



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

M231

P2-88-724

И. Д. Манджавидзе*

О ВИРИАЛЬНОМ РАЗЛОЖЕНИИ
В ТЕОРИИ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ

* Тбилисский государственный университет

1988

I. Введение

При очень большой множественности рожденных адронов было бы удобно вычисления строить в виде разложения по обратным степеням ($n/\bar{n}(s)$), где $\bar{n}(s)$ - средняя множественность при данной энергии \sqrt{s} . Цель данной работы - сформулировать подобную методику вычислений, рассмотрев простейший пример скалярной теории поля.

Мы полагаем, что рождение $n \gg \bar{n}$ частиц требует выделенных конфигураций взаимодействующих полей $\varphi(x)$ (обеспечивающих наибольший фазовый объем, в котором рождаются частицы). В работе выводятся правила вычисления соответствующего эффективного источника $\chi(\varphi)$, который зависит от числа рожденных частиц.

Нахождение в общем виде необходимых для определения χ комбинаторных коэффициентов оказывается очень громоздким и поэтому будет дано лишь ограничение сверху на величину комбинаторных коэффициентов C :

$$C(k) \lesssim O(z_0^{-k}), \quad z_0 > 1, \quad (I.1)$$

где k - число связанных диаграмм. Ограничение (I.1) гарантирует сходимость разложения $\chi(\varphi)$ по степеням φ .

Мы хотим сформулировать теорию возмущений по ($1/n$), поэтому в используемые формулы число рожденных частиц n должно входить как свободный параметр. Во II главе мы вычисляем сечения рождения n частиц σ_n , минуя промежуточный этап вычисления многочастичных амплитуд A_n .

В III главе показано, что эффективный источник χ удобно представить в виде разложения по вкладам "неприводимых в \mathcal{P} -канале" диаграмм. В IV главе приводятся правила вычисления возникающих в этом разложении комбинаторных коэффициентов.

В У главе показано, что найденный источник не может значительно поляризовать основное состояние взаимодействующих полей.

2. Функциональный метод вычисления сечений

Пусть $(n+2)$ -точечная функция Грина $G_n(x_1, \dots, x_n, y_1, y_2)$ определяется формулой

$$G_n = \frac{(-i)^{n+2}}{N} \prod_{i=1}^{n+2} \frac{\delta}{\delta j_i} \int \mathcal{D}\varphi e^{iW_0(\varphi) + iW_{int}(\varphi) + iJ(\varphi)}, \quad (2.1)$$

где

$$J(\varphi) \equiv \int dx j(x) \varphi(x) \quad (2.2)$$

и $j_i = j(x_i)$, $i=1, 2, \dots, n$, $j_{n+1} = j(y_1)$, $i=1, 2$.

Действие W_0 отвечает кинетической части лагранжиана:

$$W_0(\varphi) = \frac{1}{2} \int dx \left\{ (\partial_\mu \varphi)^2 - m^2 \varphi^2 \right\}, \quad (2.3)$$

и W_{int} описывает взаимодействие. Мы будем рассматривать общий случай, когда лагранжиан имеет неполиномиальный вид

$$\prod_{i=1}^k \frac{\delta}{\delta \varphi(x_i)} W_{int}(\varphi) \equiv \omega_k(x_1, \dots, x_k | \varphi) \neq 0 \quad (2.4)$$

при всех k . Нормировочный коэффициент в (2.1) подобран стандартно:

$$N = \int \mathcal{D}\varphi e^{iW_0(\varphi) + iW_{int}(\varphi)}. \quad (2.5)$$

Если произвести в (2.1) замену:

$$\varphi \rightarrow \varphi + \varphi_0,$$

где φ_0 - решение уравнения

$$\frac{\delta W_0}{\delta \varphi_0(x)} = -j(x), \quad (2.6)$$

то, пренебрегая несвязными вкладками (см. также /1/), получим

$$G_n = \frac{(-i)^{n+2}}{N} \prod_{i=1}^{n+2} \frac{\delta}{\delta j_i} \int \mathcal{D}\varphi e^{iW_0(\varphi) + iW_{int}(\varphi + \varphi_0)}, \quad (2.7)$$

где $\varphi_0 = \varphi_0(x/j)$.

Чтобы найти откуда многочастичные амплитуды $A_n(x_i, y_i)$, следует ампутировать гриновские функции внешних частиц (т.е. в (2.7) сделать замену переменных: $\frac{\delta}{\delta j_i} \rightarrow \frac{\delta}{\delta \varphi_{0,i}}$) и затем перейти на массовую поверхность. В результате, используя определение $\varphi_0(x/j)$ (см. (2.6)), находим

$$A_n = \frac{1}{N} \int \mathcal{D}\varphi e^{iW(\varphi)} \delta_n(1\varphi), \quad (2.8)$$

где $W = W_0 + W_{int}$.

$$\delta_n = \frac{(-i)^{n+2}}{\sqrt{n!}} e^{-iW_{int}(\varphi)} \prod_{i=1}^{n+2} \frac{\delta}{\delta \varphi_i} e^{iW_{int}(\varphi)} \quad (2.9)$$

и $\varphi_i \equiv \varphi(x_i)$, $i=1, 2, \dots, n$, $\varphi_{n+1} \equiv \varphi(y_1)$, $i=1, 2$.

Коэффициент $1/\sqrt{n!}$ в (2.9) - следствие того, что рассматриваются несимметризованные амплитуды рождения n тождественных частиц.

Удобно ввести следующие производящие функционалы:

$$\rho_n(\alpha, z) = \int \prod_{i=1}^n \left\{ \frac{d^3 k_i e^{i\alpha k_i}}{(2\pi)^3 2\varepsilon_i} z(k_i) \right\} |A_n|^2, \quad (2.10)$$

знание которых позволяет описать любую экспериментальную информацию (см., например, /3/). В (2.10) A_n - многочастичные амплитуды в импульсном представлении. Сечение рождения частиц получается из (2.10) следующим обратным преобразованием:

$$\sigma_n = \int \frac{d^4 z}{(2\pi)^4} e^{i\chi(p_1+p_2)} \rho_n(\alpha, z) \Big|_{z=1} \quad (2.11)$$

В (2.10) $z(k_i)$ - произвольные (гладкие) функции 4-импульса рожденной частицы. Если ввести удобный в дальнейшем функционал

$$\rho(\alpha, z) = \sum_n \rho_n(\alpha, z), \quad (2.12)$$

то, строго говоря, интеграл в (2.12) определен лишь при

$$|z| < 1 \quad (2.13)$$

и области значений $|z| \geq 1$ можно достичь лишь в результате аналитического продолжения.

Используя (2.8), из (2.10) найдем

$$\rho_n(\alpha, z) = \int \frac{\delta\varphi_+}{N} \frac{\delta\varphi_-}{N^*} e^{iW(\varphi_+) - iW^*(\varphi_-)} \chi_n(\alpha, z | \varphi_{\pm}) \quad (2.14)$$

где

$$\chi_n(\alpha, z | \varphi_{\pm}) = \int \prod_{i=1}^n dx_i dx_i' \delta_n(\varphi_+) \delta_+(x_i - x_i' - z) \delta_n^*(\varphi_-) \quad (2.15)$$

и

$$\delta_+(x) = \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3 2\varepsilon} e^{ikx} z(k). \quad (2.16)$$

При $z=1$ δ_+ совпадает с положительно-частотной мнимой частью пропагатора скалярной частицы. Если рассматривать рождение иных частиц, следует лишь соответствующим образом перераспределить δ_+ .

Удобство (2.14) заключается в том, что, поскольку по импульсам рожденных частиц проведено интегрирование, ρ_n является явной функцией множественности n . Вопрос, как следует опре-

делить интегралы по полям φ , обсуждался в /4/: интегральный оператор в (2.14) содержит δ -образное ядро, определяющее доминирующие конфигурации полей при данном n .

Подставив (2.14) в (2.12), получим

$$\rho(\alpha, z) = \int \frac{\delta\varphi_+}{N} \frac{\delta\varphi_-}{N^*} e^{iW(\varphi_+) - iW^*(\varphi_-) + X(\alpha, z | \varphi_{\pm})} O(\alpha, z | \varphi_{\pm}), \quad (2.17)$$

где

$$O(\alpha, z | \varphi_{\pm}) = \int \prod_{i=1}^2 dy_i dy_i' \frac{\delta}{\delta\varphi_+(y_i)} \frac{\delta}{\delta\varphi_-(y_i')} e^{X(\alpha, z | \varphi_{\pm})} \quad (2.18)$$

В дальнейшем нас будет интересовать лишь источник

$$X(\alpha, z | \varphi_{\pm}) = \ln \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \chi_n(\alpha, z | \varphi_{\pm}). \quad (2.19)$$

Мы хотим: а) определить структуру вкладов в $X(\alpha, z | \varphi_{\pm})$ и б) показать, что радиус сходимости ряда в (2.19) конечен при $z < 1$.

3. Разложение по неприводимым в \mathcal{S} -канале диаграммам

Пусть, для определенности, $z(k_i) = \varepsilon \tilde{z}(k_i)$. Тогда функционал $X(\alpha, \varepsilon \tilde{z} |)$ имеет вид

$$X(\alpha, \varepsilon \tilde{z} |) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\varepsilon^k}{k!} r_k(\alpha, \tilde{z} |). \quad (3.1)$$

Это равенство следует понимать как определение r_k :

$$r_k(\alpha, \tilde{z} |) = \frac{d^k}{d\varepsilon^k} \ln \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\varepsilon^n}{n!} \chi_n(\alpha, \tilde{z} |). \quad (3.2)$$

Отсюда, используя (2.15), находим

$$r_k = \sum_{\kappa} \sum_{(\ell)} (-1)^{m-1} \frac{\kappa! (m-1)!}{\ell_1! \ell_2! \dots \ell_k!} \left(\frac{x_1}{z}\right)^{\ell_1} \left(\frac{x_2}{z}\right)^{\ell_2} \dots \left(\frac{x_k}{z}\right)^{\ell_k} \delta(m - \sum_{i=1}^k \ell_i) \delta(\kappa - \sum_{i=1}^k i \ell_i), \quad (3.3)$$

где суммирование проводится по всем неотрицательным целым числам

$$m(\ell) \equiv (\ell_1, \ell_2, \dots, \ell_k).$$

Равенство (3.3) можно обратить и в результате:

$$r_k = \sum_{(\kappa)} \frac{1}{\kappa!} \prod_{k_1, \dots, k_k} \left(\frac{r_1}{i!}\right)^{k_1} \dots \left(\frac{r_k}{\kappa!}\right)^{k_k}, \quad (3.4)$$

где комбинаторный коэффициент

$$\prod_{k_1, \dots, k_k}^{\kappa} = \frac{\kappa!}{k_1! k_2! \dots k_k!} \delta(\kappa - \sum_{i=1}^k i k_i) \quad (3.5)$$

определяет число разбиений κ частиц на

$$m = \sum_{i=1}^k k_i$$

связных групп так, что в каждой группе имеется i частиц.

Прямыми вычислениями можно убедиться, что в r_k дан вклад лишь диаграммы рисунка. Правила записи вкладов диаграмм таковы. Каждой вершине испускания k частиц следует приписать

$\omega_k(x_1, \dots, x_k / \varphi_+)$ (см. (2.4)), если эта вершина находится слева от линии разреза, и $\omega_k^*(x_1', \dots, x_k' / \varphi_-)$, если она находится справа (при $\omega_{\text{in}}(\varphi)$ действительном, $\omega_k^* = \omega_k$). Каждой линии следует сопоставить $\mathcal{D}_+ (x_i - x_i' - \alpha / z)$. Далее, как обычно, следует проинтегрировать по координатам x_i и x_i' .

Следует отметить, что, двигаясь вдоль линий в диаграмме, мы можем из любой вершины перейти в любую другую вершину. Такие диаграммы мы будем называть "связными в \mathcal{S} -канале", поскольку в диаграмме нет линий, через которые не проходит линия разрезания.

$$r_1: \omega_1 \xrightarrow{x} \omega_1^*$$

$$r_2: \omega_1 \xrightarrow{x} \omega_2^* + i(-i)^2 \begin{matrix} \omega_1^* \\ \swarrow \quad \searrow \\ \omega_2 \end{matrix} + (-i)i^2 \begin{matrix} \omega_1 \\ \swarrow \quad \searrow \\ \omega_2^* \end{matrix}$$

$$r_3: \text{diagram 1} + 3i \text{diagram 2} - 3i \text{diagram 3} - \text{diagram 4}$$

$$- \text{diagram 5} + 6 \text{diagram 6}$$

Каждый из функционалов r_k состоит из вкладов диаграмм, различающихся числом вершин $\omega_k, \omega_k^*, 1 \leq k \leq n$, и различной топологией их соединения. Как следует из определения ω_k , каждой вершине ω_k следует приписать i , а ω_k^* — $(-i)$. Тогда, если имеется m_1 и m_2 вершин слева и справа от линии разрезания соответственно, вклад с (m_1, m_2) вершинами имеет фазу

$$i^{m_1} (-i)^{m_2}. \quad (3.6)$$

Т.е. мнимая часть вклада диаграммы отлична от нуля, если (m_1, m_2) нечетно. При этом каждая диаграмма, содержащая нечетное число вершин, входит в сумме с диаграммой, в которой $m_1 \leftrightarrow m_2$. Поэтому мнимая часть r_k нечетна относительно перестановки полей:

$$\mathcal{I}_m r_k(\varphi_+, \varphi_-) = -\mathcal{I}_m r_k(\varphi_-, \varphi_+). \quad (3.7)$$

Это гарантирует, что суммарный вклад всех конфигураций полей φ и φ^* приводит к действительным $\rho(\alpha, z)$.

Пусть теперь α_k , $k = 1, 2, \dots$, означает число вершин ω_k и пусть β_k , $k = 1, 2, \dots$, — соответствующее число вершин ω_k^* в данной диаграмме. Тогда, чтобы выделить вклад данной диаграммы, удобно ввести оператор

$$\hat{O}_{\alpha_1 \dots \alpha_n}^{\beta_1 \dots \beta_n} = \prod_{i=1}^n \left\{ \prod_{\omega_i} \frac{\alpha_i \delta}{\delta \omega_i} \right\} \prod_{\omega_i^*} \frac{\beta_i \delta}{\delta \omega_i^*}. \quad (3.8)$$

Комбинаторный коэффициент, который возникает при составлении данной диаграммы,

$$C_{\alpha_1 \dots \alpha_n}^{\beta_1 \dots \beta_n}(\kappa) = \hat{O}_{\alpha_1 \dots \alpha_n}^{\beta_1 \dots \beta_n} \Gamma_{\kappa} \Big|_0. \quad (3.9)$$

При этом следует учитывать следующие "законы сохранения":

$$\sum_1^{\kappa} k \alpha_k = \kappa, \quad \sum_1^{\kappa} k \beta_k = \kappa. \quad (3.10)$$

Вместе с этим, поскольку дают вклад лишь связанные в \mathcal{S} -канале диаграммы, должно выполняться условие

$$2 \leq \sum_{k=1}^{\kappa} (\alpha_k + \beta_k) \leq \kappa + 1. \quad (3.11)$$

Число комбинаций целых чисел (α_k, β_k) , удовлетворяющих (3.10) и (3.11), определяет число диаграмм, которые дают вклад в Γ_{κ} .

Учитывая, что

$$m_1 = \sum \alpha_k, \quad m_2 = \sum \beta_k, \quad (3.12)$$

если через

$$\Gamma_{\alpha_1 \dots \alpha_n}^{\beta_1 \dots \beta_n}$$

обозначить вклад диаграммы, свободной от комбинаторных коэффициентов, используя (3.6), мы можем написать:

$$r_{\kappa} = \frac{1}{n!} \sum_{(\alpha, \beta)} i^{\sum \alpha_k} (-i)^{\sum \beta_k} C_{\alpha_1 \dots \alpha_n}^{\beta_1 \dots \beta_n} \gamma^{\alpha_1 \dots \alpha_n} \beta_1 \dots \beta_n. \quad (3.13)$$

Суммирование здесь проводится по всем неотрицательным целым числам α_k и β_k , $k = 1, 2, \dots$, которые удовлетворяют (3.10), (3.11). Как известно (см. /5/), уравнения (3.10) имеют $\sim e^{\kappa}$ решений. Поэтому даже с учетом (3.11) число диаграмм, которое дает вклад в r_{κ} , растет $\sim e^{\kappa}$.

4. Вычисление комбинаторных коэффициентов

Подставив (3.3) в (3.9), мы можем найти $C_{\alpha_1 \dots \alpha_n}^{\beta_1 \dots \beta_n}$:

$$\frac{1}{n!} C_{\alpha_1 \dots \alpha_n}^{\beta_1 \dots \beta_n} = - \sum_{(e)} (-1)^{\sum e_i} \frac{(\sum_i e_i - 1)!}{e_1! e_2! \dots e_n!} \times \delta(n - \sum_i e_i) \prod_{i=1}^n \left\{ \sum_{(p_i)} C_i(e_i | p_i) \right\}, \quad (4.1)$$

где

$$C_i(e_i | p_i) = \frac{e_i!}{p_i! p_i! \dots p_i!} \delta(e_i - \sum_{j=1}^{v_i} p_j) \prod_{j=1}^{v_i} \left\{ \delta_{k,m}^{(i)} \right\}_{j_i}^{p_j}, \quad (4.2)$$

$$\delta_{k,m}^{(i)} = i! \prod_{j=1}^i \left\{ \frac{1}{(j!)^{k_j+m_j}} \frac{1}{k_j! m_j!} \right\} \quad (4.3)$$

и

$$\left\{ \delta_{k,m}^{(i)} \right\}_{j_i} \equiv \delta_{k,m}^{(i)} \Big|_{\{k\} \in (k)_{j_i}, \{m\} \in (m)_{j_i}}. \quad (4.4)$$

Здесь введены обозначения:

$$(k)_i \equiv (k_1^{j_i}, k_2^{j_i}, \dots, k_i^{j_i}), (m)_i \equiv (m_1^{j_i}, m_2^{j_i}, \dots, m_i^{j_i}), \quad (4.5)$$

что означает наборы целых чисел, удовлетворяющих равенствам

$$\sum_{\alpha=1}^i \alpha k_{\alpha}^{j_i} = i, \quad \sum_{\alpha=1}^i \alpha m_{\alpha}^{j_i} = i. \quad (4.6)$$

Каждый из этих наборов отличается индексом $j_i = 1, 2, \dots, \nu_i$.

При выводе (4.1) мы воспользовались тем, что зависимость от импульсов рожденных частиц не может сказаться на комбинаторных коэффициентах. Поэтому в (3.8) можно заменить $\delta/\delta \omega_i$ на $\partial/\partial \omega_i$, что существенно сокращает вычисления.

При вычислении $C_{\beta_1 \dots \beta_n}^{\alpha_1 \dots \alpha_n}$ следует поступать следующим образом. В первую очередь надо из (3.10) и (3.11) найти наборы (α_k) и (β_k) . Далее, для каждого набора (α_k) и (β_k) следует из равенств

$$\sum_{i=k}^n \sum_{j_i=1}^{\nu_i} k_{i,j_i}^{j_i} p_{i,j_i}^{j_i} = \alpha_k, \quad \sum_{i=k}^n \sum_{j_i=1}^{\nu_i} m_{i,j_i}^{j_i} p_{i,j_i}^{j_i} = \beta_k \quad (4.7)$$

и (4.6) определить числа $k_{i,j_i}^{j_i}$, $m_{i,j_i}^{j_i}$, $p_{i,j_i}^{j_i}$, и, наконец, используя эти числа, из (4.1)-(4.4) можно уже найти $C_{\beta_1 \dots \beta_n}^{\alpha_1 \dots \alpha_n}$.

Как мы видим, вычислить в общем виде комбинаторные коэффициенты чрезвычайно сложно. Здесь мы приведем лишь ограничение сверху. Из (4.1) и (4.2) следует, что

$$C_{\beta_1 \dots \beta_n}^{\alpha_1 \dots \alpha_n} \leq C_{\beta_1 \beta_2 0 \dots 0}^{\alpha_1 \alpha_2 0 \dots 0}, \quad (4.8)$$

где $C_{\beta_1 \beta_2 0 \dots 0}^{\alpha_1 \alpha_2 0 \dots 0}$ отвечает " $\lambda \varphi^3$ -теории", когда

$$\omega_1 \neq 0, \omega_2 \neq 0, \omega_3 = \omega_4 = \dots = 0. \quad (4.9)$$

Отсюда, используя приведенные выше формулы, находим

$$\frac{1}{n!} C_{\beta_1 \dots \beta_n}^{\alpha_1 \dots \alpha_n} \leq O(e^{-n \ln z_0}), \quad (4.10)$$

где $\ln z_0 = 0,875$ определяет положение первого нуля функции Бесселя $J_0(z)^{1/6}$.

5. Квазиклассическое приближение при рождении очень большого числа частиц

Рассмотрим для определенности рождение частиц в простейшей $\lambda \varphi^3$ -теории. Согласно результатам работы [1] интегралы в (2.17) следует вычислять, разлагая в окрестности траекторий, определяемых из уравнения

$$(0^2 + m^2) \varphi + \lambda \varphi^2 + \frac{1}{2} \frac{\delta}{\delta \varphi_0} \int_m X(\alpha, z | \varphi_0, \varphi_0) = j, \quad (5.1)$$

где $j(x)$ - источник квантовых возмущений. В квазиклассическом приближении следует положить, что $j'(x) = 0$. Как и следовало ожидать, согласно (5.1) разложение проводится в окрестности траекторий $\bar{\varphi}(x, z)$, зависящих от z (т.е. от числа рожденных частиц).

В рассматриваемой задаче в конечном состоянии имеется очень большое число частиц (т.е. существенно $|z| > 1$). Поэтому можно было бы надеяться на применимость квазиклассического приближения и, соответственно, на быструю сходимость ряда по степеням $1/n$ (точнее, по степеням $1/z$). Однако мы не можем, вообще говоря, утверждать, что плотность источника частиц велика, даже если число рожденных частиц велико. Иными словами, флуктуации плотности рожденных частиц могут быть велики, даже если число рожденных частиц очень велико. Поэтому этот вопрос требует специального обсуждения.

Чтобы ответить на поставленный выше вопрос, надо в первую очередь исследовать возможные решения уравнения (5.1).

Для $\lambda\varphi^3$ -теории ($z(k) \rightarrow z$)

$$\text{Tr } \chi = \sum_{n=1}^{\infty} z^{2n} \text{Tr } \Gamma_{2n}(\alpha 1), \quad (5.2)$$

причем

$$\text{Tr } \Gamma_{2n}(\varphi_+, \varphi_-) = -\text{Tr } \Gamma_{2n}(\varphi_-, \varphi_+). \quad (5.3)$$

Нетрудно подсчитать, что

$$-\frac{1}{2} \frac{\delta}{\delta \varphi_0} \text{Tr } \Gamma_{2n} \Big| = O(\varphi^{2n+2}). \quad (5.4)$$

Мы видим, что эффективный источник $\chi(z, z/\varphi_+)$ с неизбежностью не линеен по полям. Это, в свою очередь, означает, что такой источник не может влиять на структуру основного состояния. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Уравнение (5.1) следует решать, разлагая по степеням j . Поэтому в первую очередь следует рассмотреть решения однородного уравнения:

$$(0^2 + m^2)\varphi + \lambda\varphi^2 = \sum_{n=1}^{\infty} z^{2n} O(\varphi^{2n+2}). \quad (5.5)$$

Воспользуемся теперь тем, что решение (5.5) должно быть произвольное число раз дифференцируемой функцией z в точке $z=0$. Будем искать решение (5.5) $\bar{\varphi}_0$ в виде ряда по степеням z :

$$\bar{\varphi}_0 = \tilde{\varphi}_0 + z^2 \tilde{\varphi}_0^{(2)} + \dots \quad (5.6)$$

Подставив (5.6) в (5.5), мы получим систему уравнений:

$$(0^2 + m^2)\tilde{\varphi}_0 + \lambda\tilde{\varphi}_0^2 = 0, \quad (5.7a)$$

$$(0^2 + m^2)\tilde{\varphi}_0^{(2)} + 2\lambda\tilde{\varphi}_0\tilde{\varphi}_0^{(2)} = O(\tilde{\varphi}_0^4) \quad (5.7b)$$

и т.д. После исключения возможности спонтанного распада уравнение (5.7a) имеет лишь тривиальное решение $\tilde{\varphi}_0 = 0$. Но тогда, как следует из (5.7b), $\tilde{\varphi}_0^{(2)}$ — свободное поле. В результате мы получили, что все $\tilde{\varphi}_0^{(k)} = 0$. Подчеркнем здесь, что этот результат является следствием того, что $\chi(\varphi_+)$ — нелинейный функционал полей φ_+ .

Таким образом, уравнение (5.5) может иметь лишь тривиальное решение

$$\bar{\varphi}_0 = 0. \quad (5.8)$$

Но тогда решение (5.1) в виде разложения по степеням j эквивалентно разложению по степеням λ :

$$\bar{\varphi} = \sum_{n=1}^{\infty} \lambda^n \bar{\varphi}_n, \quad (5.9)$$

что, вполне очевидно, эквивалентно анализу фейнмановских диаграмм. Последнее означает, что даже рождение асимптотически большого числа частиц не может "подавить" квантовые флуктуации.

В заключение я хочу поблагодарить В.Г.Кадышевского, Л.Н.Липатова, И.В.Пазиашили, А.Н.Сисакяна, Л.А.Слепченко за стимулирующий интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. И.Манджавидзе. ЯФ, 45 (1987), 707.
2. Н.Н.Боголюбов, Д.В.Ширков. Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1976.

3. A.H.Mueller. Phys.Rev., D4 (1971), 150.
4. И.Манджавидзе. Сообщение ОИЯИ P2-88-725, Дубна, 1988.
5. S.Mandelstam. Phys.Rep., 13C (1974), 259.
6. М.Абрамовиц, Н.Стигун. Справочник по специальным функциям.
М.: Наука, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 октября 1988 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.