Гамильтонов формализм со связями для теорий поля с несвободно–порождённой калибровочной симметрией общего вида

В. А. Абакумова,* С. Л. Ляхович†
Национальный исследовательский Томский государственный университет, физический факультет, кафедра квантовой теории поля
Россия, 634050, Томск, пр-т Ленина, д. 36
(Статья поступила 26.01.2021; Подписана в печать 04.03.2021)

Рассматривается гамильтонова формулировка со связями любого конечного порядка для теорий поля общего вида с несвободно–порождённой калибровочной симметрией. Отмечается, что переопределение гамильтониана добавлением связей, а также линейное комбинирование связей всех порядков, не меняет калибровочных тождеств, а, следовательно, и преобразований несвободно-порождённой калибровочной симметрии. Общий формализм иллюстрируется на примере модели линеаризованной унимодулярной гравитации, для которой также демонстрируется тривиальность кубичной вершины, пропорциональной функции пополнения свободной теории, в гамильтоновом формализме.

PACS: 11.15.-q, 11.10.Ef УДК: 530.1.
Ключевые слова: гамильтонов формализм со связями, калибровочная симметрия, унимодулярная гравитация.

ВВЕДЕНИЕ

Теории с несвободно–порождённой калибровочной симметрией представляют собой важный класс моделей современной теории поля. Характерной особенностью данного класса теорий является то, что их калибровочные параметры не являются произвольными функциями пространственно–временных координат, а подчинены дифференциальным связям.

Наиболее известным примером несвободно–порождённой калибровочной симметрии является диффеоморфизм, сохраняющий объём, в теории унимодулярной гравитации [1]. Различные аналоги линеаризованной унимодулярной гравитации [2, 3] содержатся среди теорий полей высших спинов [4, 5]. В то время как конкретные модели с несвободно–порождённой калибровочной симметрией известны в течение продолжительного времени, общая теория для данного класса калибровочных систем начала развиваться относительно недавно. В работе [6] описана общая структура несвободно–порождённой калибровочной симметрии в лагранжевом формализме. В работе [7] для рассматриваемого класса систем построен БВ-БРСТ формализм. Гамильтонов БФВ-БРСТ формализм разработан в работах [8, 9].

Настоящая статья представляет собой материалы доклада, представленного на конференции «Ломоносов-2020», в основном опиравшегося на работы авторов [8, 9], и содержит краткий обзор полученных в них результатов. Так, в статье рассматриваются основные свойства лагранжевого описания несвободно–порождённой калибровочной алгебры, необходимые для построения соответствующего гамильтонова аналога, описывается общая гамильтонова структура несвободно–порождённой калибровочной симметрии. Кроме того, в настоящей работе дополнительно рассматривается вопрос, связанный с тривиальностью кубичной вершины в модели линеаризованной унимодулярной гравитации, предлагается метод, позволяющий контролировать (не)тривиальность вершин в теориях с несвободно–порождённой калибровочной симметрией гамильтоновыми средствами. Также для модели линериазованной унимодулярной гравитации приводится решение, не допустимое с точки зрения её аналогов со свободными калибровочными параметрами, и выясняется его геометрическая природа. Демонстрируется, что это решение приближает в плоском пространстве динамику соответствующей модели в пространстве постоянной кривизны.

1. НЕСВОБОДНО–ПОРОЖДЁННАЯ КАЛИБРОВОЧНАЯ СИММЕТРИЯ

Рассмотрим некоторую теорию поля, уравнения движения $\partial_i S = 0$ которой удовлетворяют тождествам

$$\Gamma^i_\alpha \partial_i S \equiv -\Gamma^a_\alpha \tau_a, \tag{1}$$

где τ_a — функции пополнения, обращающиеся в ноль на уравнениях движения, но не представимые в виде их линейной комбинации, Γ^a_α — дифференциальные операторы с не более чем конечным ядром. Тогда действие S инвариантно относительно преобразований несвободно–порождённой калибровочной симметрии

$$\delta_\varepsilon \phi^i = \Gamma^i_\alpha \varepsilon^\alpha \tag{2}$$

с калибровочными параметрами, подчинёнными уравнениям

$$\Gamma^a_\alpha \varepsilon^\alpha = 0. \tag{3}$$

*E-mail: abakumova@phys.tsu.ru
†E-mail: sll@phys.tsu.ru

Ядро M генератора несвободно–порождённой калибровочной симметрии Γ^a_α,

$$\Gamma^a_\alpha u_a = 0 \ \Leftrightarrow \ u_a \in M = \operatorname{Ker}\Gamma^a_\alpha, \ \dim M = n \in \mathbb{N}, \quad (4)$$

понимается как пространство модулей теории и параметризовано конечным числом постоянных параметров Λ. Функции пополнения τ_a в модифицированных тождествах Нётер (1) определены по модулю ядра M, т. е.

$$\tau_a - u_a^A \Lambda_A \approx 0. \quad (5)$$

Конкретные значения модулярных параметров, в том числе отличные от нуля, определяются асимптотикой поля на бесконечности. Так, например, в разделе 3 приводится решение, содержащее ненулевой модулярный параметр Λ, играющий роль космологической постоянной, для модели линеаризованной унимодулярной гравитации.

2. ГАМИЛЬТОНОВ ФОРМАЛИЗМ

Рассмотрим гамильтоново действие теории с первичными связями T_{α_1},

$$S_H = \int dt\big(p_i \dot{q}^i - H_T\big), \quad H_T = H + \lambda^{\alpha_1} T_{\alpha_1}, \quad (6)$$

где роль полей принадлежит каноническим переменным q^i, p_i, а также лагранжевым множителям λ^{α_1}. Здесь и далее суммирование по повторяющемуся индексу подразумевает интегрирование по пространству. Соответствующие уравнения движения имеют вид

$$\frac{\delta S}{\delta p_i} \equiv \dot{q}^i - \{q^i, H_T\} = 0, \quad \frac{\delta S}{\delta q^i} \equiv -\dot{p}_i + \{p_i, H_T\} = 0,$$
$$\frac{\delta S}{\delta \lambda^{\alpha_1}} \equiv -T_{\alpha_1} = 0. \quad (7)$$

Предполагается, что в системе отсутствуют связи второго рода.

Согласно алгоритму Дирака–Бергмана, производная по времени первичных связей сводится к линейной комбинации первичных и вторичных связей,

$$\frac{d}{dt}T_{\alpha_1} = \{T_{\alpha_1}, H_T\} = V^{\beta_1}_{\alpha_1} T_{\beta_1} + \Gamma^{\alpha_2}_{\alpha_1} T_{\alpha_2} = 0. \quad (8)$$

Несвободно–порождённая калибровочная симметрия соответствует случаю, когда $\Gamma^{\alpha_2}_{\alpha_1}$ — дифференциальный оператор с не более чем конечным ядром. Аналогично, условия сохранения вторичных связей приводят к возникновению третичных связей и т. д.,

$$\frac{d}{dt}T_{\alpha_l} = \frac{\partial}{\partial t}T_{\alpha_l} + \{T_{\alpha_l}, H_T\} = \sum_{m=1}^{l} V^{\beta_m}_{\alpha_l} T_{\beta_m} +$$
$$+ \Gamma^{\alpha_{l+1}}_{\alpha_l} T_{\alpha_{l+1}} = 0, \quad l = 2, \ldots, n-1, \quad (9)$$

где $\Gamma^{\alpha_{l+1}}_{\alpha_l}$ — дифференциальные операторы с не более чем конечным ядром. Алгоритм обрывается, когда новых связей не возникает,

$$\frac{d}{dt}T_{\alpha_n} = \frac{\partial}{\partial t}T_{\alpha_n} + \{T_{\alpha_n}, H_T\} = \sum_{m=1}^{n} V^{\beta_m}_{\alpha_n} T_{\beta_m} = 0. \quad (10)$$

Соотношения (8)–(10) определяют связи T_{α_k}, $k = 2, \ldots, n$, по модулю ядра $\Gamma^{\alpha_k}_{\alpha_{k-1}}$, параметризованного конечным набором постоянных модулярных параметров Λ. Так как элементы ядра могут представлять собой содержащие Λ функции от точки пространства-времени x, связи T_{α_k} могут явно зависеть от времени,

$$T_{\alpha_k} \ \mapsto \ T_{\alpha_k} + u_{\alpha_k}, \quad \Gamma^{\alpha_k}_{\alpha_{k-1}} u_{\alpha_k} = 0,$$
$$u_{\alpha_k} = u_{\alpha_k}(\Lambda, t). \quad (11)$$

Связи T_{α_k}, $k = 2, \ldots, n$, обращаются в ноль на уравнениях движения (7), но не являются их дифференциальными следствиями, т. е. представляют собой функции пополнения.

Соответствующие модифицированные тождества Нётер имеют вид

$$\{T_{\alpha_1}, q^i\}\frac{\delta S}{\delta q^i} + \{T_{\alpha_1}, p_i\}\frac{\delta S}{\delta p_i} +$$
$$+ \big(\delta^{\beta_1}_{\alpha_1}\frac{d}{dt} - V^{\beta_1}_{\alpha_1}\big)\frac{\delta S}{\delta \lambda^{\beta_1}} + \Gamma^{\alpha_2}_{\alpha_1} T_{\alpha_2} \equiv 0, \quad (12)$$

$$\{T_{\alpha_l}, q^i\}\frac{\delta S}{\delta q^i} + \{T_{\alpha_l}, p_i\}\frac{\delta S}{\delta p_i} - V^{\beta_1}_{\alpha_l}\frac{\delta S}{\delta \lambda^{\beta_1}} + \sum_{m=2}^{l-1} V^{\beta_m}_{\alpha_l} T_{\beta_m} +$$
$$+ \big(-\delta^{\beta_l}_{\alpha_l}\frac{d}{dt} + V^{\beta_l}_{\alpha_l}\big)T_{\beta_l} + \Gamma^{\alpha_{l+1}}_{\alpha_l} T_{\alpha_{l+1}} \equiv 0, \quad (13)$$

где $l = 2, \ldots, n-1$,

$$\{T_{\alpha_n}, q^i\}\frac{\delta S}{\delta q^i} + \{T_{\alpha_n}, p_i\}\frac{\delta S}{\delta p_i} - V^{\beta_1}_{\alpha_n}\frac{\delta S}{\delta \lambda^{\beta_1}} + \sum_{l=2}^{n-1} V^{\beta_l}_{\alpha_n} T_{\beta_l} +$$
$$+ \big(-\delta^{\beta_n}_{\alpha_n}\frac{d}{dt} + V^{\beta_n}_{\alpha_n}\big)T_{\beta_n} \equiv 0. \quad (14)$$

Коэффициенты при уравнениях движения определяют преобразования несвободно–порождённой калибровочной симметрии, в то время как коэффициенты при функциях пополнения определяют связи на калибровочные параметры. Таким образом, в гамильтоновой форме преобразования несвободно–порождённой калибровочной симметрии имеют вид

$$\delta_\varepsilon O = \sum_{r=1}^{n}\{O, T_{\alpha_r}\}\varepsilon^{\alpha_r}, \quad (15)$$

$$\delta_\varepsilon \lambda^{\alpha_1} = \big(\delta^{\alpha_1}_{\beta_1}\frac{d}{dt} + V^{\alpha_1}_{\beta_1}\big)\varepsilon^{\beta_1} + \sum_{k=2}^{n} V^{\alpha_1}_{\beta_k}\varepsilon^{\beta_k}, \quad (16)$$

с калибровочными параметрами, подчинёнными связям

$$\big(\delta^{\alpha_l}_{\beta_l}\frac{d}{dt} + V^{\alpha_l}_{\beta_l}\big)\varepsilon^{\beta_l} + \sum_{m=l+1}^{n} V^{\alpha_l}_{\beta_m}\varepsilon^{\beta_m} + \Gamma^{\alpha_l}_{\beta_{l-1}}\varepsilon^{\beta_{l-1}} = 0, \quad (17)$$

где $l = 2, \ldots, n-1$,

$$\big(\delta^{\alpha_n}_{\beta_n}\frac{d}{dt} + V^{\alpha_n}_{\beta_n}\big)\varepsilon^{\beta_n} + \Gamma^{\alpha_n}_{\beta_{n-1}}\varepsilon^{\beta_{n-1}} = 0. \quad (18)$$

Данные преобразования оставляют действие (6) инвариантным. Действительно,

$$\delta_\varepsilon S_H \equiv \int dt \Big\{ \sum_{l=2}^{n-1} \Big[\big(\delta^{\alpha_l}_{\beta_l} \frac{d}{dt} + V^{\alpha_l}_{\beta_l}\big)\varepsilon^{\beta_l} + \sum_{m=l+1}^{n} V^{\alpha_l}_{\beta_m}\varepsilon^{\beta_m} + \Gamma^{\alpha_l}_{\beta_{l-1}}\varepsilon^{\beta_{l-1}} \Big] T_{\alpha_l} + \Big[\big(\delta^{\alpha_n}_{\beta_n} \frac{d}{dt} + V^{\alpha_n}_{\beta_n}\big)\varepsilon^{\beta_n} + \Gamma^{\alpha_n}_{\beta_{n-1}}\varepsilon^{\beta_{n-1}} \Big] T_{\alpha_n} - \frac{1}{2}\frac{d}{dt}\Big(\sum_{r=1}^{n} T_{\alpha_r}\varepsilon^{\alpha_r}\Big)\Big\} = 0. \tag{19}$$

Отметим естественную неопределённость в определении связей и гамильтониана. Так, связи всех поколений можно линейно комбинировать, а также добавлять к гамильтониану. В результате получаем калибровочные тождества, эквивалентные (12)–(14). Таким образом, рассматриваемые модификации не меняют преобразований (15)–(18).

3. ПРИМЕР: ЛИНЕАРИЗОВАННАЯ УНИМОДУЛЯРНАЯ ГРАВИТАЦИЯ

Рассмотрим симметричное бесследовое поле $h_{\mu\nu}(x)$, $h^\mu{}_\mu = 0$, в четырёхмерном пространстве Минковского с метрикой $\eta_{\mu\nu} = \mathrm{diag}(1,-1,-1,-1)$. Модель линеаризованной унимодулярной гравитации описывается функционалом действия

$$S = \frac{1}{4}\int d^4x(\partial_\mu h_{\nu\rho}\partial^\mu h^{\nu\rho} - 2\partial^\mu h_{\mu\nu}\partial_\rho h^{\rho\nu}), \tag{20}$$

где $\mu,\nu,\rho = 0,1,2,3$. Соответствующие уравнения движения имеют вид

$$\frac{\delta S}{\delta h^{\mu\nu}} \equiv -\Box h_{\mu\nu} + \partial_\mu\partial^\rho h_{\rho\nu} + \partial_\nu\partial^\rho h_{\rho\mu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}\partial^\rho\partial^\sigma h_{\rho\sigma} = 0. \tag{21}$$

Калибровочные тождества (1) для действия (20) записываются в виде

$$2\partial^\mu \frac{\delta S}{\delta h^{\mu\nu}} - \partial_\nu \tau = 0, \quad \tau = \partial^\mu\partial^\nu h_{\mu\nu}. \tag{22}$$

Отсюда следует, что τ — постоянная на уравнениях движения функция, $\tau - \Lambda \approx 0$, где конкретное значение модулярного параметра Λ определяется асимптотикой поля h. Если граничные условия допускают растущие решения, значение Λ может быть отличным от нуля. В частности, существует решение

$$h_{\mu\nu} = \overset{(0)}{h}_{\mu\nu} + \Lambda\big(x_\mu x_\nu - \frac{1}{4}\eta_{\mu\nu}x_\rho x^\rho\big), \tag{23}$$

где $\overset{(0)}{h}$ — некоторое решение, обращающееся в ноль на бесконечности.

Решение (23) в некотором смысле приближает в плоском пространстве решение для унимодулярной гравитации с асимптотикой (анти)-де Ситтера. Рассмотрим метрику

$$\widetilde{g}_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \Lambda\big(x_\mu x_\nu - \frac{1}{4}\eta_{\mu\nu}s\big), \quad s \equiv x_\rho x^\rho. \tag{24}$$

Её скалярная кривизна постоянна в первом порядке по Λ,

$$\widetilde{R} = -18\Lambda + \frac{117}{8}s\Lambda^2 - \frac{477}{32}s^2\Lambda^3 + O(\Lambda^4). \tag{25}$$

Данная метрика не является унимодулярной,

$$\det \widetilde{g}_{\mu\nu} = 1 - \frac{3}{8}\Lambda^2 s^2 + \frac{1}{8}\Lambda^3 s^3 - \frac{3}{256}\Lambda^4 s^4, \tag{26}$$

однако, используя унимодулярную замену координат

$$x^\mu \to \varphi(s)\, x^\mu, \quad \frac{\det \widetilde{g}_{\mu\nu}}{\big(\varphi(s)\big)^6\big(2\varphi'(s)s + \varphi(s)\big)^2} = 1, \tag{27}$$

где $\det\widetilde{g}_{\mu\nu}$ определяется по формуле (26), её можно записать в виде

$$\widetilde{g}_{\mu\nu} = \frac{1 - \Lambda s/4}{\big(\varphi(s)\big)^2}\,\Pi^{\mathrm{T}}_{\mu\nu} + \frac{1 + 3\Lambda s/4}{\big(2\varphi'(s)s + \varphi(s)\big)^2}\,\Pi^{\mathrm{L}}_{\mu\nu}, \tag{28}$$

где $\Pi^{\mathrm{T}}_{\mu\nu} \equiv \eta_{\mu\nu} - x_\mu x_\nu/s$, $\Pi^{\mathrm{L}}_{\mu\nu} = x_\mu x_\nu/s$, или, выделяя первый порядок по Λ,

$$\widetilde{g}_{\mu\nu} = \big(1 - \frac{1}{4}\Lambda s\big)\,\Pi^{\mathrm{T}}_{\mu\nu} + \big(1 + \frac{3}{4}\Lambda s\big)\,\Pi^{\mathrm{L}}_{\mu\nu} + O(\Lambda^2). \tag{29}$$

Лоренц–инвариантная унимодулярная метрика пространства постоянной кривизны $R = -2K$ имеет вид [10]

$$g_{\mu\nu} = f(s)\,\Pi^{\mathrm{T}}_{\mu\nu} + \frac{\big(f(s) + f'(s)s\big)^2}{f(s)\big(1 - Kf(s)s/6\big)}\,\Pi^{\mathrm{L}}_{\mu\nu}, \tag{30}$$

где функция $f(s)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\big(f(s)\big)^2\big(f(s) + f'(s)s\big)^2}{1 - Kf(s)s/6} = 1 \tag{31}$$

в силу условия унимодулярности. В первом порядке по K метрика (30) имеет вид

$$g_{\mu\nu} = \big(1 - \frac{1}{36}Ks\big)\,\Pi^{\mathrm{T}}_{\mu\nu} + \big(1 + \frac{1}{12}Ks\big)\,\Pi^{\mathrm{L}}_{\mu\nu} + O(K^2), \tag{32}$$

что совпадает с выражением (29) при $K = 9\Lambda$. Таким образом, метрика (24) приближает лоренц-инвариантную унимодулярную метрику пространства постоянной кривизны при малых Λ.

Модифицированные тождества Нётер (22) с функцией пополнения

$$\tau \equiv \partial^\mu \partial^\nu h_{\mu\nu} - \Lambda \tag{33}$$

задают несвободно–порождённую калибровочную симметрию действия (20),

$$\delta_\varepsilon h_{\mu\nu} = \partial_\mu \varepsilon_\nu + \partial_\nu \varepsilon_\mu - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}\partial_\rho \varepsilon^\rho, \quad \partial_\mu \varepsilon^\mu = 0. \tag{34}$$

Соответствующее гамильтоново действие записывается в виде

$$S_H = \int d^4x \big(\Pi^{ij}\dot{h}_{ij} - H_T\big), \quad H_T = H + \lambda^i T_i, \tag{35}$$

где гамильтониан H имеет вид

$$H = \Pi_{ij}\Pi^{ij} - \frac{1}{2}\Pi^i{}_i \Pi^j{}_j + \\ + \frac{1}{4}\big(2\partial^i h_{ij}\partial_k h^{kj} - \partial_i h_{jk}\partial^i h^{jk} - \partial_i h^j{}_j \partial^i h^k{}_k\big), \tag{36}$$

$T_i = -2\partial^j \Pi_{ji}$ — первичные связи, λ^i — множители Лагранжа, $i,j,k = 1,2,3$, $h^i{}_i \equiv \eta^{ij}h_{ij}, \Pi^i{}_i \equiv \eta_{ij}\Pi^{ij}$.

Сохранение первичных связей T_i приводит к вторичной связи T_0,

$$\dot{T}_i = \{T_i, H_T\} = -\partial_i T_0 = 0, \tag{37}$$

содержащей модулярный параметр Λ, значение которого определяется асимптотикой поля на бесконечности,

$$T_0 = \partial^j \partial^i h_{ij} - \partial_i \partial^i h^j{}_j - \Lambda. \tag{38}$$

Третичных связей не возникает,

$$\dot{T}_0 = \{T_0, H_T\} = -\partial^i T_i = 0. \tag{39}$$

Все полученные связи коммутируют друг с другом.

Действие (35) инвариантно относительно преобразований несвободно–порождённой калибровочной симметрии

$$\delta_\varepsilon h_{ij} = \partial_i \varepsilon_j + \partial_j \varepsilon_i, \quad \delta_\varepsilon \lambda^i = \dot{\varepsilon}^i + \partial^i \varepsilon^0, \\ \dot{\varepsilon}^0 + \partial_i \varepsilon^i = 0. \tag{40}$$

Действительно,

$$\delta_\varepsilon S_H \equiv \int d^4x \big((\dot{\varepsilon}^0 + \partial_i \varepsilon^i)\tau_0 - \frac{1}{2}(T_i \varepsilon^i + T_0 \varepsilon^0)\big) = 0. \tag{41}$$

Рассмотрим теперь действие линеаризованной унимодулярной гравитации с кубичной вершиной

$$S = \frac{1}{4}\int d^4x (\partial_\mu h_{\nu\rho}\partial^\mu h^{\nu\rho} - 2\partial^\mu h_{\mu\nu}\partial_\rho h^{\rho\nu} + 4g h_{\mu\nu}h^{\mu\nu}\tau), \tag{42}$$

где τ — функция пополнения свободной теории (33). С использованием преобразования Лежандра и замены переменных

$$h^i{}_i \to h^i{}_i + 2g(h^i{}_i h^j{}_j + 2\lambda_i \lambda^i + h_{ij}h^{ij}) \tag{43}$$

действие (42) приводится к гамильтоновой форме

$$S_H^{int} = \int d^4x \big(\Pi_{ij}\dot{h}^{ij} - H - \lambda^i T_i + \\ + g(h^i{}_i h^j{}_j + 2\lambda_i \lambda^i + h_{ij}h^{ij})T_0\big), \tag{44}$$

где H, T_i, T_0 — гамильтониан и связи свободной теории (35). Первичные и вторичные связи для рассматриваемой теории со взаимодействием выражаются через связи свободной теории следующим образом:

$$T_i^{int} = T_i - 4g\lambda_i T_0, \quad T_0^{int} = T_0. \tag{45}$$

Таким образом, включение вершины (42) сводится к добавлению к гамильтониану и первичным связям свободной теории членов, пропорциональных вторичной связи. Действие (44) инвариантно относительно преобразований несвободно–порождённой калибровочной симметрии (40) свободной теории. Вершина (42) аналогична кубичной вершине, предложенной в работе [11], тривиальность которой, как отмечается в литературе, не являлась очевидной. Предложенный нами метод позволяет гамильтоновыми средствами устанавливать тривиальность вершин подобного типа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели гамильтонову формулировку со связями произвольного конечного порядка для теорий с несвободно–порождённой калибровочной симметрией. Было отмечено, что переопределение гамильтониана добавлением связей, а также линейное комбинирование связей всех порядков, не меняет калибровочных тождеств, а, следовательно, и преобразований несвободно–порождённой калибровочной симметрии. Общий формализм проиллюстрирован на примере модели линеаризованной унимодулярной гравитации, для которой в том числе была продемонстрирована тривиальность кубичной вершины, пропорциональной функции пополнения свободной теории, в гамильтоновом формализме.

Благодарности

Работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

[1] *Percacci R.* // Found. Phys. 2018. **48**. P. 1364.
[2] *Alvarez E., Blas D., Garriga J., Verdaguer E.* // Nucl. Phys. B. 2006. **756**. P. 148.
[3] *Blas D.* // J. Phys. A. 2007. **40**. P. 6965.
[4] *Skvortsov E. D., Vasiliev M. A.* // Phys. Lett. B. 2008. **664**. P. 301.
[5] *Campoleoni A., Francia D.* // JHEP. 2013. **03**. P. 168.
[6] *Kaparulin D. S., Lyakhovich S. L.* // Nucl. Phys. B. 2019. **947**. P. 114735.
[7] *Kaparulin D. S., Lyakhovich S. L.* // Eur. Phys. J. C. 2019. **79**. P. 718.
[8] *Abakumova V. A., Karataeva I. Yu., Lyakhovich S. L.* // Phys. Lett. B. 2020. **802**. P. 135208.
[9] *Abakumova V. A., Lyakhovich S. L.* // Phys. Rev. D. 2020. **102**. P. 125003.
[10] *Катанаев М.О.* // Труды матем. ин-та им. В. А. Стеклова. 2015. Т. 290. С. 149.
[11] *Francia D., Lo Monaco G., Mkrtchyan K.* // JHEP. 2017. **04**. P. 068.

Hamiltonian constrained formalism for the general field theories with unfree gauge symmetry

V. A. Abakumova[a], S. L. Lyakhovich[b]

Department of Quantum Field Theory, Faculty of Physics, Tomsk State University,
Tomsk 634050, Russia
E-mail: [a]abakumova@phys.tsu.ru, [b]sll@phys.tsu.ru

We consider constrained Hamiltonian formalism with any finite order of constraints for general field theory with unfree gauge symmetry. It is noticed that the redefinition of the Hamiltonian by adding constraint terms, as well as the linear combination of constraints of all generations, does not change the gauge identities, and therefore the unfree gauge symmetry transformations. The general formalism is exemplified by the model of linearized unimodular gravity, for which the triviality of a cubic vertex, proportional to the completion function of a free theory, is also demonstrated in the Hamiltonian formalism.

PACS: 11.15.-q, 11.10.Ef
Keywords: constrained Hamiltonian formalism, gauge symmetry, unimodular gravity.
Received 26 January 2021.

Сведения об авторах

1. Абакумова Виктория Александровна — аспирант, инженер-исследователь; тел.: (3822) 52-90-21, e-mail: abakumova@phys.tsu.ru.
2. Ляхович Семён Леонидович — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник; тел.: (3822) 52-90-21, e-mail: sll@phys.tsu.ru.