А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 37 АВГУСТ, 1994 ВЫПУСК 3

УДК 52: 531. 51

БИМЕТРИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ С ДИНАМИЧЕСКОЙ ФОНОВОЙ МЕТРИКОЙ

Л.Ш.ГРИГОРЯН

Поступила 9 сентября 1994
Принята к печати 19 октября 1994

Исследована биметрическая теория гравитации с фоновой метрикой γ_{ik}. В отличие от принятой точки зрения (γ_{ik} априори заданная метрика) предполагается, что γ_{ik} является динамической переменной, определяемой из условия экстремальности полного действия гравитирующей системы. В результате оказывается, что (1) γ_{ik} описывается уравнением Эйнштейна в пространстве–времени с метрикой γ_{ik} и (2) тензор энергии–импульса гравитационного поля g_{ik} является источником γ_{ik}. В этом смысле γ_{ik} можно считать вторичным, по отношению к g_{ik}, полем. Определены условия существования интегральных ковариантных законов сохранения. Двое из последних не имеют своих аналогов в теории с фоновой метрикой задаваемой априори.

1. ***Введение.*** **Полный 4–импульс гравитирующей системы, включая 4–импульс гравитационного поля, определяется [1] выражением**

$$P^{l} = -\int g\,[T^{lk} + \Pi^{lk}(\Gamma^{l}_{mn})]\,dS_k\ , \tag{1}$$

где T^{lk} — тензор энергии–импульса (ТЭИ) материи, $\Pi^{lk}(\Gamma^{l}_{mn})$ — псевдотензор Ландау–Лифшица,

$$\Pi^{ik}(y^{l}_{mn}) = 2\alpha\,[\,(g^{il}g^{kn} - g^{ik}g^{lm})(y^{n}_{l[m}y^{r}_{r]n} + y^{n}_{l[m}y^{r}_{n]r}) + g^{lm}g^{n(i}(y^{k)}_{r[n}y^{r}_{m]l} + y^{k)}_{l[m}y^{r}_{n]r}) + g^{lm}g^{nr}y^{i}_{l[n}y^{k}_{m]r}\,]\ , \tag{2}$$

dS_k — элемент гиперповерхности, включающий в себя все трехмерное пространство, $\alpha = 1/16\pi G$, G — гравитационная постоянная, скорость света

$c=1$ и, наконец,

$$2f^{(ik)}=f^{ik}+f^{ki},\ 2f_{[ik]}=f_{ik}-f_{ki}\ .$$

Величины P^l образуют 4-вектор по отношению к линейным преобразованиям координат и, в частности, по отношению к преобразованиям Лоренца, переводящим на бесконечности одну галилееву систему координат в другую. Однако $\Pi^{ik}(\Gamma^l_{mn})$ и P^l определяются символами Кристоффеля Γ^l_{mn}, и поэтому зависят от выбора системы координат. Это обстоятельство можно проиллюстрировать на примере полного действия гравитирующей системы:

$$S=-\alpha\int\Lambda(\Gamma^l_{mn})\sqrt{-g}\,d^4x+\int L_m\sqrt{-g}\,d^4x\ , \tag{3}$$

где L_m — плотность лагранжиана материи, а $-\alpha\Lambda(\Gamma^l_{mn})$ — плотность лагранжиана гравитационного поля,

$$\Lambda(y^l_{mn})=g^{ik}(y^l_{lm}y^m_{kl}-y^l_{ik}y^m_{lm})\ . \tag{4}$$

Обратим внимание на то, что первое слагаемое в (3) отличается от действия Гильберта

$$S_H=-\alpha\int R\sqrt{-g}\,d^4x \tag{5}$$

интегралом от 4-дивергенции, поскольку скалярная кривизна пространства-времени

$$R=\Lambda(\Gamma^l_{mn})+\frac{1}{\sqrt{-g}}\frac{\partial}{\partial x^l}\left[\sqrt{-g}\,\omega^l(\Gamma^l_{mn})\right], \tag{6}$$

где

$$\omega^l(y^l_{mn})=g^{mn}y^l_{mn}-g^{lm}y^n_{mn}\ . \tag{7}$$

Подставим в (3) решения уравнения Эйнштейна для сферически-симметрического небесного тела и сравним результаты расчетов в декартовой x, y, z и сферической r, θ, φ системах координат,

$$x=r\sin\theta\cos\varphi\ ,\ y=r\sin\theta\ \sin\varphi\ ,\ z=r\cos\theta \tag{8}$$

(начало системы координат расположено в центре небесного тела). В первом случае вычисления [2] приводят к равенству

$$S\,[x,y,z\,]=-\tau\cdot M\ , \tag{9}$$

где τ — промежуток времени в удаленной системе отсчета, относительно которой небесное тело покоится, M — масса последнего, а во-втором — к результату

$$S\ [r, \theta, \varphi] = \infty\ . \tag{10}$$

Расходимость обусловлена тем, что в (3) $\Lambda(\Gamma^{l}_{mn})$ определяется символами Кристоффеля. Аналогичная ситуация в (1). Для устранения подобной неоднозначности в [2–7] и др. работах предлагается заменить Γ^{l}_{mn} в (3) на тензор аффинной деформации

$$\bar{\Gamma}^{l}_{mn} = \Gamma^{l}_{mn} - \overset{\gamma}{\Gamma}{}^{l}_{mn}\ , \tag{11}$$

$\overset{\gamma}{\Gamma}{}^{l}_{mn}$ — символы Кристоффеля соответствующие априори задаваемой плоской фоновой метрике с квадратом интервала

$$d\overset{\gamma}{s}{}^{2} = \gamma_{ik} dx^{i} dx^{k}\ . \tag{12}$$

При этом вариация

$$S = -\alpha \int \Lambda(\bar{\Gamma}^{l}_{mn}) \sqrt{-g}\, d^{4}x + \int L_{m} \sqrt{-g}\, d^{4}x \tag{13}$$

по g_{ik} вновь приводит к уравнениям Эйнштейна, поскольку

$$R = \Lambda(\bar{\Gamma}^{l}_{mn}) + \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^{l}} [\sqrt{-g}\, \omega^{l}(\bar{\Gamma}^{l}_{mn})] \tag{14}$$

(см. [6, 7]). Наличие двух метрик g_{ik} и γ_{ik} (биметрическая формулировка ОТО) приводит к уравнению непрерывности вида

$$\left(\varepsilon\ [T^{ik} + \Pi^{ik}(\bar{\Gamma}^{l}_{mn})] \right)_{|k} = 0\ , \tag{15}$$

$\varepsilon = g/\gamma$, из которого, в свою очередь, следует сохранение десяти ковариантных интегралов

$$P^{(a)} = -\int \varepsilon\, \overset{\gamma}{K}{}^{(a)}_{i} [T^{ik} + \Pi^{ik}(\bar{\Gamma}^{l}_{mn})] \sqrt{-\gamma}\, dS_{k} \tag{16}$$

$$\overset{\nu}{K}{}^{(a)}_{(l|k)} = 0 . \tag{17}$$

Биметрическая формулировка ОТО гарантирует ковариантное описание ТЭИ гравитационного поля, но сопровождается произволом в выборе γ_{ik}. Например, в случае плоской фоновой метрики

$$\gamma_{ik} = \frac{\partial f^{(m)}}{\partial x^i} \frac{\partial f^{(n)}}{\partial x^k} \eta_{mn} , \quad \eta_{mn} = \mathrm{diag}\ (1 , -1 , -1, -1) , \tag{18}$$

где $f^{(n)}$ — произвольные функции, связывающие декартовые x'^l и криволинейные x^l системы координат: $x'^l = f^{(l)}(x)$. В [8, 9] $f^{(m)}$ определяют из априори задаваемых дополнительных условий

$$(\sqrt{\varepsilon}\, g^{ik})_{|k} = 0 . \tag{19}$$

Исследуются также теории [10–12] с фоновой метрикой искривленной заданным образом.

В предлагаемой работе γ_{ik} определяется из условия экстремальности полного действия гравитационного поля и материи, что устраняет произвол в выборе γ_{ik}.

2. *Динамическая фоновая метрика.* Будем предполагать, что обе метрики g_{ik} и γ_{ik} определяются из условия экстремальности полного действия

$$S = \int [-\alpha \Lambda(\bar{\Gamma}^l_{mn}) \sqrt{-g} + L_\gamma \sqrt{-\gamma}\,] d^4x + \int L_m \sqrt{-g}\, d^4x \tag{20}$$

гравитирующей системы. По аналогии с (5) ограничимся наипростейшим вариантом теории с

$$L_\gamma = -\alpha_o \overset{\nu}{R} , \tag{21}$$

где $\overset{\nu}{R}$ — скалярная кривизна пространства-времени с метрикой γ_{ik}, $\alpha_o = 1/16\pi G_o$, а G_o — постоянная.

Для искривленной фоновой метрики γ_{ik} равенство (14) принимает вид

$$R = g^{lk} \overset{\nu}{R}_{lk} + \Lambda(\bar{\Gamma}^l_{mn}) + \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^l} [\sqrt{-g}\, \omega^l(\bar{\Gamma}^l_{mn})\,] . \tag{22}$$

(см., например, [13, 14]), и поэтому с точностью до интеграла от 4–дивергенции

$$S = -\alpha \int R\sqrt{-g}\, d^4x + \int [L_m\sqrt{-g} + (\alpha g^{ik}\sqrt{-g} - \alpha_0\gamma^{ik}\sqrt{-\gamma})\overset{\gamma}{R}_{ik}]\, d^4x . \tag{23}$$

Как видим, (20) эквивалентно действию ОТО с дополнительным слагаемым

$$S_\gamma = \int (\alpha g^{ik}\sqrt{-g} - \alpha_0\gamma^{ik}\sqrt{-\gamma})\, \overset{\gamma}{R}_{ik} d^4x\,, \tag{24}$$

описывающим тензорное поле γ_{ik}. Варьируя (23) по g_{ik}, придем к уравнениям Эйнштейна

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} = 8\pi G\, (T_{ik} + \tau_{ik})\ , \tag{25}$$

где

$$\tau_{ik} = \alpha\, (2\overset{\gamma}{R}_{ik} - g_{ik}\, g^{mn}\overset{\gamma}{R}_{mn}) \tag{26}$$

— ТЭИ поля $\gamma_{ik}(x)$ (по отношению к метрике g_{ik}). В свою очередь, варьируя (20) по γ_{ik}, получим уравнения описывающие γ_{ik}:

$$\overset{\gamma}{R}_{ik} - \frac{1}{2}\gamma_{ik}\overset{\gamma}{R} = 8\pi G_0 \sigma_{ik}\,, \tag{27}$$

где

$$\sigma_{ik} = \frac{2}{\sqrt{-\gamma}} \frac{\delta\, (\sqrt{-g}\, L_g)}{\delta\, \gamma^{ik}} \tag{28}$$

— метрический ТЭИ гравитационного поля g_{ik} (по отношению к метрике γ_{ik}):

$$\sigma^{ik} = \gamma^{im}\gamma^{kn}\sigma_{mn} = \alpha\ [\sqrt{\varepsilon}\, (\gamma^{ik}\gamma^{mn} + \gamma^{mn} g^{ik} - \gamma^{im} g^{kn} - \gamma^{km} g^{in})]_{|mn}\ , \tag{29}$$

$L_g = -\alpha\, \Lambda(\bar{\Gamma}^l_{mn})$. Согласно (27)

$$\overset{\gamma}{R}_{ik} = 8\pi G_0 (\sigma_{ik} - \frac{1}{2}\gamma_{ik}\,\sigma)\ , \tag{30}$$

и поэтому ТЭИ τ_{ik} и σ_{ik} выражаются друг через друга. В случае $\gamma_{ik} = \eta_{ik}$ (см. (18)) σ_{ik} переходит в псевдотензор Папапетру [4]. Заметим также, что в [10–12] приведены уравнения (25), а в [15–17] вычислена вариационная производная (28). Однако в [10–12, 15–17] γ_{ik} задавалось априори.

В пространстве–времени с метрикой γ_{ik} (27) являются уравнениями Эйнштейна с фоновой гравитационной постоянной G_0, и поэтому можно говорить о некотором эффективном гравитационном поле, связанном с γ_{ik}. Источником этого поля является σ_{ik} — ТЭИ гравитационного поля g_{ik}. В этом смысле γ_{ik} является вторичным по отношению к g_{ik} полем. Решая (25), (27), можно определить g_{ik} и γ_{ik}. При этом γ_{ik} будет определяться однозначно в той же степени, что и g_{ik}. Обратим внимание и на то, что уравнение движения точечной безмассовой частицы в гравитационном поле (уравнение геодезической) можно представить в виде

$$\frac{d^2x^l}{ds^2} = -\bar{\Gamma}^l_{mn}\frac{dx^m}{ds}\frac{dx^n}{ds} - \overset{\vee}{\Gamma}{}^l_{mn}\frac{dx^m}{ds}\frac{dx^n}{ds} \quad . \tag{31}$$

Первое слагаемое в правой части этого выражения естественно интерпретировать как гравитационную силу, действующую на частицу (в пересчете на единицу ее массы), а второе слагаемое — как силу инерции, приходящуюся на единицу массы. Последняя определяется фоновым гравитационным полем γ_{ik} в полном согласии с идеями Маха:"...the inertial forces observed locally in an accelerated laboratory may be interpreted as gravitational effects having their origin in distant matter..." (цитировано по [18]).

Из (27) следует уравнение

$$\sigma^{ik}_{\ |k} = 0 \ . \tag{32}$$

С другой стороны, из условия инвариантности интеграла

$$\int \Lambda(\bar{\Gamma}^l_{mn})\sqrt{-g}\, d^4x \tag{33}$$

по отношению к преобразованиям координат можно вывести тождество

$$\tau_{ik;n}g^{kn}\sqrt{-g} + \sigma_{ik|n}\gamma^{kn}\sqrt{-\gamma} \equiv 0 \tag{34}$$

(точка с запятой означает операцию ковариантного дифференцирования в пространстве–времени с метрикой g_{ik}). С его помощью, и с учетом (25) и (32) убеждаемся в том, что равны нулю еще две ковариантные 4–дивергенции:

$$\tau^{ik}_{\ ;k} = 0 \ , \ T^{ik}_{\ ;k} = 0 \ . \tag{35}$$

В (35) $T^{ik} = g^{lm}g^{kn}T_{mn}$, $\tau^{ik} = g^{im}g^{km}\tau_{mn}$.

В случае $G_o = 0$ уравнения (25), (27) расщепляются и мы возвращаемся к случаю плоской фоновой метрики (18) (далее она обозначается символом $\overset{(o)}{\gamma}_{ik}$) с произвольными функциями $f^{(n)}(x)$. Аналогичная ситуация в квантовой механике, когда невозмущенный гамильтониан системы имеет вырожденное собственное значение с собственными функциями $\Psi_1^{(o)}, \Psi_2^{(o)}, \ldots \Psi_N^{(o)}$. Выбор последних неоднозначен. Однако он перестает быть произвольным, если подчинить волновые функции требованию, чтобы их изменение под влиянием приложенного возмущения было малым (см. [19]). В случае $|G_o| << G$ в (18) выбор $f^{(n)}(x)$ также перестает быть произвольным, если $\gamma_{ik}^{(o)}$ подчинить требованию, чтобы их изменение под влиянием "приложенного возмущения" $G_o \sigma_{ik}$ было малым. При этом $g_{ik} \sim g_{ik}^{(o)}, \gamma_{ik} \approx \gamma_{ik}^{(1)}$ где $g_{ik}^{(o)}$ определяется из уравнения Эйнштейна

$$R_{ik}^{(o)} - \frac{1}{2} g_{ik}^{(o)} R^{(o)} = 8\pi G T_{ik}(g_{mn}^{(o)}) \ , \tag{36}$$

а $\gamma_{ik}^{(1)}$ — из самосогласованных уравнений Эйнштейна

$$\overset{\gamma(1)}{R}_{ik} - \frac{1}{2} \gamma_{ik}^{(o)} \overset{\gamma(1)}{R} = 8\pi G_o \sigma_{ik}(g_{mn}^{(o)}, \gamma_{mn}^{(o)}) \ . \tag{37}$$

В случае $|G_o| << G$ решения уравнений (25), (27) можно представить в виде быстро сходящейся последовательности $g_{ik}^{(s)}, \gamma_{ik}^{(s)}$, определяемой из реккурентной системы уравнений

$$\overset{\gamma(s)}{R}_{ik} - \frac{1}{2} \gamma_{ik}^{(s-1)} \overset{\gamma(s)}{R} = 8\pi G_o \sigma_{ik}^{(s-1)}$$

$$R_{ik}^{(s)} - \frac{1}{2} g_{ik}^{(s)} R^{(s)} = 8\pi G \ [T_{ik}^{(s)} + \tau_{ik}(g_{mn}^{(s-1)}, \gamma_{mn}^{(s)})] \ , \tag{38}$$

где $f^{(s)} = f(g_{mn}^{(s)}, \gamma_{mn}^{(s)})$, $s = 1, 2, 3, \ldots$.

3. *Законы сохранения*. Преобразованиями уравнения Эйнштейна (25) можно представить в виде

$$-g\,(T^{ik} + t^{ik}) = \alpha\, U^{lnkm}_{\ \ \ \ \ |(mn)} \ , \tag{39}$$

где

$$U^{inkm} = g\,(g^{im} g^{kn} - g^{ik} g^{mn})$$

$$t^{ik} = \Pi^{ik-l}(\Gamma_{mn}) + \alpha\,(\overset{\gamma}{R}_{mn} + g^{rs} \overset{\gamma\, l}{R}_{.rs(m}\, g_{n)l})\, g^{lm} g^{kn} \ . \tag{40}$$

В отличие от σ^{ik} тензор t^{ik} не содержит вторые производные $g^{ik}_{|mn}$. Из (39) следует уравнение

$$[\,\varepsilon\,(T^{ik}+t^{ik})\,]_{|k}=\alpha\,\Omega^{i}\,, \tag{41}$$

где

$$\Omega^{l}=(\varepsilon\,g^{mn}\,g^{sl})_{|l}\,R^{\nu l}_{.mns}+(\varepsilon\,g^{mn}\,g^{s[l}\,R^{\nu\,l]}_{.mns})_{|l}\;. \tag{42}$$

В случае плоской фоновой метрики $t^{ik}=\Pi^{ik}(\Gamma^{l}_{nul})$, (41) переходит в (15) и по этой причине величины (16) сохраняются. В нашем случае, вообще говоря, $\Omega^{l}\neq 0$ и поэтому $P^{(a)}$ не сохраняется. Тем не менее если пространство–время с метрикой γ_{ik} допускает существование векторных полей Киллинга (17), инвариантные интегралы

$$\chi^{(a)}=\int\overset{\gamma}{K}{}^{(a)}_{l}\,\sigma^{lk}\sqrt{-\gamma}\;dS_k \tag{43}$$

сохраняются в силу (32). Если же существуют векторные поля $L^{(a)}_{l}$, удовлетворяющие уравнению

$$\varepsilon\,(T^{lk}+t^{lk})\,L^{(a)}_{l|k}+\alpha\,L^{(a)}_{n}\,\Omega^{n}=0\;, \tag{44}$$

то инвариантные интегралы

$$Q^{(a)}=-\int\varepsilon\,L^{(a)}_{l}\,(T^{lk}+t^{lk})\,\sqrt{-\gamma}\;dS_k \tag{45}$$

также сохраняются в силу (41). $\overset{\gamma}{K}{}^{(a)}_{l}$ и $L^{(a)}_{l}$ будут отличаться друг от друга в случае сильного гравитационного поля, когда в (41) нельзя пренебречь вкладом Ω^{l}. В случае $\Omega^{l}\approx 0$ можно пользоваться уравнениями (36), (37) и $\overset{\gamma}{K}{}^{(a)}_{l}\approx L^{(a)}_{l}$, $1\le a\le 10$. При этом сохраняются двадцать величин $\chi^{(a)}$, $Q^{(a)}$, из которых независимыми являются лишь десять. Интегралы

$$\pi^{(a)}=\int K^{(a)}_{l}\,T^{lk}\sqrt{-g}\;dS_k\;,\quad \Theta^{(a)}=\int K^{(a)}_{l}\,t^{lk}\sqrt{-g}\;dS_k \tag{46}$$

также будут сохраняться, если пространство–время с метрикой g_{ik} допускает существование полей Киллинга:

$$K^{(a)}_{(i;k)}=0\;,\quad a=1\,,2\,,\ldots \tag{47}$$

(см. (35)).

Интегралы $\pi^{(a)}$ могут сохраняться и в ОТО. Однако в отличие от ОТО в теории с динамической фоновой метрикой, наряду с $\pi^{(a)}$, могут сохраняться также инвариантные интегралы $\Theta^{(a)}$, $Q^{(a)}$, $\chi^{(a)}$. В теории с априори задаваемой плоской фоновой метрикой всегда существуют десять полей Киллинга, и поэтому $P^{(a)} = Q^{(a)}$ сохраняются. Однако в этом случае возникает произвол в выборе γ_{ik}, $\Theta^{(a)} = 0$, а $\chi^{(a)}$ не сохраняются.

4. *Заключение.* В биметрических теориях гравитации, наряду с метрикой g_{ik} пространства–времени, рассматривается также фоновая метрика γ_{ik}, которая априори фиксируется плоской или искривленной заданным образом. В настоящей работе γ_{ik} предполагается динамической переменной, определяемой из условия экстремальности полного действия (20) гравитирующей системы. Это обстоятельство устраняет произвол в выборе γ_{ik}. Показано, что γ_{ik} определяется уравнениями Эйнштейна (27) в эффективном пространстве–времени с метрикой γ_{ik}, что позволяет говорить об эффективном гравитационном поле связанном с γ_{ik}. Источником γ_{ik} является σ_{ik} — ТЭИ гравитационного поля g_{ik}, и поэтому γ_{ik} является вторичным, по отношению к g_{ik}, полем. Само g_{ik} определяется уравнениями Эйнштейна (25) с двумя источниками: T_{ik} — ТЭИ вещества и негравитационных полей и τ_{ik}— метрическим ТЭИ поля γ_{ik}. 4–дивергенции $T^{ik}_{;k}$, $\tau^{ik}_{;k}$, $\sigma^{ik}_{|k}$ всех трех источников равны нулю. Уравнения (25), (27) позволяют определить γ_{ik} однозначно в той же степени, что и g_{ik}.

Существование вторичного гравитационного поля γ_{ik} согласуется с представлениями Маха о том, что силы инерции в ускоренной системе отсчета (см. (31)) обусловлены распределением вещества во Вселенной.

Установлено, что ковариантные интегралы $\chi^{(a)}$ и $\Theta^{(a)}$ в (43) и (46) сохраняются, если существуют векторные поля Киллинга (17) и (47) соответственно. Дополнительно к этому сохраняется также ковариантный интеграл (45), если существует "искаженное векторное поле" Киллинга $L_i^{(a)}$, определяемое уравнением (44). В слабом вторичном гравитационном поле ($\Omega^n \approx 0$) $Q^{(a)}$ совпадает с выражением (16) ОТО. В биметрических теориях с априори задаваемой фоновой метрикой $\chi^{(a)}$ не сохраняется, а $\Theta^{(a)}$ тождественно равно нулю.

Сравнивая выводы теории с динамической фоновой метрикой с данными наблюдений постньютоновских эффектов в пределах солнечной системы и в тесных двойных системах, можно определить область допустимых значений фоновой гравитационной постоянной G_0. Представляет также интерес исследование решений уравнений поля (25), (27) для статических сферически-симметрических небесных тел и космологических моделей.

Автор признателен участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ, а также У.Блейеру, К.А.Бронникову, В.Н.Мельникову и Г.Ю.Тредеру за обсуждения и ценные замечания. Автор признателен также Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) за финансирование поездки и работы в Потсдамском университете. Исследования, проведенные в данной работе частично финансировались Международным Научным Фондом, грант RY 6000.

Институт прикладных проблем физики НАН Армении,
Ереванский государственный университет

BIMETRIC THEORY OF GRAVITATION WITH DYNAMICAL BACKGROUND METRIC TENSOR

L.SH.GRIGORIAN

The bimetric theory of gravitation with background metric tensor γ_{ik} is investigated. In contrast to the usual standpoint (γ_{ik} is a priori given metric tensor) we suppose that γ_{ik} is a dynamical variable to be determined from the extremity condition of the total action of gravitating system. As it is turned out (i) γ_{ik} is determined by Einstein equations in space-time with metric tensor γ_{ik} and (ii) the energy-momentum tensor of gravitational field g_{ik} is the source of γ_{ik}. In this respect γ_{ik} may be considered as a secondary field relative to g_{ik}. Conditions for the existence of covariant integral laws are derived. For the two of them there are no analogous laws in the theory with a priori given background metric tensor.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Теория поля, Наука, М., 1973.
2. *Л.Ш.Григорян*, Астрофизика, 30, 380, 1989.
3. *N.Rosen*, Phys. Rev., 57, 147, 1940.
4. *A.Papapetrou*, Proc. Roy. Irish. Asad., 52A, 11, 1948.
5. *N.Rosen*, Ann. Phys., 22, 1, 1963.
6. *N.Rosen*, The III International School of Cosmology and Gravitation, Erice, 8–20 May, pp.2–40.
7. *L.P.Grishchuk, A.N.Petrov, A.D.Popova*, Commun. Math. Phys., 94, 379, 1984.
8. *В.А.Фок*, Теория пространства, времени и тяготения, Физматгиз, М., 1961.

9. *А.А.Логунов*, Лекции по теории относительности и гравитации, Наука, М., 1987.
10. *N.Rosen*, Lett. Nuovo Cimento, 25, 266, 1979.
11. *N.Rosen*, Found. Phys., 15, 997, 1985.
12. *Н.А.Черников*, Уравнения тяготения в пространстве Лобачевского, Препр. ОИЯИ. Р2–92–192, 1992.
13. *L.P.Eisenhart*, Riemannian Geometry, Princeton University Press, Princeton, 1949.
14. *А.П.Норден*, Пространства аффинной связности, Наука, М., 1976.
15. *Н.А.Черников*, Вариационный метод Гильберта и тензор Папапетру, Препр. ОИЯИ, Р2—87—683, 1987.
16. *А.А.Саарян, Л.Ш.Григорян*, Астрофизика, 33, 107, 1990.
17. *L.Sh.Grigorian, A.A.Saharian*, Astrophys. Space Sci., 180, 39, 1991.
18. *C.Brans, R.H.Dicke*, Phys. Rev., 124, 925, 1961.
19. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Квантовая механика, Наука, М., 1974.