Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Б. Гейер, Д. М. Гитман, П. М. Лавров, О триплектическом квантовании калибровочных теорий, *ТМФ*, 2000, том 123, номер 3, 476–484

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf617>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.92.164.108

26 апреля 2023 г., 07:59:58

© 2000 г. Б. Гейер*, Д. М. Гитман[†], П. М. Лавров[‡]

О ТРИПЛЕКТИЧЕСКОМ КВАНТОВАНИИ КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕОРИЙ

Предложена модифицированная версия метода триплектического квантования, введенного в работах Баталина, Марнелиуса и Семихатова. Основные отличия состоят в переопределениях производящих уравнений и вакуумного функционала таким образом, чтобы исходное классическое калибровочно-инвариантное действие выступало в качестве граничного условия для производящих уравнений метода триплектического квантования.

1. ВВЕДЕНИЕ

Лагранжево квантование остается одним из привлекательных подходов к ковариантному квантованию калибровочных теорий благодаря главному преимуществу — возможности непосредственно построить квантовое эффективное действие минуя длительную процедуру канонического квантования с последующим интегрированием по импульсам в функциональном интеграле для получения производящего функционала функций Грина [1].

Хорошо известно, что калибровочные теории с замкнутой алгеброй линейно независимых генераторов в классе определенных калибровок допускают квантование в рамках правил Фаддеева–Попова (ФП-метод) [2]. Большинство физически интересных теорий, таких как теории Янга–Миллса, гравитации и т.п., принадлежат к сфере применения этого метода. Правила ФП сводятся к построению действия S_{eff} , зависящего от расширенного набора полей $\Phi = (A, B, C, \overline{C})$, который включает в себя, помимо исходных классических полей A , наборы вспомогательных полей B , необходимых для фиксирования калибровки, а также полей гостов C и антигостов $\overline{C}$. Замечательным фактом построенного действия является его инвариантность относительно глобальных нильпотентных БРСТ-преобразований [3, 4]. Вводя для каждого поля Φ соответствующий источник Φ^* (антиполе), можно выразить БРСТ-симметрию действия S_{eff} в виде нелинейного уравнения (уравнения Зинн–Жустена [5]) для действия S , с помощью которого описывается S_{eff} .

*Институт теоретической физики Лейпцигского университета, Лейпциг, Германия

[†]Институт физики университета Сан-Паулу, Сан-Паулу, Бразилия

[‡]Томский государственный педагогический университет, Томск, Россия

Для калибровочных теорий, алгебра калибровочных преобразований которых незамкнута (например, теория $N = 1$ супергравитации без вспомогательных полей [6]) или генераторы калибровочных преобразований линейно зависимы (как, например, в модели антисимметричного тензорного поля [7]), ФП-метод оказывается неприменим и требуется развитие методов квантования, которые можно использовать для произвольных калибровочных теорий. Первой схемой квантования калибровочных теорий общего вида явился метод Баталина–Вилковыского (БВ-метод) [8, 9], в основу которого был положен принцип БРСТ-симметрии, реализованный фактически в требовании, чтобы квантовое действие S , зависящее от полей Φ и антиполей Φ^* , удовлетворяло так называемому *мастер-уравнению* (аналог уравнения Зинн–Жустена [5]). Заметим, что в случае неприводимых (т.е. с линейно независимыми генераторами) калибровочных теорий конфигурационное пространство Φ БВ-метода [8] совпадает с конфигурационным пространством ФП-метода, в то время как в случае приводимых теорий необходимо вводить дополнительные наборы вспомогательных и гостовских полей [9].

Позднее было предложено $Sp(2)$ -ковариантное квантование [10–12], в котором гостовские и антигостовские поля рассматриваются равноправно с самого начала (в противоположность БВ-методу, где антигостовские поля появляются только на стадии фиксации калибровки) и наборы вспомогательных и гостовских полей классифицируются в терминах неприводимых представлений группы $Sp(2)$. Фактически эта схема квантования основана на принципе расширенной БРСТ-симметрии, включающей помимо БРСТ-симметрии также антиБРСТ-симметрию, открытую в работах [13, 14] для теорий янг-миллсовского типа в рамках ФП-метода. В $Sp(2)$ -формализме квантовое действие S зависит от дополнительного набора переменных, который включает, помимо переменных Φ БВ-метода, три новых набора антиполей, а именно $Sp(2)$ -дублета Φ_a^* ($a = 1, 2$) (источники БРСТ- и антиБРСТ-преобразований) и $Sp(2)$ -скаляра $\bar{\Phi}$ (источники смешанных БРСТ-антиБРСТ-преобразований).

В недавних работах [15] была представлена новая возможность обобщения $Sp(2)$ -метода, названная триплектическим квантованием. Эта возможность связана с дополнительным расширением конфигурационного пространства переменных, от которых зависит квантовое действие S , оно позволяет рассматривать все антиполя $Sp(2)$ -формализма равноправно. В частности, предлагается рассматривать поля π^a (которые параметризуют калибровки в функциональном интеграле $Sp(2)$ -метода) как антиканонически сопряженные антиполям $\bar{\Phi}$ с соответствующим переопределением расширенных антискобок. Таким образом, наряду с $Sp(2)$ -синглетами полей Φ теория также содержит $Sp(2)$ -дублеты полей π^a . Особенность нового подхода к квантованию калибровочных теорий [15] состоит в обобщении процедуры фиксации калибровки с помощью скалярного функционала X , являющегося решением соответствующих производящих уравнений. Замечательно, что, несмотря на широкий произвол в выборе X , в теории явно реализуется расширенная БРСТ-симметрия.

В настоящей работе мы предлагаем модифицированную схему триплектического квантования. Модификация состоит во введении новых (по сравнению с [15]) производящих уравнений как для квантового действия S , так и для калибровочного функциона-

ла X . Для формулировки самих производящих уравнений для X мы вводим новый набор антикоммутирующих нильпотентных операторов U^a и показываем, что вакуумный функционал в развиваемой нами схеме является калибровочно независимым (следовательно, и S -матрица не зависит от калибровки) и теория на квантовом уровне обладает явной глобальной суперсимметрией. Основная причина для переформулировки метода [15] связана с тем, что в оригинальной версии триплектического квантования производящие уравнения для квантового действия S сформулированы так, что исходное классическое действие S_0 не удовлетворяет этим уравнениям и не может рассматриваться как соответствующее граничное условие для этих уравнений в противоположность всем известным схемам ковариантного квантования [8–11, 16–18].

2. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Обозначим через $\Phi^A, \varepsilon(\Phi^A) \equiv \varepsilon_A$ полный набор полей конфигурационного пространства некоторой исходной классической калибровочной теории. Конкретный состав полей Φ^A для нас несуществен, и мы отсылаем читателя, интересующегося этим вопросом, к оригинальным работам [8, 9]. Следуя [10, 15], введем набор антиполей $\Phi_{Aa}^*, \varepsilon(\Phi_{Aa}^*) = \varepsilon_A + 1$, $\bar{\Phi}_A, \varepsilon(\bar{\Phi}_A) = \varepsilon_A$, а также набор полей $\pi^{Aa}, \varepsilon(\pi^{Aa}) = \varepsilon_A + 1$. На пространстве всех переменных $\Phi^A, \Phi_{Aa}^*, \pi^{Aa}, \bar{\Phi}_A$ для любых двух функционалов F и G определим расширенные антискобки

$$(F, G)^a = \frac{\delta F}{\delta \Phi^A} \frac{\delta G}{\delta \Phi_{Aa}^*} + \varepsilon^{ab} \frac{\delta F}{\delta \pi^{Ab}} \frac{\delta G}{\delta \bar{\Phi}_A} - (F \leftrightarrow G)(-1)^{(\varepsilon(F)+1)(\varepsilon(G)+1)}, \quad (1)$$

где ε^{ab} – антисимметричный постоянный тензор второго ранга, $\varepsilon^{12} = 1$. Определение (1) совпадает с определением расширенных антискобок в методе триплектического квантования [15] и суперантискобок в методе суперполевого квантования [16]. Среди алгебраических свойств расширенных антискобок (1) мы отметим лишь обобщенные тождества Якоби

$$(F, G)^{\{a, H\}^b} (-1)^{(\varepsilon(F)+1)(\varepsilon(H)+1)} + \text{cycle}(F, G, H) \equiv 0. \quad (2)$$

Здесь и далее фигурные скобки обозначают симметризацию по $Sp(2)$ -индексам a и b .

Введем далее набор операторов

$$\Delta^a = (-1)^{\varepsilon_A} \frac{\delta_l}{\delta \Phi^A} \frac{\delta}{\delta \Phi_{Aa}^*} + (-1)^{\varepsilon_A+1} \varepsilon^{ab} \frac{\delta_l}{\delta \pi^{Ab}} \frac{\delta}{\delta \bar{\Phi}_A}, \quad (3)$$

$$V^a = \varepsilon^{ab} \Phi_{Ab}^* \frac{\delta}{\delta \bar{\Phi}_A}, \quad (4)$$

$$U^a = (-1)^{\varepsilon_A+1} \pi^{Aa} \frac{\delta_l}{\delta \Phi^A}. \quad (5)$$

Заметим, что операторы Δ^a (3) уже появлялись как в схеме триплектического квантования [15], так, фактически, и в схеме суперполевого квантования [16]. Определение (4) операторов V^a отличается от соответствующих операторов триплектического квантования [15] и совпадает с использованными определениями в $Sp(2)$ -методе [10]. Введение операторов U^a (5) является новым по сравнению с [15].

Непосредственной проверкой нетрудно установить, что алгебра операторов (3)–(5) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \Delta^{\{a} \Delta^{b\}} &= 0, \\
 V^{\{a} V^{b\}} &= 0, \\
 \Delta^{\{a} V^{b\}} + V^{\{a} \Delta^{b\}} &= 0, \\
 U^{\{a} U^{b\}} &= 0, \\
 \Delta^{\{a} U^{b\}} + U^{\{a} \Delta^{b\}} &= 0, \\
 V^a U^b + U^b V^a &= 0, \\
 \Delta^a V^b + V^b \Delta^a + \Delta^a U^b + U^b \Delta^a &= 0.
 \end{aligned} \tag{6}$$

Действие операторов Δ^a (3) на произведение двух произвольных функционалов F и G

$$\Delta^a(F \cdot G) = (\Delta^a F) \cdot G + F \cdot (\Delta^a G)(-1)^{\varepsilon(F)} + (F, G)^a (-1)^{\varepsilon(F)} \tag{7}$$

может быть использовано для независимого определения расширенных антискобок (1). Действие любого из операторов Δ^a , V^a и U^a (3)–(5) на расширенные антискобки описывается правилом ($D^a = (\Delta^a, V^a, U^a)$)

$$D^{\{a}(F, G)^{b\}} = (D^{\{a} F, G)^{b\}} - (F, D^{\{a} G)^{b\}} (-1)^{\varepsilon(F)}. \tag{8}$$

Наряду с операторами Δ^a , V^a , U^a будут использоваться также операторы

$$\bar{\Delta}^a \equiv \Delta^a + \frac{i}{\hbar} V^a, \tag{9}$$

$$\tilde{\Delta}^a \equiv \Delta^a - \frac{i}{\hbar} U^a. \tag{10}$$

Из (6) следует, что алгебра этих операторов имеет вид

$$\bar{\Delta}^{\{a} \bar{\Delta}^{b\}} = 0, \tag{11}$$

$$\tilde{\Delta}^{\{a} \tilde{\Delta}^{b\}} = 0, \tag{12}$$

$$\bar{\Delta}^{\{a} \tilde{\Delta}^{b\}} + \tilde{\Delta}^{\{a} \bar{\Delta}^{b\}} = 0. \tag{13}$$

Используя эти два $Sp(2)$ -дублета нильпотентных антикоммутирующих операторов $\bar{\Delta}^a$, $\tilde{\Delta}^a$, мы формулируем ниже непротиворечивую схему триплектического квантования.

3. ПРОИЗВОДЯЩИЙ ФУНКЦИОНАЛ, КАЛИБРОВОЧНАЯ НЕЗАВИСИМОСТЬ

Обозначим через $S = S(\Phi, \Phi^*, \pi, \bar{\Phi})$ квантовое действие для исходной классической теории с действием S_0 как решение производящих уравнений

$$\frac{1}{2}(S, S)^a + V^a S = i\hbar \Delta^a S, \tag{14}$$

удовлетворяющее стандартному граничному условию

$$S|_{\Phi^*=\bar{\Phi}=h=0} = S_0. \quad (15)$$

Уравнения (14) можно переписать в эквивалентном виде

$$\bar{\Delta}^a \exp\left\{\frac{i}{\hbar} S\right\} = 0. \quad (16)$$

Определим вакуумный функционал в виде следующего функционального интеграла:

$$Z = \int d\Phi d\Phi^* d\pi d\bar{\Phi} d\lambda \exp\left\{\frac{i}{\hbar} \left(S + X + \Phi_{Aa}^* \pi^{Aa}\right)\right\}, \quad (17)$$

где $X = X(\Phi, \Phi^*, \pi, \bar{\Phi}, \lambda)$ – бозонный функционал, зависящий от новых переменных λ^A , $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_A$, как от параметров, и фиксирующий калибровку. Потребуем, чтобы функционал X удовлетворял производящим уравнениям

$$\frac{1}{2}(X, X)^a - U^a X = i\hbar \Delta^a X \quad (18)$$

или, что эквивалентно,

$$\tilde{\Delta}^a \exp\left\{\frac{i}{\hbar} X\right\} = 0. \quad (19)$$

Заметим, что производящие уравнения для квантового действия S (14) (или (16)) и калибровочного функционала X (18) (или (19)), а также форма вакуумного функционала Z (17) отличаются от соответствующих определений в методе триплектического квантования [15].

В силу тождеств (11) производящие уравнения (16) (или (14)) для квантового действия S совместны. Аналогичное утверждение справедливо и для калибровочного функционала X (18). Тождества (13) не приводят к дополнительным ограничениям на функционалы S, X . Действительно, рассмотрим, например, квантовое действие S , удовлетворяющее уравнениям (16). Тогда

$$0 = (\bar{\Delta}^{\{a} \tilde{\Delta}^{b\}} + \tilde{\Delta}^{\{a} \bar{\Delta}^{b\}}) \exp\left\{\frac{i}{\hbar} S\right\} = \bar{\Delta}^{\{a} \tilde{\Delta}^{b\}} \exp\left\{\frac{i}{\hbar} S\right\} = -\tilde{\Delta}^{\{a} \bar{\Delta}^{b\}} \exp\left\{\frac{i}{\hbar} S\right\} = 0.$$

Нетрудно получить простейшее решение для калибровочного функционала X , удовлетворяющее уравнениям (18) (или (19)). Действительно, рассмотрим функционал

$$\begin{aligned} X &= \left(\bar{\Phi}_A - \frac{\delta F}{\delta \Phi^A}\right) \lambda^A - \frac{1}{2} \varepsilon_{ab} U^a U^b F = \\ &= \left(\bar{\Phi}_A - \frac{\delta F}{\delta \Phi^A}\right) \lambda^A - \frac{1}{2} \varepsilon_{ab} \pi^{Aa} \frac{\delta^2 F}{\delta \Phi^A \delta \Phi^B} \pi^{Bb}, \end{aligned} \quad (20)$$

где $F = F(\Phi)$ – бозонный функционал, зависящий только от полей Φ^A . Непосредственной проверкой убеждаемся, что функционал X (20) удовлетворяет уравнениям (18). Если дополнительно потребовать, чтобы квантовое действие S не зависило от полей π^A , то функционал (17) совпадает с вакуумным функционалом в схеме $Sp(2)$ -ковариантного квантования [10, 11].

Рассмотрим некоторые свойства предлагаемой здесь модифицированной схемы триплектического квантования (14)–(19). Прежде всего заметим, что вакуумный функционал (17) является инвариантным относительно следующих глобальных суперпреобразований:

$$\delta\Gamma = (\Gamma, -S + X)^a \mu_a + \mu_a (V^a + U^a) \Gamma, \quad (21)$$

где μ_a представляет собой $Sp(2)$ -дублет постоянных антикоммутирующих параметров, а через Γ мы обозначили набор переменных $\Phi, \Phi^*, \pi, \bar{\Phi}$. Преобразования (21) выступают в качестве преобразований расширенной БРСТ-симметрии на пространстве переменных $\Phi, \Phi^*, \pi, \bar{\Phi}$. В частном случае выбора калибровочного бозона X в виде (20) мы имеем

$$\begin{aligned} \delta\Phi^A &= -\left(\frac{\delta S}{\delta\bar{\Phi}_{Aa}^*} - \pi^{Aa}\right)\mu_a, \\ \delta\Phi_{Aa}^* &= \mu_a \left(\frac{\delta S}{\delta\Phi^A} + \frac{\delta^2 F}{\delta\Phi^A \delta\Phi^B} \lambda^B + \frac{1}{2}(-1)^{\varepsilon_A} \varepsilon_{bc} \pi^{Bb} \frac{\delta^3 F}{\delta\Phi^B \delta\Phi^A \delta\Phi^D} \pi^{Dc}\right), \\ \delta\pi^{Aa} &= \varepsilon^{ab} \left(\frac{\delta S}{\delta\bar{\Phi}_A} - \lambda^A\right)\mu_b, \\ \delta\bar{\Phi}_A &= \mu_a \varepsilon^{ab} \left(\frac{\delta S}{\delta\pi^{Ab}} + \Phi_{Ab}^*\right) + \mu_a \frac{\delta^2 F}{\delta\Phi^A \delta\Phi^B} \pi^{Ba}. \end{aligned} \quad (22)$$

Рассмотрим теперь вопрос о зависимости вакуумного функционала Z (17) от калибровки. Заметим прежде всего, что любая допустимая вариация δX калибровочного функционала X должна удовлетворять уравнениям

$$(X, \delta X)^a - U^a \delta X = i\hbar \Delta^a \delta X. \quad (23)$$

Удобно ввести в рассмотрение $Sp(2)$ -дублет операторов $\hat{S}^a(X)$, определенных по правилу

$$(X, F)^a \equiv \hat{S}^a(X) \cdot F \quad (24)$$

и обладающих следующими свойствами:

$$\hat{S}^{\{a}(X) \hat{S}^{b\}}(X) = \hat{S}^{\{a} \left(\frac{1}{2} (X, X)^{b\} \right), \quad (25)$$

которые, в свою очередь, следуют из обобщенных тождеств Якоби (2). Тогда уравнения (23) могут быть представлены в виде

$$\hat{Q}^a(X) \delta X = 0, \quad (26)$$

где мы ввели $Sp(2)$ -дублет операторов $\hat{Q}^a$ по правилу

$$\hat{Q}^a(X) = \hat{S}^a(X) - i\hbar\tilde{\Delta}^a. \quad (27)$$

С учетом уравнений (18) можно заключить, что операторы $\hat{Q}^a$ образуют набор нильпотентных антикоммутирующих операторов:

$$\hat{Q}^{\{a}(X)\hat{Q}^{b\}}(X) = 0. \quad (28)$$

В силу соотношений (28) всякий функционал вида

$$\delta X = \frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a(X)\hat{Q}^b(X)\delta Y, \quad (29)$$

где δY – произвольный бозонный функционал, удовлетворяет уравнениям (26). Более того, по аналогии с теоремами, доказанными в работе [12], можно установить, что всякое решение уравнений (26), обращающееся в нуль при нулевых значениях всех переменных, от которых зависит функционал δX , имеет вид (29) с некоторым бозонным функционалом δY . В частном случае калибровочного функционала X (20) для его вариации δX мы имеем

$$\delta X = -\frac{\delta(\delta F)}{\delta\Phi^A}\lambda^A - \frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\pi^{Aa}\frac{\delta^2(\delta F)}{\delta\Phi^A\delta\Phi^B}\pi^{Bb} = -\frac{1}{2}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^a(X)\hat{Q}^b(X)\delta F \quad (30)$$

– представление (29) с $\delta Y = -\delta F$.

Обозначим через $Z_X \equiv Z$ значение вакуумного функционала (17), отвечающее выбору калибровочного условия в виде функционала X . В вакуумном функционале $Z_{X+\delta X}$ сделаем сначала замену переменных (21) с $\mu_a = \mu_a(\Gamma, \lambda)$, а затем дополнительную замену переменных

$$\delta\Gamma = (\Gamma, \delta Y_a)^a, \quad \varepsilon(\delta Y_a) = 1, \quad (31)$$

где $\delta Y_a = -i\hbar\mu_a(\Gamma, \lambda)$. Мы получим

$$Z_{X+\delta X} = \int d\Phi d\Phi^* d\pi d\bar{\Phi} d\lambda \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left(S + X + \delta X + \delta X_1 + \Phi_{Aa}^*\pi^{Aa}\right)\right\}, \quad (32)$$

где введено обозначение

$$\delta X_1 = 2\left((X, \delta Y_a)^a - U^a\delta Y_a - i\hbar\Delta^a\delta^a\right) = 2\hat{Q}^a(X)\delta Y_a. \quad (33)$$

Выберем функционалы δY_a в виде

$$\delta Y_a = \frac{1}{4}\varepsilon_{ab}\hat{Q}^b\bar{\delta Y}, \quad \varepsilon(\bar{\delta Y}) = 0. \quad (34)$$

Тогда представляя δX в форме (29) и отождествляя $\delta Y = -\bar{\delta Y}$, мы найдем, что

$$Z_{X+\delta X} = Z_X, \quad (35)$$

т.е. вакуумный функционал (а значит, и S -матрица в силу теоремы эквивалентности [19]) не зависит от калибровки. Заметим, что в частном случае (30) $\bar{\delta Y} = \delta F$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлена модифицированная версия триплектического квантования [15]. Модификация состоит в переопределении производящих уравнений для квантового действия S и калибровочного функционала X , а также в соответствующем переопределении вакуумного функционала Z . Для определения производящих уравнений для квантового действия и калибровочного функционала в [15] использовались операторы

$$V_{\text{ВМ}}^a = \frac{1}{2} \left(\varepsilon^{ab} \Phi_{Ab}^* \frac{\delta}{\delta \overline{\Phi}_A} + \pi^{Aa} (-1)^{\varepsilon_A+1} \frac{\delta_l}{\delta \Phi^A} \right) = \frac{1}{2} (U^a + V^a). \quad (36)$$

Использование производящих уравнений для квантового действия с операторами $V_{\text{ВМ}}^a$ (36) приводит к следующей характерной особенности триплектического квантования [15]: классическое действие исходной теории, определяемое как предел квантового действия при $\hbar \rightarrow 0$ и $\Phi^* = \overline{\Phi} = \pi = 0$, не удовлетворяет производящим уравнениям метода. В свою очередь, доказательство теорем существования решений производящих уравнений во всех известных схемах лагранжева квантования основаны на факте, что исходное классическое действие удовлетворяет соответствующим производящим уравнениям. Более того, с точки зрения суперполевого квантования [16], в котором вводятся операторы V^a и U^a , имеющие в компонентном представлении вид

$$\begin{aligned} V^a &= \varepsilon^{ab} \Phi_{Ab}^* \frac{\delta}{\delta \overline{\Phi}_A} - J_A \frac{\delta}{\delta \Phi_{Aa}^*}, \\ U^a &= (-1)^{\varepsilon_A+1} \pi^{Aa} \frac{\delta_l}{\delta \Phi^A} + (-1)^{\varepsilon_A} \varepsilon^{ab} \lambda^A \frac{\delta_l}{\delta \pi^{Ab}}, \end{aligned} \quad (37)$$

где J_A — обычные источники к полям Φ^A , операторы (36) не имеют определенного геометрического смысла, в то время как V^a и U^a (37) представляют собой операторы супертрансляций в суперпространстве на суперантиполях и суперполях вдоль дополнительных (грассмановых) координат. Используемые в данной работе операторы V^a (4) и U^a (5) могут рассматриваться как ограничения ($J_A = 0$, $\lambda^A = 0$) операторов (37), имеющих ясный геометрический смысл.

Заметим, что предложенная в данной работе модифицированная схема триплектического квантования обладает всеми привлекательными особенностями квантования [15]: в теории реализуется расширенная БРСТ-симметрия, вакуумный функционал и S -матрица не зависят от выбора калибровочного функционала, в частном случае выбора калибровочного функционала и решений производящих уравнений для квантового действия воспроизводятся результаты $Sp(2)$ -ковариантного квантования [10–12].

Благодарности. Работа одного из авторов (П.М.Л.) частично поддержана грантом Министерства образования РФ в области фундаментального естествознания, а также грантами INTAS 96-0308, РФФИ–DFG 99-02-04016 и РФФИ 99-02-16617. Д.М.Г. благодарит бразильские фонды CNPq и FAPESP за частичную финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] *Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков.* Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1976; *В. Н. Попов.* Континуальные интегралы в квантовой теории поля и статистической физике. М.: Атомиздат, 1976; *А. А. Славнов, Л. Д. Фаддеев.* Введение в квантовую теорию калибровочных полей. М.: Наука, 1978; *Д. М. Гитман, И. В. Тютин.* Каноническое квантование полей со связями. М.: Наука, 1986.
- [2] *L. D. Faddeev, V. N. Popov.* Phys. Lett. B. 1967. V. 25. P. 29.
- [3] *C. Becchi, A. Rouet, R. Stora.* Phys. Lett. B. 1974. V. 25. P. 344; Commun. Math. Phys. 1975. V. 42. P. 127.
- [4] *И. В. Тютин.* Калибровочная инвариантность в теории поля и статистической физике в операторной формулировке. Препринт № 39. М.: ФИАН СССР, 1975.
- [5] *J. Zinn-Justin.* Renormalization of gauge theories. In: Trends in Elementary Particle Theory. Lectures Notes in Physics. V. 37. Eds. H. Rollnik and K. Dietz. Berlin: Springer-Verlag, 1975. P. 2.
- [6] *S. Ferrara, D. Z. Freedman, P. van Nieuwenhuizen.* Phys. Rev. D. 1976. V. 13. P. 3214.
- [7] *D. Z. Freedman, P. K. Townsend.* Nucl. Phys. B. 1981. V. 177. P. 282.
- [8] *I. A. Batalin, G. A. Vilkovisky.* Phys. Lett. B. 1981. V. 102. P. 27.
- [9] *I. A. Batalin, G. A. Vilkovisky.* Phys. Rev. D. 1983. V. 28. P. 2567.
- [10] *I. A. Batalin, P. M. Lavrov, I. V. Tyutin.* J. Math. Phys. 1990. V. 31. P. 1487.
- [11] *I. A. Batalin, P. M. Lavrov, I. V. Tyutin.* J. Math. Phys. 1991. V. 32. P. 532.
- [12] *I. A. Batalin, P. M. Lavrov, I. V. Tyutin.* J. Math. Phys. 1991. V. 32. P. 2513.
- [13] *G. Curci, R. Ferrari.* Phys. Lett. B. 1976. V. 63. P. 91.
- [14] *I. Ojima.* Progr. Theor. Phys. Suppl. 1979. V. 64. P. 625.
- [15] *I. A. Batalin, R. Marnelius.* Phys. Lett. B. 1995. V. 350. P. 44; *I. A. Batalin, R. Marnelius, A. Semikhatov.* Nucl. Phys. B. 1995. V. 465. P. 249; *I. A. Batalin, R. Marnelius.* Nucl. Phys. B. 1996. V. 465. P. 521.
- [16] *P. M. Lavrov.* Phys. Lett. B. 1996. V. 366. P. 160; *П. М. Лавров.* ТМФ. 1996. V. 107. P. 229.
- [17] *П. М. Лавров, П. Ю. Мошин, А. А. Решетняк.* Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. С. 760; *P. M. Lavrov, P. Yu. Moshin, A. A. Reshetnyak.* Mod. Phys. Lett. A. 1995. V. 10. P. 2687.
- [18] *B. Geyer, P. M. Lavrov, D. Mülsch.* J. Math. Phys. 1999. V. 40. P. 674.
- [19] *Р. Е. Каллош, И. В. Тютин.* ЯФ. 1973. Т. 17. С. 190; *I. V. Tyutin.* Once again on the equivalence theorem. hep-th/0001050.

Поступила в редакцию 22.III.1999 г.,
после доработки 20.IX.1999 г.