тия принцип относительности утратил свою ведущую роль в теории и стал следствием псевдоевклидовой геометрии единого пространства-времени.

Вместе с тем наличие псевдоевклидовой геометрии у пространства-времени позволило нам ввести новый принцип — обобщенный принцип относительности, справедливый как для инерциальных, так и для неинерциальных систем отсчета. Это обстоятельство явно указывает, что укоренившиеся в научной литературе [8, 11, 19, 64] утверждения о неприменимости специальной теории относительности к описанию физических процессов в неинерциальных системах отсчета являются неправильными.

§ 32. Риманова геометрия и гравитация

Среди всех взаимодействий в природе гравитационное занимает особое место. Во-первых, оно является универсальным, ему подвержены все известные формы материи. Во-вторых, его действие на вещество в корне отличается от действия других сил: как свидетельствуют результаты измерений искривления луча света и запаздывания радиосигнала в гравитационном поле Солнца, воздействие гравитационного поля на волну сводится к искривлению фронта волны. А так как распространение фронта волны безмассового поля (уравнение характеристик)

$$g^{ik}\frac{\partial S}{\partial x^i}\frac{\partial S}{\partial x^k}=0$$

и также движение свободных материальных частиц (уравнение Гамильтона—Якоби)

$$g^{ik}\frac{\partial \Psi}{\partial x^i}\frac{\partial \Psi}{\partial x^k}=m^2c^2$$

определяются метрическим тензором, то это означает, что гравитационное поле как бы изменяет геометрию для остальных полей материи. Поэтому возникает вопрос, можно ли ввести гравитационное поле так, чтобы его действие на остальные поля материи было эквивалентным изменению геометрии для этих полей, а само гравитационное поле можно было бы считать полем в духе Фарадея — Максвелла, с его обычными свойствами носителя энергии и импульса.

Ответ на этот вопрос дан в наших работах [28—30]. Мы далее будем следовать им. Как видно из результатов § 29 и 30, возможность получения интегральных законов сохранения в любой физической теории связана с существованием векторов Киллинга пространства-времени или, как иногда говорят, с наличием группы движений пространства (метрики). Существует лишь три типа четырехмерных пространств, обладающих свойствами однородности и изотропии в такой степени, что они допускают получение всех десяти интегральных законов сохранения для замкнутой системы: пространство постоянной отрицательной кривизны (пространство Лобачевского), пространство нулевой кривизны (псевдоевклидово пространство) и пространство постоянной положительной кривизны (пространство Римана).

Поскольку экспериментальные данные, полученные при изучении сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий, свидетельствуют о том, что для полей, связанных с этими взаимодействиями в отсутствие гравитационного поля, геометрия пространства-времени является псевдоевклидовой, то можно высказать гипотезу, что эта геометрия является единой для всех физических процессов, в том числе и для гравитационных. Существование закона сохранения энергии-импульса для замкнутой системы, независимо от закона сохранения момента импульса, из трех геометрий с постоянной кривизной выделяет геометрию пространства-времени с нулевой кривизной — псевдоевклидово пространство.

Другим ключевым пунктом развиваемого нами полевого подхода является принцип тождественности (принцип геометризации), утверждающий, что уравнения движения вещества под действием гравитационного поля в псевдоевклидовом пространстве-времени с метрическим тензором γ_{ik} могут быть тождественно представлены как уравнения движения вещества в некотором эффективном римановом пространстве-времени с метрическим тензором g_{ik}, зависящим от гравитационного поля и метрического тензора γ_{ik}. Таким образом, этот принцип определяет, с одной стороны, эквивалентность двух способов описания движения вещества под действием гравитационного поля, а с другой стороны, определяет характер взаимодействия гравитационного поля с веществом и соответствует определенному выбору лагранжиана взаимодействия гравитационного поля с веществом. Следует отметить, что полевой подход к теории гравитационного взаимодействия не конкретизирует природу гравитационного поля. Мы не знаем, какова природа гравитационного поля, только время и новые экспериментальные факты позволят ответить на этот вопрос. Одна из возможных реализаций этого подхода состоит в использовании симметрического тензорного поля второго ранга в качестве гравитационного поля.

Изучим теперь характер законов сохранения для всех таких локальных теорий гравитации, не связывая себя конкретным выбором плотности лагранжиана. Исходя из основных принципов полевого подхода, плотность лагранжиана системы, состоящей из вещества и гравитационного поля, мы можем записать в виде

$$\mathfrak{L}=\mathfrak{L}_g(\gamma_{ik},\ \varphi_{ik})+\mathfrak{L}_{\text{м}}(g_{ik},\ \varphi_A), \tag{32.1}$$

где γ_{ik} — метрический тензор псевдоевклидова пространства-времени, g_{ik} — метрический тензор эффективного риманова пространства-времени, φ_{ik} — гравитационное поле, φ_A — остальные поля материи. Не ограничивая общности, будем считать, что метрический тензор g_{ik} является локальной функцией, зависящей от метрического тензора γ_{ik} гравитационного поля φ_{ik} и их частных производных до второго порядка включительно:

$$g_{lm}=g_{lm}(\gamma_{ik},\ \partial_s\gamma_{ik},\ \partial_{st}\gamma_{ik},\ \varphi_{ik},\ \partial_s\varphi_{ik},\ \partial_{st}\varphi_{ik},\ \ldots$$
$$\ldots,\ \gamma^{ik},\ \partial_s\gamma^{ik},\ \partial_{st}\gamma^{ik}). \tag{32.2}$$

Плотность лагранжиана вещества $\mathfrak{L}_{\text{м}}$ будем считать зависящей от метрического тензора g_{ik} и полей материи φ_A, причем поля материи входят в плотность лагранжиана вместе со своими производными не выше первого порядка. Легко убедиться, что в этом случае в плотность лагранжиана вещества войдут частные производные гравитационного поля вплоть до второго порядка. Плотность лагранжиана гравитационного поля $\mathfrak{L}_g$ будем считать зависящей от метрического тензора γ_{ik}, гравитационного поля и их частных производных до третьего порядка включительно. Для получения законов сохранения воспользуемся, как это было сделано в § 9, ковариантным методом бесконечно малых смещений. Поскольку действие S является скаляром, то при произвольно малом преобразовании координат

$$x'^i = x^i + \xi^i(x) \tag{32.3}$$

вариации действия вещества $\delta S_м$ и гравитационного поля δS_g будут равны нулю. Так как в плотность лагранжиана вещества войдут как ковариантные, так и контравариантные компоненты метрического тензора, то плотность лагранжиана будем варьировать по ним как по независимым, а затем учтем соотношение между их вариациями

$$\delta g^{lm} = - g^{im} g^{ln} \delta g_{in}.$$

Совершенно аналогично мы будем поступать и при варьировании по компонентам γ_{ik} и γ^{lm} метрического тензора плоского пространства-времени.

Поступая аналогично случаю, рассмотренному в § 9, вариацию интеграла действия вещества при преобразовании (32.3) запишем в виде

$$\delta S_м = \frac{1}{c} \int d^4x \left(\frac{\Delta \mathfrak{L}_м}{\Delta g_{in}} \delta_L g_{in} + \frac{\delta \mathfrak{L}_м}{\delta \varphi_A} \delta_L \varphi_A + \mathrm{Div} \right) = 0, \tag{32.4}$$

где Div означает дивергентные члены, учет которых приводит к соотношениям, несущественным для нашего рассмотрения. Определим входящие в это выражение вариации Ли. В силу общего определения для метрического тензора имеем

$$\delta_L g_{in} = \delta_c g_{in} - \xi^l \partial_l g_{in}.$$

Так как метрический тензор эффективного риманова пространства-времени, как и всякий тензор второго ранга, обладает трансформационным законом

$$g'_{in}(x+\xi) = \frac{\partial x^q}{\partial x'^i} \frac{\partial x^p}{\partial x'^n} g_{pq}(x),$$

то легко получить

$$g'_{in}(x+\xi) = g_{in}(x) - g_{il} \partial_n \xi^l - g_{nl} \partial_i \xi^l.$$

Поэтому координатная вариация δ_c метрического тензора g_{in} будет равна

$$\delta_c g_{in} = g'_{in}(x+\xi) - g_{in}(x) = - g_{il} \partial_n \xi^l - g_{nl} \partial_i \xi^l.$$

Следовательно,

$$\delta_L g_{in} = - g_{il} \partial_n \xi^l - g_{nl} \partial_i \xi^l - \xi^l \partial_l g_{in}$$

или в ковариантной форме

$$\delta_L g_{in} = -g_{il}D_n\xi^l - g_{nl}D_i\xi^l - \xi^l D_l g_{in}. \qquad (32.5)$$

Поскольку геометрическая природа полей материи φ_A не конкретизируется заранее, то вариацию Ли от них запишем в общем виде

$$\delta_L \varphi_A = -\xi^l D_l \varphi_A + F_{A;\, l}^{B;\, n} \varphi_B D_n \xi^l, \qquad (32.6)$$

где тензор F может принимать тот или иной вид в зависимости от геометрического типа поля φ_A. Вводя обозначение

$$T^{ik} = -2\frac{\Delta\mathfrak{L}_м}{\Delta g_{ik}} = -2\left[\frac{\delta\mathfrak{L}_м}{\delta g_{ik}} - g^{is}g^{kp}\frac{\delta\mathfrak{L}_м}{\delta g^{ps}}\right]$$

для тензора энергии-импульса вещества в римановом пространстве-времени и подставляя соотношения (32.5) и (32.6) в выражение (32.4), после тождественного преобразования получим

$$\delta S_м = \frac{1}{c}\int dx\left(-\xi^l\left[D_n(g_{il}T^{in}) - \frac{1}{2}T^{in}D_l g_{in} + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{\delta\mathfrak{L}_м}{\delta\varphi_A}D_l\varphi_A + D_n\left(\frac{\delta\mathfrak{L}_м}{\delta\varphi_A}F_{A;\, l}^{B;\, n}\varphi_B\right)\right] + \mathrm{Div}\right) = 0.$$

Так как вектор ξ^l и его производные в этом выражении являются произвольными, то отсюда можно получить следующий сильный закон сохранения:

$$D_n(g_{il}T^{in}) - \frac{1}{2}T^{in}D_l g_{in} = -\frac{\delta\mathfrak{L}_м}{\delta\varphi_A}D_l\varphi_A - D_n\left(\frac{\delta\mathfrak{L}_м}{\delta\varphi_A}F_{A;\, l}^{B;\, n}\varphi_B\right).$$

Выразим теперь ковариантные производные, стоящие в левой части этого тождества, через частные производные и связности плоского пространства-времени γ_{ip}^l. Учитывая, что T^{in} — плотность тензора веса $+1$, получим

$$\partial_n(g_{il}T^{in}) - \frac{1}{2}T^{in}\partial_l g_{in} = -\frac{\delta\mathfrak{L}_м}{\delta\varphi_A}D_l\varphi_A - D_n\left(\frac{\delta\mathfrak{L}_м}{\delta\varphi_A}F_{A;\, l}^{B;\, n}\varphi_B\right).$$

Выражая $\partial_l g_{in}$ через связности эффективного риманова пространства-времени $\partial_l g_{in} = -g_{is}\Gamma_{ln}^s - g_{ns}\Gamma_{li}^s$, получим

$$g_{il}\nabla_n T^{in} = -\frac{\delta\mathfrak{L}_м}{\delta\varphi_A}D_l\varphi_A - D_n\left(\frac{\delta\mathfrak{L}_м}{\delta\varphi_A}F_{A;\, l}^{B;\, n}\varphi_B\right), \qquad (32.7)$$

где введено обозначение ∇_n для ковариантной производной по метрике эффективного риманова пространства-времени. Другое важное тождество получим, если учтем, что метрический тензор эффективного риманова пространства-времени фактически построен из φ_{ik} и метрики γ_{ik}. Вариация функции действия для вещества примет вид

$$\delta S_{\text{м}} = \frac{1}{c}\int d^4x\left(\frac{\delta\mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta\varphi_{in}}\delta_{\mathrm{L}}\varphi_{in} + \frac{\delta\mathfrak{L}}{\delta\varphi_A}\delta_{\mathrm{L}}\varphi_A - \frac{1}{2}t_{\text{м}}^{in}\delta_{\mathrm{L}}\gamma_{in} + \mathrm{Div}\right) = 0, \qquad (32.8)$$

где введено обозначение для симметрического тензора энергии-импульса вещества в псевдоевклидовом пространстве-времени:

$$t_{\text{м}}^{in} = -2\frac{\Delta\mathfrak{L}_{\text{м}}}{\Delta\gamma_{in}} = -2\left(\frac{\delta\mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta\gamma_{in}} - \gamma^{ip}\gamma^{ns}\frac{\delta\mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta\gamma^{ps}}\right).$$

Так как вариации Ли ГП φ_{in} и метрики имеют вид

$$\begin{aligned} \delta_{\mathrm{L}}\varphi_{in} &= -\varphi_{il}D_n\xi^l - \varphi_{nl}D_i\xi^l - \xi^l D_l\varphi_{in};\\ \delta_{\mathrm{L}}\gamma_{in} &= -\gamma_{il}D_n\xi^l - \gamma_{nl}D_i\xi^l, \end{aligned} \qquad (32.9)$$

то после подстановки (32.6) и (32.9) в (32.8) найдем

$$\delta S_{\text{м}} = \frac{1}{2}\int d^4x\left(\xi^l\left[2D_n\left(\frac{\delta\mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta\varphi_{nm}}\varphi_{ml}\right) - D_n t_{\text{м}l}^{n} - \frac{\delta\mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta\varphi_{nm}}D_l\varphi_{nm} - D_n\left(\frac{\delta\mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta\varphi_A}F_{A;\,l}^{B;\,n}\varphi_B\right) - \frac{\delta\mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta\varphi_A}D_l\varphi_A\right] + \mathrm{Div}\right) = 0.$$

Отсюда в силу произвольности вектора ξ^l и его производных получим еще один сильный закон сохранения

$$D_n t_{\text{м}l}^{n} - 2D_n\left(\frac{\delta\mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta\varphi_{nm}}\varphi_{ml}\right) + \frac{\delta\mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta\varphi_{nm}}D_l\varphi_{nm} + D_n\left(\frac{\delta\mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta\varphi_A}F_{A;\,l}^{B;\,n}\varphi_B\right) + \frac{\delta\mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta\varphi_A}D_l\varphi_A = 0. \qquad (32.10)$$

Вычитая из этого равенства выражение (32.7), имеем

$$D_n t_{\text{м}l}^{n} - 2D_n\left(\frac{\delta\mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta\varphi_{nm}}\varphi_{ml}\right) + \frac{\delta\mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta\varphi_{nm}}D_l\varphi_{nm} = g_{il}\nabla_n T^{in}. \qquad (32.11)$$

Это тождество справедливо независимо от выполнения уравнения движения вещества и гравитационного поля, а поэтому оно является сильным законом сохранения.

Аналогичным образом из инвариантности функции действия гравитационного поля при преобразовании (32.3), получим

$$D_n t^n_{gl} - 2D_n\left(\frac{\delta \mathfrak{L}_g}{\delta \varphi_{lm}} \varphi_{ml}\right) + \frac{\delta \mathfrak{L}_g}{\delta \varphi_{mn}} D_l \varphi_{mn} = 0, \qquad (32.12)$$

где для плотности тензора энергии-импульса гравитационного поля в псевдоевклидовом пространстве-времени t^n_{gl} имеем, как обычно

$$t^{in}_g = -2\frac{\Delta \mathfrak{L}_g}{\Delta \gamma_{in}} = -2\left[\frac{\delta \mathfrak{L}_g}{\delta \gamma_{in}} - \gamma^{ip}\gamma^{ns}\frac{\delta \mathfrak{L}_g}{\delta \gamma^{sp}}\right],$$

причем $t^n_{gl} = \gamma_{il} t^{in}_g$.

Из соотношений (32.11) и (32.12) следует, что

$$D_n\left[t^n_{gl} + t^n_{\text{м}l}\right] - 2D_n\left[\frac{\delta \mathfrak{L}}{\delta \varphi_{lm}} \varphi_{ml}\right] + \frac{\delta \mathfrak{L}}{\delta \varphi_{mn}} D_l \varphi_{mn} = \nabla_n\left(g_{il} T^{in}\right). \qquad (32.13)$$

При условии выполнения уравнений гравитационного поля

$$\frac{\delta \mathfrak{L}}{\delta \varphi_{mn}} = \frac{\delta \mathfrak{L}_g}{\delta \varphi_{mn}} + \frac{\delta \mathfrak{L}_\text{м}}{\delta \varphi_{mn}} = 0, \qquad (32.14)$$

где

$$\frac{\delta \mathfrak{L}}{\delta \varphi_{mn}} = \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial \varphi_{mn}} - \partial_p\left(\frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial(\partial_p \varphi_{mn})}\right) + \partial_p \partial_q\left(\frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial(\partial_p \partial_q \varphi_{mn})}\right) - \\ - \partial_p \partial_q \partial_l\left(\frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial(\partial_p \partial_q \partial_e \varphi_{mn})}\right), \qquad (32.15)$$

выражение (32.13) упрощается:

$$D_n\left[t^n_{gl} + t^n_{\text{м}l}\right] = g_{il} \nabla_n T^{in}. \qquad (32.16)$$

Это равенство является проявлением принципа геометризации. Из него следует, что ковариантная дивергенция в псевдоевклидовом пространстве-времени от суммы плотностей тензоров энергии-импульса гравитационного поля и вещества преобразовалась в ковариантную дивергенцию в римановом пространстве-времени от плотности тензора энергии-импульса вещества, определенного в эффективном римановом пространстве. Таким образом, в полевом подходе гравитационное поле (как физическое поле) при описании движения вещества может быть исключено и его энергия, образно говоря, идет на формирование эффективного риманова пространства-времени.

Риманово пространство-время при таком подходе является своеобразным носителем энергии-импульса. В соответствии с принципом геометризации и законами сохранения энергии-импульса вещества и гравитационного поля вместе взятых на создание риманова пространства-времени затрачивается столько энергии, сколько ее содержится в гравитационном поле, а поэтому распространение волн кривизны в римановом пространстве-времени отражает обычный перенос энергии гравитационными волнами в псевдоевклидовом пространстве-времени. Это означает, что в полевом подходе волны кривизны в эффективном римановом пространстве-времени являются прямым следствием существования гравитационных волн в духе Фарадея—Максвелла, обладающих плотностью энергии-импульса.

При условии выполнения уравнений движения вещества

$$\frac{\delta \mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta \varphi_A} = 0 \tag{32.17}$$

выражение (32.10) упрощается:

$$D_n t^n_{\text{м}l} - 2D_n\left(\frac{\delta \mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta \varphi_{mn}} \varphi_{ml}\right) + \frac{\delta \mathfrak{L}_{\text{м}}}{\delta \varphi_{mn}} D_l \varphi_{mn} = 0, \tag{32.18}$$

а из соотношения (32.7) автоматически следует ковариантное уравнение сохранения плотности тензора энергии-импульса вещества в римановом пространстве-времени

$$\nabla_n T^{in} = \partial_n T^{in} + \Gamma^i_{mn} T^{mn} = 0. \tag{32.19}$$

Это уравнение является общим для теорий с геометризованной плотностью лагранжиана вещества и не связано с каким-либо конкретным вариантом теории гравитации.

Далее мы видим, что из соотношений (32.13) и (32.19) при условии выполнения уравнений гравитационного поля (32.14) следует ковариантный закон сохранения для плотностей полного симметрического тензора энергии-импульса в псевдоевклидовом пространстве-времени

$$D_n\left(t^n_{gl} + t^n_{\text{м}l}\right) = 0. \tag{32.20}$$

Выражение (32.20) в соединении со свойствами однородности и изотропности псевдоевклидова пространства-времени дает возможность построить для замкнутой системы все интегральные сохраняющиеся величины. Это означает, что в данной схеме отсутствуют какие-либо процессы (независимо от эрудиции их изобретателя), идущие с несохранением энергии-импульса.

Из выражения (32.20) следует также, что гравитационное поле, рассматриваемое в псевдоевклидовом пространстве-времени, ведет себя аналогично всем другим физическим полям. Оно обладает энергией и импульсом и вносит вклад в плотность полного тензора энергии-импульса системы.

На основании (32.20) и тождества (32.16) получим

$$D_n(t^n_{gl} + t^n_{\text{м}l}) = g_{il}\nabla_n T^{in} = 0. \qquad (32.21)$$

Следовательно, закон сохранения для плотности полного тензора энергии-импульса (32.20) и закон сохранения в форме (32.19) при выполнении уравнений движения вещества (32.17) и гравитационного поля (32.14) представляют собой просто различные формы записи одного и того же закона сохранения. Закон сохранения (32.20) выражает тот факт, что в псевдоевклидовом пространстве-времени сохраняется плотность полного тензора энергии-импульса вещества и гравитационного поля вместе взятых. Этот закон имеет обычный вид закона сохранения. Закон сохранения в римановом пространстве-времени не является законом сохранения в обычном понимании, так как плотность тензора энергии-импульса вещества T^{in} не должна сохраняться, поскольку $\partial_n T^{in} \neq 0$. В этом случае второе слагаемое в (32.19) выражает энергетическое воздействие гравитационного поля на материю и показывает, что материя получает энергию как бы «запасенную» в эффективном римановом пространстве. Но какая величина при этом сохраняется, из выражения (32.19) не видно, и только установленное нами равенство (32.16) позволяет установить, что сохраняется полный тензор энергии-импульса системы. До сих пор мы не конкретизировали выбор плотности лагранжиана. В рамках специальной теории относительности, используя представление о гравитационном поле, как поле Фарадея—Максвелла, обладающем энергией, импульсом и спинами 2 и 0, на основе принципа геометризации в работах [28—30] однозначно построена релятивистская теория гравитации (РТГ). Эта теория принципиально отличается от общей теории относительности Эйнштейна, она позволяет описать всю имеющуюся к настоящему времени совокупность гравитационных экспериментов, удовлетворяет принципу соответствия и не содержит трудностей с проблемой энергии-импульса, которые присущи общей теории относительности. Согласно этой теории фридманова Вселенная бесконечная и «плоская». Отсюда следует, что во Вселенной должна существовать «скрытая масса» в какой-либо форме материи. В РТГ процесс сжатия массивного тела гравитационными силами останавливается при конечной плотности вещества за конечный промежуток собственного времени. Яркость такого объекта экспоненциально уменьшается, однако ничего необычного с объектом не происходит, ибо его плотность всегда конечна и, например, для массы тела, равной 10^8 масс Солнца, она равна 2 г/см^3. Это означает, что в РТГ отсутствуют «черные дыры», как объекты, в которых плотность бесконечно возрастает и которые сжимаются в точку.

Отсутствие законов сохранения присуще всему подклассу теорий гравитации с полной геометризацией, а не только теории Эйнштейна. В теориях с полной геометризацией плотность лагранжиана зависит от поля φ_{ik} и метрического тензора γ_{ik} только через метрический тензор риманова пространства-времени

$$\mathfrak{L} = \mathfrak{L}_g(g_{ik}) + \mathfrak{L}_м(g_{ik}, \varphi_A). \tag{32.22}$$

В теориях этого подкласса для плотности симметрического тензора энергии-импульса вещества и гравитационного поля в псевдоевклидовом пространстве-времени имеем выражение

$$\begin{aligned}-\frac{1}{2}t^{in} = \frac{\Delta\mathfrak{L}}{\Delta\gamma_{in}} &= \frac{\Delta\mathfrak{L}}{\Delta g_{lm}}\frac{\partial g_{ln}}{\partial\gamma_{in}} - \\ -\partial_p\left[\frac{\Delta\mathfrak{L}}{\Delta g_{lm}}\frac{\partial g_{lm}}{\partial(\partial_p\gamma_{in})} - \partial_q\left(\frac{\Delta\mathfrak{L}}{\Delta g_{lm}}\frac{\partial g_{lm}}{\partial(\partial_{pq}\gamma_{in})}\right)\right] &- \gamma^{is}\gamma^{np}\left(\frac{\Delta\mathfrak{L}}{\Delta g_{lm}}\frac{\partial g_{lm}}{\partial\gamma^{sp}} - \right. \\ &\left. -\partial_q\left[\frac{\Delta\mathfrak{L}}{\Delta g_{lm}}\frac{\partial g_{lm}}{\partial(\partial_q\gamma^{sp})} - \partial_k\left(\frac{\Delta\mathfrak{L}}{\Delta g_{lm}}\frac{\partial g_{lm}}{\partial(\partial_{kq}\gamma^{sp})}\right)\right]\right).\end{aligned} \tag{32.23}$$

Поскольку в любой теории гравитации с плотностью лагранжиана (32.22) уравнения гравитационного поля имеют вид

$$\frac{\Delta\mathfrak{L}}{\Delta g_{lm}} = \frac{\delta\mathfrak{L}}{\delta g_{lm}} - g^{lp}g^{ms}\frac{\delta\mathfrak{L}}{\delta g^{sp}} = 0, \tag{32.24}$$

то плотность симметрического тензора энергии-импульса вещества и гравитационного поля в псевдоевклидовом пространстве-времени (32.23) в силу уравнений гравитационного поля (32.24) обращается в нуль:

$$\frac{\Delta \mathfrak{L}}{\Delta \gamma_{in}} = -\frac{1}{2} t^{in} = 0.$$

Таким образом, подкласс теорий гравитации с лагранжианом (32.22) в принципе не позволяет ввести понятие гравитационного поля, обладающего энергией и импульсом. Это утверждение носит характер теоремы, следствием которой является вывод, что любой путь построения теории тяготения на базе плоского пространства-времени с полной геометризацией, исходящей из представлений о гравитационном поле как о физическом поле, тензор энергии-импульса которого отличен от нуля, в принципе не может привести к общей теории относительности. Этот общий вывод доказывает ошибочность утверждений ряда авторов [32—33] о неизбежности сведения всех таких теорий к общей теории относительности Эйнштейна. Подробный анализ [31, 37, 44] показывает, что в общей теории относительности отсутствуют законы сохранения материи для замкнутой системы. Итак, чтобы имели место законы сохранения, необходимо отказаться от полной геометризации гравитационного поля, причем уравнения его могут быть нелинейными и при старших производных.

Тогда в полном соответствии с принципом геометризации в плотность лагранжиана вещества поле φ^{ik} и метрический тензор пространства Минковского γ^{ik} будут входить только через величину g^{ik}, а в плотность лагранжиана гравитационного поля они будут входить отдельно.

В ОТО характеристикой гравитационного поля является метрический тензор g^{ik}, на который и накладывают граничные условия поведения на бесконечности, не понимая того обстоятельства, что асимптотика метрических коэффициентов зависит от произвола в способе выбора трехмерной (пространственной) системы координат в данной системе отсчета. Последнее с необходимостью ведет к тому, что величины g^{ik} не могут быть характеристиками гравитационного поля типа Фарадея—Максвелла, обладающего энергией и импульсом. Поэтому при построении релятивистской теории гравитации мы должны отказаться от идеи Эйнштейна—отождествлять гравитационное поле с метрикой риманова пространства-времени.