ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ
ОТФ 75-42

Б.А. Арбузов, В.Ю. Дьяконов, В.Е. Рочев

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ МНИМОЙ ЧАСТИ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ ВПЕРЁД ДЛЯ ТЕОРИЙ С ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ $\lambda\phi^n$

Серпухов 1975

Б.А. Арбузов, В.Ю. Дьяконов, В.Е. Рочев

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ МНИМОЙ ЧАСТИ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ ВПЕРЁД ДЛЯ ТЕОРИЙ С ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ $\lambda\phi^n$

Аннотация

Арбузов Б.А., Дьяконов В.Ю., Рочев В.Е.

Решение уравнения для мнимой части амплитуды рассеяния вперёд для теорий с взаимодействием $\lambda\varphi^n$. Серпухов, 1975.

13 стр. с рис. (ИФВЭ ОТФ 75-42).

Библиогр. 9.

Получены решения уравнений для мнимой части амплитуды рассеяния вперёд в лестничном приближении для теорий с взаимодействием $\lambda\varphi^n, n\geqslant 4$. Для перенормируемой теории $\lambda\varphi^4$ рассмотрены два класса диаграмм. Показано, что ведущей особенностью является разрез, дающий с точностью до логарифмов степенную асимптотику. Неренормируемые теории с $n\geqslant 5$ приводят к экспоненциально растущей асимптотике.

Abstract

Arbuzov B.A., D'yakonov V.Yu., Rochev V.E.

Solution of Equation for Imaginary Part of Forward Scattering Amplitude for Theories with $\lambda\varphi^n$ Interaction. Serpukhov, 1975.

p. 13. (IHEP 75-42).

Ref. 9.

Solution of equations for imaginary part of forward scattering amplitude in ladder approximation for theories with $\lambda\varphi^n, n\geqslant 4$ interaction have been obtained. Two types of diagrams have been considered for $\lambda\varphi^n$ renormalizable theory. It is shown, that the leading singularity is the branch-point, which gives the power asymptotics with accuracy up to logarithms. The unrenormalizable theory with $n\geqslant 5$ lead to exponentially rising asymptotics.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе[1] был предложен новый метод изучения лестничного приближения в теории поля, основанный на решении уравнения для мнимой части амплитуды рассеяния вперёд. Там же метод был проиллюстрирован на примере $\lambda\phi^3$-теории. Аналогичное уравнение для $\lambda\phi^3$-теории обсуждалось также в работе[2].

Настоящая работа есть продолжение исследования лестничного приближения для более сложных моделей. Получены точные решения для моделей с взаимодействием $\lambda\phi^4$ и $\lambda\phi^n$ ($n \geqslant 5$). Для перенормируемого взаимодействия $\lambda\phi^4$ решения получены для двух классов диаграмм, причём в обоих случаях асимптотика полного сечения определяется корневым разрезом при произвольных константах связи, а в глубоконеупругой области в отличие от взаимодействия $\lambda\phi^3$ [1] амплитуда не имеет масштабноинвариантного характера. Взаимодействие $\lambda\phi^n$ ($n \geqslant 5$) является неперенормируемым, и полное сечение в лестничном приближении оказывается экспоненциально растущим при $s \to \infty$.

Таким образом, хотя уравнение для мнимой части амплитуды позволяет избежать трудностей, связанных с ультрафиолетовыми расходимостями в неперенормируемых теориях, но рост амплитуды на массовой оболочке оказывается слишком быстрым и противоречит ограничению Фруассара, доказанному в рамках аксиоматики Джаффи-Вайтмана для локализуемых теорий [3].

2. МОДЕЛЬ СО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ $\lambda\phi^4$

Уравнение для мнимой части амплитуды рассеяния вперед в лестничном приближении $\lambda\phi^4$ -теории, соответствующем обмену двумя безмассовыми частицами, в терминах инвариантных переменных, введенных в работе [1],

$$x = p^2, \quad y = q^2, \quad p'^2 = 0,$$

$$\eta = 2(pp'), \quad \eta' = 2(p'q), \quad s = \eta + x \tag{1}$$

имеет вид (см. рис. 1):

$$F(x,\eta) = 32\pi^3 g^2 \theta(\eta + x) + \frac{g^2}{\eta}\int\limits_0^{\eta} d\eta' \int\limits_{-\eta'}^{\frac{\eta'}{\eta}x} dy(\eta-\eta')\left(\frac{x}{\eta} - \right.$$

$$\left. - \frac{y}{\eta'}\right)\frac{F(y,\eta')}{y(y-m^2)} = 32\pi^3 g^2\theta(\eta + x) + \frac{g^2}{\eta}\Big[\int\limits_0^x dy \int\limits_{\frac{y}{x}\eta}^{\eta} d\eta' + \tag{2}$$

$$+ \int\limits_{-\eta}^{0} dy \int\limits_{-y}^{\eta} d\eta'\Big](\eta-\eta')\left(\frac{x}{\eta} - \frac{y}{\eta'}\right)\frac{F(y,\eta')}{y(y-m^2)},$$

где

$$g = \lambda/32\pi^2. \tag{3}$$

Вывод его есть непосредственное обобщение вывода уравнения (5) работы [1]. Отметим, что для упрощения вычислений мы последовательно пренебрегаем массами частиц всюду, где это не приводит к инфракрасным расходимостям. Так, в модели $\lambda\phi^3$ мы пренебрегали массами внешних концов и обменной частицы, оставляя массы в пропагаторах $1/(q^2 - m^2)$ [1]. В $\lambda\phi^4$-теории инфракрасные расходимости, естественно, слабее, и можно пренебречь также массой в одном из пропагаторов (как это сделано в урав-

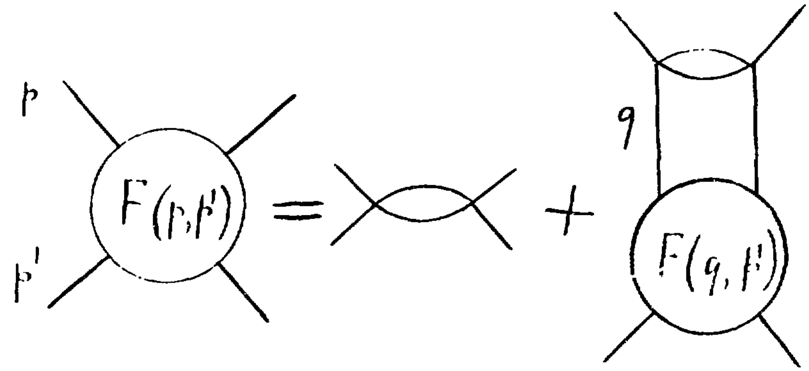

Рис. 1.

нении (2)), а в теории с взаимодействием $\lambda\phi^{n}$ ($n \geqslant 5$) – и в обоих пропагаторах.

Обратное преобразование Меллина по переменной η

$$F(x, \eta) = \frac{1}{2\pi i} \int\limits_{\rho - i\infty}^{\rho + i\infty} F_{\sigma}(x)\, \eta^{\sigma} d\sigma \tag{4}$$

($0 < \rho < 1$) позволяет разделить переменные в уравнении (2), и затем получившееся одномерное интегральное уравнение для $F_{\sigma}(x)$ четырёхкратным дифференцированием сводится к дифференциальному уравнению

$$(x^{\sigma+3} F_{\sigma}''(x))'' = g^{2} \frac{x^{\sigma}}{x - m^{2}} F_{\sigma}(x). \tag{5}$$

Уравнение (5) есть обобщенное гипергеометрическое уравнение (уравнение Мейера), имеющее своими решениями G-функции Мейера /4, 5/:

$$F_{\sigma}(x) = C_{mn}(\sigma)\, G_{44}^{mn}\left((-1)^{m+n} \frac{x}{m^{2}} \middle| \begin{matrix} \beta_1 + 1, \beta_2 + 1, \beta_3 + 1, \beta_4 + 1 \\ 0, 1, -\sigma, -\sigma - 1 \end{matrix}\right),$$

$$\beta_{1,2,3,4} = -\frac{\sigma}{2} \mp \frac{1}{2}\sqrt{(\sigma+1)^2 + 1 \pm 2\sqrt{(\sigma+1)^2 + 4g^2}}\,. \qquad (6)$$

Выбирая систему четырёх линейно независимых решений и определяя коэффициенты $C_{mn}(\sigma)$ из граничных условий, задаваемых уравнением (2), тем же методом, что и в модели $\lambda\phi^3$ /1/, получаем решение уравнения (2):

$$F(x,\eta) = \frac{32\pi^3 g^2}{2\pi i}\int_{\rho-i\infty}^{\rho+i\infty} d\sigma\left(\frac{\eta}{m^2}\right)^{\sigma}\frac{\Gamma^2(-\sigma)}{\prod_{j=1}^{4}\Gamma(\beta_i)}\left\{G^{14}_{44}\left(-\frac{x}{m^2}\Big|{}^{\{1+\beta_i\}}_{-\sigma,0,1,-\sigma-1}\right) + \right.$$

$$+\frac{\sin\pi\beta_3\,\sin\pi\beta_4\,\sin\pi\sigma}{\pi\sin\pi\beta_1\,\sin\pi\beta_2}\,G^{24}_{44}\left(\frac{x}{m^2}\Big|{}^{\{1+\beta_i\}}_{0,1,-\sigma,-\sigma-1}\right) + \left[\frac{\sin^2\pi\beta_3\,e^{i\pi\beta_4}}{\sin\pi\beta_1} - \right.$$

$$\left.\left.-\frac{\sin^2\pi\beta_4\,e^{i\pi\beta_3}}{\sin\pi\beta_2}\right]\frac{1}{\sin\pi(\beta_3-\beta_4)}\,G^{14}_{44}\left(-\frac{x}{m^2}\Big|{}^{\{1+\beta_i\}}_{0,1,-\sigma,-\sigma-1}\right)\right\}. \qquad (7)$$

Мнимая часть амплитуды на массовой оболочке ($x=0, \eta=s$) есть

$$F(s) \equiv F(0,\eta=s) = 32\pi^3 g^2\theta(s) +$$

$$+\frac{32g^4}{\pi^2 i}\int_{\rho-i\infty}^{\rho+i\infty} d\sigma\left(\frac{s}{m^2}\right)^{\sigma}\frac{\Gamma(-\sigma)\prod_{j=1}^{4}\Gamma^2(-\beta_j)\sin^2\pi\beta_3\sin^2\pi\beta_4}{\Gamma^2(\sigma+1)\,\Gamma(\sigma+2)}\,. \qquad (8)$$

Асимптотика её при $s\to\infty$ определяется разрезом в σ-плоскости с началом в точке

$$\sigma_0 = -1 + \sqrt{1+4g}\,. \qquad (9)$$

Пользуясь стандартным методом, получаем

$$F(s)\Big|_{s\to\infty} \cong A(g)\left(\frac{s}{m^2}\right)^{-1+\sqrt{1+4g}}\left(\log\frac{s}{m^2}\right)^{-3/2}, \qquad (10)$$

где

$$A(g) = 32g^4 \sqrt{\frac{1+2g}{\pi(1+4g-(1+2g)\sqrt{1+4g})}} \times$$

$$\times \frac{\Gamma(-\sigma_o) \prod_{j=1}^{4} \Gamma^2(-\beta_j(\sigma_o)) \sin^2 \pi\beta_3(\sigma_o) \cos\frac{\pi}{2}\sigma_o}{\Gamma^2(\sigma_o+1)\ \Gamma(\sigma_o+2)} .$$

При малых $g \ll 1$

$$F(s) \sim \left(\frac{s}{m^2}\right)^{2g} \left(\ell og \frac{s}{m^2}\right)^{-3/2} . \tag{11}$$

Это соответствует результатам, полученным ранее суммированием главных асимптотик диаграмм /6,7/.

Отметим, что мнимая часть амплитуды рассеяния имеет точку ветвления по константе связи как и в $\lambda\phi^3$-теории /1/. Существование такой точки ветвления было установлено и при исследовании уравнения Бете-Солпитера для полной амплитуды в $\lambda\phi^4$-теории /8/.

В глубоконеупругой области (при $x \to \infty$) мнимая часть амплитуды имеет вид

$$F(x,\eta) = \frac{32\pi^3 g^2}{2\pi i} \int_{\rho-i\infty}^{\rho+i\infty} d\sigma \left(\frac{\eta}{m^2}\right)^{\sigma} \frac{\Gamma^2(-\sigma)}{\prod_{j=1}^{4} \Gamma(\beta_j)} \sum_{h=1}^{4} \Big\{ \frac{\prod_{j=1}^{4} \Gamma(\beta_h - \beta_j)}{\Gamma(\beta_h)\Gamma(\beta_h+1)\Gamma(\beta_h+\sigma)\Gamma(\beta_h+\sigma+1)} \times$$

$$\times \Big[\frac{e^{-i\pi\beta_h}}{\sin\pi(\beta_h+\sigma)} + \frac{\sin\pi\beta_3 \sin\pi\beta_4 \sin\pi\beta}{\pi \sin\pi\beta_1 \sin\pi\beta_2 \sin^2\pi\beta_h} + \Big(\frac{e^{i\pi\beta_4}\sin^2\pi\beta_3}{\sin\pi\beta_1} -$$

$$- \frac{e^{i\pi\beta_3}\sin^2\pi\beta_4}{\sin\pi\beta_2} \Big) \frac{e^{-i\pi\beta_h}}{\sin\pi(\beta_3-\beta_4)\sin\pi\beta_h} \Big] \left(\frac{x}{m^2}\right)^{\beta_h} \Big\} . \tag{12}$$

Из уравнения (12) видно, что для взаимодействия $\lambda\phi^4$, в отличие от $\lambda\phi^3$-модели /1/, мнимая часть амплитуды в глубоконеупругой области не имеет масштабноинвариантного характера.

Таким образом, при учёте диаграмм описанного класса ведущей особенностью является разрез, дающий с точностью до $(\log s)^{-3/2}$ степенное поведение амплитуды. В частности, при $g = 3/4$ мы получаем "почти постоянное" полное сечение.

Интересно также исследовать, какие особенности могут давать другие классы диаграмм. В качестве примера рассмотрим амплитуду реакции $\xi + \xi \to \phi + \phi$ в предположении, что лагранжиан взаимодействия имеет вид

$$L_{вз} = f\xi\phi^2 + \lambda\phi^4 .$$

Простейшее приближение во втором порядке по f, но учитывающее все лестничные диаграммы по взаимодействию $\lambda\phi^4$, соответствует классу диаграмм, представленных на рис. 2.

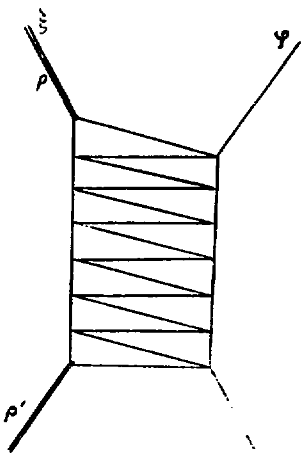

Рис. 2.

Для того, чтобы сформулировать интегральное уравнение, представим мнимую часть амплитуды $\Phi(p,p')$ в виде

$$\Phi(p,p') = \frac{f\,\pi}{(2\pi)^4}\int \delta((q-p)^2)\,\theta(q_0 - p_0)\,\frac{1}{q^2 - m^2}\,\Psi(q,p')\,d^4q . \qquad (13)$$

Тогда, следуя методу, изложенному в [1], мы получаем интегральное уравнение для $\Psi(x,\eta)$ (обозначения те же, что и в (1), (2)):

$$\Psi(x,\eta)=\pi f\,\delta(x+\eta)-\frac{\lambda}{32\pi^2\eta}\int_0^{\eta}d\eta'\int_{-\eta'}^{\eta' x/\eta}dy\,\Psi(y,\eta')/(y-m^2)=$$

$$=\pi f\,\delta(x+\eta)-\frac{\lambda}{32\pi^2\eta}\{\int_0^{x}dy\int_{\eta\frac{y}{x}}^{\eta}d\eta'+\int_{-\eta}^{0}dy\int_{-y}^{\eta}d\eta'\}\,\Psi(y,\eta')/(y-m^2)\qquad(14)$$

Разделяя переменные преобразованием Меллина (4), приходим к дифференциальному уравнению

$$x(x-m^2)\,\Psi''_{\sigma}(x)+(\sigma+2)(x-m^2)\,\Psi'_{\sigma}(x)+\frac{\lambda}{32\pi^2}\Psi_{\sigma}(x)=0\qquad(15)$$

с соответствующими граничными условиями, определяемыми уравнением (14). Действуя описанным выше методом, получаем решение уравнения (14):

$$\Psi(x,\eta)=\frac{\pi f}{2\pi i m^2}\int_{\rho-i\infty}^{\rho+i\infty}d\sigma\left(\frac{\eta}{m^2}\right)^{\sigma}\Big[\frac{\Gamma(-\sigma)\Gamma(b)\Gamma(1+b)}{\Gamma(\sigma+2)\Gamma(-a)\Gamma(1-a)}\times$$

$$\times F(a,b;\sigma+2;\frac{x}{m^2})+\left(-\frac{x}{m^2}\right)^{-\sigma-1}\cdot F(-b,-a;-\sigma;\frac{x}{m^2})\Big],\qquad(16)$$

где $F(\alpha,\beta;\gamma;z)$ – гипергеометрическая функция,

$$a=\frac{1}{2}(\sigma+1)+\sqrt{\frac{1}{4}(\sigma+1)^2-g}\,,\qquad b=\frac{1}{2}(\sigma+1)-\sqrt{\frac{1}{4}(\sigma+1)^2-g}\,,\qquad(17)$$

а g определено соотношением (3).

Подставив $\Psi(x,\eta)$ в (13) и заметив, что ядро в интеграле (13) то же, что и в уравнении для $\Psi(p,p')$, получим

$$\Phi(x,\eta) = \frac{f}{\lambda}(\Psi(x,\eta) - \pi f\,\delta(x+\eta)) . \tag{18}$$

На массовой оболочке, т.е. при $x \to 0$, получаем выражение для мнимой части реакции вперёд:

$$\Phi(s) \equiv \Phi(0,\eta=s) = \frac{2\pi f^2}{2\pi i m^2 \lambda}\int_{\rho-i\infty}^{\rho+i\infty} d\sigma \left(\frac{s}{m^2}\right)^{\sigma} \frac{\Gamma(-\sigma)\Gamma(b)\,\Gamma(1+b)}{\Gamma(\sigma+2)\,\Gamma(-a)\,\Gamma(1-a)} \tag{19}$$

Особенность по σ, которая определяет асимптотику амплитуды, дается разрезом с началом в точке

$$\sigma_o' = -1 + 2\sqrt{g} . \tag{20}$$

При этом асимптотика амплитуды при $s \to \infty$ имеет вид

$$\Phi(s) \simeq B(g)\,\frac{f^2}{m^2}\left(\frac{s}{m^2}\right)^{-1+2\sqrt{g}} \left(\ell og\,\frac{s}{m^2}\right)^{-3/2} , \tag{21}$$

где

$$B(g) = 2^{-5-4\sqrt{g}}(\pi\sqrt{g})^{-1/2}\,\frac{\Gamma^2(\sqrt{g})}{\Gamma^2(1/2+\sqrt{g})} .$$

Интересно заметить, что особенность (20) всегда находится левее особенности (9). Это обстоятельство можно рассматривать как подтверждение предположения о том, что диаграммы рис. 1 дают ведущий вклад при любых константах связи /7/. Отметим, что рассмотренный класс диаграмм также приводит к масштабноинвариантным выражениям.

3. НЕРЕНОРМИРУЕМОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ $\lambda\phi^{n+4}$

В безмассовой теории с взаимодействием $\lambda\phi^{n+4}$ ($n = 1, 2, \ldots$) уравнение для мнимой части амплитуды рассеяния вперед в лестничном приближении, соответствующем обмену $(n+2)$-мя частицами, имеет вид

$$F(x,\eta)=\lambda_n^2\,\frac{2^{n+6}\,\pi^3(x+\eta)^n\,\theta(x+\eta)}{\Gamma(n+2)\,\Gamma(n+3)}\;+$$

$$+\,\frac{\lambda_n^2}{\eta}\int\limits_0^{\eta} d\eta'\int\limits_{-\eta'}^{\frac{\eta'}{\eta}x} dy\,\frac{(\eta-\eta')^{n+1}}{((n+1)!)^2}\left(\frac{x}{\eta}-\frac{y}{\eta'}\right)^{n+1}\frac{F(y,\eta')}{y^2}\,, \tag{22}$$

где $\lambda_n^2 = \lambda^2/(2^5\pi^2)^{n+2}$, x, y, η, η' – инвариантные переменные (1).

Обратным преобразованием Меллина (4) уравнение (22) приводится к однократному интегральному уравнению для $F_\sigma(x)$, которое в свою очередь $2(n+2)$-кратным дифференцированием сводится к дифференциальному уравнению

$$\frac{d^{n+2}}{dx^{n+2}}\left(x^{n+\sigma+3}\,\frac{d^{n+2}F_\sigma(x)}{dx^{n+2}}\right)=\lambda_n^2 x^{\sigma-1}F_\sigma(x)\,. \tag{24}$$

Заменой переменных $y=\lambda_n^2 x^n$ уравнение (24) приводится к стандартному виду уравнения Мейера

$$\prod_{k=0}^{n+1}\left(y\frac{d}{dy}-\frac{k}{n}\right)\left(y\frac{d}{dy}+\frac{\sigma+1-k}{n}\right)F_\sigma(y)=n^{-2(n+2)}\,y\,F_\sigma(y)\,. \tag{25}$$

Решениями уравнения (24), таким образом, являются $2(n+2)$ функции:

$$F_\sigma(x)=C_m(\sigma)\,G^{m0}_{0\;2(n+2)}\left((-1)^m n^{-2(n+2)}\lambda_n^2 x^n\,\middle|\,0,\frac{1}{n},\ldots,\frac{n+1}{n},\frac{-\sigma-1}{n},\frac{-\sigma}{n},\ldots,\frac{-\sigma+n}{n}\right). \tag{26}$$

Аналогично вышеприведенному, используя граничные условия, задаваемые интегральным уравнением (22), можно определить коэффициенты $C_m(\sigma)$. Мы не будем здесь приводить общего, чрезвычайно громоздкого выражения для $F(x, \eta)$, а ограничимся лишь выражением на массовой оболочке. При $x = 0$, $\eta = s$ мнимая часть амплитуды рассеяния есть

$$F(s) = F(0, \eta = s) = \frac{2^{n+6}\pi^3\Gamma(\frac{1}{n})\Gamma(1+\frac{1}{n})(2\pi)^{n-1}n^{-5-2n}\lambda_n^2}{(n+1)(n+2)} \times \tag{27}$$

$$\times\ s^n G^{1\ 0}_{0\ 2(n+2)}(-n^{-2(n+2)}\lambda_n^2 s^n | 0, 0, -\frac{1}{n}, -1-\frac{1}{n}, -\frac{1}{n}, -\frac{2}{n}, \dots, -1, -\frac{1}{n}, -\frac{2}{n}, \dots, -1).$$

Таким образом, мнимая часть амплитуды рассеяния вперед на массовой оболочке является целой функцией переменной s. Асимптотика её при $s \to \infty$ есть /4/

$$F(s) \simeq \frac{2^{n+6}\pi^3\Gamma(\frac{1}{n})\Gamma(\frac{1}{n}+1)(2\pi)^{-n-4}n^{-\frac{3}{2}+\frac{2}{n}}}{(n+1)(n+2)} \times$$

$$\times\ (\lambda_n^{2/n} s)^{\frac{n}{4(n+2)} - \frac{1}{n+2}} \exp\{\frac{2(n+2)}{n}(\lambda_n^{2/n} s)^{\frac{n}{2(n+2)}}\}. \tag{28}$$

Интересно отметить, что при $n \to \infty$ асимптотика имеет вид

$$F(s) \sim (\lambda_n^{2/n} s)^{1/4} \exp\{2(\lambda_n^{2/n} s)^{1/2}\}, \tag{29}$$

т.е. соответствует скорости роста, граничной между локализуемыми и нелокализуемыми теориями. Но, конечно, поскольку амплитуда на массовой поверхности в локализуемых теориях должна удовлетворять ограничению Фруассара /3/, результат разд. 3 в целом не является физически приемлемым. Хотя уравнение для мнимой части амплитуды рассеяния и позволяет избежать трудностей с ультрафиолетовыми расходимостями, для получения физически осмысленных результатов, по-видимому, необходимо привлекать более широкие классы диаграмм, либо методы унитаризации типа эйконального /9/.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали, что метод решения уравнений для мнимой части амплитуды вперёд эффективно применим для взаимодействий $\lambda\phi^n$ при любых n. Сформулированный нами метод позволяет получить точные решения соответствующих уравнений. Этот подход можно применять также для исследования амплитуды рассеяния на конечные углы и для вычисления инклюзивных спектров в лестничном приближении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.А.Арбузов, В.Е.Рочев. ЯФ, 21, 883 (1975).
2. M.Goldberger. Multiperipheral dynamics, Preprint, Princeton, 1969.
3. H.Epstein, V.Glaser and A.Martin. Commun. Math. Phys., 13, 257 (1969).
4. C.S.Mejer. Proc. Kon. Nederl. Akad. v. Wetensch., 49, 227, 344, 457, 632, 765, 936, 1063, 1165 (1946).
5. Г.Бейтмен, А.Эрдейи. Высшие трансцендентные функции, т. 1, М., "Наука", 1973.
6. R.F.Sawyer. Phys. Rev., 131, 1384 (1963).
7. И.Ф.Гинзбург, В.В.Серебряков. ЯФ, 3, 164 (1966).
8. M.Baker and I.Muzinich. Phys. Rev., 132, 2291 (1963).
9. H.Cheng and T.T.Wu. Phys. Rev. Lett., 24, 1456 (1970).

Рукопись поступила в издательскую группу

3 апреля 1975 года.

Цена 8 коп.

Издательская группа И Ф В Э
Заказ 356. Тираж 290. 0,7 уч.-изд.л. Т-06927.
Апрель 1975. Редактор Н.В. Ежела.