ГРАВИТАЦИЯ Том 2 Выпуск 1 1996
Дискуссионный журнал по проблемам гравитационной физики .... page 25–31

АКСИОМАТИКА ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ: ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Ю.П. Выблый

Институт Физики АНБ, Минск, Беларусь

Рассмотрен ряд вопросов релятивистской теории гравитации (РТГ). Показано, что она может последовательно рассматриваться как безмассовая калибровочная теория группы вариаций Ли динамических переменных, являющейся группой внутренней симметрии. С точки зрения плоского пространства проанализирована структура уравнений Эйнштейна, предложен новый подход к решению проблемы сверхсветовых скоростей в РТГ, обсуждаются некоторые возможные обобщения теории, не нарушающие ее основных принципов.

Содержание

1. Введение

Одним из альтернативных подходов к описанию гравитационного взаимодействия является теория симметричного тензорного поля второго ранга в пространстве Минковского. Этот подход был предложен еще С. Гуптой [1] и развивался затем рядом авторов [2]. В наиболее последовательной форме он был реализован в работах А.А. Логунова с соавторами в рамках релятивистской теории гравитации (РТГ) [3]. Наряду с успехами, достигнутыми при описании гравитации в пространстве Минковского, существует ряд вопросов, которые могут быть предъявлены к "плоским" теориям вообще и к РТГ в частности. В данной работе обсуждаются некоторые из них, при этом в схему РТГ вносятся определенные уточнения и дополнения.

Будут рассмотрены следующие вопросы: калибровочный подход в РТГ и проблема массы гравитона, структура полевых уравнений, сопоставление РТГ и ОТО. Наконец, мы укажем на некоторые принципиальные для РТГ нерешенные задачи и кратко обсудим возможные обобщения РТГ, не нарушающие основные принципы этой теории.

2. Основные положения РТГ и калибровочный подход

Принципы, на которых основана РТГ, могут быть сформулированы в следующем виде [4]:

1. Гравитационное поле описывается лагранжевой теорией симметричного тензора $\psi^{\mu\nu}$ в пространстве Минковского, с поляризационными состояниями, соответствующими спинам 2 и 0.

2. Взаимодействие гравитационного поля с материей определяется принципом геометризации, согласно которому лагранжиан L^m материи, взаимодействующей с полем, получается заменой в лагранжиане L_0^m свободной материи, записанном в произвольной системе координат, метрики Минковского $\gamma^{\mu\nu}$ на эффективную риманову метрику $g^{\mu\nu}$

$$L^m = L_0^m(\Phi_a, g_{\mu\nu}) = L_0^m(\Phi_a, g_{\mu\nu})\sqrt{-g}, \tag{1}$$

$$\widetilde{g}^{\mu\nu} = \sqrt{-g}g^{\mu\nu} = \sqrt{-\gamma}(\gamma^{\mu\nu} + \psi^{\mu\nu}) = \sqrt{-\gamma}\,'g^{\mu\nu}. \tag{2}$$

где Φ_a — поля материи, $g = \det g_{\mu\nu}$, $\gamma = \det \gamma_{\mu\nu}$, $g^{\mu\alpha}g_{\alpha\nu} = \delta^\mu_\nu$. Из вида лагранжиана L^m следует, что в любой системе координат существует группа инфинитезимальных калибровочных преобразований — вариаций Ли полей материи, не меняющих уравнений движения. Эти преобразования имеют вид [3]

$$\begin{aligned} '\Phi_a(x) &= \Phi_a(x) + \delta_L \Phi_a(x), \\ 'g^{\mu\nu}(x) &= g^{\mu\nu}(x) + \delta_L g^{\mu\nu}(x). \end{aligned} \tag{3}$$

Тензор Минковского, не являющийся динамической переменной, не преобразуется, так что

$$\delta_L \widetilde{\psi}^{\mu\nu} = \delta_L \widetilde{g}^{\mu\nu} = \xi^\alpha \partial_\alpha \widetilde{g}^{\mu\nu} - \widetilde{g}^{\alpha\nu}\partial_\alpha \xi^\mu - \widetilde{g}^{\alpha\mu}\partial_\alpha \xi^\nu + \widetilde{g}^{\mu\nu}\partial_\alpha \xi^\alpha, \tag{4}$$

здесь ξ^α — калибровочный вектор (параметр калибровочного преобразования). Так как L^m — скалярная плотность веса $+1$, то (см., например [5])

$$\delta_L L^m = \partial_\mu(L^m \xi^\mu) \tag{5}$$

и, следовательно, преобразование (3) не меняет уравнения движения материи. Условие (5) относится к случаю так называемой дивергенциальной симметрии лагранжиана и, как и в случае обычного условия $\delta L = 0$, приводит к той же симметрии уравнений Эйлера-Лагранжа [6].

Важно отметить, что условие (5) будет иметь место только тогда, когда в L^m не входят производные от $g_{\mu\nu}$, т. е. когда взаимодействие материи с гравитацией является минимальным.

Должна ли система уравнений самого гравитационного поля быть инвариантной относительно калибровочного преобразования (3)? Если это так, то уравнения поля должны быть построены только из величин $g_{\mu\nu}$ и их частных производных (но не из величин $\psi^{\mu\nu}$ и $\gamma^{\mu\nu}$) таким образом, чтобы их левая часть была тензором как относительно координатных так и калибровочных преобразований. Кроме того, согласно второй теореме Нетер, они должны подчиняться четырем тождествам. Единственными такими уравнениями являются уравнения Эйнштейна.

С другой стороны, такая инвариантность привела бы к неоднозначности определения $g^{\mu\nu}$ и $\psi^{\mu\nu}$ в данной системе координат, что недопустимо, поскольку метрика $g^{\mu\nu}$ входит в выражения для наблюдаемых эффектов и является измеряемой величиной. Калибровочная инвариантность полевых уравнений может быть частично нарушена добавлением условия, исключающему согласно постулату 1 спины 1 и 0, именно, условия ($g^{\mu\nu}_{\ \ |\tau}$ — ковариантная производная по метрике Минковского)

$$\psi^{\mu\nu}_{\ \ |\mu} = \tilde{g}^{\mu\nu}_{\ \ |\mu} = 0, \tag{6}$$

которое остается калибровочно-инвариантным на классе векторов ξ^α, удовлетворяющих условию

$$g^{\mu\nu} D_\mu D_\nu \xi^\alpha = 0. \tag{7}$$

В связи с наличием этой остаточной инвариантности нарушение калибровочной инвариантности производят в РТГ в лагранжиане гравитационного поля, путем введения массового члена, при этом условия (6) следуют из уравнений поля автоматически.

Нетрудно, однако, показать, что остаточная инвариантность (7) не приводит к неоднозначности решений для $g^{\mu\nu}$, если учесть начальные условия, которые также должны оставаться инвариантными. В случае задачи Коши для уравнений Эйнштейна имеем

$$\begin{gathered} \delta_L g^{\mu\nu}(x^0 = 0, x^a) \equiv \delta_L \overset{\circ}{g}{}^{\mu\nu} = 0, \quad a = 1, 2, 3, \\ \delta_L \partial_0 g^{\mu\nu}(x^0 = 0, x^a) \equiv \delta_L \overset{\circ}{g}{}^{\mu\nu}_{,0} = 0, \end{gathered} \tag{8}$$

Равенства (8) при заданной метрике связывают на пространственной гиперповерхности величины $\overset{\circ}{\xi}{}^\alpha$, $\overset{\circ}{\xi}{}^\alpha_{,\sigma}$ и $\overset{\circ}{\xi}{}^\alpha_{,\sigma 0}$. С другой стороны, задавая на этой гиперповерхности $\overset{\circ}{\xi}{}^\alpha$ и $\overset{\circ}{\xi}{}^\alpha_{,0}$ в качестве начальных условий для волнового уравнения (7), получим единственное решение $\overline{\xi}^\alpha$, при этом, вообще говоря

$$\overline{\xi}^\alpha_{,\sigma 0}|_{x^0=0} \neq \overset{\circ}{\xi}{}^\alpha_{,\sigma 0}. \tag{9}$$

Аналогичная ситуация будет иметь место и для граничной задачи в случае статических полей.

Таким образом, остаточная калибровочная инвариантность системы, состоящей из уравнений Эйнштейна и уравнений (6) не препятствует описанию безмассового гравитационного поля. Поэтому требование инвариантности относительно преобразований (3) можно использовать как способ введения гравитационного взаимодействия в рамках калибровочного подхода. Важно подчеркнуть, что преобразования (3) не являются локальными диффеоморфизмами при которых происходит движение точек самого пространства. Это преобразование только динамических величин при неизменной метрике Минковского и при фиксированной системе координат. Именно это обстоятельство и требует замены $\gamma_{\mu\nu} \to g_{\mu\nu}$, $\sqrt{-\gamma} \to \sqrt{-g}$ в лагранжиане материи L_0^m.

При указанном калибровочном подходе отпадает необходимость использования принципа геометризации в качестве постулата теории. Он может быть теперь заменен на более общее утверждение: лагранжиан гравитационного взаимодействия должен быть дивергентно-инвариантен относительно группы внутренней симметрии (3), при этом гравитационное поле является калибровочным полем этой группы.

Поле $\psi^{\mu\nu}$ не образует связность относительно калибровочных преобразований, однако, соответствующая связность, входящая в ковариантную производную, выражается через производные от $\psi^{\mu\nu}$. То, что такая редукция не имеет места для других калибровочных полей, не может служить поводом для отказа от данного подхода, как это предлагается, например, в [7].

3. Структура полевых уравнений

Калибровочный подход в сочетании с постулатом 1 не позволяет полностью установить уравнения поля. Необходимо еще ввести связь между потенциалом и эффективной метрикой, поскольку условия ограничения по спину накладываются именно на потенциал. Принятая в РТГ связь (2) приводит к дополнительным условиям гармоничности, совместным с уравнениями Эйнштейна и обеспечивающими единственность решения задачи Коши [8]. При этом уравнения поля приобретают вид

$$J^{\alpha\beta} = k(t_g^{\alpha\beta} + t_m^{\alpha\beta}), \quad J^{\alpha\beta}_{\ \ |\beta} \equiv 0, \tag{10}$$

$$J^{\alpha\beta} \equiv \psi^{\alpha\beta}{}_{|\sigma}{}^{\sigma} - \psi^{\alpha\sigma}{}_{|\sigma}{}^{\beta} - \psi^{\beta\sigma}{}_{|\sigma}{}^{\alpha} + \gamma^{\alpha\beta}\psi^{\sigma\tau}{}_{|\sigma\tau}, \tag{11}$$

где $t_g^{\alpha\beta} = -\frac{2}{\sqrt{-\gamma}}\frac{\delta L^g}{\delta\gamma_{\alpha\beta}}$, $t_m^{\alpha\beta} = -\frac{2}{\sqrt{-\gamma}}\frac{\delta L^m}{\delta\gamma_{\alpha\beta}}$ — тензора энергии-импульса гравитационного поля и материи соответственно. В [3] варьирование в выражении для тензора энергии-импульса происходит при $\widetilde{\psi}^{\mu\nu} = \mathrm{const}$, таким образом $t^{\alpha\beta}$ является тензором Гильберта для плотности тензорного поля $\widetilde{\psi}^{\mu\nu}$, а не для самого тензора $\psi^{\mu\nu}$.

Покажем, что если в качестве источника гравитационного поля рассматривать тензор Гильберта для $\psi^{\mu\nu}$, уравнения Эйнштейна не будут иметь структуру (10–11). Проведем вычисление величины $\frac{\delta L}{\delta\gamma_{\alpha\beta}}$ для лагранжиана РТГ L^g,

$$\begin{gathered} L^g = \frac{1}{16\pi}\sqrt{-g}g^{\mu\nu}(G^\alpha_{\beta\mu}G^\beta_{\alpha\nu} - G^\alpha_{\mu\nu}G^\beta_{\alpha\beta}) = \frac{1}{16\pi}\sqrt{-g}G, \\ G^\alpha_{\beta\mu} = \frac{1}{2}\,g^{\alpha\sigma}(g_{\sigma\beta|\mu} + g_{\sigma\mu|\beta} - g_{\beta\mu|\sigma}). \end{gathered} \tag{12}$$

$$\begin{gathered} \frac{\delta L}{\delta\gamma_{\alpha\beta}} = \frac{\partial L}{\partial\gamma_{\alpha\beta}} - \partial_\sigma\frac{\partial L}{\partial\gamma_{\alpha\beta,\sigma}} = \frac{\hat{\partial} L}{\partial\gamma_{\alpha\beta}} + \frac{\partial L}{\partial\widetilde{g}^{\mu\nu}}\frac{\partial\widetilde{g}^{\mu\nu}}{\partial\gamma_{\alpha\beta}} + \frac{\partial L}{\partial\widetilde{g}^{\mu\nu}_{,\sigma}}\frac{\partial\widetilde{g}^{\mu\nu}_{,\sigma}}{\partial\gamma_{\alpha\beta}} - \\ -\partial_\sigma\left(\frac{\hat{\partial} L}{\partial\gamma_{\alpha\beta,\sigma}} + \frac{\partial L}{\partial\widetilde{g}^{\mu\nu}_{,\tau}}\frac{\partial\widetilde{g}^{\mu\nu}_{,\tau}}{\partial\gamma_{\alpha\beta,\sigma}}\right), \end{gathered} \tag{13}$$

где $\frac{\hat{\partial}}{\partial\gamma_{\alpha\beta}}$, $\frac{\hat{\partial}}{\partial\gamma_{\alpha\beta,\sigma}}$ — производные по метрике Минковского и ее производным, входящим в L явно (в ковариантные производные по метрике Минковского $\gamma_{\alpha\beta}$). Для упрощения вычислений будем после дифференцирования по $\gamma_{\alpha\beta}$ переходить в декартову систему координат, обозначая этот факт символом $=^*$. Так как $\frac{\delta L}{\delta\gamma_{\alpha\beta}}$ — скалярная плотность, в окончательном выражении можно перейти к произвольной системе координат путем замены частных производных на ковариантные относительно метрики Минковского. Пользуясь соотношениями

$$\begin{gathered} \frac{\partial\widetilde{g}^{\mu\nu}}{\partial\gamma_{\alpha\beta}} = \sqrt{-\gamma}J^{\alpha\beta\mu\nu}_{,}\ \frac{\partial\widetilde{g}^{\mu\nu}_{,\tau}}{\partial\gamma_{\alpha\beta}} =^* \frac{1}{2}\,\gamma^{\alpha\beta}\widetilde{g}^{\mu\nu}_{,\tau}, \quad \frac{\partial\widetilde{g}^{\mu\nu}_{,\tau}}{\partial\gamma_{\alpha\beta,\sigma}} = \sqrt{-\gamma}\delta^\sigma_\tau J^{\alpha\beta\mu\nu}, \\ J^{\alpha\beta\mu\nu} \equiv -\frac{1}{2}(\gamma^{\mu\nu}\gamma^{\nu\beta} + \gamma^{\nu\alpha}\gamma^{\mu\beta} - \gamma^{\alpha\beta\,\prime}g^{\mu\nu}), \end{gathered} \tag{14}$$

приходим к выражению

$$\frac{\delta L}{\delta\gamma_{\alpha\beta}} = \frac{\hat{\delta} L}{\delta\gamma_{\alpha\beta}} + \sqrt{-\gamma}J^{\alpha\beta\mu\nu}\,\frac{\delta L}{\delta\widetilde{g}^{\mu\nu}} + \frac{1}{2}\,\gamma^{\alpha\beta}\widetilde{g}^{\mu\nu}_{,\tau}\,\frac{\partial L}{\partial\widetilde{g}^{\mu\nu}_{,\tau}}. \tag{15}$$

Вычисление $\frac{\hat{\delta} L}{\delta\gamma_{\alpha\beta}}$ и $\frac{\delta L}{\delta\widetilde{g}^{\mu\nu}}$ для L^g дает следующие результаты:

$$\frac{\hat{\delta} L^g}{\delta\gamma_{\alpha\beta}} = -\frac{1}{32\pi}\,J^{\alpha\beta}, \quad \frac{\delta L^g}{\delta\widetilde{g}^{\mu\nu}} = -\frac{1}{16\pi}\,R_{\mu\nu}, \tag{16}$$

где $R_{\mu\nu}$ — тензор Риччи. Таким образом, выражение для тензора Гильберта принимает вид

$$t_g^{\alpha\beta} = \frac{1}{16\pi} J^{\alpha\beta} - \frac{1}{8\pi}\left[\left(\gamma^{\alpha\mu}\gamma^{\beta\nu} - \frac{1}{2}\gamma^{\alpha\beta\,\prime} g^{\mu\nu}\right) R_{\mu\nu} - \sqrt{\frac{g}{\gamma}}\gamma^{\alpha\beta} G\right], \tag{17}$$

а уравнения Эйнштейна:

$$J^{\alpha\beta} = 16\pi t_g^{\alpha\beta} - 2\sqrt{\frac{g}{\gamma}}\gamma^{\alpha\beta} G. \tag{18}$$

Содержащийся в (18) дополнительный член $-2\sqrt{g/\gamma}\gamma^{\alpha\beta}G$ нарушает структуру (10–11) и не исчезает при выполнении калибровки (6).

Рассмотрим теперь поле с материальными источниками. Поскольку L^m не зависит от $g_{\mu\nu,\alpha}$, уравнения поля примут вид

$$J^{\alpha\beta} = 16\pi(t_g^{\alpha\beta} + t_m^{\alpha\beta}) - 2\sqrt{\frac{g}{\gamma}}\gamma^{\alpha\beta} G. \tag{19}$$

Таким образом, источником полного нелинейного поля является тензор Гильберта материи, взаимодействующей с потенциалом $\psi^{\mu\nu}$. Мы приходим, следовательно, к альтернативе: 1. Источником гравитационного поля является тезор Гильберта поля и материи вместе взятых, тогда гравитационное поле описывается не тензором, а тензорной плотностью. 2. Поле описывается истинным тензором, тогда тензор Гильберта не является его источником. Поскольку классификация спиновых состояний по неприводимым представлениям группы Лоренца одинакова для $\psi^{\mu\nu}$ и $\widetilde{\psi}^{\mu\nu}$, эта альтернатива не скажется на выборе дополнительных условий, однако тензора энергии-импульса как поля так и материи различны для полей $\psi^{\mu\nu}$ и $\widetilde{\psi}^{\mu\nu}$

$$t_m^{\mu\nu}(\psi^{\alpha\beta}) = \sqrt{\frac{\gamma}{g}}\left(\gamma^{\mu\alpha}\gamma^{\nu\beta} - \frac{1}{2}\gamma^{\mu\nu\,\prime} g^{\alpha\beta}\right)\left(T_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} T\right), \tag{20}$$

$$t_g^{\mu\nu}(\widetilde{\psi}^{\alpha\beta}) = \frac{1}{16\pi} J^{\alpha\beta} - \frac{1}{8\pi}\left(\gamma^{\alpha\mu}\gamma^{\beta\nu} - \frac{1}{2}\gamma^{\alpha\beta}\,\gamma^{\mu\nu}\right) R_{\mu\nu}, \tag{21}$$

$$t_m^{\mu\nu}(\widetilde{\psi}^{\alpha\beta}) = \sqrt{\frac{\gamma}{g}}\left(\gamma^{\mu\alpha}\gamma^{\nu\beta} - \frac{1}{2}\gamma^{\mu\nu}\,\gamma^{\alpha\beta}\right)\left(T_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} T\right), \tag{22}$$

$$T_{\alpha\beta} = \frac{2}{\sqrt{-g}}\frac{\delta L^m}{\delta g^{\alpha\beta}}, \quad T = T_{\alpha\beta} g^{\alpha\beta}.$$

Вопрос о том, какое из выражений (17, 20) или (21, 22) нужно предпочесть остается открытым. Отметим, что аналогичная ситуация имеет место в электродинамике для тензоров Минковского и Абрагама [9].

4. Сопоставление РТГ и ОТО

При сравнении РТГ с ОТО необходимо подчеркнуть различие в способах задания пространственно-временного многообразия в данных теориях. В ОТО оно определяется решениями уравнений Эйнштейна для $g_{\mu\nu}$. В РТГ пространство-время задано заранее. Конструктивно такое задание осуществляется с помощью тензора $\gamma_{\mu\nu}$, входящего в полевые уравнения (6). Такое различие в способах задания многообразия может приводить при одинаковых полевых уравнениях в ОТО и РТГ к разным физическим следствиям. Те значения переменных, при которых в ОТО возникают определенные эффекты, могут просто отсутствовать в РТГ, поскольку они будут определять точки не принадлежащие пространству Минковского. Так в решении, описывающем статическое центрально-симматричное поле в РТГ точки, находящиеся внутри сферы Шварцшильда отсутствуют, так как они задаются отрицательными значениями радиальной координаты в пространстве Минковского. Анализ этого решения приводит к выводам, которые не могут быть получены в рамках ОТО. Это зависимость внешнего поля от структуры источника и необходимость рассматривать источники только конечных размеров [10]. Аналогичным образом, для нестатических сферически-симметричных полей ограничение собственного времени частицы, движущейся в этом поле, при стремлении временной координаты пространства Минковского к бесконечности приводит к отсутствию в РТГ черных дыр [11]. Иную трактовку получает в РТГ теорема Биркгоффа: всегда существует система координат в которой любое центрально-симметричной поле статично по временной переменной, что не означает статичности исходно поставленной задачи в сферических координатах $(t, r, \vartheta, \varphi)$ [12].

Одна из претензий, предъявляемых к плоским теориям типа РТГ заключается в том, что метрика Минковского является ненаблюдаемой величиной, поскольку материя "взаимодействует" с метрикой $g_{\mu\nu}$ и нет материальных процессов, позволяющих операционально установить $\gamma_{\mu\nu}$. Это утверждение не выдерживает критики, так как $\gamma_{\mu\nu}$ можно рассматривать как косвенно измеряемую величину. Действительно, уравнения РТГ позволяют благодаря условиям (6) вычислить, как меняются пространственные и временной эталоны при включении гравитационного поля. Далее, внося поправки "за гравитацию" в реальные эталоны, получим евклидовы эталоны, задающие декартову систему координат и метрику Минковского. Если гипотеза о том, что топология пространства-времени в присутствии гравитационного поля является евклидовой верна, установленная таким образом декартова система координат будет покрывать все пространство-время.

Таким образом, отсутствуют логические противоречия при описании гравитации в пространстве Минковского. Ответ на вопрос достаточно ли это описание могут дать только эксперименты, точнее астрофизические и космологические наблюдания.

5. Задачи и перспективы РТГ

Укажем на некоторые принципиальные вопросы, не получившие окончательного решения в рамках РТГ. Это, во-первых, доказательство положительной определенности энергии гравитационного излучения. Вариант решения, при котором излучение рассматривается на искривленном фоне, приведен в [13]. Другой подход, основанный на введении новых переменных $f^{\mu\nu}$, связанных с метрикой выражением $g^{\mu\nu} = f^{\mu\alpha} f^{\nu\beta} \gamma_{\alpha\beta}$, что позволяет сделать тензор Гильберта квадратичным по полям, предложен в [14].

Другим вопросом, требующим дополнительного рассмотрения, является существование сверхсветовых скоростей пробных частиц в пространстве Минковского [3]. Это связано с тем обстоятельством, что геодезические риманового пространства могут выходить за конус Минковского, при этом нарушается лоренцинвариантность теории. В РТГ решения, допускающие такие геодезические, считются нефизическими и отбрасываются. Однако, при стремлении скорости частицы $v^\mu = dx^\mu/dt$ в пространстве Минковского к скорости света в вакууме c_0, ее собственное гравитационное поле стремится к бесконечности, так как оно может быть получено из поля покоящейся частицы преобразованием Лоренца $L(v^\mu, c_0)$. Следовательно, при $v \to c_0$ частица перестает быть пробной и ее движение необходимо рассматривать в рамках задачи двух тел. Несомненный интерес представляло бы строгое доказательство в этом подходе условия $v < c_0$.

Представляет интерес вопрос: можно ли обобщить РТГ, не нарушая ее основных положений о калибровочной инвариантности и тензорном характере поля? Можно выделить два направления для таких обобщений. 1. Введение массивного гравитационного поля с помощью механизма спонтанного нарушения симметрии. 2. Использование эффективной геометрии, обобщающей риманову, в частности геометрии с кручением. Отметим, что без нарушения калибровочной инвариантности и без введения дополнительных полей кручение в связность можно ввести только, если в качестве полевой переменной рассматривать несимметричный тензорный потенциал. В этом случае эффективная метрика также будет несимметричной, Можно обобщать калибровочную группу (см. по, этому поводу [7, 15], однако в этом случае придется отказаться от чисто тензорного характера гравитационного взаимодействия.

Наконец, можно модифицировать постулат 1, отказавшись от исключения спина единица из полного поля и сохранив это требование для линейного приближения (что необходимо для положительной определенности плотности энергии излучения в линейном приближении) Такой вариант теории был развит, в частности, в [16], где эффективная метрика для уравнений Эйнштейна определялась связью $g_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu} + \psi_{\mu\nu}$. В качестве дополнительных уравнений использовались, как и в РТГ, условия Гильберта $\widetilde{g}^{\mu\nu}{}_{|\nu} = 0$. В линейном приближении они сводятся к условиям $\psi^{\mu\nu}{}_{|\nu} - \frac{1}{2}\,\psi_|{}^{\mu} = 0$ $(\psi = \psi^{\mu\nu}\gamma_{\mu\nu})$, которые как и условия $\psi^{\mu\nu}{}_{|\nu} = 0$ исключают состояния со спинами 1 и 0 [17]. Поскольку движение материи в гравитационном поле определяется видом метрики, этот вариант в рамках классического рассмотрения эквивалентен РТГ. Однако, в теориях с различной связью потенциалы $\psi^{\mu\nu}$ при данной метрике будут различны и это может привести к различным результатам для квантованной теории.

Выражаю искреннюю благодарность А.А. Логунову и М.А. Мествиришвили за полезные дискуссии по вопросам, затронутым в данной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Gupta S.N.* // Proc. Phys. *1952*, vol. A65, p. 608.
2. *Thirring W.* // Ann. Phys. 1961, vol. 16, p. 96; Halpern L. // Bull. Acad. Roy. Belg. Cl. Sci. 1963, vol. 49, p. 226; Ogievetsky V.I., Polubarinov I.V. // Ann. Phys. 1965, v. 35, p. 167; Швингер Ю. Частицы. Источники. Поля. М., Мир, *1973*, т. 1.
3. *Логунов А.А., Мествиришвили М.А.* Основы релятивистской теории гравитации. М., Изд-во МГУ, *1986*.
4. *Логунов А.А.* Теория гравитационного поля. Препринт ИФВЭ, ОТФ 93–4, Протвино, *1993*.
5. *Схоутен Я.А.* Тензорный анализ для физиков. М., Наука, *1965*.
6. *Олвер П.* Приложение групп Ли к дифференциальным уравнениям. М., Мир, *1989*.
7. *Пономарев В.Н. и др.* Геометро-динамические методы и калибровочный подход к теории гравитационных взаимодействий. М., *1985*.
8. *Фишер А., Марсден Дж.* В сб. Общая теория относительности. М., Мир, *1983*, с. 87.
9. *Гинзбург В.Л.* Теоретическая физика и астрофизика. М., Наука, *1981*, гл. 13.
10. *Выблый Ю.П.* // ТМФ, *1991*, т. 88, N 1, с. 135.
11. *Власов А.А., Логунов А.А.* // ТМФ, *1985*, т. 63, N 1, с. 3.
12. *Власов А.А.* Некалибровочный подход в релятивистской теории гравитации. М., Изд-во МГУ, *1992*.
13. *Лоскутов Ю.М.* // Вестник МГУ, *1991*, сер. 3, т. 32, N 4, с. 49.
14. *Леонович А.А.* // Гравитация (С.-Пб.). *1995*, т. 1, вып. 1, с. 27.
15. *Иваненко Д.Д. и др.* Калибровочная теория гравитации. М., Изд-во МГУ, *1985*.
16. *Генк А.В.* Релятивистская теория гравитации с линейным уравнением связи. // Рук., депонир. в ВИНИТИ, N 5982-В87, *1987*.
17. *Огиевецкий В.И., Полубаринов И.В.* // Препринт СИЯИ Р-2106, Дубна, *1965*.