Дуальные формулировки в теориях с приводимой симметрией Штюкельберга

В. А. Абакумова,* С. Л. Ляхович†
Национальный исследовательский Томский государственный университет,
физический факультет,
кафедра квантовой теории поля
Россия, 634050, Томск, пр. Ленина, д. 36.
(Поступила в редакцию 19.05.2022; подписана в печать 30.05.2022)

Предложена общая процедура включения полей Штюкельберга с приводимой калибровочной симметрией. Показано, что данная процедура позволяет построить дуальные формулировки с высшими производными массивных представлений спина 1 и 2. В частности, продемонстрировано, что массивный спин 1 может быть описан антисимметричным тензором второго ранга, а массивный спин 2 — бесследовым тензором четвёртого ранга с диаграммой Юнга типа «окно». Также показано, что различные фиксации калибровки в действии Штюкельберга позволяют переключаться между возможными дуальными формулировками рассматриваемых теорий.

PACS: 11.15.-q, 11.10.Ef УДК: 530.1.
Ключевые слова: приводимые калибровочные симметрии, поля Штюкельберга, дуальные теории поля.

ВВЕДЕНИЕ

Идея о включении дополнительных полей в действие с целью получения калибровочно–инвариантной теории, эквивалентной исходной, впервые предложенная Штюкельбергом в работе [1] по-прежнему остаётся актуальной [2, 3]. Так, например, широко применяется так называемый «трюк Штюкельберга», заключающийся в разделении действия на калибровочно–инвариантную и неинвариантную части, которое однако является произвольным. При этом калибровочная симметрия Штюкельберга для исходных полей предполагается такой же, как для калибровочно–инвариантной части действия, а неинвариантность оставшейся части должна компенсироваться преобразованиями вводимых дополнительных полей. Однако такое разделение действия на части является произвольным и остаётся неясным, почему оно всегда возможно. На идее Штюкельберга также основан метод конверсии связей первого рода в связи второго рода в гамильтоновом формализме [4, 5], который в отличие от «трюка Штюкельберга» представляет собой систематическую процедуру, возможность применения которой была доказана для систем второго рода общего вида [6, 7].

В работе [8] была предложена систематическая итеративная процедура включения полей Штюкельберга в лагранжевом формализме, а также доказана теорема существования. Эта процедура исходит из пополнения системы лагранжевых уравнений всеми возможными следствиями более низких порядков — построения так называемого инволютивного замыкания. Этот метод может считаться ковариантным аналогом гамильтонового алгоритма Дирака–Бергмана итерации вторичных связей, а инволютивно–замкнутая система — ковариантным аналогом полной системы гамильтоновых связей.

Инволютивное замыкание может содержать и следствия более высокого порядка, которые могут быть приводимыми. Обобщение метода введения полей Штюкельберга на случай приводимых следствий, которыми пополняются лагранжевы уравнения, предложено в работе [9]. Представляет интерес тот факт, что включение полей Штюкельберга в приводимом случае может служить инструментом для построения дуальных формулировок рассматриваемых теорий, которые в общем случае могут быть неэквивалентны при включении взаимодействий.

Настоящая статья представляет собой материалы доклада, представленного на конференции «Ломоносов–2022», в основном опиравшегося на работу авторов [9], и содержит краткий обзор полученных в ней результатов, в частности, краткое изложение метода включения полей Штюкельберга в приводимом случае. Кроме того, в настоящей статье также приводятся примеры, которые позволяют строить дуальные формулировки массивных представлений спина 1 и 2. Корректность предложенных дуальных формулировок подтверждается с помощью подсчёта числа степеней свободы.

1. ПРИВОДИМАЯ СИММЕТРИЯ ШТЮКЕЛЬБЕРГА

Рассмотрим инволютивное замыкание системы уравнений $\partial_i S(\phi) = 0$,

$$\partial_i S(\phi) = 0\,, \quad \tau_\alpha(\phi) = 0\,, \tag{1}$$

где $\tau_\alpha(\phi) = -\Gamma_\alpha{}^i(\phi)\partial_i S(\phi)$ — в общем случае приводимые дифференциальные следствия. Тогда, по построению, существуют калибровочные тождества

$$\Gamma_\alpha{}^i(\phi)\partial_i S(\phi) + \tau_\alpha(\phi) \equiv 0\,, \tag{2}$$

* abakumova@phys.tsu.ru
† sll@phys.tsu.ru

а также, в силу приводимости, тождества между следствиями $\tau_\alpha(\phi)$,

$$Z_A{}^\alpha(\phi)\tau_\alpha(\phi) \equiv 0\,, \tag{3}$$

которые в свою очередь также приводимы,

$$\exists\, Z_{1A_1}{}^A: \quad Z_{1A_1}{}^A(\phi) Z_A{}^\alpha(\phi) \approx 0\,. \tag{4}$$

Искомое действие Штюкельберга должно быть устроено таким образом, чтобы его уравнения Лагранжа в нулевом порядке по полям Штюкельберга совпадали с уравнениями (1), а его тождества Нётер — с тождествами (2) и (3). Таким образом, для каждого дифференциального следствия τ_α вводится своё поле Штюкельберга ξ^α, и действие ищется в виде

$$\begin{gathered} S_{St}(\phi,\xi) = \sum_{k=0} S_k\,, \quad S_0(\phi) = S(\phi)\,, \\ S_k(\phi,\xi) = W_{\alpha_1\ldots\alpha_k}(\phi)\xi^{\alpha_1}\ldots\xi^{\alpha_k}\,, \quad k>0\,, \end{gathered} \tag{5}$$

где первый порядок по полям Штюкельберга определяется соотношением

$$W_\alpha(\phi) = \frac{\delta S_{St}}{\delta\xi^\alpha}\Big|_{\xi=0} = \tau_\alpha(\phi)\,. \tag{6}$$

Также вводятся калибровочные параметры $\epsilon^\alpha, \epsilon^A$, соответствующие тождествам Нётер, относительно которых действие Штюкельберга калибровочно-инвариантно,

$$\delta_\epsilon S_{St}(\phi,\xi) \equiv 0\,, \quad \forall\ \epsilon^\alpha,\ \epsilon^A\,. \tag{7}$$

В нулевом порядке по полям Штюкельберга преобразования симметрии имеют вид

$$\delta_\epsilon\phi^i = \Gamma^i{}_\alpha(\phi)\epsilon^\alpha + \ldots\,; \tag{8}$$
$$\delta_\epsilon\xi^\alpha = \epsilon^\alpha + Z^\alpha{}_A(\phi)\epsilon^A + \ldots\,. \tag{9}$$

Приводимость следствий выражается в наличии симметрии симметрий

$$\delta_\omega\epsilon^\alpha = Z^\alpha{}_A(\phi)\omega^A + \ldots\,; \tag{10}$$
$$\delta_\omega\epsilon^A = -\,\omega^A + Z_1{}^A{}_{A_1}(\phi)\omega^{A_1} + \ldots \tag{11}$$

Дальнейшая приводимость приводит к симметриям симметрий следующего уровня

$$\delta_\eta\omega^A = Z_1{}^A{}_{A_1}(\phi)\eta^{A_1} + \ldots\,; \tag{12}$$
$$\delta_\eta\omega^{A_1} = \eta^{A_1} + \ldots\,. \tag{13}$$

Более высокие порядки по полям Штюкельберга в действии (5) и преобразованиях симметрии (8)–(13) находятся аналогичным образом с использованием уже полученных выражений.

2. ДУАЛЬНЫЕ ФОРМУЛИРОВКИ МАССИВНЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ СПИНА 1 И 2

2.1. Массивное поле спина 1

Рассмотрим модель Прока для массивного векторного поля A_μ в четырёхмерном пространстве Минковского, описываемую лагранжианом

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{m^2}{2}A_\mu A^\mu\,, \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu\,. \tag{14}$$

Уравнения Прока

$$\frac{\delta S}{\delta A^\mu} \equiv \Box A_\mu - \partial_\mu\partial^\nu A_\nu + m^2 A_\mu = 0 \tag{15}$$

сами по себе не инволютивны, так как допускают дифференциальное следствие первого порядка, представляющее собой условие трансверсальности,

$$\partial^\mu\frac{\delta S}{\delta A^\mu} \equiv m^2\partial^\mu A_\mu = 0\,. \tag{16}$$

Пусть лагранжевы уравнения (15) пополнены также приводимыми следствиями третьего порядка

$$\frac{1}{2}(\partial_\mu\delta^\lambda_\nu - \partial_\nu\delta^\lambda_\mu)\frac{\delta S}{\delta A^\lambda} \equiv \frac{1}{2}(\Box + m^2)F_{\mu\nu} = 0\,. \tag{17}$$

Таким образом, инволютивное замыкание имеет вид:

$$\frac{\delta S}{\delta A^\mu} \equiv \Box A_\mu - \partial_\mu\partial^\nu A_\nu + m^2 A_\mu = 0\,; \tag{18}$$
$$\tau \equiv m^2\partial_\mu A^\mu = 0\,; \tag{19}$$
$$\tau_{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2}(\Box + m^2)F_{\mu\nu} = 0\,. \tag{20}$$

Кроме тождеств, вытекающих из определения следствий (16), (17), существуют тождества, связанные с приводимостью $\tau_{\mu\nu}$,

$$\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho}\partial_\nu\tau_{\lambda\rho} = 0\,, \tag{21}$$

где $\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho}$ — символ Леви-Чивиты, которые, в свою очередь, также являются приводимыми и допускают тождества второго порядка приводимости

$$\partial_\mu\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho}\partial_\nu = 0\,. \tag{22}$$

Применяя процедуру включения полей Штюкельберга, описанную в предыдущем разделе, получаем действие

$$S_{St}=\int d^4x\Big[-\frac{1}{2}\partial_\mu A_\nu F^{\mu\nu}-\frac{1}{2}\partial_\mu\partial^\lambda\xi_{\nu\lambda}\big(\partial^\mu\partial_\rho\xi^{\nu\rho}+2\partial^\mu A^\nu\big)+\frac{m^2}{2}\big(A_\mu A^\mu+\partial_\mu\xi\partial^\mu\xi+\partial^\nu\xi_{\mu\nu}\partial_\lambda\xi^{\mu\lambda}\big)+m^2A_\mu\big(\partial^\mu\xi+\partial_\nu\xi^{\mu\nu}\big)\Big], \quad (23)$$

которому соответствуют уравнения движения

$$\frac{\delta S_{St}}{\delta A^\mu}\equiv\Box A_\mu-\partial_\mu\partial^\nu A_\nu+\Box\partial^\nu\xi_{\mu\nu}+m^2(A_\mu+\partial_\mu\xi+\partial^\nu\xi_{\mu\nu})=0\,; \quad (24)$$

$$\frac{\delta S_{St}}{\delta\xi}\equiv-m^2(\Box\xi+\partial^\mu A_\mu)=0\,; \quad (25)$$

$$\frac{\delta S_{St}}{\delta\xi^{\mu\nu}}\equiv\frac{1}{2}(\Box+m^2)(\partial_\mu\partial^\lambda\xi_{\lambda\nu}-\partial_\nu\partial^\lambda\xi_{\lambda\mu}+\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu)=0\,. \quad (26)$$

Преобразования симметрии для исходного векторного поля A^μ и полей Штюкельберга, представляющих собой скаляр ξ и антисимметричный тензор второго ранга $\xi^{\mu\nu}=-\xi^{\nu\mu}$, имеют вид:

$$\delta_\epsilon A^\mu=-\partial^\mu\epsilon-\partial_\nu\epsilon^{\mu\nu}\,,\quad \delta_\epsilon\xi=\epsilon\,,\quad \delta_\epsilon\xi^{\mu\nu}=\epsilon^{\mu\nu}+\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho}\partial_\lambda\epsilon_\rho\,. \quad (27)$$

Преобразованиям симметрии (27) соответствуют следующие симметрии симметрий:

$$\delta_\omega\epsilon=0\,,\quad \delta_\omega\epsilon^\mu=-\omega^\mu-\partial^\mu\omega\,; \quad (28)$$

$$\delta_\eta\omega=\eta\,,\quad \delta_\eta\omega^\mu=-\partial^\mu\eta\,. \quad (29)$$

Приводимая калибровочная симметрия (27)–(29) допускает различные калибровочные условия, простейшее из которых ($\xi=0$, $\xi^{\mu\nu}=0$) воспроизводит исходные уравнения Прока. Также существует альтернативная допустимая калибровка, исключающая из уравнений исходное векторное поле и скаляр,

$$\xi=0\,,\quad A_\mu=0\,,\quad \varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho}\partial^\nu\xi^{\lambda\rho}=0\,. \quad (30)$$

Таким образом, мы показали, что массивный спин 1 может быть также описан антисимметричным тензором второго ранга, подчиняющимся уравнениям третьего порядка

$$(\Box+m^2)\partial^\nu\xi_{\mu\nu}=0\,, \quad (31)$$

которые эквивалентны уравнениям Прока (15). Действительно, уравнения Прока эквивалентны уравнениям Клейна-Гордона, дополненным условием трансверсальности, которому в пространстве Минковского удовлетворяет дивергенция антисимметричного тензора, то есть $\xi_{\mu\nu}$ можно рассматривать в качестве потенциала векторного поля A_μ. Таким образом, нелагранжевы уравнения (31) представляют собой переформулировку модели Прока в терминах потенциала.

2.2. Массивное поле спина 2

Рассмотрим модель массивной линеаризованной гравитации в четырёхмерном пространстве Минковского с лагранжианом

$$\mathcal{L}=\frac{1}{2}\Big(h\Box h-2h^{\mu\nu}\partial_\mu\partial_\nu h-h^{\mu\nu}\Box h_{\mu\nu}+2h^{\mu\nu}\partial_\nu\partial^\lambda h_{\mu\lambda}-m^2\big(h^{\mu\nu}h_{\mu\nu}-h^2\big)\Big)\,, \quad (32)$$

где $h=\eta^{\mu\nu}h_{\mu\nu}$. Соответствующие уравнения движения

$$\frac{\delta S}{\delta h^{\mu\nu}}\equiv\eta_{\mu\nu}(\Box+m^2)h-(\Box+m^2)h_{\mu\nu}-\partial_\mu\partial_\nu h-\eta_{\mu\nu}\partial_\lambda\partial_\rho h^{\lambda\rho}+\partial_\mu\partial^\lambda h_{\nu\lambda}+\partial_\nu\partial^\lambda h_{\mu\lambda}=0 \quad (33)$$

эквивалентны следующей системе уравнений:

$$(\Box+m^2)h_{\mu\nu}=0\,; \quad (34)$$

$$\partial^\mu h_{\mu\nu}=0\,; \quad (35)$$

$$h=0\,. \quad (36)$$

Аналогично тому, как в случае массивного спина 1 антисимметричный тензор представлял собой решение условия трансверсальности, решением уравнений бездивергентности и бесследовости является тензор $\xi_{\mu\nu\lambda\rho}$ четвёртого ранга с симметрией, описываемой диаграммой Юнга типа «окно», т. е.

$$\begin{array}{|c|c|}\hline \mu & \nu \\ \hline \lambda & \rho \\ \hline\end{array}:\quad \xi_{(\mu\nu)\lambda\rho}=\xi_{\mu\nu\lambda\rho}\,,\quad \xi_{\mu\nu(\lambda\rho)}=\xi_{\mu\nu\lambda\rho}\,,\quad \xi_{(\mu\nu\lambda)\rho}=0\,. \quad (37)$$

Таким образом, дуальная формулировка массивного спина 2 задаётся уравнениями четвёртого порядка

$$(\Box+m^2)\partial^\lambda\partial^\rho\xi_{\mu\nu\lambda\rho}=0\,, \quad (38)$$

которые калибровочно-инвариантны относительно приводимых преобразований симметрии, найденных методом, предложенным в работе [10],

$$\delta\xi_{\mu\nu\lambda\rho}=\partial_\lambda\partial^\sigma\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}+\partial_\rho\partial^\sigma\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}-\partial_\mu\partial^\sigma\epsilon_{\nu\lambda\rho\sigma}-\partial_\mu\partial^\sigma\epsilon_{\nu\rho\lambda\sigma}-\partial_\nu\partial^\sigma\epsilon_{\mu\lambda\rho\sigma}-\partial_\nu\partial^\sigma\epsilon_{\mu\rho\lambda\sigma}\,; \quad (39)$$

$$\delta\epsilon_{\mu\nu\lambda\rho}=\partial_\mu\omega_{\nu\lambda\rho}+\partial_\nu\omega_{\mu\lambda\rho}-\frac{1}{2}\partial^\sigma(2\eta_{\mu\nu}\omega_{\sigma\lambda\rho}+\eta_{\mu\lambda}\omega_{\nu\sigma\rho}+\eta_{\nu\lambda}\omega_{\mu\sigma\rho}+\eta_{\mu\rho}\omega_{\nu\sigma\lambda}+\eta_{\nu\rho}\omega_{\mu\sigma\lambda})\,, \quad (40)$$

где $\epsilon_{\mu\nu\lambda\rho}$ — тензор четвёртого ранга с диаграммой Юнга типа «крюк»,

$$\begin{array}{|c|c|}\hline \mu & \nu \\ \hline \lambda \\ \cline{1-1} \rho \\ \cline{1-1}\end{array} : \quad \epsilon_{(\mu\nu)\lambda\rho} = \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho}\,, \quad \epsilon_{(\mu\nu\lambda)\rho} = 0\,, \quad \epsilon_{\mu\nu(\lambda\rho)} = 0\,, \tag{41}$$

а $\omega_{\mu\nu\lambda}$ — полностью антисимметричный тензор третьего ранга.

Данная дуальная формулировка может быть получена применением процедуры включения полей Штюкельберга в действие с лагранжианом (32).

2.3. Подсчёт числа степеней свободы

Убедимся, что полученные дуальные формулировки (31) и (38) действительно описывают массивный спин 1 и 2, соответственно. Для этого применим формулу для подсчёта числа степеней свободы, полученную в работе [11]:

$$\mathcal{N} = \sum_n n\Big(t_n - \sum_m (-1)^m \big(l_n^m + r_n^m\big)\Big)\,, \tag{42}$$

где t_n — число уравнений порядка n, l_n^m — число калибровочных тождеств полного порядка n и порядка приводимости m, r_n^m — число калибровочных симметрий полного порядка n и порядка приводимости m. Порядок уравнения определяется максимальным порядком входящих в него производных. Под полным порядком калибровочного тождества нулевого порядка приводимости понимается сумма порядка генератора тождества и порядка уравнений. Полный порядок тождества порядка приводимости m определяется как сумма порядка генератора тождества и порядка тождества предыдущего порядка приводимости. Аналогично полный порядок калибровочной симметрии порядка приводимости m представляет собой сумму порядка генератора калибровочной симметрии, а также порядка калибровочной симметрии предыдущего порядка приводимости.

Так, в случае массивного спина 1 имеются четыре уравнения третьего порядка (31), $t_3 = 4$, одно тождество четвёртого порядка $(\Box + m^2)\partial^\mu\partial^\nu\xi_{\mu\nu} = 0$, $l_4^0 = 1$, четыре преобразования первого порядка нулевого порядка приводимости (27), $r_1^0 = 4$, а также одно преобразование второго порядка первого порядка приводимости (28), $r_2^1 = 1$. Согласно (42), система имеет

$$\mathcal{N} = 3 \cdot 4 - 4 \cdot 1 - 1 \cdot 4 + 2 \cdot 1 = 6 \tag{43}$$

степеней свободы по счёту фазового пространства, что соответствует трём степеням свободы по счёту конфигурационного пространства. Таким образом, мы получили правильное число степеней свободы для массивного представления спина 1.

В случае дуальной формулировки для массивного спина 2 имеем девять уравнений четвёртого порядка (38), $t_4 = 9$, четыре неприводимых тождества пятого порядка,

$$(\Box + m^2)\partial^\nu\partial^\lambda\partial^\rho\xi_{\mu\nu\lambda\rho} = 0\,, \tag{44}$$

$l_5^0 = 4$. Число калибровочных симметрий для преобразований нулевого порядка приводимости определяется числом независимых компонент бесследового тензора с диаграммой Юнга типа «крюк»

$$\begin{array}{|c|c|}\hline & \\ \hline \\ \cline{1-1} \\ \cline{1-1}\end{array} : \frac{(d+2)d(d-1)(d-3)}{8}\,, \tag{45}$$

число калибровочных симметрий первого порядка приводимости — числом независимых компонент полностью антисимметричного бесследового тензора третьего ранга

$$\begin{array}{|c|}\hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline\end{array} : \quad \frac{d(d-1)(d-2)}{6}\,, \tag{46}$$

где d — размерность пространства [12]. Таким образом, в четырёхмерном пространстве Минковского имеется девять преобразований второго порядка нулевого порядка приводимости (39), $r_2^0 = 9$, а также четыре преобразования третьего порядка первого порядка приводимости (40), $r_3^1 = 4$. Тогда

$$\mathcal{N} = 4 \cdot 9 - 5 \cdot 4 - 2 \cdot 9 + 3 \cdot 4 = 10\,, \tag{47}$$

что даёт корректный результат для массивного представления спина 2 (пять степеней свободы по счёту конфигурационного пространства).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлено обобщение метода включения полей Штюкельберга для случая, когда штюкельберговская симметрия является приводимой. В основе этого общего метода лежит процедура инволютивного замыкания полевых уравнений (т.е. пополнения уравнений их дифференциальными следствиями так, чтобы пополненная система содержала все возможные следствия низших порядков). Если добавленные при инволютивном замыкании следствия оказываются приводимыми, то и соответствующая симметрия Штюкельберга допускает симметрию симметрий. В таких случаях при определенных условиях все физические степени свободы могут быть представлены полями Штюкельберга, тогда как исходные поля могут быть полностью откалиброваны, что открывает путь к построению дуальных формулировок для полей различных спинов, как массивных, так и безмассовых. Так например, массивный спин 1 может быть описан антисимметричным тензором второго ранга, подчинённым определенному уравнению с высшими производными. Аналогично массивный спин 2 описывается тензором четвёртого ранга с диаграммой Юнга типа «окно». Построенные дуальные теории устойчивы, несмотря на наличие высших производных.

Благодарности

Разработка общего метода Штюкельберга была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС». Исследование дуальных формулировок было выполнено в рамках государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2020-0033.

[1] *Stueckelberg E.C.G.* // Helv. Phys. Acta. 1938. **11**. P. 225.
[2] *Ruegg H., Ruiz-Altaba M.* // Int. J. Mod. Phys. A. 2004 **19**. P. 3265.
[3] *Boulanger N., Deffaet C., Garcia-Saenz S., Traina L.* // J. High Energy Phys. 2018. **07**. P. 021.
[4] *Faddeev L.D., Shatashvili S.L.* // Phys. Lett. B. 1986. **167**. P. 225.
[5] *Batalin I.A., Fradkin E.S.* // Phys. Lett. B. 1986. **180**. P. 157.
[6] *Batalin I.A., Tyutin I.V.* // Int. J. Phys. A. 1991. **6**. P. 3255.
[7] *Batalin I., Grigoriev M., Lyakhovich S.* // J. Math. Phys. 2005. **46**. P. 073201.
[8] *Lyakhovich S.L.* // Eur. Phys. J. C. 2021. **81**, N 5. P. 472.
[9] *Abakumova V.A., Lyakhovich S.L.* // Phys. Lett. B. 2021. **820**. P. 136552.
[10] *Francia D., Lyakhovich S.L., Sharapov A.A.* // Nucl. Phys. B. 2014. **881**. P. 248.
[11] *Kaparulin D.S., Lyakhovich S.L., Sharapov A.A.* // J. High Energy Phys. 2013. **01**. P. 097.
[12] *Cvitanović P.* Group Theory: Birdtracks, Lie's, and Exceptional Groups. Princeton University Press, 2008.

Dual formulations for the theories with reducible Stueckelberg 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 general procedure for including Stueckelberg fields with reducible gauge symmetry. It is shown that this procedure allows one to construct higher derivative dual formulations for representations of massive spin 1 and spin 2 fields. In particular, we demonstrate that massive spin 1 can be described by the antisymmetric second-rank tensor, and massive spin 2 can be represented by the traceless fourth-rank tensor with the Young tableau of window type. It is also shown, that by the choice of gauge fixing conditions in the Stueckelberg action we can switch between different dual formulations of the same theory.

PACS: 11.15.-q, 11.10.Ef.
Keywords: reducible gauge symmetries, Stueckelberg fields, dual field theories.
Received 19 May 2022.

Сведения об авторах

1. Абакумова Виктория Александровна — аспирант, инженер-исследователь; тел.: (3822) 52-98-43, e-mail: abakumova@phys.tsu.ru.
2. Ляхович Семён Леонидович — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник; тел.: (3822) 52-98-43, e-mail: sll@phys.tsu.ru.