Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

О. А. Хрусталев, М. В. Чичикина, Групповые переменные Боголюбова в релятивистской теории поля, *ТМФ*, 1997, том 111, номер 2, 242–251

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf1004>

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: 34.229.108.108

26 апреля 2023 г., 12:56:11

О. А. Хрусталеv*, М. В. Чичикина*

ГРУППОВЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ БОГОЛЮБОВА В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Для систем с сильной связью, инвариантных относительно преобразований группы Пуанкаре в $(1+1)$ -мерном пространстве-времени, определяются переменные Боголюбова, что позволяет совместить точный учет законов сохранения и регулярную теорию возмущений. В терминах переменных Боголюбова проводится вторичное квантование и обсуждается проблема редукции числа состояний поля. Обсуждается условие применимости теории возмущений.

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1950 г. Н. Н. Боголюбов в работе [1] сформулировал метод решения проблемы совмещения учета законов сохранения с регулярной теорией возмущений для систем с аддитивной связью. Для этого необходимо ввести в рассмотрение операторы, имеющие смысл параметров группы инвариантности лагранжиана. В терминах новых переменных гамильтониан можно представить в виде ряда по обратным степеням константы связи и применять обычную схему теории возмущений. Импульсы, канонически сопряженные к групповым переменным, представляют собой интегралы движения, которые определены групповыми свойствами гамильтониана. В силу симметрии гамильтониана эти переменные оказываются циклическими, что обеспечивает выполнение соответствующих законов сохранения. Введение избыточных переменных требует наложения некоторых дополнительных условий.

Дальнейшие исследования показали, что переменные Боголюбова могут иметь значительно более широкую область применения.

К настоящему времени накоплено большое количество примеров использования групповых переменных в теории сильной связи [2–7], статистической физике [8], релятивистской теории гравитации [9] и других областях теоретической физики [10–23].

Однако исследование систем, содержащих преобразование времени, сопряжено с некоторыми трудностями, поскольку явная структура гамильтониана как генератора трансляций по времени обнаруживается только после решения уравнений движения. В этой ситуации представляется естественным развитие такой схемы преобразования Бо-

*Московский государственный университет, Москва, Россия; e-mail: khurst@bog.msu.su; chichikina@hep.phys.msu.su

голюбова, когда групповые переменные определяются по некоторой схеме теории возмущений, уточняемой вместе с вычислением интегралов движения.

В данной работе этот метод формулируется на примере самодействующего скалярного поля. Для определенности рассматривается поле в $(1 + 1)$ -мерном пространстве-времени с лагранжианом

$$L(x) = \frac{1}{2}g^{\alpha\beta}\Phi_\alpha\Phi_\beta - g^2V\left(\frac{1}{g}\Phi\right), \quad (1.1)$$

$$x^a = (x^0, x^1) = (t, x), \quad \Phi_\alpha \equiv \frac{\partial\Phi}{\partial x^\alpha}, \quad g^{\alpha\beta} = \text{diag}(1, -1).$$

Лагранжиан инвариантен относительно преобразований группы Пуанкаре. Безразмерный параметр g считается большим, $g \gg 1$. В этом случае главным эффектом взаимодействия является рождение классического поля.

2. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ БОГОЛЮБОВА

Определим преобразование Боголюбова следующим образом: если $f(x)$ – некоторая произвольная функция, то

$$f(x) = gv(x') + u(x'), \quad (2.1)$$

где $v(x')$ – некоторая фиксированная функция, а переменные x' связаны с x обратным преобразованием Пуанкаре:

$$x'^\alpha = A_\beta^\alpha(\phi)(x^\beta - \tau^\beta).$$

Здесь

$$A_0^0 = A_1^1 = \text{ch } \phi, \quad A_0^1 = A_1^0 = -\text{sh } \phi,$$

$$\tau^a = (\tau^\alpha, \phi), \quad a = 0, 1, 2, \quad \alpha = 0, 1.$$

Поскольку τ^α рассматриваются как независимые переменные, то в правой части равенства (2.1) независимых переменных теперь на три больше, чем в левой. Чтобы уравнять число переменных, ограничим выбор функций $u(x')$.

Для этого используем следующую процедуру: выберем некоторую пространственноподобную кривую C и будем считать, что на ней заданы три функции $N^a(x')$ и их нормальные производные $N_n^a(x')$. Будем также считать, что на C известны нормальные производные $u_n(x')$, и потребуем выполнения трех условий:

$$\omega(N^a, u) = \int_C d\lambda (N_n^a(x')u(x') - N^a(x')u_n(x')) = 0. \quad (2.2)$$

Для простоты ограничимся вначале прямыми линиями C : $x^\alpha = \lambda e^\alpha$. Вариация x' при вариации параметров равна

$$\delta x'^\alpha = X_a^\alpha(x')\delta\tau^a,$$

$$X_\beta^\alpha = -A_\beta^\alpha(\phi), \quad X_2^\alpha = -t_\beta^\alpha x'^\beta,$$

$$t_0^0 = t_1^1 = 0, \quad t_0^1 = t_1^0 = 1.$$

Ниже будут сформулированы условия, при которых формы $\omega(N^a, u)$ инвариантны относительно изменения параметров τ^a .

Подстановка в дополнительные условия выражения $u(x')$ по формуле (2.1) дает уравнения, определяющие групповые параметры τ^a как функционалы $f(x)$ и $f_n(x)$ на прямой C :

$$\int_C d\lambda \left(N^a(x') n'^\alpha \frac{\partial}{\partial x'^\alpha} (f(x) - gv(x')) - n'^\alpha \frac{\partial N^a(x')}{\partial x'^\alpha} (f(x) - gv(x')) \right) = 0. \quad (2.3)$$

Используя инвариантность форм $\omega(N^a, u)$ относительно вариаций τ^a , получим

$$\int_C d\lambda \left(\tilde{N}^c(x') \delta f_n(x) - \tilde{N}_n^c(x') \delta f(x) \right) - \delta \tau^b R_b^c - g \delta \tau^c = 0, \quad (2.4)$$

здесь

$$\tilde{N}^a(x') = D_b^a N^b(x'), \quad (2.5)$$

матрица D_b^a определена соотношениями

$$D_b^{-1a} = \omega(N^a, M_b), \quad (2.5a)$$

где

$$v_\gamma(x') X_b^\gamma(x') = -M_b(x'). \quad (2.5b)$$

Далее,

$$R_a^b = \int_C d\lambda \left(\tilde{T}_a^b(x') u_n(x') - \tilde{T}_{na}^b(x') u(x') \right),$$

где

$$\tilde{N}^a(x') X_b^\gamma(x') = -\tilde{T}_b^a(x').$$

Заметим, что

$$\omega(\tilde{N}^a, M_b) = \delta_b^a.$$

Соотношения (2.4) позволяют сформулировать уравнения (2.3) в дифференциальной форме:

$$\frac{\delta \tau^a}{\delta f(x)} = -\frac{1}{g} Q_b^a \tilde{N}_n^b(x'), \quad \frac{\delta \tau^a}{\delta f_n(x)} = \frac{1}{g} Q_b^a \tilde{N}^b(x'),$$

где величины Q_b^a удовлетворяют уравнениям

$$Q_b^a = \delta_b^a - \frac{1}{g} R_c^a Q_b^c.$$

Следствием дополнительных условий (2.2) является линейная зависимость между функциональными производными по $u(x')$ и $u_n(x')$:

$$\int_C d\lambda \left(M_a(x') \frac{\delta}{\delta u(x')} + M_{na}(x') \frac{\delta}{\delta u_n(x')} \right) = 0. \quad (2.6)$$

Прямые вычисления производных по $f(x)$ и $f_n(x)$ в новых переменных приводят к формулам

$$\begin{aligned}\frac{\delta}{\delta f(x)} &= \frac{\delta}{\delta u(x')} + \frac{\delta \tau^a}{\delta f(x)} \left(\frac{\partial}{\partial \tau^a} + S_a \right), \\ \frac{\delta}{\delta f_n(x)} &= \frac{\delta}{\delta u_n(x')} + \frac{\delta \tau^a}{\delta f_n(x)} \left(\frac{\partial}{\partial \tau^a} + S_a \right),\end{aligned}$$

здесь операторы S_a определены соотношениями

$$S_a = \int_C d\lambda \left(u_a(x') \frac{\delta}{\delta u(x')} + u_{na}(x') \frac{\delta}{\delta u_n(x')} \right).$$

3. ВТОРИЧНОЕ КВАНТОВАНИЕ В ТЕРМИНАХ ПЕРЕМЕННЫХ БОГОЛЮБОВА

Операторы $\hat{q}(x)$ и $\hat{p}(x)$

$$\hat{q}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(f_n(x) + i \frac{\delta}{\delta f(x)} \right), \quad \hat{p}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(f(x) - i \frac{\delta}{\delta f_n(x)} \right), \quad (3.1)$$

действующие в пространстве L функционалов F со скалярным произведением

$$\langle F_1 | F_2 \rangle = \int Df Df_n F_{1n}[f, f_n] F_2[f, f_n]$$

самосопряжены. Они удовлетворяют формальному коммутационному соотношению

$$[\hat{q}(x), \hat{p}(x')] = i\delta(x - x'). \quad (3.2)$$

Это соотношение позволяет трактовать $\hat{q}(x)$ и $\hat{p}(x)$ как операторы координаты и импульса и развить схему вторичного квантования.

Однако непосредственное применение этой процедуры приводит к удвоению числа возможных состояний поля. Это связано с существованием самосопряженных операторов

$$\tilde{q}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(f(x) + i \frac{\delta}{\delta f_n(x)} \right), \quad \tilde{p}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(f_n(x) - i \frac{\delta}{\delta f(x)} \right),$$

удовлетворяющих перестановочному соотношению (3.2) и коммутирующих с $\hat{q}(x)$ и $\hat{p}(x)$.

Операторы $\tilde{q}(x)$ и $\tilde{p}(x)$ также порождают некоторые операторы рождения и уничтожения, которые действуют в фоковском пространстве, ортогональном описанному выше. Таким образом, схема квантования, основанная на реализации операторов поля по формуле (3.1), нуждается в последующей редукции числа состояний. Одним из способов редукции числа состояний является, например, голоморфное представление.

Если векторы состояния определяются такими функционалами $F[f, f_n]$, на которых $\frac{\delta}{\delta f(x)}$ и $\frac{\delta}{\delta f_n(x)}$ сводятся к операторам:

$$\frac{\delta}{\delta f(x)} \longrightarrow \frac{\delta}{\delta f(x)} - if_n(x), \quad \frac{\delta}{\delta f_n(x)} \longrightarrow -if(x),$$

то

$$\hat{q}(x) \longrightarrow \sqrt{2}f(x), \quad \hat{p} \longrightarrow i\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\delta}{\delta f(x)}.$$

Можно рассмотреть пространство функционалов $F[z, z^*]$, изоморфное пространству $F[f, f_n]$. Если определить

$$z = f(x) + if_n(x), \quad z^* = f(x) - if_n(x),$$

то $\hat{q}(x)$ и $\hat{p}(x)$ определяются как операторы

$$\hat{q}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(z(x) - \frac{\delta}{\delta z^*(x)}\right), \quad \hat{p}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}i}\left(z^*(x) + \frac{\delta}{\delta z(x)}\right).$$

В пространстве $F[z, z^*]$ редукция числа состояний производится выбором векторов состояния в форме

$$F = \exp\left(\int z^*(x)z(x) dx\right)\Phi[z].$$

Нетрудно убедиться в том, что вектор

$$F_0 = \exp\left(\int z^*(x)z(x) dx\right)$$

является вакуумом операторов

$$\tilde{q}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(z^*(x) - \frac{\delta}{\delta z(x)}\right), \quad \tilde{p}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}i}\left(z(x) + \frac{\delta}{\delta z^*(x)}\right),$$

т. е. реализация операторов $\hat{q}(x)$ и $\hat{p}(x)$ фактически сводится к голоморфному представлению. Дополнительные условия, связывающие $u(x')$ и $u_n(x')$, возникшие при переходе к представлению Боголюбова, не позволяют непосредственно использовать голоморфное представление для редукции числа состояний.

В дальнейшем будет выбрана следующая схема: воспользовавшись преобразованием Боголюбова (2.1) и не обращая внимания на появление избыточных состояний, разовьем регулярную схему теории возмущений. Редукция числа состояний будет произведена только после этого, т. е. схема редукции будет зависеть от динамических уравнений системы.

4. ИНТЕГРАЛЫ ДВИЖЕНИЯ

Интегралы движения, порождаемые группой симметрии лагранжиана (1.1), суть вектор энергии-импульса и генератор преобразования Лоренца:

$$\begin{aligned} P_0 &= \beta \int_C d\lambda \left(\frac{1}{2} u^2(x') + \frac{1}{2} u_\lambda^2(x') + V \right) - \alpha \int_C d\lambda (u_\lambda(x') u_n(x')), \\ P_1 &= -\alpha \int_C d\lambda \left(\frac{1}{2} u^2(x') + \frac{1}{2} u_\lambda^2(x') + V \right) + \beta \int_C d\lambda (u_\lambda(x') u_n(x')), \\ M &= \int_C \lambda d\lambda \left(\frac{1}{2} u_n^2(x') + \frac{1}{2} u_\lambda^2(x') + V \right). \end{aligned} \quad (4.1)$$

Здесь α и β — параметры, задающие переменные t и x на прямой C :

$$t = \alpha\lambda, \quad x = \beta\lambda.$$

В дальнейшем будем обозначать

$$\begin{aligned} H &= \int_C d\lambda \left(\frac{1}{2} u^2(x') + \frac{1}{2} u_\lambda^2(x') + V \right), \\ P &= \int_C d\lambda (u_\lambda(x') u_n(x')). \end{aligned}$$

Поскольку $g \gg 1$, порядок входящих в $q(x')$ и $p(x')$ операторов $\frac{\partial}{\partial \tau^\alpha}$ есть $O(\frac{1}{g})$. Для того чтобы повысить порядок этих операторов, совершим каноническое преобразование:

$$\psi \longrightarrow e^{ig^2 J} \psi. \quad (4.2)$$

Если ввести обозначение

$$T_c = K_c + R_c^a r_a,$$

где

$$K_a = iS_a + i \frac{\partial}{\partial \tau^a}, \quad r_c = R_c^a J_a,$$

и определить

$$\begin{aligned} F(x') &= \frac{1}{\sqrt{2}} (v(x') - J_a \tilde{N}^a(x')), \\ Q(x') &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(u(x') + i \frac{\delta}{\delta u_n(x')} - \tilde{N}^b(x') r_b \right), \\ P(x') &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(u_n(x') - i \frac{\delta}{\delta u(x')} - \tilde{N}_n^b(x') r_b \right), \\ A(x') &= \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{N}^b(x') Q_b^c T_c, \end{aligned}$$

то операторы $\hat{p}(x)$ и $\hat{q}(x)$ принимают вид

$$\begin{aligned}\hat{q}(x) &= gF(x') + Q(x') + \frac{1}{g}A(x'), \\ \hat{p}(x) &= gF_n(x') + P(x') + \frac{1}{g}A_n(x').\end{aligned}$$

После перехода к новым переменным интегралы движения примут вид рядов по обратным степеням константы связи:

$$O = g^2 O_{-2} + g O_{-1} + O_0 + \frac{1}{g} O_1 + \dots \quad (4.3)$$

Теперь проведем процедуру квантования, делая следующие замены:

$$u(x') \longrightarrow \hat{q}(x), \quad u_\lambda(x') \longrightarrow \hat{q}_\lambda(x), \quad u_n(x') \longrightarrow \hat{p}(x).$$

Тогда интегралы движения (4.1) станут операторами.

5. НЕОБХОДИМОЕ УСЛОВИЕ ПРИМЕНИМОСТИ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

В разложениях (4.3) операторы O_{-2} сводятся к C -числам, а операторы O_{-1} линейны по $u(x')$, $u_n(x')$, $\frac{\partial}{\partial u(x')}$, $\frac{\partial}{\partial u_n(x')}$. Поскольку не существует нормируемых собственных векторов этих операторов, то для построения регулярной теории возмущений необходимо обратить их в нуль.

Выясним, возможно ли это. Если выполняются граничные условия

$$F_\lambda(x')Q(x')\Big|_{\partial C} = 0, \quad F_n(x')Q(x')\Big|_{\partial C} = 0,$$

то операторы H_{-1} , P_{-1} можно представить в форме

$$\begin{aligned}H_{-1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \int_C d\lambda (F_n(x')u_n(x') + B(x')u(x')) + \\ &\quad + i \frac{1}{\sqrt{2}} \int_C d\lambda \left(F_n(x') \frac{\delta}{\delta u(x')} - B \frac{\delta}{\delta u_n(x')} \right) - \\ &\quad - \frac{r_b}{\sqrt{2}} \int_C d\lambda (F_n(x')\tilde{N}_n^b(x') + B(x')\tilde{N}^b(x')), \\ P_{-1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \int_C d\lambda (F_\lambda(x')u_n(x') - F_{n\lambda}(x')u(x')) - \\ &\quad - i \frac{1}{\sqrt{2}} \int_C d\lambda \left(F_{n\lambda}(x') \frac{\delta}{\delta u(x')} + F_\lambda(x') \frac{\delta}{\delta u_n(x')} \right) - \\ &\quad - \frac{r_b}{\sqrt{2}} \int_C d\lambda (F_\lambda(x')\tilde{N}_n^b(x') - F_{n\lambda}(x')\tilde{N}^b(x')), \end{aligned}$$

где

$$B(x') = -F_{\lambda\lambda}(x') + V'(F).$$

Известно, что существует равная нулю линейная форма по $\frac{\delta}{\delta u(x')}$ и $\frac{\delta}{\delta u_n(x')}$ (формула (2.6)). Линейная форма от производных в H_{-1} обратится в нуль, если потребовать, чтобы $F_n(x')$ и $B(x')$ были линейно связаны с $M_a(x')$ и $M_{an}(x')$:

$$\begin{aligned} F_n(x') &= c^a M_a(x'), \\ B(x') &= -c^a M_{an}(x'). \end{aligned}$$

Аналогичным образом можно устранить производные в P_{-1} .

Линейные формы производных по $u(x')$ и $u_n(x')$ в операторах H_{-1} и P_{-1} одновременно обратятся в нуль, если на прямой справедливо соотношение

$$F_{nn}(x') - F_{\lambda\lambda}(x') + V'(F) = 0.$$

Содержащиеся в H_{-1} и P_{-1} линейные формы по $u(x')$ и $u_n(x')$ обращаются в нуль, если на C выполнены условия

$$v(x') = \tilde{N}^a(x') J_a, \quad F(x') = \sqrt{2}v(x').$$

Прямые вычисления показывают, что если дополнительно выполняется граничное условие

$$\lambda F_\lambda(x') Q(x')|_{\partial C} = 0,$$

то слагаемое M_{-1} также обращается в нуль.

Условия обращения в нуль операторов O_{-1} позволяют представить параметры канонического преобразования (4.2) в виде функционалов $F(x')$ и $F_n(x')$:

$$J_a = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_C d\lambda (F_n(x') M_a(x') - F(x') M_{an}(x')).$$

В дальнейшем будем считать, что $F(x)$ определяется как решение волнового уравнения

$$F_{tt} - F_{xx} + V'(F) = 0,$$

и значения $F(x')$ и $F_n(x')$ на C — это решение задачи Коши на C . В силу определения (2.5б) функции M_a удовлетворяют линейному волновому уравнению

$$y_{tt} - y_{xx} + V''(F)y = 0.$$

6. ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОСТЬ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ УСЛОВИЙ

Вернемся к условиям

$$\omega(\tilde{N}^a, u) = 0, \quad \omega(\tilde{N}^a, M_b) = 0.$$

Они не будут зависеть от выбора прямой C , если определить $N^a(x')$, $u(x')$ как решения уравнения с граничными условиями на C .

Покажем это. При вариации параметров τ^a получаем

$$\delta x''^\alpha = \delta x'^\alpha + X_a^\alpha(x', \tau) \delta \tau^a.$$

Пусть

$$\omega(A, B) = \int_C d\lambda (A_n(x')B(x') - A(x')B_n(x')).$$

Вычислим, как преобразуется $\omega(A, B)$ при переходе к величинам x''^α :

$$\begin{aligned} \delta\omega(A, B) = & -A_\alpha^\gamma \delta\tau^\alpha \left(n'_\gamma \int_C d\lambda \left((A_n(x')B(x'))_n - (A(x')B_n(x'))_n \right) + \right. \\ & + e'_\gamma \int_C d\lambda \frac{\partial}{\partial\lambda} (A(x')B_n(x') - A_n(x')B(x')) \Big) - \\ & - \delta\phi \int_C d\lambda \frac{\partial}{\partial\lambda} (\lambda A_\lambda(x')B(x') - \lambda A(x')B_\lambda(x')) + \\ & + \delta\phi t_\alpha^\gamma A_\beta^\alpha \tau^\beta \int_C d\lambda \left((A_n(x')B(x'))_\gamma - (A(x')B_n(x'))_\gamma \right). \end{aligned}$$

Если A и B – решения волнового уравнения

$$y_{tt} - y_{xx} + U(t, x)y(t, x) = 0,$$

то

$$\begin{aligned} y_{nn} - y_{\lambda\lambda} + Uy &= 0, \\ (A_n(x')B(x'))_n - (A(x')B_n(x'))_n &= \frac{\partial}{\partial\lambda} (A_\lambda(x')B(x') - A(x')B_\lambda(x')). \end{aligned}$$

Таким образом, если $A(x')$ и $B(x')$ – решения волнового уравнения и

$$\begin{aligned} (A(x')B_n(x') - A_n(x')B(x')) \Big|_{\partial C} &= 0, \\ (A_\lambda(x')B(x') - A(x')B_\lambda(x')) \Big|_{\partial C} &= 0, \\ \lambda(A_\lambda(x')B - A(x')B_\lambda(x')) \Big|_{\partial C} &= 0, \end{aligned}$$

то функционал не зависит от выбора параметров τ^α .

Свойство $u(x')$ быть решением линейного волнового уравнения с подходящими граничными условиями на C появилось у нас не как прямое следствие вариационного принципа, а как условие возможности применения теории возмущений.

Это свойство будет использовано при анализе интегралов движения в нулевом порядке в следующей статье.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе решалась задача совместности схемы теории возмущений с законами сохранения в случае систем с сильной связью.

После определения переменных Боголюбова получены выражения для групповых параметров как функционалов исходных полевых переменных в дифференциальной форме.

Явно определен вид линейной зависимости между функциональными производными по $u(x')$ и $u_n(x')$.

Найдено необходимое условие применимости регулярной теории возмущений: классическая составляющая должна быть решением уравнения движения.

В следующей публикации будет построено пространство состояний, в котором можно провести редукцию избыточных переменных. Одновременно будут даны выражения для интегралов движения и оператора поля с точностью до нулевого порядка по обратным степеням константы связи.

Список литературы

- [1] Н. Н. Боголюбов. УМЖ. 1950. Т. 2. С. 3–24.
- [2] Е. П. Солодовникова, А. Н. Тавхелидзе, О. А. Хрусталева. ТМФ. 1972. Т. 10. С. 162–181; Т. 11. С. 317–330; 1973. Т. 12. С. 164–178.
- [3] Е. П. Солодовникова, А. Н. Тавхелидзе. ТМФ. 1974. Т. 21. С. 13–29.
- [4] С. В. Семенов. ТМФ. 1974. Т. 18. С. 353–366.
- [5] А. В. Шургая. ТМФ. 1976. Т. 28. С. 223–231.
- [6] О. Д. Тимофеевская. ТМФ. 1978. Т. 37. С. 326–335.
- [7] С. Т. Завтрак, Л. И. Комаров, И. Д. Феранчук. ТМФ. 1981. Т. 47. С. 55–66.
- [8] Р. В. Джолос, В. Г. Картавенко, В. Рыбарска. ТМФ. 1974. Т. 20. С. 353–363.
- [9] К. А. Свешников, П. К. Силаев, О. А. Хрусталева. ТМФ. 1989. Т. 80. С. 173–191.
- [10] С. В. Тябликов. ЖЭТФ. 1951. Т. 21. С. 377–383; ФТТ. 1961. Т. 3. С. 3445–3460.
- [11] В. А. Москаленко. ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 346–354.
- [12] П. Н. Боголюбов, А. Е. Дорохов. ТМФ. 1982. Т. 51. С. 224–233.
- [13] О. Д. Тимофеевская. ТМФ. 1983. Т. 54. С. 464–468.
- [14] В. Г. Борняков, О. Д. Тимофеевская. ТМФ. 1983. Т. 55. С. 205–215.
- [15] N. H. Christ, T. D. Lee. Phys. Rev. D. 1975. V. 12. P. 1606–1627.
- [16] E. Tomboulis. Phys. Rev. D. 1975. V. 12. P. 1678–1683.
- [17] M. Greutz. Phys. Rev. D. 1975. V. 12. P. 3126–3144.
- [18] К. А. Свешников. ТМФ. 1985. Т. 55. С. 361–384; 1988. Т. 74. С. 373–391.
- [19] О. Д. Тимофеевская. В кн.: Проблемы физики высоких энергий и квантовая теория поля (Труды V Международного семинара). Т. 1. Серпухов: ИФВЭ, 1982.
- [20] V. A. Matveev. Nucl. Phys. B. 1977. V. 121. P. 403–415.
- [21] O. A. Khrustalev, A. V. Razumov, A. Yu. Taranov. Nucl. Phys. B. 1980. V. 172. P. 44–58.
- [22] А. В. Разумов, А. Ю. Таранов. ТМФ. 1982. Т. 52. С. 34–42; 1983. Т. 57. С. 232–237.
- [23] A. V. Razumov. J. Math. Phys. 1990. V. 31. P. 1416–1421.

Поступила в редакцию 11.XII.1996 г.

O. A. Khrustalev, M. V. Chichikina

BOGOLIUBOV GROUP VARIABLES IN THE RELATIVISTIC QUANTUM FIELD THEORY

Bogoliubov group variables are defined for the Poincare-invariant systems with a strong coupling in the (1+1)-dimensional space-time that makes possible to combine accurate account of conservation laws with perturbation theory. In terms of Bogoliubov group variables secondary quantization is prosecuted and the problem of states number reduction is considered. The condition of applicability of perturbation theory is discussed.