменологической партонной модели ^{/2/}. Несомненный интерес представляет исследование глубоконеупругих взаимодействий на основе стандартной квантовой теории поля.

В недавней работе Боголюбова, Владимирова и Тавхелидзе ^{/3/} эта задача была рассмотрена с точки зрения общих аксиоматических принципов теории квантового поля.

Большое число работ ^{/4-8/} посвящено исследованию неупругих процессов в рамках теории возмущений путем суммирования диаграмм Фейнмана в бъркинском пределе.

Удобным способом такого суммирования является функциональный подход, позволяющий в замкнутой форме записать сумму соответствующего класса диаграмм. Основная проблема, возникающая на этом пути, связана с вычислением функциональных интегралов. Здесь используется приближенный метод, получивший название приближения прямолинейных путей (или эйконального), который успешно применялся для исследования высокоэнергетического рассеяния частиц в квантовой теории поля ^{/9/}.

В настоящей работе этим методом получено сечение глубоко-неупругого лептон-адронного рассеяния в скалярной электродинамике:

$$L_{int} = -g \psi^* i \overleftrightarrow{\partial}_\sigma \psi A^\sigma + g^2 A_\sigma A^\sigma \psi^* \psi .$$

Последние экспериментальные данные по измерению отношения σ_s / σ_T в глубоконеупругом $e - p$ рассеянии /10/ свидетельствуют о том, что электромагнитный ток, участвующий в этом взаимодействии, построен, по-видимому, преимущественно из полей спина 1/2. Поэтому наше рассмотрение модели скалярной электродинамики имеет целью показать эффективность предлагаемого подхода.

Предпосылка, лежащая в основе применяемого приближения (относительная мягкость импульсов рождающихся частиц), подтверждается расчетами по теории возмущений для отдельных диаграмм /6/.

Помимо этого в нашем подходе не учитывается поляризация вакуума, то есть диаграммы с замкнутыми петлями поля ψ . Исследование, выполненное пока только для случая $g^2 \ll 1$ /8/, показывает, что поведение неупругих формфакторов может ими модифицироваться. В рамках функционального подхода полный учет этого класса диаграмм довольно сложен.

Как в теории возмущений /4-8/, так и в функциональном методе /11/, удобно рассматривать не сами диаграммы неупругого взаимодействия, а находить мнимую часть амплитуды виртуального комптон-эффекта. С этой величиной простыми соотношениями связаны структурные функции W_1 и W_2 - неупругие формфакторы /12/.

Функциональным методом эти величины исследовались в работе /11/ в модели Блоха-Нордсика с нейтральными векторными мезонами, взаимодействующими с частицами спина 1/2. Чтобы избежать на промежуточных этапах явно расходящихся выражений, использовалось

обрезание импульсов виртуальных мезонов, от которого существенно зависит окончательное выражение для W_i . Хотя введение обрезания можно интерпретировать физически ^{/7/}, однако, такая процедура не является последовательной в рамках теории поля ^{/5/}.

Поэтому представляет интерес провести расчеты без обрезания, так как процедура перенормировки в нашем подходе устраняет все расходимости.

Основные результаты, полученные в работе, следующие:

Структурная функция νW_2 в бъркинском пределе убывает как квадрат упругого формфактора, вычисленный в дважды логарифмическом приближении в данной модели. Скейлинг-инвариантность нарушается логарифмической зависимостью от асимптотической переменной ν . Соотношение Дрелла-Яна-Веста ^{/13/} между пороговым поведением νW_2 и асимптотикой упругого формфактора выполняется. Структурная функция W_1 в нашем приближении стремится к нулю, что согласуется с утверждением Каллана и Гросса ^{/14/ х/}.

Как следует из асимптотических оценок полученных результатов, они справедливы в околопороговой области ($\omega \rightarrow 1$) неупругого процесса.

В первом параграфе функциональным методом в приближении прямолинейных путей получено замкнутое выражение для амплитуды виртуального комптон-эффекта в рассматриваемой модели. Следующий параграф посвящен исследованию этого выражения в области кинематических переменных, определяющих глубоконеупругое рассеяние. Здесь же обсуждается связь порогового поведения структурной функции νW_2 с асимптотическим поведением упругого формфактора. В заключении полученные результаты сравниваются с результатами других подходов к этой задаче.

х/ Эти авторы показали, в частности, что если электромагнитный ток билинеен по полям спина 0, то в бъркинском пределе $W_1 \rightarrow 0$.

Как известно /15/, сечение неупругого лептон-адронного взаимодействия описывается двумя структурными функциями W_1 и W_2 , нахождение которых и составляет задачу динамической теории. В наших расчетах будем использовать следующее определение для этих функций:

$$\begin{aligned}
 W_{\mu\nu} &= (2\pi)^2 2\omega(\vec{p}) \int d^4z e^{iqz} \langle p | [j_\mu(z), j_\nu(0)] | p \rangle = \\
 &= (2\pi)^2 2\omega(\vec{p}) \sum_n \langle p | j_\mu(0) | n \rangle \langle n | j_\nu(0) | p \rangle (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q+p-p_n) = \\
 &= -\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) W_1(q^2, \nu) + \frac{1}{m^2} \left(p_\mu - \frac{pq}{q^2} q_\mu\right) \left(p_\nu - \frac{pq}{q^2} q_\nu\right) W_2(q^2, \nu),
 \end{aligned} \tag{1}$$

где $|p\rangle$ - одночастичное состояние скалярного нуклона с массой m , $j_\mu(z)$ - электромагнитный ток в рассматриваемой модели, а $m\nu = p q$.

Область глубоко неупругого рассеяния, которую мы исследуем, задается следующими значениями кинематических переменных:

$$-q^2, m\nu \rightarrow +\infty, \quad \frac{2m\nu}{-q^2} = \omega = x^{-1} = \text{const}. \tag{2}$$

Из уравнения (1) функции W_i могут быть выражены явно /12/:

$$W_1 = -\frac{1}{2} A + \frac{1}{2} \frac{B}{1 - \frac{\nu^2}{q^2}}; \quad W_2 = \frac{1}{2\left(1 - \frac{\nu^2}{q^2}\right)^2} \left[-\left(1 - \frac{\nu^2}{q^2}\right) A + 3B\right], \tag{3}$$

где

$$A = \sum_{\mu} W_{\mu}^{\mu} ; \quad B = \frac{1}{m^2} \sum_{\mu, \sigma} p^{\mu} W_{\mu\sigma} p^{\sigma} .$$

Тензор $W_{\mu\nu}$ простым соотношением связан с амплитудой $M_{\mu\nu}$ виртуального комптон-эффекта вперед^{x/}:

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{\pi} \text{Im} M_{\mu\nu}(p, q; p, q) . \quad (4)$$

Таким образом, задача сводится к нахождению мнимой части амплитуды M в области (2) кинематических переменных p и q . Используем для этих целей функциональный подход.

Вначале, как обычно /9/, построим мезон-нуклонную функцию Грина. В пренебрежении поляризацией вакуума она представима в следующем виде:

$$G_{\mu\nu}(x', y'; x, y) = \exp \left\{ \frac{i}{2} \iint d\xi_1 d\xi_2 \frac{\delta}{\delta A_{\sigma}(\xi_1)} D_{\sigma\rho}^c(\xi_1 - \xi_2) \frac{\delta}{\delta A_{\rho}(\xi_2)} \right\} \times \\ \times G(y', y | A) A_{\mu}(x') A_{\nu}(x) |_{A=0} , \quad (5)$$

где $G(y', y | A)$ - функция Грина нуклона во внешнем классическом поле A , удовлетворяющая уравнению:

^{x/} Мы используем одночастичные состояния, нормированные на δ -функцию:

$$\langle p' | p \rangle = \delta^{(3)}(\vec{p}' - \vec{p}) .$$

При этом амплитуда M следующим образом связана с S -матрицей:

$$\langle p', q', \lambda' | S | p, q, \lambda \rangle = 1 + i (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p' + q' - p - q) \frac{e_{\mu}^{\lambda'}(\vec{q}') M^{\mu\nu}(p', q'; p, q) e_{\nu}^{\lambda}(\vec{q})}{(2\pi)^6 \sqrt{2\omega(\vec{p}') 2\omega(\vec{q}') 2\omega(\vec{p}) 2\omega(\vec{q})}}$$

$$[(i\partial_\mu - g A_\mu(x))^2 - m^2] G(x, y|A) = -\delta(x-y).$$

Решение этого уравнения может быть записано с помощью функционального интеграла /16/:

$$G(x, y|A) = i \int_0^\infty d\tau e^{-im^2\tau} \int [\delta^4 \nu]_0^\tau \exp \left\{ -ig \int d^4 z j_\sigma(z) A^\sigma(z) \right\} \times \\ \times \delta \left(x-y-2 \int_0^\tau \nu(\eta) d\eta \right), \quad (6)$$

где

$$j_\sigma(z) = 2 \int_0^\tau d\xi \nu_\sigma(\xi) \delta^{(4)} \left(z-x+2 \int_\xi^\tau \nu(\eta) d\eta \right), \quad (7) \\ [\delta^4 \nu]_0^\tau \equiv \frac{\exp \left\{ -i \int_0^\tau \nu^2(\eta) d\eta \right\} \delta \nu}{\int \exp \left\{ -i \int_0^\tau \nu^2(\eta) d\eta \right\} \delta \nu}.$$

После подстановки (6) в (5), взятия вариационной производной и исключения несвязанных диаграмм функция $G_{\mu\nu}(x', y'; x, y)$ принимает вид:

$$G_{\mu\nu}(x', y'; x, y) = ig^2 \int_0^\infty d\tau e^{-im^2\tau} \int [\delta^4 \nu]_0^\tau \int_0^\tau d\xi_1 d\xi_2 2\nu^\lambda(\xi_1) 2\nu^\sigma(\xi_2) \times \\ D_{\nu\lambda}^c \left(x'-y+2 \int_{\xi_1}^\tau \nu(\eta) d\eta \right) D_{\sigma\mu}^c \left(y-2 \int_{\xi_2}^\tau \nu(\eta) d\eta -x \right) \quad (8) \\ \exp \left\{ -i \frac{g^2}{2} \iint dz_1 dz_2 j^\sigma(z_1) D_{\sigma\lambda}^c(z_1 z_2) j^\lambda(z_2) \right\} \delta^{(4)} \left(y'-y-2 \int_0^\tau \nu(\eta) d\eta \right).$$

Здесь

$$D_{\nu\lambda}^c(z) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k e^{ikz} (g_{\nu\lambda} - \frac{k_\nu k_\lambda}{\mu^2})}{\mu^2 - k^2 - i\epsilon}, \quad \text{а} \quad j_\sigma(x)$$

определено формулой (7).

Переходя на массовую поверхность по нуклонным концам (y, y') функции Грина (8) и выделяя полюса внешних мезонных концов (x, x') /17/, получаем в рассматриваемой модели следующее представление для амплитуды комптон-эффекта вперед x' :

$$M_{\rho\sigma}(p, q; p, q) = i g^2 \int [\delta^4_\nu] \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi [2\nu_\rho(0) + 2p_\rho + q_\rho (2\theta(\xi) - 1)] \times$$

$$[2\nu_\sigma(\xi) + 2p_\sigma + q_\sigma (1 - 2\theta(-\xi))] e^{2ipq\xi + iq^2|\xi|} \times \quad (9)$$

$$\exp \left\{ -i \frac{g^2}{2} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} j^\nu(-k) D_{\nu\lambda}^c(k) j^\lambda(k) \right\}.$$

x' Амплитуда виртуального комптон-эффекта с фотонными концами, лежащими не на массовой поверхности, связана с функцией Грина следующей формулой:

$$M_{\mu\nu}(p', q'; p, q) = q^2 q'^2 \lim_{p^2, p'^2, m^2} (p^2 - m^2) (p'^2 - m^2) G_{\mu\nu}(p', q'; p, q).$$

Здесь

$$\begin{aligned}
 j^\sigma(k) &\equiv j^\sigma(k|p,q,\xi,\nu(\eta)) = \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} da [2\nu^\sigma(a) + 2p^\sigma + 2q^\sigma(\theta(\xi-a) - \theta(-a))] \times \\
 &\times \exp \left\{ -2ik \int_0^a [\nu(\eta) + q(\theta(\xi-\eta) - \theta(-\eta))] d\eta - 2ia kp \right\}.
 \end{aligned} \tag{10}$$

Формула (9) представляет собой компактную запись суммы всех диаграмм Фейнмана типа представленных на рис. 1

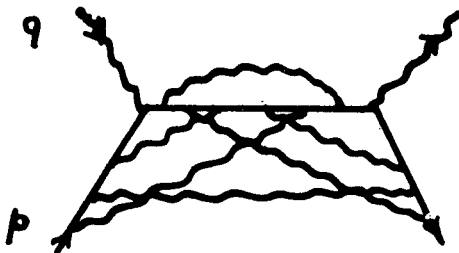


Рис. 1

Далее используем приближенную оценку для функционального интеграла по $[\delta^4\nu]_{-\infty}^{+\infty}$ /9,17/. Это приближение, названное приближением прямых путей, сводится к следующему:

$$\int [\delta^4\nu]_{-\infty}^{+\infty} e^{F[\nu]} \sim e^{\langle F[\nu] \rangle}, \tag{11}$$

где

$$\langle F[\nu] \rangle = \int [\delta^4\nu]_{-\infty}^{+\infty} F[\nu].$$

Найдем $\langle j^\nu(-k | p, q, \xi, \nu) j^\lambda(k | p, q, \xi, \nu) \rangle$, используя (10).

$$\langle j^\nu(-k) j^\lambda(k) \rangle = 2(1 - e^{i[k^2 + 2(p+q)k] \xi}) \quad (12)$$

$$\left[\frac{(2p+k)^\nu}{k^2 + 2pk} - \frac{(2p+2q+k)^\nu}{k^2 + 2(p+q)k} \right] \left[\frac{(2p+k)^\lambda}{k^2 + 2pk} - \frac{(2p+2q+k)^\lambda}{k^2 + 2(p+q)k} \right].$$

Такое приближенное вычисление функционального интеграла (формула (11)) соответствует в диаграммной технике отбрасыванию в нуклонных пропагаторах (прямые линии на рис. 1) слагаемых вида $\sum_{i \neq j} k_i k_j$, т.е. замене:

$$\frac{1}{(p + \sum_i k_i)^2 - m^2} \rightarrow \frac{1}{2 \sum_i p k_i + \sum_i k_i^2}.$$

Это означает, что в нашем рассмотрении промежуточными состояниями являются один высокоэнергетический нуклон и произвольное число мягких (тормозных) мезонов (поле A_μ).

Кроме того, используемое приближение не учитывает двойные вершины, соответствующие взаимодействию $\psi^* \psi A^2$. Исследование в теории возмущений отдельных диаграмм с такими вершинами показывает^{/8/}, что в бьеркинском пределе (2) они дают меньший вклад, чем обычные диаграммы.

С помощью формул (9), (11) и (12), получаем окончательное выражение для амплитуды Комптона-эффекта вперед в рассматриваемой модели:

$$M_{\sigma\rho} = i g^2 (2p+q)_\sigma (2p+q)_\rho \int_0^\infty d\xi e^{2ipq\xi + iq^2\xi} e^{F(\xi)}, \quad (13)$$

где

$$F(\xi) = -i g^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{g_{\nu\lambda} - \frac{k_\nu k_\lambda}{\mu^2}}{\mu^2 - k^2} [1 - e^{i[k^2 + 2(p+q)k]\xi}] \times \quad (14)$$

$$\left(\frac{2p^\nu + k^\nu}{k^2 + 2pk} - \frac{2p^\nu + 2q^\nu + k^\nu}{k^2 + 2(p+q)k} \right) \left(\frac{2p^\lambda + k^\lambda}{k^2 + 2pk} - \frac{2p^\lambda + 2q^\lambda + k^\lambda}{k^2 + 2(p+q)k} \right).$$

Таким образом, задача сводится к нахождению в бьеркинском пределе (2) мнимой части формулы (13).

§ 2

После вычисления интеграла по $d^4 k$ в формуле (14) асимптотику $F(\xi)$ можно найти, используя, например, преобразование Меллина (см. Приложение). При этом оказывается, что главный вклад в бьеркинском пределе в $F(\xi)$ дает лишь перекрестный член, получающийся при перемножении круглых скобок. Это соответствует тому, что в рассматриваемой асимптотической области главными оказываются диаграммы типа представленной на рис. 2.

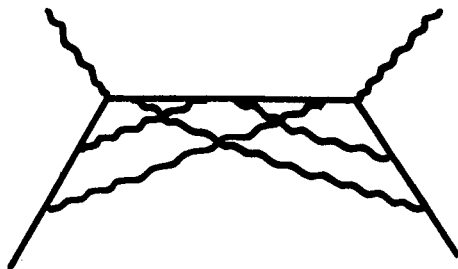


Рис. 2

К такому же выводу приходят авторы работы /6/, анализируя асимптотику отдельных диаграмм теории возмущений.

Не останавливаясь на деталях нахождения асимптотики $F(\xi)$ (см. Приложение), приведем окончательный результат:

$$F(\xi) \xrightarrow[\omega = \text{const}]{\frac{\nu}{m}, \frac{-q^2}{m^2} \gg 1} -2\lambda \ln^2 \frac{2\nu}{m} - 2\lambda \ln \frac{2\nu}{m} \ln m^2 \xi, \quad (15)$$

где $\lambda = \frac{g^2}{16\pi^2}$.

Интеграл по $d\xi$ в формуле (13) теперь легко вычисляется. Для мнимой части амплитуды $M_{\sigma\rho}$ получаем следующее выражение:

$$\frac{1}{\pi} \text{Im} M_{\sigma\rho} = \frac{g^2}{m^2} (2p_\sigma + q_\sigma) (2p_\rho + q_\rho) \left(\frac{2\nu}{m}\right)^{-1} \frac{(1-x)^{-1+2\lambda \ln \frac{2\nu}{m}}}{2\Gamma(2\lambda \ln \frac{2\nu}{m}) \cos(\pi\lambda \ln \frac{2\nu}{m})}. \quad (16)$$

Подставляя этот результат в формулы (3), находим структурные функции:

$$\frac{\nu}{m} W_2 = g^2 x (2x-1) \frac{(1-x)^{-1+2\lambda \ln \frac{2\nu}{m}}}{\Gamma(2\lambda \ln \frac{2\nu}{m}) \cos(\pi\lambda \ln \frac{2\nu}{m})}, \quad (17)$$

$$W_1 \rightarrow 0.$$

Как следует из формулы (17), автомодельное поведение νW_2 в бьержинском пределе нарушено зависимостью от логарифма асимптотической переменной ν . Тем не менее, при $2\lambda \ln \frac{2\nu}{m} \sim 4$ полученный результат дает правильное околороговое поведение $\nu W_2 \sim x$.

x/ Как известно, экспериментальные данные в околороговой области хорошо описываются выражением $\nu W \sim (1-x)^a$, где $a \sim 3$.

Необходимо отметить, что способ нахождения асимптотических выражений (16) и (17) справедлив только в этой околопороговой области переменной x : $1 - x \sim \frac{m}{\nu}$. Отсюда следует, что при $\nu \rightarrow \infty$ νW_2 пропорционально $e^{-2\lambda \ln(\frac{2\nu}{m})}$, то есть убывает как квадрат упругого формфактора в дважды логарифмическом приближении /6/.

При $x \rightarrow 1$, $\nu W_2 \sim (1 - x)^{-1 + 2\lambda \ln \frac{\nu}{m}}$. Согласно соотношению Дрелла-Яна-Веста в этом случае упругий формфактор при больших $\nu = \frac{-q^2}{2mx}$ должен вести себя как

$$\left(\frac{m}{\nu}\right)^{\frac{-1 + 2\lambda \ln \frac{\nu}{m} + 1}{2}} = \left(\frac{m}{\nu}\right)^{\lambda \ln \frac{\nu}{m}}. \quad (18)$$

При этом приходится допускать зависимость показателя степени от логарифма асимптотической переменной ν , так как в нашем случае скейлинг точно не выполняется.

В рассматриваемой модели соотношение (18) действительно имеет место, так как в дваждылогарифмическом приближении упругий формфактор равен $e^{-\lambda \ln^2 \frac{\nu}{m}} = \left(\frac{m}{\nu}\right)^{\lambda \ln \frac{\nu}{m}}$.

В работе /6/ прямым суммированием диаграмм в бьеркинском пределе были получены следующие значения структурных функций в той же модели скалярной электродинамики:

$$\frac{\nu}{m} W_2 = 2\lambda x^2 (1+x) \ln \frac{2m\nu(1-x)}{\mu^2} (1-x)^{-1 + 2\lambda \ln \frac{4m\nu(1-x)}{\mu^2}}$$

$$W_1 \rightarrow 0.$$

Наличие здесь дополнительного логарифмического множителя по сравнению с формулой (17) объясняется, по-видимому, тем, что расчеты работы /6/ выполнены в области переменной x , где $1 - x > \frac{m}{\nu}$, и не распространяются на околопороговую область.

Формула (17) лишь несущественно отличается от результата работы /11/, в которой использовалось обрезание импульсов виртуальных частиц. Поэтому такая процедура, вероятно, оправдана по крайней мере в околороговой области $\omega \sim 1$.

Заключение

Полученные результаты и их сравнение с другими подходами к данной задаче, показывают, что используемое нами приближение, т.е. рассмотрение процесса рождения частиц как тормозного излучения качественно правильно передает поведение νW_2 в пороговой области переменной ω /11,18/. Насколько верен такой механизм глубоконеупругого взаимодействия можно было бы судить, экспериментально анализируя энергетическое распределение вторичных частиц, т.е. выясняя, рождается ли в таких процессах большое число сравнительно мягких частиц наряду с существованием высокоэнергетической "лидирующей" частицы.

В заключение авторы благодарят за интерес к работе и стимулирующие обсуждения Д.И. Блохинцева, А.В. Ефремова, Р.М. Мурадяна, М.А. Маркова, В.А. Матвеева, В.Н. Первушина.

Приложение

Как отмечалось выше, главный вклад в бъркинском пределе в $F(\xi)$ дает лишь перекрестный член, получающийся при перемножении круглых скобок в формуле (14). Используя тождество

$$e^R - 1 = R \int_0^1 da e^{aR}$$

и обычную фейнмановскую параметризацию, это выражение (которое для краткости будем обозначать также $F(\xi)$) можно представить после интегрирования по d^4k в следующем виде:

$$\begin{aligned}
F(\xi) = & -\frac{ig^2}{4\pi^2} 2m\nu \xi \int_0^1 da \int_0^\infty \frac{d\sigma d\rho}{(\sigma + \rho + a\xi)^2} \times \\
& \times \exp\left\{-2im\nu \xi \frac{a[\rho + (1-x)a\xi]}{\sigma + \rho + a\xi} - i \frac{m^2(\rho + a\xi)^2}{\sigma + \rho + a\xi} - i\mu^2 \sigma\right\}.
\end{aligned} \tag{18}$$

Найдем асимптотику $F(\xi)$, используя преобразование Меллина по безразмерной переменной $2m\nu \xi$ [19]. Для этого вычислим меллиновский образ $F(\xi)$.

$$\Phi(j) = \int_0^\infty (2m\nu \xi)^{-j-1} F(\xi) d(2m\nu \xi). \tag{19}$$

Барицентрическая замена переменных в формулах (18) и (19):

$$a = \beta a', \quad \rho = \beta \rho', \quad \sigma = \beta \sigma'$$

и последующее интегрирование по $d\beta$, da' , $d\rho'$ вблизи нуля позволяют выделить крайний правый полюс $\Phi(j)$ в комплексной плоскости j :

$$\Phi(j) \sim -\frac{g^2}{4\pi^2} \frac{1}{j^3}.$$

Возвращаясь к $F(\xi)$ с помощью обратного преобразования Меллина, получаем:

$$F(\xi) = \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} dj \Phi(j) (2m\nu\xi)^j \approx -2\lambda \ln^2 2m\nu\xi \approx$$

Re $c > 0$

$$\approx -2\lambda \ln^2 \left(\frac{2\nu}{m} \right) - 2\lambda \ln \frac{2\nu}{m} \ln m^2 \xi ,$$

где $\lambda = \frac{g^2}{16\pi^2}$.

Литература

1. М.А.Марков. The Neutrino. p. 27-30, Dubna (1963).
J.D.Bjorken. Phys.Rev., 179, 1547 (1969).
- В.А. Матвеев, Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе. В сб. "Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра", т. 2, вып. 1, 5, Атомиздат, 1971.
2. R.P.Feynman. Phys.Rev.Lett., 23, 1415 (1969).
J.D.Bjorken, E.A.Paschos. Phys.Rev., 185, 1975 (1969).
3. Н.Н. Боголюбов, В.С. Владимиров, А.Н. Тавхелидзе. Сообщение ОИЯИ, P2-6342 (1972).
4. A.V.Efremov, J.F.Ginzburg. Phys.Lett., 36B, 371 (1971).
5. S.J.Chang, P.M.Fishbane. Phys.Rev.Lett., 24, 847 (1970); Phys.Rev., D2, 1084 (1970).
6. P.M.Fishbane, J.D.Sullivan. Phys.Lett., 37B, 68 (1971).
Phys.Rev., D4, 1516 (1971). P.M.Fishbane, J.D.Sullivan. Preprint NAL-THY-33 Batavia (1972).
7. S.D.Drell, D.J.Levy, T.M.Yan. Phys.Rev.Lett., 22, 744 (1969). Phys.Rev., 187, 2159 (1969); Phys.Rev., D1, 1035 (1970); Phys.Rev., D1, 1617 (1970).
8. V.N.Gribov, A.N.Lipatov. Phys.Lett., 37B, 78 (1971).

9. B.M.Barbashov, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, V.N.Pervushin, A.N.Sissakian, A.N.Tavkhelidze. Phys.Lett., 33B, 484 (1970);
10. H.Kendall. Proceedings of the Intern. Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell, 1971, ed. by N.B.Mistry, p. 247.
11. H.M.Fried, H.Moreno. Phys.Rev.Lett., 25, 625 (1970).
12. S.D.Drell, T.M.Yan. Ann.Phys., 66, 578 (1971).
13. S.D.Drell, T.M.Yan. Phys.Rev.Lett., 24, 181 (1970).
G.B.West. Phys.Rev.Lett., 24, 1206 (1970).
14. C.G.Callan. D.Gross. Phys.Rev.Lett., 22, 156 (1969).
15. S.D.Drell, J.D.Walecka. Ann.Phys., 28, 18 (1964).
16. Б.М. Барбашов. ЖЭТФ, 48, 607 (1965).
17. Б.М. Барбашов, С.П. Кулешов, В.А. Матвеев, А.Н. Сисакян. ТМФ, 3, 342 (1970).
18. H.Moreno. Preprint SLAC-PUB-1002 (TH) 1971.
19. R.I.Eden, P.V.Landshoff, D.I.Olive, I.C.Polkinghorne. The Analytic S-Matrix, Cambridge (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июня 1972 года.