объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-82-454

Б.А.Маградзе, В.А.Матвеев

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ПРИЧИННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ В ЛЕСТНИЧНОЙ Φ^3_6-МОДЕЛИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1] было дано строгое математическое обоснование непротиворечивости гипотезы об автомодельном поведении формфакторов процесса глубоконеупругого рассеяния электрона на нуклонах в рамках общих принципов локальной квантовой теории поля. В основе используемого в [1] метода лежит спектральное представление Йоста-Лемана-Дайсона /ЙЛД/ для матричного элемента коммутатора токов. На этой основе найдены достаточные / а в ряде случаев и необходимые/ для существования автомодельной асимптотики условия, предъявляемые к спектральным функциям в представлении ЙЛД . В дальнейшем в работах [2,3] сделано нетривиальное обобщение данных результатов, устанавливающее взаимно-однозначное соответствие между автомодельной асимптотикой формфакторов и сингулярностями коммутатора токов на световом конусе. Кроме того, на основе введенного в этих работах понятия квазиасимптотики обобщенной [2] функции и тауберовых теорем [3] найден наиболее широкий класс автомодельных спектральных функций в представлении ЙЛД ; спектральная функция $\Psi(\lambda^2,\vec{u})$ является автомодельной, если допускает существование квазиасимптотики на бесконечности по λ^2 относительно автомодельной функции ρ порядка α:

$$\lim_{k\to\infty} \frac{\Psi(k\lambda^2,\vec{u})}{\rho(k)} \to (\lambda^2)_+^{\alpha}\, \Psi_0(\vec{u}). \qquad /1/$$

Условие /1/ необходимо и достаточно для автомодельного поведения соответствующего формфактора:

$$F(q,p) \simeq \rho(\nu)\, f(\xi), \qquad /2/$$

$$-q^2,\ \nu \to \infty, \quad \xi = \frac{-q^2}{2\nu} = \mathrm{const}.$$
$$\nu = q\cdot p,$$

Представляет интерес изучение свойств спектральных функций в моделях теории поля с нарушением асимптотического поведения /2/ для формфактора. К классу таких моделей принадлежат лестничные модели для амплитуды рассеяния с лагранжианами взаимодействия $g\Phi^4$ и $g\Phi^3_6$ [4,5]. В случае $g\Phi^4$ асимптотика спектральной функции представления ЙЛД и связанное с ней поведение амплитуды на световом конусе исследованы в работах [6]. Показано, что спектральная функция при $\lambda^2\to\infty$ не факторизуется и ее рост по λ^2 существенно зависит от $\vec{u}$,

$$\Psi(\lambda^2,\vec{u}) \sim (\lambda^2)^{k(\vec{u},\lambda^2)}. \qquad /3/$$

В дальнейшем в работе [7] показано, что исследование автомодельного асимптотического поведения спектральных функций в моделях теории поля удобно на основе интегральных уравнений для причинных распределений. Такие общие требования квантовой теории поля, как спектральность, локальность и причинность, выражаются здесь в виде граничных условий для весовых функций причинного распределения, удовлетворяющих интегральным или сводящимся к ним дифференциальным уравнениям.

В настоящей работе исследованы свойства спектральной функции представления Дезера-Гильберта-Сударшана /ДГС/ в лестничной скалярной модели с взаимодействием $g\Phi^3_6$ в случае безмассовой обменной частицы. С этой целью сформулировано и решено интегральное уравнение для причинных распределений в рассматриваемой модели. Найденное решение для спектральной функции $\Psi(\beta,\sigma)$ при $\sigma\to\infty$ характеризуется асимптотикой типа /3/ и степенным /с точностью до несущественного логарифма/ поведением в пределе $\beta\to 0$. Исследовано также поведение матричного элемента коммутатора токов вблизи светового конуса. Как и в случае Φ^4-модели, асимптотика коммутатора неравномерна вдоль светового конуса.

2. РЕШЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим интегральное уравнение типа Бете-Солпитера для амплитуды рассеяния вперед виртуальной частицы с импульсом q в лестничной модели с взаимодействием $g\Phi^3_6$ в шестимерном пространстве-времени в случае безмассовой обменной частицы:

$$T(q,p)=g^2\{D^c(q+p,0)+D^c(q-p,0)\}-\frac{g^2 i}{(2\pi)^6}\int d^6k\, D^c(q-k,0)[D^c(k,m)]^2 T(k,p), \qquad /4/$$

$$D^c(q,m)=\frac{1}{m^2-q^2-i0}, \quad T(q,p)=i\int d^6x\, e^{iqx}\langle p|Tj(x)j(0)|p\rangle .$$

В дальнейшем для упрощения вычислений мы рассмотрим уравнение /4/ при $p^2=0$ и будем считать $m^2=1$.

Полагаем, что для амплитуды $T(q,p)$ и фурье-образа матричного элемента коммутатора токов справедливо представление ДГС.

$$T(q,p)=\frac{1}{2\pi}\int_{-1}^{+1}d\alpha\int_0^\infty\frac{d\sigma\,\Phi(\alpha,\sigma)}{\sigma-(q+\alpha p)^2-i\epsilon}, \qquad /5/$$

$$W(q,p)=\int d^6x\, e^{iqx}\langle p|[j(x),\ j(0)]|\,p\rangle= \qquad /6/$$

$$=\int_{-1}^{+1}d\alpha\int_0^\infty d\sigma\,\epsilon(q_0+\alpha p_0)\delta[(q+\alpha p)^2-\sigma]\Phi(\alpha,\sigma).$$

Переопределим спектральную функцию

$$\Phi(\alpha,\sigma)=\Psi_0(\alpha,\sigma)+\Psi(\alpha,\sigma),$$

$$\Psi_0=2\pi g^2\{\delta(1-\alpha)+\delta(1+\alpha)\}\delta(\sigma).$$

Следуя методу, изложенному в работе [7], из уравнения /4/ в предположении об однозначности представления /5/ мы получаем следующее интегральное уравнение для спектральной функции Ψ:

$$\Psi(\beta,\sigma)=\frac{g^4}{32\pi^2}(1-\beta)\frac{[\sigma-(1-\beta)]}{\sigma^2}+ \qquad /7/$$

$$+\frac{g^2}{64\pi^3}\frac{\beta}{\sigma^2}\int_\beta^1\frac{d\beta'}{\beta'^3}(\beta'-\beta)\int_{1-\beta'}^\infty d\sigma'\Big[\frac{\beta'}{\beta}\sigma-\frac{\beta'-\beta}{\beta}-\sigma'\Big]_+\Psi(\beta',\sigma').$$

Здесь $\beta=|\alpha|$. Носитель функции $\Psi(\beta,\sigma)$ сосредоточен на множестве

$$\beta,\sigma\in(0<\beta\le 1,\quad \sigma>1-\beta).$$

Удобно ввести новую функцию:

$$H(\beta,\sigma)=\sigma^2\Psi(\beta,\sigma).$$

Легко увидеть, что уравнение /7/ эквивалентно дифференциальному уравнению с частными производными четвертого порядка для функции H:

$$(\sigma-1)^2\frac{\partial^4 H}{\partial\sigma^4}+2(\sigma-1)\beta\frac{\partial^4 H}{\partial\beta\partial\sigma^3}+\beta^2\frac{\partial^4 H}{\partial\beta^2\partial\sigma^2}+$$

$$+2(\sigma-1)\frac{\partial^3 H}{\partial\sigma^3}+2\beta\frac{\partial^3 H}{\partial\beta\partial\sigma^2}=\lambda\frac{H}{\sigma^2}, \qquad /8/$$

$$\lambda=g^2/64\pi^3$$

с граничными условиями, определяемыми уравнением /7/,

$$H(\beta=1,\sigma)=0,\qquad \frac{\partial H}{\partial\beta}\Big|_{\beta=1}=-\frac{g^4}{32\pi^2}\sigma, \qquad /9/$$

$$H(\beta,\sigma=1-\beta)=0,\qquad \frac{\partial H}{\partial\sigma}\Big|_{\sigma=1-\beta}=\frac{g^4}{32\pi^2}(1-\beta).$$

Обратное преобразование Меллина по переменной β

$$H(\beta,\sigma)=\frac{1}{2\pi i}\int_{c-i\infty}^{c+i\infty}dz(\beta)^{-(z-1)}\hat{H}(z,\sigma) \qquad /10/$$

позволяет разделить переменные в уравнении /8/. В результате получим обыкновенное дифференциальное уравнение для $\hat{H}(z,\sigma)$:

$$[\sigma(\sigma-1)\frac{\partial^2}{\partial\sigma^2}+(1-z\sigma)\frac{\partial}{\partial\sigma}+c^+][\sigma(\sigma-1)\frac{\partial^2}{\partial\sigma^2}+(1-z\sigma)\frac{\partial}{\partial\sigma}+c^-]\hat{H}(z,\sigma)=0, \qquad /11/$$

где

$$c^{\pm}=\frac{z}{2}\pm\sqrt{z^2+4\lambda}.$$

Решение уравнения /11/ выражается в гипергеометрических функциях Гаусса /см. приложение/. Имеем:

$$\hat{H}(z,\sigma)=\frac{g^4}{32\pi^2}\frac{\theta(1-\sigma)}{2\sqrt{z^2+4\lambda}}\sigma^2\{F(a^++2,b^++2;3;\sigma)-F(a^-+2,b^-+2,3;\sigma)\}+$$
$$+\theta(\sigma-1)\{A^+(z)\sigma^{-a^+}F(a^+,a^++2,a^+-b^++1;\sigma^{-1})+ \qquad /12/$$
$$+A^-(z)\sigma^{-a^-}F(a^-,a^-+2,a^--b^-+1;\sigma^{-1})\},$$

$$a^{\pm}=-\frac{1+z}{2}+\frac{1}{2}\sqrt{1+z^2\mp2\sqrt{z^2+4\lambda}},$$
$$b^{\pm}=-\frac{1+z}{2}-\frac{1}{2}\sqrt{1+z^2\mp2\sqrt{z^2+4\lambda}},$$

$$A^{\pm}(z)=\pm\frac{g^4}{32\pi^2}\cdot\frac{1}{\sqrt{z^2+4\lambda}}\cdot\frac{\Gamma(-1-b^{\pm})}{\Gamma(a^{\pm}-b^{\pm}+1)\Gamma(1-a^{\pm})}. \qquad /13/$$

Из формулы /13/ при $z\to\infty$ получим

$$A^+(z)\sim\frac{g^4}{32\pi^2}\cdot\frac{1}{z^2},\qquad A^-(z)\sim-\frac{g^4}{32\pi^2}\cdot\frac{1}{z^3}. \qquad /14/$$

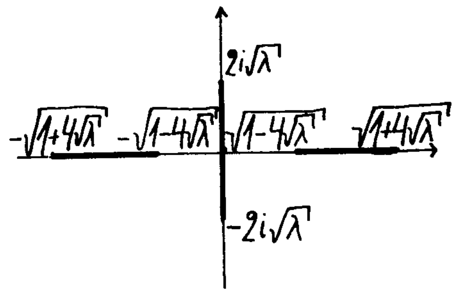
Отметим, что асимптотическое поведение /14/ коэффициентов $A^{\pm}(z)$ непосредственно следует также из граничных условий /9/.

Изучим сначала поведение спектральной функции $\Psi(\beta,\sigma)$ в области $\sigma\to\infty$, когда β фиксирована.

Согласно формулам /10/ и /12/ имеем

$$H(\beta,\sigma)\underset{\sigma\to\infty}{\simeq}\frac{\beta}{2\pi i}\int_{c-i\infty}^{c+i\infty}dz(\beta)^{-z}\{A^+(z)\sigma^{-a^+}+A^-(z)\sigma^{-a^-}\}. \qquad /15/$$

Подынтегральное выражение в /15/ при $\lambda^2<1/16$ есть аналитическая функция в z-плоскости с разрезами, изображенными на рисунке. Контур интегрирования находится правее разрезов. Асимптотика интеграла /15/ при больших σ вычисляется методом перевала. Точка перевала лежит на действительной оси правее разрезов, в области больших значений $|z|$.



В результате с учетом /14/ получаем

$$\Psi(\beta,\sigma)=\frac{1}{\sigma^2}H(\beta,\sigma)\sim\frac{g^3}{8\pi}\frac{1}{\sigma}\sqrt{\frac{\beta}{3\ln\sigma}}\exp\{\frac{3}{2}(2\lambda\ln\sigma)^{1/3}|\ln\beta|^{2/3}\}. \qquad /16/$$
$$\sigma\to\infty$$
$$\beta=\mathrm{const}$$

Полученная асимптотика отражает нарушение масштабной инвариантности в поведении формфактора /6/ в глубоконеупругой области[5].

$$W(q^2,\nu)\sim\frac{g^2}{2\nu}\sqrt{\frac{2\pi}{3}\frac{(2\lambda\ln2\nu)^{1/3}}{(\ln^{4/3}\omega)\omega}}\exp\{\frac{3}{2}\ln^{2/3}\omega(2\lambda\ln2\nu)^{1/3}\},$$

$$-q^2,\ \nu\to\infty,\qquad \omega=\frac{1}{\xi}=\frac{2\nu}{-q^2}=\mathrm{const},\quad \nu=q\cdot p,$$

что соответствует степенной асимптотике моментов формфактора при $q^2\to-\infty$:

$$M_n(q^2)=\int_1^{\infty}d\omega\,\omega^{-(1+n)}W(q^2,\omega)\sim$$
$$\sim A^+(n+2)\frac{\Gamma(a^++n+2)\Gamma(-a^+-1)}{n!}\cdot\frac{1}{Q^2}\left(\frac{Q^2}{m^2}\right)^{-1-a^+},$$

$$a^+=a^+(n+2)=-\frac{n+3}{2}+\frac{1}{2}\sqrt{1+(n+2)^2-2\sqrt{(n+2)^2+4\lambda}}<-1.$$

Отметим, что достаточные условия для логарифмической асимптотики моментов в случае асимптотически свободных лестничных моделей для амплитуды были исследованы в работе[9], где было предложено совместное развитие методов ренормализационной группы и уравнения Бете-Солпитера.

Исследуем теперь случай: $\beta\to0$.

Для упрощения вычислений будем предполагать $\sigma\gg1$. Асимптотика контурного интеграла /15/ при $\beta\to0$ определяется правым разрезом z-плоскости. Применяя метод Лапласа, получим

$$\Psi(\beta,\sigma) \sim \frac{\beta^{1-z_1}}{|\ln\beta|^{3/2}} (M - N\ln\sigma)\, \sigma^{\frac{z_1 - 3}{2}}, \qquad /17/$$

$$z_1 = \sqrt{1+4\sqrt{\lambda}},$$

где M и N - зависящие от λ константы. Отметим, что из формулы /17/ вытекает степенная реджевская асимптотика для формфактора /6/.

3. ПОВЕДЕНИЕ ФОРМФАКТОРА В ОКРЕСТНОСТИ СВЕТОВОГО КОНУСА

Исследуем теперь поведение фурье-образа формфактора /6/ $\tilde{W}(x,p)$ вблизи конуса $x^2 \simeq 0$. Удобно исходить из представления ДГС для $\tilde{W}(x,p)$:

$$\tilde{W}(x,p) = \langle p|[j(x),\ j(0)]|p\rangle =$$

$$= \frac{1}{2\pi i} \int_{-1}^{+1} d\beta \int_0^\infty d\sigma\, D_6(x,\sigma)\, e^{i\beta(px)}\, \Psi(\beta,\sigma). \qquad /18/$$

Здесь $D_6(x,\sigma)$ - перестановочная функция свободных полей в шестимерном пространстве-времени. В явном виде

$$D_6(x,\sigma) = \frac{i}{(2\pi)^5} \int d^6k\, e^{-ik\cdot x}\, \delta(k^2 - \sigma) =$$

$$= \frac{\epsilon(x_0)}{2\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial(x^2)^2} \{\theta(x^2) J_0(\sqrt{\sigma x^2})\}.$$

Подставим интеграл /10/ в представление /18/ и изменим порядок интегрирования. После вычисления интеграла по β получим

$$\tilde{W}(x,p) = -\frac{\epsilon(x_0)}{8\pi^4} \frac{\partial^2}{\partial(x^2)^2} \{\theta(x^2) \times$$

$$\times \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} dz\, \Phi_1(z, p\cdot x) \int_0^\infty \frac{d\sigma}{\sigma^2} J_0(\sqrt{\sigma x^2})\, \hat{H}(z,\sigma)\}. \qquad /19/$$

Здесь введено обозначение

$$\Phi_1(z, p\cdot x) = \frac{1}{2-z} ({}_1F_1(2-z, 3-z, ipx) + {}_1F_1(2-z, 3-z, -ip\cdot x)),$$

где ${}_1F_1(\alpha,\beta,x)$ - вырожденная гипергеометрическая функция.

Вблизи конуса $x^2 = 0$ основной вклад в интеграл /18/ [1] определяется поведением спектральной функции $\Psi(\beta,\sigma)$ при $\sigma \to \infty$.

С учетом формул /15/ и /19/ имеем

$$\int_0^\infty d\sigma\, D_6(x,\sigma) \frac{\hat{H}(z,\sigma)}{\sigma^2} \to A^+(z) \int_0^\infty d\sigma\, D_6(x,\sigma)(\sigma)^{-a^+ - 2} =$$

$$= \frac{\epsilon(x_0)}{2\pi^2} A^+(z) \frac{\Gamma(-1-a^+)}{\Gamma(2+a^+)} \frac{\partial^2}{\partial(x^2)^2} \{\theta(x^2) (\frac{x^2}{4})^{1+a^+}\}, \quad x^2 \to 0, \qquad /20/$$

$$\tilde{W}(x,p)\underset{x^2 \simeq 0}{\simeq} -\frac{1}{8\pi^4} \epsilon(x_0) \frac{\partial^2}{\partial(x^2)^2} \{\theta(x^2) \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} dz\, A^+(z)\, \Phi_1(z, p\cdot x) \frac{\Gamma(-a^+ - 1)}{\Gamma(a^+ + 2)} (\frac{x^2}{4})^{a^+ + 1}\}.$$

Здесь мы использовали формулу 6.561.14 справочника [8]. Главный асимптотический член интеграла /20/ определяется разрезами в z-плоскости по отрезкам $[\sqrt{1+4\sqrt{\lambda}}, \sqrt{1-4\sqrt{\lambda}}]$ и $[2i\sqrt{\lambda}, -2i\sqrt{\lambda}]$. При этом вклады с обоих разрезов имеют одинаковый порядок. В результате вычисления получим

$$\tilde{W}(x,p) \sim -\frac{1}{8\pi^4} \epsilon(x_0) \frac{\partial^2}{\partial(x^2)^2} \{\frac{\theta(x^2)}{\ln^{1/2} 4/x^2} (\frac{x^2}{4})^{-A}\} \times$$

$$\times \{B_1 \Phi_1(z_1, p\cdot x) + B_2 \Phi_1(0, p\cdot x)\}, \qquad /21/$$

$$A = \sqrt{1+4\sqrt{\lambda}} - \frac{(1+\sqrt{\lambda})}{1+2\sqrt{\lambda}} - 1 > 0, \qquad z_1 = \sqrt{1+4\sqrt{\lambda}},$$

где B_1 и B_2 - несущественные константы.

Рассмотрим теперь интеграл /20/ в случае больших значений переменной $p\cdot x$, когда выполняются следующие условия [6]:

$$\frac{1}{p\cdot x} (\frac{\ln 4/x^2}{\ln p\cdot x}) \ll 1, \qquad \frac{\ln(4/x^2)}{\ln(p\cdot x)} \gg 1. \qquad /22/$$

Учитывая оценку [8]

$$F(2-z, 3-z, ip\cdot x) + F(2-z, 3-z, -ip\cdot x) \simeq 2\Gamma(3-z)(p\cdot x)^{z-2} \cos(\frac{\pi}{2}(2-z)), \qquad /23/$$

$$p\cdot x \to \infty, \qquad |p\cdot x| \gg |z|,$$

найдем

$$\tilde{W}(x,p) \simeq -\frac{\epsilon(x_0)}{8\pi^3} \frac{\partial^2}{\partial(x^2)^2} \{\theta(x^2) \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} dz \frac{A^+(z)(1-z)}{\Gamma(z)\sin(\frac{\pi}{2}z)} \cdot \frac{\Gamma(-a^+ - 1)}{\Gamma(a^+ + 2)} (p\cdot x)^{z-2} (\frac{4}{x^2})^{-a^+ - 1}\}. \qquad /24/$$

Асимптотика контурного интеграла при $x^2 \to 0$ в области /22/ вычисляется методом перевала. Точка перевала z_0 лежит в области больших $|z|$:

$$z_0 = \sqrt[3]{\frac{2\lambda \ln 4/x^2}{\ln p\cdot x}},$$

следовательно, условия /22/ обеспечивают применимость разложения /23/ на перевальном контуре. Используя оценку /14/, окончательно получим

$$\tilde{W}(x,p) \simeq -\frac{ig^4}{256\pi^5}\cdot\frac{\epsilon(x_0)}{\sqrt{3\ln(p\cdot x)}\,(p\cdot x)^{3/2}}\,\frac{\theta(x^2)}{(x^2)^2}\,\frac{\exp[z_0(\frac{3}{2}\ln(p\cdot x)-\ln z_0+1)]}{\sin(\frac{\pi}{2}z_0)}. \qquad /25/$$

Согласно формулам /21/ и /25/ асимптотика фурье-образа формфактора на световом конусе неоднородна по переменной $p\cdot x$. Отметим, что аналогичные свойства имеет амплитуда в лестничной безмассовой модели с взаимодействием $g\phi^4$ /6/.

Авторы благодарят А.Н.Тавхелидзе за интерес к работе и полезные обсуждения, Б.А.Арбузова, В.Ш.Гогохия, А.Н.Квинихидзе, А.В.Киселева, М.А.Мествиришвили, В.А.Петрова, В.Е.Рочева, Л.А.Слепченко, А.А.Хелашвили, М.П.Чавлейшвили, М.А.Элиашвили за плодотворные дискуссии.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Дифференциальное уравнение /11/ эквивалентно следующему интегральному уравнению для функции $\hat{H}(z,\sigma)$:

$$\hat{H}(z,\sigma) = \hat{H}_0(z,\sigma) + \lambda\int_0^\infty \frac{d\sigma'}{\sigma'^2}\hat{K}(z,\sigma,\sigma')\hat{H}(z,\sigma'), \qquad /П.1/$$

$$\hat{H}_0(z,\sigma) = \frac{g^4}{32\pi^2}\,\frac{1}{z(z-1)}\left[\sigma-1+\frac{z-1}{z+1}+\theta(1-\sigma)(1-\sigma)^z\left(1-(1-\sigma)\frac{z-1}{z+1}\right)\right], \qquad /П.2/$$

$$\begin{aligned}\hat{K}(z,\sigma,\sigma') = {} & \theta(\sigma-\sigma')\frac{(\sigma'-1)}{z(z-1)}\left(\frac{\sigma-1}{\sigma'-1}-\frac{z-1}{z+1}\right) + \\ & + \theta(\sigma'-\sigma)\theta(\sigma-1)(\sigma'-1)\left(\frac{1}{z(z-1)}\cdot\left(\frac{\sigma-1}{\sigma'-1}\right)^z - \frac{1}{z(z+1)}\left(\frac{\sigma-1}{\sigma'-1}\right)^{z+1}\right) - \\ & - \theta(1-\sigma)\theta(\sigma-\sigma')(\sigma'-1)\left(\frac{1}{z(z-1)}\left(\frac{\sigma-1}{\sigma'-1}\right)^z - \frac{1}{z(z+1)}\left(\frac{\sigma-1}{\sigma'-1}\right)^{z+1}\right).\end{aligned} \qquad /П.3/$$

Согласно формулам /П.2/ и /П.3/ уравнение /П.1/ имеет решение вида

$$\hat{H}(z,\sigma) = \theta(1-\sigma)\hat{H}_1(z,\sigma) + \theta(\sigma-1)\hat{H}_2(z,\sigma), \qquad /П.4/$$

где H_1, H_2 - решения уравнения /11/, удовлетворяющие условиям непрерывности в точке $\sigma=1$:

$$\hat{H}_1(z,\sigma=1) = \hat{H}_2(z,\sigma=1), \qquad \frac{\partial\hat{H}_1}{\partial\sigma} = \frac{\partial\hat{H}_2}{\partial\sigma}\Big|_{\sigma=1}. \qquad /П.5/$$

Найдем решение сначала в области $\sigma<1$. С помощью уравнения /П.1/ получим асимптотику решения при $\sigma\to 0$:

$$\hat{H}(z,\sigma) = \frac{g^4}{32\pi^2}\left(\frac{\sigma^3}{6}-\frac{1}{12}(z-2)\sigma^4+O(\sigma^5)\right). \qquad /П.6/$$

Решение дифференциального уравнения /11/ с асимптотикой /П.6/ имеет следующий вид:

$$H_1(z,\sigma) = \frac{g^4}{64\pi^2}\,\frac{\sigma^2}{\sqrt{z^2+4\lambda}}\{F(a^+ +2, b^+ +2, 3;\sigma) - F(a^- +2, b^- +2, 3;\sigma)\},$$

$$a^\pm = -\frac{1+z}{2}+\frac{1}{2}\sqrt{1+z^2\mp 2\sqrt{z^2+4\lambda}}, \qquad /П.7/$$

$$b^\pm = -\frac{1+z}{2}-\frac{1}{2}\sqrt{1+z^2\mp 2\sqrt{z^2+4\lambda}}.$$

При $\sigma>1$ функция

$$\begin{aligned}\hat{H}_2(z,\sigma) = {} & A^+(z)\sigma^{-a^+}F(a^+, a^+ +2, a^+ -b^+ +1; 1/\sigma) + \\ & + A^-(z)\sigma^{-a^-}F(a^-, a^- +2, a^- -b^- +1; 1/\sigma)\end{aligned} \qquad /П.8/$$

есть решение уравнения /11/, удовлетворяющее условию существования обратного преобразования Меллина. С учетом формул /П.7/, /П.8/ и условий /П.5/ получим выражения /13/ для коэффициентов $A^\pm(z)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н., Владимиров В.С., Тавхелидзе А.Н. ТМФ, 1972, 12, №1, с.3-17; ТМФ, 1972, 12, №3, с.305-330.
2. Завьялов Б.И. ТМФ, 1973, 17, №2, с.178-188.
3. Владимиров В.С., Завьялов Б.И. ТМФ, 1979, 40, №2, с.155-178.
4. Арбузов Б.А., Дьяконов В.Ю., Рочев В.Е. ЯФ, 1976, 23, вып.4, с.904-910.
5. Muzinich I.J., Tsao H.S. Phys.Rev., 1975, D11, No.8, p.2203-2208.

6. Киселев А.В., Мествиришвили М.А., Рочев В.Е. ТМФ, 1979, 39, №1, с.35-47; Киселев А.В., Мествиришвили М.А., Рочев В.Е. Препринт ИФВЭ, 79-13, Серпухов, 1979.
7. Квинихидзе А.Н. и др. ТМФ, 1980, 45, №3, с.302-312.
8. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. "Наука", М., 1971, 1108 с.
9. Klimenko K., Rochev V. Preprint IFHEP, 79-31, Serpukhov, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 июня 1982 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Маградзе Б.А., Матвеев В.А. Р2-82-454
Исследование интегрального уравнения для причинных распределений в лестничной Φ^3_6-модели

Изучены свойства спектральной функции представления Дезера-Гильберта-Сударшана для одночастичного матричного элемента коммутатора токов в лестничной скалярной модели с взаимодействием $g\Phi^3_6$ в случае безмассовой обменной частицы. Сформулировано и решено интегральное уравнение для спектральной функции. Уравнение не имеет автомодельных решений, что отражает нарушение масштабной инвариантности в поведении формфактора в глубоконеупругой области. Исследовано также поведение матричного элемента коммутатора токов на световом конусе.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Magradze B.A., Matveev V.A. P2-82-454
Integral Equation for Causal Distributions in the Ladder Φ^3_6 Theory

Using the integral equation for a spectral function, the behaviour of the spectral function of the Deser-Gilbert-Sudarshan representation for matrix elements of the current commutator in the ladder approximation for the Φ^3_6 field theory is studied. The solution for the spectral function does not satisfy the necessary condition of automodelity. The current commutator behaviour near the light cone is derived.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.