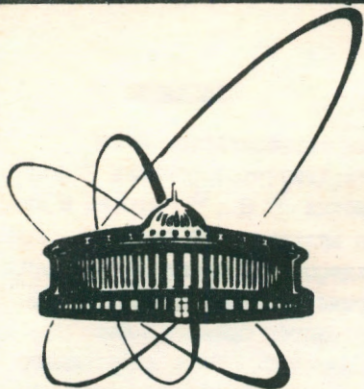


89-294



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Л 55

P2-89-294 +

Ли Ам Гир

СВЯЗЬ ПОЛЕВОЙ ТЕОРИИ СТРУНЫ
И ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ
СТРУН МАНДЕЛЬСТАМА

Направлено в журнал "Physics Letters B"

1989

I. Введение

После опубликования работы ^{/1/}, в которой Мандельстам изложил теорию взаимодействующих струн, полевая теория струны была предложена в работе ^{/2/}. В ^{/3/} изложена полевая теория суперструны. Все эти рассмотрения были сделаны в светоконусной калибровке. Ковариантная полевая теория струны предложена в ^{/4/}, где использован BRST-формализм, и теория взаимодействия рассмотрена в ^{/5/}.

Связь полевой теории струны и теории Мандельстама первоначально рассмотрена в ^{/2/}. Там показано, что каждой диаграмме Фейнмана соответствует определенная светоконусная диаграмма. И в случае ковариантной полевой теории ситуация похожа на эту ^{/5/}. Возможность свести расчет диаграммы Фейнмана к расчету светоконусной диаграммы очень важен для полевой теории струны. Поэтому нужно более глубоко обсудить её сущность и выяснить её общий характер. В ^{/2/} с использованием явного вида функции Грина доказана эквивалентность двух диаграмм. Это мешает видеть её общий характер.

Мы докажем это, используя только Фейнмановское представление функции Грина, которое следует из первого квантования. Это дает нам основание думать, что эта эквивалентность носит общий характер в том смысле, что в любой вторично-квантованной теории репараметризационно-инвариантного объекта существует аналог светоконусной диаграммы и есть соответствие между диаграммами Фейнмана и светоконусной.

В п. 2 изложим функциональный формализм полевой теории открытой струны в светоконусной калибровке. Для этого вводим функциональное интегрирование по функциональным полям.

В п. 3 рассмотрим соответствие между Фейнмановской и светоконусной диаграммами, используя только представление пропагатора из первой квантованной теории.

В п. 4 приводим основные выводы.

2. Функциональный формализм полевой теории струны

Вводим функциональное интегрирование по функциональным полям. Это необходимо, с одной стороны, для того, чтобы в полевой теории струны построить формализм функционального интегрирования, а с другой — нужно для того, чтобы показать вообще соответствие между Фейнмановской и "светоконусной" диаграммами.

Рассмотрим общее функциональное поле $\Phi(X)$:

$$\Phi[x] \equiv \Phi(\{x^\mu(\sigma^m) | \sigma^m \in \mathcal{B}^{(M)}\}),$$

$$\mu = 0, 1, \dots, D-1, \quad m = 0, 1, \dots, M-1, \quad M \leq D, \quad (I)$$

где D - размерность времени-пространства, M - размерность поверхности и $\mathcal{B}^{(M)}$ - конечная закрытая область M -поверхности. Например, в случае $M = 1$ - поле точечной частицы, $M = 2$ - поле струны, $M = 3$ - поле мембраны и т.д. Функциональное поле для струны (т.е. $M = 2$) введено в [2]. Действие является функционалом функционального поля

$$S[\Phi[x]] = \int \mathcal{L}(\Phi[x])$$

Определим функциональную производную для функционала функционального поля $F[\Phi[x]]$ по функциональному полю $\Phi[x]$:

$$\frac{\delta F[\Phi[x']]}{\delta \Phi[x]} \equiv \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\varepsilon} \{ F[\Phi[x'] + \varepsilon \delta[x'-x]] - F[\Phi[x']] \}, \quad (2)$$

где $\delta[x'-x]$ - δ -функционал

$$\delta[x'-x] = \prod_{\mu=0}^{D-1} \prod_{\{\sigma^m\} \in \mathcal{B}^{(M)}} \delta(x'_\mu(\sigma^m) - x_\mu(\sigma^m)).$$

Это обобщение обычной функциональной производной, например,

$$\frac{\delta \Phi[x']}{\delta \Phi[x]} = \delta[x'-x], \quad \frac{\delta}{\delta \Phi[x]} \int \mathcal{L}(\Phi[x]) = \mathcal{L}(\Phi[x]).$$

Функциональное интегрирование по функциональному полю определяет

$$I = \int \mathcal{L}(\Phi[x]) F[\Phi[x]], \quad (3)$$

где

$$\mathcal{L}(\Phi[x]) \equiv \prod_{\sigma \in \mathcal{B}^{(M)}} \prod_{x(\sigma)} \mathcal{L}(\{x^\mu(\sigma^m) | \sigma \in \mathcal{B}^{(M)}\}). \quad (4)$$

Это является обобщением обычного функционального интегрирования [8] по функциям многих переменных

$$I \equiv \lim_{N \rightarrow \infty} I_N, \quad (5)$$

где

$$I_N = \int \mathcal{L}(\Phi[x_1, \dots, x_N]) F[\Phi[x_1, \dots, x_N]]. \quad (6)$$

Мы предполагаем, что этот предел имеет смысл.

Как и в случае обычного функционального интегрирования, здесь можно интегрировать для гауссовского функционала.

Дальше нам нужны формулы:

$$I[J[x]] = \int \mathcal{L}(\Phi[x]) \exp(-1) \int \mathcal{L}(\sigma) (\Phi[x] A[x] \Phi[x] + 2J[x] \Phi[x]) = \det^{-1/2} A[x] \exp \int \mathcal{L}(\sigma) \mathcal{L}(\sigma) J[x] A^{-1}[x, x'] J[x'] \quad (7)$$

и

$$I[J[x], J'[x']] = \int \mathcal{L}(\Phi[x]) \mathcal{L}(\Phi[x']) \exp(-1) \int \mathcal{L}(\sigma) \cdot \cdot (\Phi[x] A[x] \Phi[x] + J[x] \Phi[x] + \Phi[x'] J'[x']) = \quad (8)$$

$$= \det^{-1/2} A[x] \cdot \exp \int \mathcal{L}(\sigma) \mathcal{L}(\sigma) J[x] A^{-1}[x, x'] J[x'],$$

где $A[x]$ - функциональный оператор, $A^{-1}[x, x']$ - функционал Грина и

$$\det A[x] = \exp \text{tr} \ln A[x] = \prod_j \lambda_j,$$

где λ_j - собственные значения оператора $A[x]$.

Формулы (7) и (8) следуют, если использовать формулу обычного гауссовского интеграла и определение (5).

Теперь можно получить производящий функционал светоконусной полевой теории для открытой струны. Действие S дано в [2]. Здесь для простоты рассмотрим только 3-струнное взаимодействие.

$$S = \int d\tau \int_0^{2\pi} dp^+ \int \mathcal{L}(\vec{x}(\sigma)) \Phi_{p^+}^*[x] \left(i \frac{\partial}{\partial \tau} - H \right) \Phi_{p^+}[x] + g \int d\tau \int \prod_{i=1}^3 \frac{dp_i^+}{\sqrt{2p_i^+}} \mathcal{L}(\vec{x}_i(\sigma_i)) \delta(p_3^+ - p_1^+ - p_2^+) \prod_{\sigma_i \in [0, \pi\alpha_3]} \delta(\vec{x}_3(\sigma_3) - \vec{x}_1(\sigma_1) - \vec{x}_2(\sigma_2)).$$

$$\cdot [\phi_{p_1^+}^+ [x_1] \phi_{p_2^+}^+ [x_2] \phi_{p_3^+}^+ [x_3] + h.c.] , \quad (9)$$

где

$$H = \frac{\pi^2 \alpha}{2} \int_0^{\pi\alpha} d\sigma \left(-\frac{\dot{x}^2}{2\alpha'^2} + \frac{\vec{x}'(\sigma)^2}{2\alpha'^2} \right), \quad x = \{ \vec{x}(\sigma), x^+(\sigma) = \tau \},$$

$$\alpha_i = 2p_i^+, \quad 0 \leq \sigma_i \leq \pi\alpha_i, \quad \theta_1 = \theta(\pi\alpha_1 - \sigma_3), \quad \theta_2 = \theta(\sigma_3 - \pi\alpha_1). \quad (10)$$

Соответствующий ему производящий функционал равен следующему:

$$\begin{aligned} \exp \bar{W}(J_{p_1^+}[x], J_{p_2^+}[x]) &= \int \mathcal{D}\phi_{p_1^+}[x] \mathcal{D}\phi_{p_2^+}[x] \exp i \left\{ S + \right. \\ &+ \left. \int d\sigma \int d\tau \int \mathcal{D}\vec{x}(\sigma) \left(J_{p_1^+}^+[x] \phi_{p_1^+}^+[x] + \phi_{p_2^+}^+[x] J_{p_2^+}^+[x] \right) \right\} = \\ &= \mathcal{N} \exp \int \mathcal{D}\vec{x}_1(\sigma_1) \mathcal{D}\vec{x}_2(\sigma_2) \mathcal{D}\vec{x}_3(\sigma_3) \int d\tau \int_0^{\pi\alpha} \prod_{i=1}^3 \frac{dp_i^+}{2p_i^+} \delta(p_3^+ - p_2^+ - p_1^+). \quad (11) \end{aligned}$$

$$\cdot V(\vec{x}_1(\sigma_1), \vec{x}_2(\sigma_2), \vec{x}_3(\sigma_3)) \left\{ \frac{1}{i} \frac{\delta}{\delta J_{p_1^+}^+[x_1]} \frac{1}{i} \frac{\delta}{\delta J_{p_2^+}^+[x_2]} \frac{1}{i} \frac{\delta}{\delta J_{p_3^+}^+[x_3]} + h.c. \right\} e^{\bar{W}(J, J^+)}, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} W_0(J_{p_1^+}[x], J_{p_2^+}[x]) &= \int \mathcal{D}\vec{x}(\sigma) \mathcal{D}\vec{x}'(\sigma) \int d\tau dp^+ \int d\tau' dp'^+ \cdot \\ &\cdot J_{p_1^+}^+[\vec{x}(\sigma), \tau] G_c[x, x'] J_{p_2^+}^+[\vec{x}'(\sigma), \tau'], \end{aligned}$$

где

$$G_c[x, x'] \equiv G_c[\vec{x}(\sigma), p^+, \tau; \vec{x}'(\sigma), p'^+, \tau'] = i\theta(\tau - \tau') \delta(p^+ - p'^+) \cdot \Lambda^{-1} \cdot \exp i \left\{ \int_0^{\pi\alpha} \frac{d\sigma}{\pi\alpha} \int_0^{\pi\alpha} \frac{d\sigma'}{\pi\alpha} \vec{x}_i(\sigma) A_{ij}(\sigma, \tau; \sigma', \tau') \vec{x}_j(\sigma') \right\}, \quad (i, j = 1, 2), \quad (13)$$

$$\Lambda = \prod_{n=2}^{\infty} \left(i \frac{n\pi}{\alpha} \right)^{\frac{D-2}{2}},$$

$$A_{ij}(\sigma, \tau; \sigma', \tau') = \sum_{n=2}^{\infty} n \begin{pmatrix} \alpha \frac{n\pi}{\alpha} & \frac{1}{\alpha} \\ \frac{1}{\alpha} & \alpha \frac{n\pi}{\alpha} \end{pmatrix} \omega_{\vec{x}}^n \omega_{\vec{x}'}^n, \quad (14)$$

$$V(\vec{x}_1(\sigma_1), \vec{x}_2(\sigma_2), \vec{x}_3(\sigma_3)) = \delta(\sigma_3 - \sigma_1 - \alpha_2) \prod_{\sigma_3 \in [0, \pi\alpha_3]} \delta(\vec{x}_3(\sigma_3) - \vec{x}_1(\sigma_1) - \vec{x}_2(\sigma_2)). \quad (15)$$

Выражение (12) получено по формуле (7) и $G_c[x, x']$ есть функционал Грина оператора $i\frac{\partial}{\partial \tau} - H$.

Производящий функционал (11) дает все нужные функции Грина в полевой теории струны.

3. Связь между полевым методом струны и методом Мандельштама

Связь полевой теории струны и теории взаимодействующих струн Мандельштама выражается соответствием между фейнмановской и светоконусной диаграммами. Это проанализировано в работе [2]. Там показано, что

$$\Gamma(x_1, x_2, x_3) \equiv \int \prod_{i=1}^3 \mathcal{D}\vec{x}_i(\sigma_i) G_c[\vec{x}_i(\sigma_i), p_i^+, \tau_i; \vec{x}_i(\sigma_i), p_i^+, \tau_i] \cdot \prod_{\sigma_3 \in [0, \pi\alpha_3]} \delta(\vec{x}_3(\sigma_3) - \vec{x}_1(\sigma_1) - \vec{x}_2(\sigma_2)) = \int \mathcal{D}\vec{x}(\sigma) e^{i \int_0^{\pi\alpha} d\sigma d\tau \mathcal{L}_0} \prod_{i=1}^3 \delta(\vec{x}(\sigma_i, \tau_i) - \vec{x}_i(\sigma_i)) \Lambda(p^+, p'^+), \quad (16)$$

где

$$\mathcal{L}_0 = \frac{1}{2} \dot{\vec{x}}(\sigma, \tau) \left(\frac{\alpha'^2}{2\tau^2} - \frac{\partial^2}{\partial \sigma^2} \right) \vec{x}(\sigma, \tau), \quad \Lambda(p^+, p'^+) = \prod_{i=1}^3 \delta(p_i^+ - p_i'^+).$$

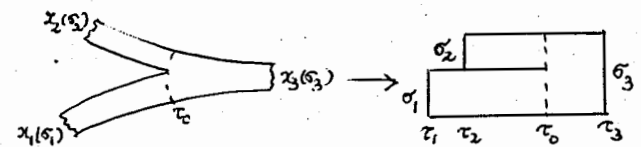


Рис. 1.

Неудовлетворительным пунктом в этом рассуждении является то, что в доказательстве использованы явные выражения функции Грина. Это мешает видеть его общий характер. Мы докажем соотношение (16), используя только фейнмановское представление функции Грина, которое следует из первого квантования:

$$\begin{aligned} G_c[x_b - x_a] &= G_c[\vec{x}_b(\sigma), p_b^+, \tau_b; \vec{x}_a(\sigma), p_a^+, \tau_a] = \\ &= i\theta(\tau_b - \tau_a) \delta(p_b^+ - p_a^+) \int_{\Sigma} \mathcal{D}\vec{x}(\sigma, \tau) e^{i \int_{\Sigma} d\tau d\sigma \mathcal{L}_0} \cdot \\ &\cdot \delta[\vec{x}(\sigma, \tau_b) - \vec{x}_b(\sigma)] [\vec{x}(\sigma, \tau_a) - \vec{x}_a(\sigma)], \quad (17) \end{aligned}$$

где Σ изображена на рис. 2.

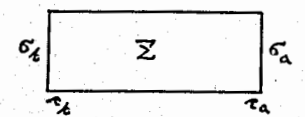


Рис. 2.

Замечательным свойством этого представления является то, что свертка двух функций Грина выражается изменением области интегрирования в действии S . Соотношение, которым удовлетворяет функция Грина

$$\int d\rho_1^+ \int \mathcal{D}\vec{x}(\sigma) G_0[\vec{x}_b, \rho_b^+, \tau_b; \vec{x}_1, \rho_1^+, \tau_1] G_0[\vec{x}_1, \rho_1^+, \tau_1; \vec{x}_a, \rho_a^+, \tau_a] = G_0[\vec{x}_b(\sigma), \rho_b^+, \tau_b; \vec{x}_a(\sigma), \rho_a^+, \tau_a],$$

выражается следующим образом:

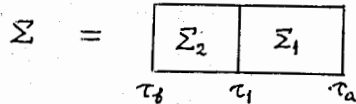
$$\int d\rho_1^+ \int \mathcal{D}\vec{x}_1(\sigma) \int \mathcal{D}\vec{x}(\sigma, \tau) \delta(\rho_b^+ - \rho_1^+) e^{i \int_{\Sigma_2} d\tau d\sigma d\omega \mathcal{L}_0} \delta[\vec{x}'(\sigma, \tau_b) - \vec{x}'(\sigma)] \delta[\vec{x}(\sigma, \tau) - \vec{x}'(\sigma)] \cdot \int \mathcal{D}\vec{x}'(\sigma, \tau) \delta(\rho_1^+ - \rho_a^+) e^{i \int_{\Sigma_1} d\tau d\sigma d\omega \mathcal{L}_0} \delta[\vec{x}''(\sigma, \tau_1) - \vec{x}'(\sigma)] \delta[\vec{x}'(\sigma, \tau_a) - \vec{x}'(\sigma)] \quad (18) = \delta(\rho_b^+ - \rho_a^+) \int \mathcal{D}\vec{x}(\sigma, \tau) e^{i \int_{\Sigma} d\tau d\sigma d\omega \mathcal{L}_0} \delta[\vec{x}(\sigma, \tau_b) - \vec{x}'(\sigma)] \delta[\vec{x}(\sigma, \tau_a) - \vec{x}'(\sigma)],$$

где

$$\mathcal{D}\vec{x}'(\sigma, \tau) = \prod_{\tau \in [\tau_1, \tau_b]} \prod_{\sigma \in [0, \pi a]} d\vec{x}'(\sigma, \tau), \quad \mathcal{D}\vec{x}''(\sigma, \tau) = \prod_{\tau \in [\tau_a, \tau_1]} \prod_{\sigma \in [0, \pi a]} d\vec{x}''(\sigma, \tau),$$

$$\mathcal{D}\vec{x}(\sigma, \tau) = \prod_{\tau \in [\tau_a, \tau_b]} \prod_{\sigma \in [0, \pi a]} d\vec{x}(\sigma, \tau)$$

и область интегрирования задана на рис. 3:



Здесь использовано

Рис. 3.

$$\prod_{\tau \in [\tau_1, \tau_b]} \prod_{\sigma} d\vec{x}(\sigma, \tau) = \prod_{\tau \in [\tau_a, \tau_1]} \prod_{\sigma} d\vec{x}'(\sigma, \tau) \delta[\vec{x}'(\sigma, \tau_1) - \vec{x}'(\sigma, \tau_1)] = \prod_{\tau \in [\tau_1, \tau_b]} \prod_{\sigma} d\vec{x}(\sigma, \tau) \prod_{\tau \in [\tau_b, \tau_1]} \prod_{\sigma} d\vec{x}'(\sigma, \tau) \delta[\vec{x}'(\sigma, \tau_1) - \vec{x}'(\sigma, \tau_1)] \quad (19) = \prod_{\tau \in [\tau_a, \tau_b]} \prod_{\sigma} d\vec{x}(\sigma, \tau) \cdot \prod_{\sigma} d\vec{x}'(\sigma, \tau_1) \delta[\vec{x}'(\sigma, \tau_1) - \vec{x}'(\sigma, \tau_1)].$$

В (18) интегрирование δ -функционала по $\mathcal{D}\vec{x}'(\sigma)$ обеспечивает объединение двух областей Σ_1 и Σ_2 . Соотношение (16) является результатом этого свойства.

На самом деле, подставив (17) в левую сторону (16), получаем

$$\Gamma(x_1, x_2, x_3) = \int \prod_{i=1}^3 \prod_{\sigma_i=0}^{\pi a_i} d\vec{x}_i(\sigma_i, \tau_i) \int \prod_{j=1}^3 \prod_{\tau_j \in [0, \tau_i]} \prod_{\sigma_j=0}^{\pi a_j} d\vec{x}_j(\sigma_j, \tau_j) \cdot e^{i \int_{\Sigma_j} d\tau d\sigma d\omega \mathcal{L}_0} \delta[\vec{x}'(\sigma_j, \tau_j) - \vec{x}'(\sigma_j)] \delta[\vec{x}(\sigma_j, \tau_i) - \vec{x}'(\sigma_j)] \cdot \Lambda(\rho_j^+, \rho_j^+) \quad (20) \cdot \prod_{\sigma_3=0}^{\pi a_3} \delta[\vec{x}_3(\sigma_3, \tau_i) - \vec{x}_1(\sigma_1, \tau_i) \theta_1 - \vec{x}_2(\sigma_2, \tau_i) \theta_2].$$

Сначала, интегрируя по $\mathcal{D}\vec{x}_3(\sigma_3, \tau_i)$, получим

$$\Gamma(x_1, x_2, x_3) = \int \prod_{i=1}^2 \prod_{\sigma_i} d\vec{x}_i(\sigma_i, \tau_i) \int \prod_{j=1}^3 \prod_{\tau_j \in [0, \tau_i]} \prod_{\sigma_j=0}^{\pi a_j} d\vec{x}_j(\sigma_j, \tau_j) \cdot \exp i \left\{ \int_{\Sigma_1} d\tau d\sigma d\omega \mathcal{L}_0 + \int_{\Sigma_2} d\tau d\sigma d\omega \mathcal{L}_0 + \int_{\Sigma_3} d\tau d\sigma d\omega \mathcal{L}_0 \right\} \cdot \prod_{i=1}^3 \delta[\vec{x}'(\sigma_i, \tau_i) - \vec{x}'(\sigma_i)] \prod_{i=1}^2 \delta[\vec{x}'(\sigma_i, \tau_i) - \vec{x}'(\sigma_i)] \cdot \delta[\vec{x}_3(\sigma_3, \tau_i) - x_1(\sigma_1, \tau_i) \theta_1 - x_2(\sigma_2, \tau_i) \theta_2].$$

Здесь снова учитывая

$$\prod_{\tau \in [\tau_a, \tau_b]} \prod_{\sigma_3} d\vec{x}(\sigma_3, \tau) = \prod_{\tau \in [\tau_a, \tau_b]} \prod_{\sigma_3} d\vec{x}'(\sigma_3, \tau) \cdot \prod_{\sigma_3} d\vec{x}'(\sigma_3, \tau) \quad (21)$$

и интегрируя по $\mathcal{D}\vec{x}'(\sigma_i, \tau_i)$ и $\mathcal{D}\vec{x}'(\sigma_3, \tau_i)$, получим правую сторону (16). Доказано соотношение (16). Используя этот результат, можно записать производящий функционал (II) следующим образом:

$$\exp W[J_{\rho^+}[\mathbf{x}], J_{\rho^+}^*[\mathbf{x}]] = \mathcal{N} \int d\tau \int \prod_{j=1}^3 d\rho_j^+ (\rho_j^+)^{1/2} \cdot \delta(\rho_3^+ - \rho_1^+ - \rho_2^+) \int \mathcal{D}\vec{x}(\sigma, \tau) \left\{ e^{i \int_{\Sigma_1(\tau)} d\tau d\sigma d\omega \mathcal{L}_0} \cdot \frac{\delta}{\delta J_{\rho_1}^*([\vec{x}_1(\sigma)], \tau)} \right. \quad (22) \cdot i \frac{\delta}{\delta J_{\rho_2}^*([\vec{x}_2(\sigma)], \tau)} \frac{1}{i} \frac{\delta}{\delta J_{\rho_3}^*([\vec{x}_3(\sigma)], \tau)} + h.c. \left. \right\} \exp W_0[J_{\rho^+}[\mathbf{x}], J_{\rho^+}^*[\mathbf{x}]],$$

где

$$\exp W_0[J_{\rho^+}[\mathbf{x}], J_{\rho^+}^*[\mathbf{x}]] = \exp \left\{ d\tau_1 d\tau_2 \int d\rho^+ \int \mathcal{D}\vec{x}(\sigma, \tau) \theta(\tau_2 - \tau_1) \cdot \exp i \int_{\Sigma_0} d\tau d\sigma d\omega \mathcal{L}_0 \cdot J_{\rho^+}([\mathbf{x}(\sigma), \tau_1]) J_{\rho^+}^*([\mathbf{x}(\sigma), \tau_2]) \right\} \quad (23)$$

и области интегрирования в S изображены на рис. 4.

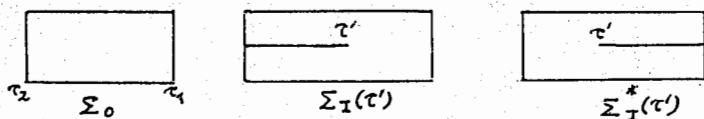


Рис. 4.

4. Заключение

1) Функциональное интегрирование по функциональным полям позволяет построить формализм функционального интегрирования для системы частиц, которые имеют протяженность. Это играет важную роль во вторичном квантовании.

2) Светоконусные диаграммы получаются тогда, когда пропагаторы в диаграмме Фейнмана заменяются представлениями по интегрированию траектории функции Грина, которые следуют из первого квантования. Это объясняет связь Фейнмановской и светоконусной диаграммы.

Выше мы рассмотрели теорию поля струны в светоконусной калибровке. Но в любой калибровке возможно представление по интегрированию траектории свободного пропагатора из первого квантования. Следовательно, можно думать, что в другой калибровке также существует аналог светоконусной диаграммы.

Эта проблема и проблема вторичного квантования в формализме функционального интегрирования будут обсуждены в другой работе.

Авторы благодарят профессора Б.М. Барбашова и доктора физико-математических наук В.В. Нестеренко за полезные и стимулирующие обсуждения.

Литература

1. Mandelstam S. Nucl. Phys., 1973, B64, 205;
Nucl. Phys., 1974, B69, 77.
2. Kaku M., Kikawa K. Phys. Rev., 1974, D10, III10;
3. Green M.B., Schwarz J.M. Nucl. Phys., 1984, B243, 475.
4. Siegel W. Phys. Lett., 1984, I51B, 39I, 396.
5. Nata H., Itoh K., Kunitomo H. and Ogawa K. Phys. Rev. D., 1986, 34, 2360.
6. Feynman R.P., Hibbs A.R. Quantum Mechanics and Path Integrals, McGraw-Hill, 1965.

Попов В.Н. Континуальные интегралы в квантовой теории поля и статистической физике. - М. Атомиздат, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 апреля 1989 года.