объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-87-728

А.Н.Сисакян, Н.Б.Скачков, О.Ю.Шевченко

КВАНТОВАНИЕ КАЛИБРОВОЧНЫХ ПОЛЕЙ С УЧЕТОМ ВТОРИЧНЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ УСЛОВИЙ

Вторичные условия в конфигурационном и фазовом пространствах

Направлено в журнал "Теоретическая и математическая физика"

1987

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время появилось большое число работ [1,2], в которых авторы возвращаются к проблеме квантования калибровочных полей. Это связано с обнаруженным недавно [3] расхождением расчетов, выполненных в разных калибровках, заведомо калибровочно-инвариантного объекта — петли Вильсона. При этом петля Вильсона вычисляется в низших порядках теории возмущений в классе нековариантных калибровок $n^{\mu} B^{a}_{\mu} = 0$. Существенно то, что пропагатор векторного поля [4], используемый в этих расчетах,

$$\Delta^{ab}_{\mu\nu} = -\frac{i}{k^2}\delta_{ab}\,\{g_{\mu\nu} - \frac{n_{\mu}k_{\nu} + k_{\nu}n_{\mu}}{(nk)} + n^2\frac{k_{\mu}k_{\nu}}{(nk)^2}\}, \tag{1}$$

однозначно (с точностью до обхода полюсов) получается в рамках стандартной процедуры квантования [5], которая дает следующее выражение для производящего функционала свободных векторных функций Грина*:

$$G(j) \simeq \int \prod_{\mu, a} \mathfrak{D} B^{a}_{\mu}\,\delta(n^{\mu} B^{a}_{\mu})\,\exp i \int d^4x\,[-\frac{1}{4} F^{\mu\nu}_{a} F^{a}_{\mu\nu} + j^{\mu}_{a} B^{a}_{\mu}]. \tag{2}$$

В работах [3] показано, что результат вычисления** петли Вильсона с векторным пропагатором (1), взятым при частном выборе $n = \eta$, где

$$\eta = (1,\ 0,\ 0,\ 0) \text{— единичный 4-вектор,} \tag{3}$$

что соответствует δ-образному калибровочному условию $B^{a}_{0} = 0$ в (2), не совпадает с результатами расчетов, выполненных в кулоновской и фейнмановской калибровках.

В работах [1,2] предпринимаются попытки восстановить калибровочную инвариантность расчетов петли Вильсона. При этом для калибров-

---

** Значок "$\simeq$" означает равенство с точностью до нормировочного множителя, в общем случае бесконечной константы [5].*

*** При этом принимается предписание обхода полюсов* (nk) *и* $(nk)^2$ *в смысле главного значения, которое диктуется требованием унитарности* S*-матрицы [4].*

ки $B_0^a=0$ вместо пропагатора (1), (3) с обходом полюса k_0^2 в смысле главного значения предполагается модифицированный пропагатор *, пространственная часть которого в координатном представлении содержит член $|x_0+y_0|$. Однако нетрудно видеть, что выражение $|x_0+y_0|$ разрушает трансляционную инвариантность модифицированного пропагатора, причем явное доказательство того, что этот трансляционно-неинвариантный член не дает вклада в физические величины, удается проделать только в абелевом случае /2/. В настоящей работе мы предлагаем модификацию процедуры квантования, которая, в частности, позволяет разрешить отмеченное выше противоречие с калибровочной инвариантностью расчетов петли Вильсона, возникающее в стандартном подходе. Напомним, что в предыдущей работе /6/ нами была доказана общая теорема, согласно которой свободное калибровочное поле, на которое с помощью проектора $\Lambda^{\Phi}(A^a, x)$ наложено (первичное) калибровочное условие вида

$$\Phi^{\mu} A_{\mu}^{(\Phi)\,a}(x) = 0: \; A_{\mu}^{(\Phi)\,a} = A_{\mu}^{a} + \partial_{\mu} \Lambda^{(\Phi)a}(A), \tag{4}$$

одновременно на уравнениях движения подчиняется еще одному дополнительному условию, которое мы, по аналогии с вторичными связями, назвали вторичным калибровочным условием **. В случае, когда первичное условие (4) накладывается на свободное поле Янга-Миллса, это вторичное условие имеет вид условия Лоренца

$$\partial^{\mu} A_{\mu}^{(\Phi)}(A) = 0. \tag{5}$$

Мы будем существенно использовать это обстоятельство при получении соотношений, задающих в различных δ-образных калибровках производящий функционал S-матрицы, содержащий в качестве аргумента "внешнее" калибровочное поле A_{μ}, которое в отличие от "внутреннего" поля интегрирования B_{μ} полагается на свою массовую поверхность (т.е. подчиняется свободным уравнениям движения) при переходе к физической S-матрице.

В этой статье нас в конечном счете будет интересовать построение теории возмущений, где вторичное калибровочное условие и пропагаторы для свободных векторных полей одни и те же как в абелевом, так и в неабелевом случаях. Поэтому здесь мы, для простоты, ограничимся рассмотрением абелева случая.

**Наиболее последовательное обоснование модифицированного пропагатора дано в* /2/.

*** Согласно терминологии Дирака* /7/ *вторичные связи следуют из первичных с учетом уравнений движения.*

2. ФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ИНТЕГРАЛ В КОНФИГУРАЦИОННОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

Рассмотрим случай спинорной электродинамики с лагранжевой плотностью

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + i\bar{\psi}\gamma^{\mu}(\partial_{\mu} - ig B_{\mu})\psi - m\bar{\psi}\psi, \tag{6}$$

где

$$F_{\mu\nu} = \partial_{\mu} A_{\nu} - \partial_{\nu} A_{\mu}. \tag{7}$$

Введем в лагранжиан (6) члены с источниками $\tilde{j} = (0, \vec{\tilde{j}})$ и $\nu, \bar{\nu}$ к полям B и $\psi, \bar{\psi}$ соответственно*:

$$\mathcal{L}_{tot} = \mathcal{L}_{B,J} + \mathcal{L}_{\nu,\psi}, \tag{8}$$

где для удобства дальнейшего изложения введены следующие обозначения

$$\mathcal{L}_{B,J} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + gJ^{\mu}B_{\mu}; \tag{9}$$

$$J_{\mu} = J_{\mu}^{Ph} + j_{\mu}; \quad j_{\mu} = \frac{1}{g}\tilde{j}_{\mu}, \tag{10}$$

где

$$J_{\mu}^{Ph} = \bar{\psi}\gamma_{\mu}\psi \text{ — физический спинорный ток;} \tag{11}$$

$$\mathcal{L}_{\psi,\nu} = \bar{\psi}(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m)\psi + \bar{\nu}\psi + \bar{\psi}\nu \tag{12}$$

-чисто спинорная часть лагранжиана $\mathcal{L}_{tot}$.

Соответствующий (8)-(12) канонический гамильтониан имеет вид

$$H_{tot}(t) = H_{B,J}(t) + H_{\psi,\nu}(t), \tag{13}$$

где

$$\begin{aligned} H_{B,J} &= \int d^3\vec{x}\, \left[\frac{\partial \mathcal{L}_{B,J}}{\partial \dot{B}_{\mu}}\dot{B}_{\mu} - \mathcal{L}_{B,J}\right]\Bigg|_{\dot{B}_i = \pi_i - \partial_i B_0} = \\ &= \int d^3\vec{x}\left[-\frac{1}{2}\pi^i\pi_i + (\partial^i B_0 \pi_i - gJ^0 B_0) - gJ^i B_i + \frac{1}{4}F^{ij}F_{ij}\right], \end{aligned} \tag{14}$$

Как будет ясно из дальнейшего изложения, нам нет необходимости вводить источник к нулевой компоненте векторного поля.

а чисто спинорная часть гамильтониана $H_{\psi,\nu}$ равна *

$$H_{\psi,\nu} = \int d^3\vec{x} \left[\frac{\partial \mathcal{L}_{\psi,\nu}}{\partial \dot{\psi}} \dot{\psi} + \frac{\partial \mathcal{L}_{\psi,\nu}}{\partial \dot{\bar{\psi}}} \dot{\bar{\psi}} - \mathcal{L}_{\psi,\nu} \right] =$$

$$= \int d^3\vec{x} \left[p_\psi \dot{\psi} + p_{\bar{\psi}} \dot{\bar{\psi}} - \mathcal{L}_{\psi,\nu} \right] = \int d^3\vec{x} \left[-i\bar{\psi}\gamma^i \partial_i \psi + m\bar{\psi}\psi - \bar{\nu}\psi - \bar{\psi}\nu \right]. \quad (15)$$

В формулах (13)-(15) $\pi_\mu = \partial \mathcal{L}_{tot} | \partial \dot{B}_\mu$, $p_\psi = \partial \mathcal{L}_{tot} | \partial \dot{\psi}$ и $p_{\bar{\psi}} = \partial \mathcal{L}_{tot} | \partial \dot{\bar{\psi}}$ — канонические импульсы векторного и спинорных полей соответственно. Все соответствующие (13)-(15) связи находятся обычным образом /9,10/:

$$\begin{cases} \phi_1^{(1)} = \pi_0 \approx 0; \\ \phi_2^{(1)} = p_\psi - i\psi\gamma_0 \approx 0; \qquad \text{первичные связи} \\ \phi_3^{(1)} = p_{\bar{\psi}} \approx 0; \end{cases} \quad (16а)$$

$$\phi_4^{(2)} = \dot{\pi}_0 = \{\pi_0, \ H_{tot} + \int d^3\vec{x} \sum_{i=1}^{3} \lambda_i \phi_i^{(1)}\} = \partial^i \pi_i + g J_0 \approx 0$$

—вторичная связь (закон Гаусса).

Значок "$\approx$" в (16) означает, как обычно /7/, равенство выражения нулю с слабом смысле, т.е. после раскрытия скобок Пуассона. Соответствующая эквивалентная система связей, в которой осуществлено подразделение на связи первого и второго рода, имеет вид

$$\left.\begin{array}{l} \phi_1 = \phi_1^{(1)} = \pi_0 \approx 0; \\ \phi_2 = \phi_4^{(2)} + ig(\phi_3^{(1)}\bar{\psi} - \phi_2^{(1)}\psi) = \partial^i \pi_i + ig(\phi_3^{(1)}\bar{\psi} - \phi_2^{(1)}\psi) \approx 0; \end{array}\right\}$$

— связи первого рода,

(16б)

$$\left.\begin{array}{l} \phi_3 = \phi_2^{(1)} - p_\psi - i\psi\gamma_0 \approx 0; \\ \phi_4 = \phi_3^{(1)} = p_{\bar{\psi}} \approx 0. \end{array}\right\} \text{— связи второго рода.}$$

Таким образом, имеются две связи ϕ_1 и ϕ_2 первого рода. В соответствии с общими правилами /5,8,9/ необходимо дополнить систему связей (16) двумя дополнительными калибровочными условиями χ_1 и χ_2 по

Здесь и в дальнейшем имеется в виду, что производная (как вариационная, так и обычная) по спинорному полю без стрелки – это правая производная: $\delta/\delta\psi = \overleftarrow{\delta}/\delta\psi$. Стрелки над левой производной опускаться не будут.

числу связей первого рода. При этом обычно считается, что дополнительные условия должны удовлетворять соотношению

$$\det \|\{\phi, \chi\}\| \neq 0, \tag{17}$$

где ϕ — связи первого рода, и условию инволюции (последнее не обязательно)

$$\{\chi, \chi\} = 0, \tag{18}$$

а в остальном могут быть произвольными. Однако, как было недавно показано /11/, подчинение калибровочных условий требованиям (17), (18) оказывается недостаточным для построения непротиворечивой процедуры квантования. Так, например, условия $B_0 \approx 0$ и $B_3 \approx 0$ удовлетворяют соотношениям (17), (18). Однако если мы и попытаемся наложить оба эти условия на поле B_μ, то придем к противоречию: четырехкомпонентное электромагнитное поле B_μ оказывается подчиненным одновременно трем функционально независимым калибровочным условиям. Этот факт связан с тем обстоятельством, что связи первого рода ϕ_1 и ϕ_2 не являются независимыми — вторичная связь ϕ_2 получается из связи ϕ_1 с использованием гамильтоновых уравнений движения. Поэтому не являются независимыми и калибровочные преобразования в фазовом пространстве, порождаемые связями ϕ_1 и ϕ_2. В работе /11/ был предложен рецепт непротиворечивого наложения калибровочных условий в фазовом пространстве для общего случая вырожденных систем с произвольным числом связей, который является обобщением рецепта, предложенного в /10/ для полей Янга-Миллса, и некоторых частных выборов (первичных) калибровок. Этот рецепт, применительно к нашему случаю, говорит о том, что если мы наложим на электромагнитное поле B_μ некоторое калибровочное условие, например условие Кулона $\chi_1^{(1)} = \partial^i B_i \approx 0$, то второе калибровочное условие $\chi_2^{(2)}$ определяется однозначно из требования сохранения во времени условия $\chi_1^{(1)}$ с учетом гамильтоновых уравнений движения

$$\dot{\chi}_1^{(1)} = \chi_2^{(2)} = \{\chi_1^{(1)}, H_{tot} + \int d^3\vec{x} \sum_{a=1}^{3} \lambda_a \phi_a^{(1)}\} = \Delta B_0 - \partial^i \pi_i \approx 0. \tag{19}$$

Таким образом, очевидно, что условие $\chi_2^{(2)}$ имеет смысл вторичной связи, и мы будем в дальнейшем называть условия типа (19) вторичными калибровочными условиями в фазовом пространстве, чтобы не путать их с вторичными калибровочными условиями типа (5), которые мы будем называть вторичными условиями в конфигурационном пространстве. Объединяя калибровочные условия χ_1 и χ_2 со связями (16б), получим систему шести связей второго рода:

$$\Phi_1 = \pi_0 \approx 0; \qquad \Phi_4 = \Delta B_0 - \partial^i \pi_i ;$$

$$\Phi_2 = \partial^i \pi_i + g J_0 + i(\Phi_6 \bar{\psi} - \Phi_5 \psi) \approx 0; \qquad \Phi_5 = p_\psi - i\psi\gamma_0 \approx 0; \tag{20}$$

$$\Phi_3 = \partial^i B_i \approx 0; \qquad \Phi_6 = p_{\bar{\psi}} \approx 0.$$

Воспользовавшись затем общей формулой Фаддеева [8,9] квантования вырожденных систем со связями второго рода, с учетом того, что супердетерминант, соответствующий системе (20) матрицы скобок (антискобок при ℓ, $\ell' = 5,6$) Пуассона $C_{\ell\ell'} = \| \Phi_\ell , \Phi_{\ell'} \|$, на поверхности, задаваемой связями (20), есть константа, не зависящая от полей $B, \psi, \bar{\psi}$, так что выражение $S\det \| C_{\ell\ell'} \|$, как обычно, заносится в нормировочный множитель, получим следующее выражение для производящего функционала функций Грина в фазовом пространстве*:

$$G(j; \nu, \bar{\nu}) \sim \int \mathfrak{D}\psi \, \mathfrak{D}\bar{\psi} \, \mathfrak{D}p_\psi \mathfrak{D}p_{\bar{\psi}} \, \delta(p_\psi - i\psi\gamma_0)\, \delta(p_{\bar{\psi}}) \cdot \tag{21a}$$

$$\cdot \exp i \int d^4x \{ p_\psi \dot{\psi} + p_{\bar{\psi}} \dot{\bar{\psi}} - [-i \bar{\psi} \gamma^i \partial_i \psi + m\bar{\psi} - \bar{\nu}\psi - \bar{\psi}\nu] \, \mathcal{J}(J),$$

где

$$\mathcal{J}(J) = \int \prod_\mu \mathfrak{D} B_\mu \prod_\mu \mathfrak{D}\pi_\mu \, \delta(\pi_0)\, \delta(\partial^i \pi_i + g J_0) \delta(\partial^i B_i) \delta(\Delta B_0 + g J_0) \cdot$$

$$\cdot \exp i \int d^4x \{ \pi^\mu \dot{B}_\mu - [-\frac{1}{2} \pi^i \pi_i + (\partial^i B_0 \pi_i - g J^0 B_0) - g B^i J_i - \frac{1}{4} F^{ij} F_{ij}]\}. \tag{21б}$$

Подчеркнем, что выражение (21) для $G(j; \nu, \bar{\nu})$ получено в рамках подхода Фаддеева квантования систем со связями в фазовом пространстве методом функционального интеграла и совпадает со стандартным выражением [9]. Однако само по себе выражение (21) еще ничего не дает для физических приложений. Для физических приложений, т.е. для построения диаграммной техники, построения квазиклассического разложения и т.п., необходимо перейти в конфигурационное представление, т.е. провести в (21) интегрирование по каноническим импульсам π_μ, p_ψ, $p_{\bar{\psi}}$. Интегрирование по импульсам p_ψ и $p_{\bar{\psi}}$ с помощью соответствующих δ-функций $\delta(p_\psi - i\psi\gamma_0)$, $\delta(p_{\bar{\psi}})$ проводится тривиально:

$$G(j, \nu, \nu) \sim \int \mathfrak{D}\psi \, \mathfrak{D}\bar{\psi} \exp[i \int d^4x \{ \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi + \bar{\nu}\psi + \bar{\psi}\nu \}] \mathcal{J}(J) \tag{22}$$

и основную трудность представляет снятие интеграла по каноническому импульсу π_μ электромагнитного поля. Именно на этом важном шаге появляется первое принципиальное расхождение нашего подхода со стандартным.

** Значок "$\sim$" означает определение с точностью до нормировочного множителя, в общем случае – бесконечной постоянной* [5].

Прежде всего, напомним, что требование конечности действия предполагает убывание на бесконечности только физических полей, тогда как сочетание этого требования с возможностью проведения интегрирования по частям, которая необходима для построения теории возмущений, предполагает, что все компоненты калибровочного поля B_μ должны убывать быстрее, чем $1|x|$ (см. например, [12]):

$$\lim_{|x|\to\infty} |x| B_\mu(x) = 0. \tag{23}$$

В топологически нетривиальных калибровочных моделях (например, в КХД), которые мы будем рассматривать в дальнейшем, замена "чисто калибровочного асимптотического поведения поля B_μ: $\lim_{|x|\to\infty} B_\mu(x) = \partial_\mu u u^{-1} + O(1/|x|)$ на теоретико-возмущенческие граничные условия приводит к существенному обеднению теории — исключению кристаллов, солитонов и т.п. [13].

В приложении А будет показано, что условие (23) неявно накладывается в стандартном подходе на потенциал B_0. Это выражается в том, что при переходе в конфигурационное пространство δ-функция $\delta(\Delta B_0 + gJ_0)$ в исходном соотношении (22) представляется в виде

$$\delta(\Delta B_0 + gJ_0) = \det \Delta^{-1} \delta(B_0 + g\Delta^{-1} J_0) \sim \delta(B_0 + g\Delta^{-1} J_0), \tag{24}$$

где Δ^{-1} — обратный к оператору Лапласа $\Delta \equiv \partial^i \partial_i$ интегральный оператор с ядром

$$\Delta^{-1}(x - y) = \delta(x_0 - y_0) / 4\pi |\vec{x} - \vec{y}| . \tag{25}$$

Сама же процедура перехода в конфигурационное пространство в соотношении (22) для производящего функционала $G(j; \nu, \bar{\nu})$ заключается в том, что, во-первых, плотность $h_{B,J}(x)$ (выражение, стоящее в квадратных скобках в (21б)) истинного канонического гамильтониана $H_{B,J}(t)$ заменяется на плотность $h'_{B,J}(x)$, отличающуюся от $h_{B,J}(x)$ на полную производную: $h'_{B,J} = h_{B,J} - \partial^\mu(B_0 \pi_\mu)$. Во-вторых, δ-функция $\delta(\Delta B_0 + gJ_0)$ представляется в виде (24), а затем, после проведения тривиального интегрирования по переменным B_0 и π_0, используется интегральное представление δ-функции $\delta(\partial^i \pi_i + gJ_0) = \int \mathfrak{D} V \exp i[V(x)(\partial^i \pi_i(x) + gJ_0(x))]$, после чего делается замена $V + g\Delta^{-1} J_0 \to V$ и проводится оставшееся интегрирование по трехмерному импульсу $\vec{\pi}$. При этом для того, чтобы интеграл по $\vec{\pi}$ свелся к гауссовой квадратуре, опять-таки необходимо перебросить производные с π^i на V и отбросить поверхностный интеграл $\int d\sigma^\mu (V \pi \mu)$. В результате проведения этой процедуры, после того как переменная V объявляется нулевой компонентой векторного поля B_μ, вместо (21б), (22) получается следующее выражение для производящего функционала функций Грина $G(j;\nu,\bar\nu)$ в конфигурационном представлении:

$$G(j;\nu,\bar\nu) \sim \int \mathfrak{D}\psi\,\mathfrak{D}\bar\psi \prod_\mu \mathfrak{D}B_\mu \exp[i\int d^4x\,\mathfrak{L}_{tot}(x|j;\nu,\bar\nu)]\,\delta(\partial^i B_i), \qquad (26)$$

где $\mathfrak{L}_{tot}$ определен соотношениями (8)-(12).

Разовьем альтернативную, не использующую граничных условий (23) процедуру перехода из фазового пространства в конфигурационное.

В качестве исходного рассмотрим интеграл (21), (22). Проинтегрировав по π_0, нетрудно переписать выражение (22) в виде следующего повторного интеграла:

$$\begin{aligned}\mathcal{J}(J) = \int \prod_\mu \mathfrak{D}B_\mu\,\delta(\Lambda B_0 + gJ_0)\,\delta(\partial^i B_i)\,\cdot \\ \cdot \exp i\int d^4x\,[-\frac{1}{4}F^{ij}F_{ij} + gJ^\mu B_\mu]\,\tilde{\mathcal{J}}(B,J),\end{aligned} \qquad (27)$$

где

$$\tilde{\mathcal{J}}(B,J) = \int \prod_i \mathfrak{D}\pi_i \exp[i\int d^4x\,(\frac{1}{2}\vec\pi^2 + \pi^i F_{i0})]\,\delta(\partial^i\pi_i + gJ_0). \qquad (28)$$

Выполним в (28) следующую замену переменной $\vec\pi$:

$$\pi_i \to \pi_i + F_{i0}. \qquad (29)$$

Эта замена обладает следующими свойствами. Во-первых, на поверхности калибровочных условий она превращает закон Гаусса со взаимодействием $\partial^i\pi_i + gJ_0 = 0$ в свободный закон Гаусса $\partial^i\pi_i = 0$. Действительно, на поверхности χ, задаваемой δ-функциями $\delta(\partial^i B_i)$ и $\delta(\Delta B_0 + gJ_0)$, имеем* $\partial^i F_{i0}|_\chi \equiv (\Lambda B_0 - \partial_0(\partial^i B_i))|_\chi = -gJ_0$ и, следовательно,

$$\delta(\partial^i\pi_i + gJ_0)|_\chi \to \delta(\partial^i\pi_i + \partial^i F_{i0} + gJ_0)|_\chi = \delta(\partial^i\pi_i). \qquad (30)$$

Во-вторых, замена (29) уничтожает перекрестные члены

$$\pi^i F_{0i} + \frac{1}{2}\pi^i\pi_i \to \frac{1}{2}\pi^i\pi_i - \frac{1}{2}F^{i0}F_{i0}. \qquad (31)$$

---

* *Здесь использовано то обстоятельство, что калибровочные условия, задаваемые функциональными δ-функциями, сохраняются как во времени, так и в пространстве. Так, например, $\delta(\partial^i B_i) \equiv \prod_{t,\vec x}\delta(\partial^i B_i(t,\vec x))$ и, следовательно, условие $\partial^i B_i = 0$ сохраняется во времени (так же, как и в пространстве). Следовательно, $\partial_0(\partial^i B_i(x)) = 0$ на всей временной оси.*

С учетом того, что якобиан линейной замены (29) равен единице, с использованием соотношений (30) и (31) выражение (28) перепишется в виде

$$\tilde{\mathfrak{J}}(B;J) = \exp[-\frac{i}{2} F^{i0} F_{i0}] \int \mathfrak{D} \vec{\pi}\, \delta(\partial^i \pi_i) \exp[i \int d^4x \frac{1}{2} \vec{\pi}^2(x)]. \qquad (32)$$

Последний интеграл в (32) не зависит ни от поля B_μ, ни от тока J_μ, т.е. является константой, которую мы, как обычно, включаем в нормировочный множитель. Таким образом, с учетом соотношений (27), (32), формула (22) для производящего функционала функций Грина $G(j;\nu,\bar{\nu})$ в конфигурационном пространстве перепишется следующим образом:

$$G(j;\nu,\bar{\nu}) - \int \mathfrak{D}\psi\, \mathfrak{D}\bar{\psi} \prod_\mu \mathfrak{D} B_\mu \delta(\Delta B_0 + gJ_0) \delta(\partial^i B_i) \cdot \qquad (33)$$
$$\cdot \exp i \int d^4x\, \mathfrak{L}_{tot}(x|J:\nu,\bar{\nu}).$$

Сравнивая (33) со стандартным выражением (26), мы видим, что оно отличается от последнего наличием дополнительной δ-функции $\delta(\Delta B_0 + gJ_0)$ под знаком функционального интегрирования по векторному полю B_μ. Это обстоятельство существенно отличает наш подход от стандартного. Действительно, возвращаясь к исходному выражению (22), мы видим, что вследствие совмещения δ-функций $\delta(\Delta B_0 + gJ_0)$ и $\delta(\partial^i B_i)$ под знаком векторного интегрирования в соотношении (22) было обеспечено выполнение закона Гаусса

$$\partial^i F_{i0} = - g J_0. \qquad (34)$$

В стандартном же подходе, вследствие подмены истинной динамической переменной B_0, канонически сопряженной переменной π_0 и удовлетворяющей закону Гаусса (34) (который на поверхности, задаваемой $\delta(\partial B)$, принимает вид $\Delta B_0 + gJ_0 = 0$), на произвольную (не удовлетворяющую никакому условию) функцию V, интеграл (26) содержит только одну δ-функцию, уравнение (34) уже не выполняется, и вместо интегрирования по двум независимым компонентам B_μ в исходном интеграле (22) в окончательном выражении (26) происходит интегрирование уже по трем компонентам векторного поля.

С другой стороны, наше выражение (33) для производящего функционала функций Грина в конфигурационном представлении содержит δ-функцию $\delta(\Delta B_0 + gJ_0)$ под знаком интеграла, которая, как и в фазовом пространстве, обеспечивая выполнение нулевой компоненты уравнений Максвелла, оставляет число независимых компонент векторного поля B_μ таким же, что и в фазовом пространстве, т.е. равным двум. Кроме того, еще раз подчеркнем дополнительное преимущество нашего подхода — мы нигде не использовали теоретико-возмущенческие граничные условия (23) и, следовательно, выражение (33) для производящего функционала $G(j;\nu,\bar\nu)$ может быть без ограничений использовано в непертурбативных методах теории поля.

3. ПЕРЕХОД К ГРАНИЧНЫМ УСЛОВИЯМ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ И ПОСТРОЕНИЕ ПРОИЗВОДЯЩЕГО ФУНКЦИОНАЛА S-МАТРИЦЫ

До сих пор мы нигде не использовали требование убывания векторных полей на бесконечности и только на этом этапе мы принимаем теоретико-возмущенческие граничные условия (23), которые дают нам возможность интегрировать по частям и позволяют представить $\delta(\Delta B_0 + gJ_0)$ в виде (24). Последнее обстоятельство дает нам возможность сделать под знаком интеграла по компоненте B_0 в выражении (33) замену $B_0 + g\Delta^{-1}J_0 \to B_0$:

$$\delta(\Delta B_0 + gJ_0) \sim \delta(B_0 + g\Delta^{-1}J_0) \to \delta(B_0).$$

Проводя затем интегрирование по частям, с учетом условия $\partial^i B_i = 0$, задаваемого $\delta(\partial^i B_i)$, нетрудно получить вместо (33) соотношение

$$G(j;\nu,\bar\nu) \sim \int \mathfrak{D}\psi\,\mathfrak{D}\bar\psi \prod_\mu \mathfrak{D}B_\mu \exp i\Big[\int d^4x\,\{\mathcal{L}_0(x|B;\psi,\bar\psi) + \\ + B^\mu(x)j_\mu(x) + \bar\nu(x)\psi(x) + \bar\psi(x)\nu(x)\} + S^{eff}_{int}(B, J^{Ph})\Big]\cdot \\ \cdot\,\delta(\eta^\mu B_\mu)\,\delta(\partial^\mu B_\mu), \tag{35}$$

где

$$\mathcal{L}_0(x|B;\psi,\bar\psi) = \bar\psi(x)K\;\psi(x) + \frac{1}{2}B^\mu(x)K^{tr}_{\mu\nu}B^\nu(x), \tag{36а}$$

$$K_s \equiv i\gamma^\mu\partial_\mu - m;\quad K^{tr}_{\mu\nu} = \Box g_{\mu\nu} - \partial_\mu\partial_\nu, \tag{36б}$$

функционал взаимодействия S^{eff}_{int} имеет вид

$$S^{eff}_{int}(B, J^{Ph}) = S^{St}_{int}(B, J^{Ph}) + \Delta S^{c}_{int}(J^{Ph}) = \\ = g\int d^4x\,J^\mu_{Ph}(x)B_\mu(x) - (g^2/2)\int d^4x\,d^4y\,J^0_{Ph}(x)\,\Delta^{-1}(x-y)J_0^{Ph}(y), \tag{37}$$

а физический ток $J^{Ph}_\mu(x)$ и функция Грина $\Delta^{-1}(x-y)$ оператора Лапласа определены соотношениями (11), (25).

При получении соотношения (35) мы, ради ковариантности, заменили $J^iB_i \to J^\mu B_\mu$ и $\delta(\partial^i B_i) \to \delta(\partial^\mu B_\mu)$, что, очевидно, всегда можно сделать в силу наличия $\delta(B_0)$ под знаком интеграла.

Нетрудно видеть, что член $\Delta S^{c}_{int} = -(g^2/2)\int d^4x\, d^4y [J_0^{Ph}\Delta^{-1}J_0^{Ph}]$ есть не что иное, как хорошо известное кулоновское взаимодействие. Однако, в отличие от стандартного подхода, оно возникает (в сочетании с $\delta(B_0)$) под знаком функционального интегрирования по всем четырем компонентам векторного поля B_μ. Таким образом, в результате перехода к теоретико-возмущенческим граничным условиям (23) в выражении (33) мы получили для производящего функционала $G_{(\nu)}(j; \nu, \bar{\nu})$ выражение (35), содержащее, в отличие от соответствующего стандартного выражения, две δ-функции $\delta(\partial^i B_i)$ и $\delta(B_0)$ и кулоновское взаимодействие ΔS^{c}_{int} под знаком функционального интеграла. Нетрудно видеть, что совмещение двух δ-функций $\delta(B_0)$ и $\delta(\partial^i B_i)$ опять-таки обеспечивает выполнение под знаком континуального интеграла закона Гаусса, теперь уже в свободной форме:

$$\partial^i F_{i0} \equiv \Delta B_0 - \partial_0 (\partial^i B_i) = 0 . \tag{38}$$

Для исследования таких свойств теории, как поперечность, независимость калибровочного условия от сдвига на константу, и для перехода от одних δ-образных калибровочных условий к другим, как и в стандартном случае, необходимо перейти от калибровочно-неинвариантного производящего функционала функций Грина $G(j; \nu, \bar{\nu})$ к соответствующему ему производящему функционалу S-матрицы. Для этого необходимо переписать соотношение (35) для $G(j; \nu, \bar{\nu})$ в несколько ином виде. С использованием формулы приведения

$$\Phi(q + \phi) = \exp(q \frac{\delta}{\delta\phi})\Phi(\phi), \tag{39}$$

где $\Phi(\phi)$ — произвольный функционал поля ϕ, нетрудно получить вместо (35) соотношение

$$G_{(\eta)}(\mathcal{F}) = G_0^{(\eta)}(\vec{\delta}/\delta i\phi) \exp i[S^{eff}_{int}(\phi) + \phi\mathcal{F}]|_{\phi=0} , \tag{40}$$

где $G_0^{(\eta)}(\mathcal{F})$ задается выражением (35) при $g = 0$. В формулах (39), (40) введены компактные обозначения

$$q = (B; \psi, \bar{\psi}); \quad \phi \equiv (A; \sigma, \bar{\sigma}); \quad \mathcal{F} \equiv (j; \nu, \bar{\nu}),$$

$$\phi\mathcal{F} = \int d^4x [A^\mu(x) j_\mu(x) + \bar{\sigma}(x)\nu(x) + \bar{\nu}(x)\sigma(x)] . \tag{41}$$

Как мы увидим ниже, поля ϕ при переходе к S-матрице будут играть роль внешних полей, которые после положения на массовую поверхность входят во внешние концы диаграмм, представляющих S-матрицу. Их необходимо отличать от внутренних полей q, которые определяют внутренние свертки (коэффициентные функции) и не полагаются на массовую поверхность, т.е. не подчиняются уравнениям движения*.

Далее, непосредственно из определения нормального произведения следует, что

$$<0|NF(\hat{\hat{\phi}})|0> = F(\phi)|_{\phi=0} \quad , \tag{42}$$

где значок " ^ " означает сужение функционала $F(\phi)$ на физическую массовую поверхность. Здесь необходимо сделать важное замечание. Понятие физической массовой поверхности специфично для калибровочных полей, что связано с наличием нефизических степеней свободы калибровочного поля. Поэтому, следуя /14/, мы будем различать для калибровочного поля две поверхности.

1. Поле A_μ принадлежат пространству всех четырех поляризаций, т.е. на четырехкомпонентное поле A_μ не наложено никаких условий. Тогда массовой поверхностью (МП) называется поверхность, на которой выполняются свободные уравнения Максвелла. Мы будем обозначать поле, принадлежащее массовой поверхности $\hat{A}$:

$$\hat{A} \in \text{МП} \Rightarrow \Box\hat{A}_\mu - \partial_\mu(\partial\hat{A}) = 0 . \tag{43}$$

2. Поверхность в пространстве двух физических поляризаций фотона, на которой выполняется уравнение Клейна-Гордона $\Box A_\mu = 0$, мы будем называть физической массовой поверхностью (ФМП), и поле, принадлежащее этой поверхности, мы будем обозначать $\hat{\hat{A}}_\mu : \hat{\hat{A}}_\mu \in$ ФМП. Очевидно, что для полей материи понятия МП и ФМП совпадают. Подчеркнем, что формула (42), так же, как и теорема Вика, используемая в дальнейшем, имеет смысл только в том случае, если имеет смысл символ N нормального упорядочения. Последнее же выполняется лишь в том случае, если можно разбить поля ϕ на положительно- и отрицательно-частотные составляющие, что в свою очередь возможно только тогда, когда поля ϕ принадлежат физической массовой поверхности.

Соотношение (42) позволяет представить выражение (40) для $G(j, \nu, \bar{\nu})$ в следующем виде:

$$G_{(\eta)}(\mathcal{J}) = <0|N\{G_0^{(\eta)}(\frac{\delta}{\delta i\phi})\exp i[S_{int}^{eff}(\phi) + \phi\mathcal{J}]\}|_{\phi=\hat{\hat{\phi}}}|0> . \tag{44}$$

Воспользовавшись затем функциональной формулировкой теоремы Вика (теорема Вика-Хори /14/), легко получим вместо (44) соотношение

---

* *Исключая те случаи, когда уравнения движения заведомо запасены под знаком функционального интеграла с помощью соответствующих δ-функций (см. (34), (38)).*

$$G^{(\eta)}(\mathcal{F}) = \langle 0 | T \exp i [S_{int}^{eff}(\hat{\hat{\phi}}) + \hat{\hat{\phi}} \mathcal{F}] | 0 \rangle, \tag{45}$$

где

$$T(\hat{\hat{\phi}}) \hat{\hat{\phi}}(x'')) = \delta^2 G^{(\eta)} (\mathcal{F}) \mid \delta \mathcal{F}(x) \delta \mathcal{F}(x') + N(\hat{\hat{\phi}}(x) \hat{\hat{\phi}}(x')), \tag{46}$$

и, таким образом, соответствующая производящему функционалу функций Грина $G^{(\eta)}(\mathcal{F})$ S-матрица в конфигурационном представлении имеет вид

$$S = T \exp i S_{int}(\hat{\hat{\phi}}), \tag{47}$$

где T — производные операторов $\phi(x)$ и $\phi(x')$ определено соотношением (46). Опять-таки воспользовавшись теоремой Вика-Хори, нетрудно получить следующее представление для S-матрицы (47):

$$S = N R^{(\eta)}(\phi) |_{\phi = \hat{\hat{\phi}}}, \tag{48а}$$

где

$$R^{(\eta)}(\phi) = G_0^{(\eta)}(\delta / \delta i \phi) \exp i S_{int}(\phi). \tag{48б}$$

Величина $R_{(\eta)}(\phi)$ есть не что иное, как производящий функционал S-матрицы, задающий S-матрицу (47) вне поверхности масс.

Таким образом, исходя из выражения (21) для $G^{(\eta)}(j; \nu, \nu)$, которое задавало производящий функционал функций Грина в фазовом пространстве, мы перешли в конфигурационное пространство (переход (21)-(33)-(35)) в выражении для производящего функционала функций Грина $G^{(\eta)}(j; \nu, \bar{\nu})$, а затем восстановили соответствующий (35) вид S-функции и ее производящего функционала в конфигурационном представлении.

С использованием (35), (39) соотношение (48) принимает вид

$$R_{(\eta)}(\phi) \sim \int \mathfrak{D} q \exp i [S_0(q) + S_{int}^{eff}(q + \phi)] \cdot \delta(\eta^\mu B_\mu) \, \delta(\partial^\mu B_\mu). \tag{49}$$

Совершая замену $q \to q - \phi$ и восстанавливая обозначения (41), получим вместо (49) соотношение

$$\begin{aligned} R_{(\eta)}(A; \sigma, \bar{\sigma}) \sim & \exp i \int d^4x [\bar{\sigma} K_s \sigma + \frac{1}{2} A^\mu K_{\mu\nu}^{tr} A^\nu] \cdot \\ \cdot & \int \prod_\mu \mathfrak{D} B_\mu \mathfrak{D}\psi \mathfrak{D}\bar{\psi} \exp i [\int d^4x \{ \mathcal{L}_0 - A^\mu K_{\mu\nu}^{tr} B^\nu - \bar{\sigma} K_s \psi - \bar{\psi} K_s \sigma \} + \\ + & S_{int}^{eff}(B; J^{Ph})] \, \delta(\eta^\mu (B_\mu - A_\mu)) \, \delta(\partial^\mu (B_\mu - A_\mu)). \end{aligned} \tag{50}$$

Представление (50) для производящего функционала S-матрицы позволяет осуществить переход к произвольным δ-образным калибровочным условиям, чему будет посвящена следующая работа.

В соотношении (22), используемом (как в стандартном, так и в нашем подходах) в качестве отправной точки при переходе в конфигурационное представление, не требуется обязательного убывания потенциала B_μ на бесконечности. Действительно, требование конечности показателя экспоненты в (22) (действия в фазовом пространстве) однозначно предсказывает убывание лишь физических полей. Так, например, требование конечности массового члена $\int d\,\Omega \int d|\mathbf{x}|\,|\mathbf{x}|^3(m\psi\bar{\psi})$ действия спинорных полей дает

$$\lim_{|\mathbf{x}|\to\infty} |\mathbf{x}|^2\psi(\mathbf{x}) = \lim_{|\mathbf{x}|\to\infty} |\mathbf{x}|^2\bar{\psi}(\mathbf{x}) = \lim_{|\mathbf{x}|\to\infty}|\mathbf{x}|^4 J_\mu^{Ph}(\mathbf{x}) = 0\,. \tag{A.1}$$

Требование конечности функционалов $\int d^4x(\pi^i F_{i0})$ и $\int d^4x[\frac{1}{2}\pi^i\pi_i - -\frac{1}{4}F_{ij}F^{ij}]$ дает

$$\lim_{|\mathbf{x}|\to\infty} |\mathbf{x}|^2 F_{i0}(\mathbf{x}) = \lim_{|\mathbf{x}|\to\infty} |\mathbf{x}|^2 F_{ij}(\mathbf{x}) = \lim_{|\mathbf{x}|\to\infty} |\mathbf{x}|^2\pi_i(\mathbf{x}) = 0. \tag{A.2}$$

Тогда для выполнения (A.2) достаточно, чтобы само поле B_μ имело асимптотику в виде "чисто калибровочного" поля: $B_\mu(x) \sim \partial_\mu\lambda(x)\big|_{|\mathbf{x}|>>1}$. В то же время, с учетом (A.1) и того, что источник j_μ к полю B_μ заведомо выбирается таким, чтобы его асимптотическое поведение совпадало с асимптотическим поведением спинорного тока J_μ^{Ph}, нетрудно видеть, что конечность функционала взаимодействия $\int d^4x(gJ^\mu B_\mu)$ опять-таки не требует обязательного убывания $B_\mu(x)$ на бесконечности. Достаточно выполнения условия $\lim_{|\mathbf{x}|\to\infty} B_\mu(x) = const$. Таким образом, мы видим, что асимптотическое поведение всех компонент поля B_μ до перехода в конфигурационное представление должно иметь вид

$$B_\mu(x) \underset{|\mathbf{x}|\to\infty}{\sim} \partial_\mu\lambda(x), \quad \lim_{|\mathbf{x}|\to\infty} |\mathbf{x}|^{-1}\lambda(x) = 0\,. \tag{A.3}$$

С другой стороны, легко убедиться в том, что использование формулы (24) при переходе в конфигурационное представление подразумевает дополнительное наложение на компоненту B_0 жестких граничных условий (23) убывания как на пространственной, так и на временной бесконечностях. Действительно, δ-функция в левой части соотношения (24) задает единственное ограничение на векторное поле интегрирования B_μ — его нулевая компонента должна быть решением уравнения Пуассона

$$\Delta B_0(x) + gJ_0(x) = 0 \tag{A.4}$$

во всей пространственно-временной области. При этом, однако, может иметь произвольную асимптотику, так как к любому решению уравнения (A.4) всегда можно добавить решение $B_0^f(t, \vec{x})$ уравнения Лапласа ($B_0^f(t, \vec{x}) = c_1(t)\,\phi(\vec{x}) + c_2(t)$, где $\Delta\phi(\vec{x}) = 0$) с произвольной асимптотикой. В то же время выполнение условия, задаваемого δ-функцией в правой части (24),

$$B_0(t, \vec{x}) = g \int d^3\vec{y}\, |\vec{x} - \vec{y}|^{-1} J_0^{Ph}(t, \vec{y}), \tag{A.5}$$

означает, как нетрудно видеть из (A.1), что компонента B_0 не только является решением (A.4), но и с необходимостью удовлетворяет (23).

Таким образом, формальное обращение $\Delta B_0 + gJ_0 = \Delta^{-1}(\Delta B_0 + g\Delta^{-1}J_0)$ аргумента δ-функции в левой части (24) имеет силу только при выполнении граничных условий (23) для B_0. Если же компонента B_0 имеет асимптотику (A.3), то вместо (24) имеет силу соотношение

$$\prod_{t,\vec{x}} \delta(\Delta B_0(t, \vec{x}) + gJ_0(t, \vec{x})) - \prod_{t,\vec{x}} \delta(B_0(t, \vec{x}) + B_0^f(t, \vec{x}) + \tag{A.6}$$
$$+ g \int d^4y\, \Delta^{-1}(x - y)\, J_0^{Ph}(y)),$$

где достаточно, чтобы решение уравнения Лапласа B_0^f удовлетворяло (A.3). Соотношение (A.6) перейдет в (24) только после принятия (23) для B_0 (а следовательно, в силу (A.1), (A.6), и для B_0^f), так как согласно теореме Лиувилля [15] единственное решение уравнения $\Delta B_0^f(t, \vec{x}) = 0$ в классе обобщенных функций, удовлетворяющих граничным условиям $\lim\limits_{|x| \to \infty} B_0^f(t, \vec{x}) = 0$, – это тривиальное решение. Таким образом, лишь после принятия условия $\lim\limits_{|x| \to \infty} B_0^f(t, \vec{x}) = 0$ мы получим эквивалентность (A.6) и (24), откуда в силу (A.1) и (A.5) следует, что $\lim\limits_{|x| \to \infty} B_0(t, \vec{x}) = 0$, что соответствует теореме [15] о единственности решения (A.5) уравнения Пуассона (A.4) в классе обобщенных функций, убывающих на бесконечности.

Важно подчеркнуть, что требование конечности действия, которое для поля B_μ имеет вид (A.3), приводит к тому, что асимптотики его разных компонент не являются независимыми. Из-за этого условие $\lim\limits_{|x| \to \infty} B_0(x) = 0$, выполнение которого, как мы показали, требуется в стандартном подходе, приводит к тому, что компоненты B_i с необходимостью обращаются в нуль на пространственной бесконечности, если они убывают на временной оси. Действительно, пусть $\lim\limits_{|x| \to \infty} B_0(t, \vec{x}) = 0$.

Тогда с учетом (A.3) получим $\partial_0 \lambda(x) = 0$, и если мы положим $\lim\limits_{|x| \to \infty} B_i(t, \vec{x}) = 0$, то в силу (A.3) получим $\partial_i \lambda(x) = 0$ и $\lim\limits_{|x| \to \infty} B_i(t, \vec{x}) = 0$.

Авторы благодарны А.А.Славнову и С.А.Фролову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Dahmen H.D., Sholz B., Steiner F. – Phys. Lett., 1982, 117B, No.5, p.339. Sholz B., Steiner F. Preprint DESY, 83-055, Hamburg, 1983. Steiner F. Preprint CERN, TH, 4384/86, Geneva, 1986.*
2. *Славнов А.А., Фролов С.А. – ТМФ, 1986, №3, с.360.*
3. *Muller V.F., Ruhl W. – Ann. Phys. (N.Y.), 1981, 1333, No.2, p.240. Caracciolo S., Girci G., Menotti R. – Phys. Lett., 1982, 113B, No.4, p.311.*
4. *Kummer W. – Acta Phys. Austr., 1975, 41, No.3, p.315. Konetshny W., Kummer W. – Nucl. Phys., 1975, B100, No.1, p.106; 1976, B108, No.3, p.397; 1977, B124, No.1, p.145.*
5. *Славнов А.А., Фаддеев Л.Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей. М.: Наука, 1978. Попов В.Н. Континуальные интегралы в квантовой теории поля и статистической физике. М.: Атомиздат, 1976.*
6. *Skachkov N.B., Shevchenko O.Yu. Preprint JINR E2-87-368, Dubna, 1987.*
7. *Дирак П.А.М. Принципы квантовой механики. М.: Наука, 1979.*
8. *Фаддеев Л.Д. – ТМФ, 1969, 1, №1, с.3*
9. *Sundermeyer K. Constrained Dynamics. Lecture Notes in Physics. Berlin: Springer-Verlag, 1982, v.169. Гитман Д.М., Тютин И.В. Каноническое квантование полей со связями. М.: Наука, 1986. Нестеренко В.В., Червяков А.М. ОИЯИ, Р2-86-323, Дубна, 1986.*
10. *Hanson A.J., Regge T., Teitelboim C. Constrained hamiltonian ysteme. Preprint Princeton University, 1974, Contrib. centro Linceo interdics di scienze mat. No.22, 19761.*
11. *Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1976. Ициксон К., Зюбер Ж.-Б. Квантовая теория поля. М.: Мир, 1984.*
73. *Charhabarti A. – Fortschr. Phys., 1987, 35, No.1, p.1.*
14. *Васильев А.Н., Письмак Ю.М. – Вестник ЛГУ, 1975, №10, с.7; 1975, №16, с.7.*
15. *Владимиров В.С. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1971.*

Рукопись поступила в издательский отдел
5 октября 1987 года.

Сисакян А.Н., Скачков Н.Б., Шевченко О.Ю. Р2-87-728
Квантование калибровочных полей
с учетом вторичных калибровочных условий.
Вторичные условия в конфигурационном
и фазовом пространствах

Показано, что в результате корректного перехода из фазового пространства в конфигурационное производящие функционалы S-матрицы и функций Грина, в отличие от соответствующих стандартных выражений в кулоновской калибровке, содержат две функциональные δ-функции под знаком интеграла по калибровочному полю. Совмещение этих δ-функций, во-первых, обеспечивает одновременное выполнение условия Кулона и закона Гаусса (закона Гаусса со взаимодействием и закона Гаусса в свободной форме до и после перехода к режиму теории возмущений соответственно) и, во-вторых, обеспечивает равенство числа независимых компонент векторного поля интегрирования числу физических степеней свободы калибровочного поля.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Sissakian A.N., Skachkov N.B., Shevchenko O.Yu. P2-87-728
Quantization of Gauge Fields under Secondary
Gauge Conditions. Secondary Conditions
in Configurational and Phase Spaces

In is shown that a correct transition from the phase to configurational space results in that the generating functionals of S-matrix and Green functions, unlike standard expressions in the Coulomb gauge, contain a product of two functional delta-functions in the integral over guarantees the gauge field. The product of these functions guarantees, first, simultaneous fulfilment of the Coulomb conditions and the Gauss law (the Gauss law with interaction and the Gauss law without interaction) and, second, the equality of the number of independent components of the vector field of integration to the number of physical degrees of freedom of the gauge field.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987

22 коп.

Редактор Е.К.Аксенова. Макет Н.А.Киселевой.

Подписано в печать 20.10.87.
Формат 60х90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,63.
Тираж 490. Заказ 39761.
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.