ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

**ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

ИФВЭ 2005–22
ОТФ

А. А. Логунов, М. А. Мествиришвили

# ВНЕШНЕЕ ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ НЕСТАТИЧЕСКОГО СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОГО ТЕЛА В ИНЕРЦИАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

Направлено в *ТМФ*

Протвино 2005

УДК 539.1.01 М–24


**Аннотация**

Логунов А.А., Мествиришвили М.А. Внешнее гравитационное поле нестатического сферически-симметричного тела в инерциальной системе координат: Препринт ИФВЭ 2005–22. – Протвино, 2005. – 8 с., библиогр.: 3.

Показано, что в полевой теории гравитации внешнее гравитационное поле нестатического сферически-симметричного источника, описываемое диагональным метрическим тензором, может быть только статическим.



**Abstract**

Logunov A.A., Mestvirishvili M.A. External Gravitational Field of Non-Static Spherically Symmetric Body in Inertial Coordinate Frame: IHEP Preprint 2005–22. – Protvino, 2005. – p. 8, refs.: 3.

It is shown that in the field theory of gravitation the external gravitational field of a non-static spherically symmetric source described by a diagonal metric tensor should be static only.

В общей теории относительности (ОТО), которая связывает гравитационное поле с метрическим тензором риманова пространства, доказана в классе допустимых функций теорема Биркхоффа, согласно которой внешнее поле нестатического сферически-симметричного тела — только статическое. В релятивистской теории гравитации (РТГ) [1, 2] гравитационное поле $\phi^{\mu\nu}$ является физическим полем, развивающимся в пространстве Минковского, а его источником является сохраняющийся в пространстве Минковского тензор энергии-импульса всех полей материи, включая и гравитационное поле

Такой подход приводит к эффективной метрике риманова пространства и к другой системе уравнений, которая отличается от системы уравнений ОТО, а поэтому при изучении данного вопроса необходимо специальное рассмотрение.

Полная система уравнений РТГ имеет вид

$$R^{\mu\nu} - \frac{1}{2}g^{\mu\nu}R + \frac{m^2}{2}\Big[g^{\mu\nu} + \Big(g^{\mu\alpha}g^{\nu\beta} - \frac{1}{2}g^{\mu\nu}g^{\alpha\beta}\Big)\gamma_{\alpha\beta}\Big] = 8\pi T^{\mu\nu}\,, \tag{1}$$

$$D_\nu \tilde{g}^{\nu\mu} = \partial_\nu \tilde{g}^{\nu\mu} + \gamma^{\mu}_{\alpha\beta}\,\tilde{g}^{\alpha\beta} = 0\,. \tag{2}$$

Здесь тензор энергии-импульса вещества согласно Гильберту определен равенством

$$\sqrt{-g}\,T^{\mu\nu} = -2\frac{\delta L_M}{\delta g_{\mu\nu}}\,, \tag{3}$$

$m$ — масса гравитона; $L_M$ — плотность лагранжиана вещества.

Эффективная метрика риманова пространства определена следующим образом:

$$\tilde{g}^{\mu\nu} = \tilde{\gamma}^{\mu\nu} + \tilde{\phi}^{\mu\nu}\,, \tag{4}$$

$$\tilde{g}^{\mu\nu} = \sqrt{-g}\,g^{\mu\nu}, \quad \tilde{\gamma}^{\mu\nu} = \sqrt{-\gamma}\,\gamma^{\mu\nu}, \quad \tilde{\phi}^{\mu\nu} = \sqrt{-\gamma}\,\phi^{\mu\nu}\,.$$

Система уравнений (1), (2) общековариантна относительно произвольных преобразований координат и форминвариантна относительно преобразований Лоренца. Это означает, что **принцип относительности имеет всеобщее значение**. В РТГ, в противоположность ОТО, он точно выполняется для всех физических явлений, в том числе и для гравитационных. Именно поэтому в теории имеют место фундаментальные законы сохранения энергии-импульса и момента количества движения системы. Система координат в уравнениях (1)–(2) задается метрическим тензором $\gamma_{\mu\nu}$ пространства Минковского. Мы выбрали систему единиц

$$\hbar = c = G = 1\,. \tag{5}$$

Для того чтобы времениподобные и изотропные интервалы в эффективном римановом пространстве не выходили за конус причинности пространства Минковского, должны выполняться условия

$$g_{\mu\nu}U^\mu U^\nu \leq 0\,, \quad \gamma_{\mu\nu}U^\mu U^\nu = 0\,. \tag{6}$$

Эффективное риманово пространство в теории имеет простую топологию. В ОТО в общем случае топология не простая. Именно поэтому полевые представления о гравитации, в принципе, не могут привести к уравнениям ОТО.

В настоящей статье мы установим, что внешнее гравитационное поле вида

$$ds^2 = U(t,r)dt^2 - V(t,r)dr^2 - W^2(t,r)[d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\phi^2]\,, \tag{7}$$

создаваемое **нестатическим** сферически-симметричным источником, в инерциальной системе координат может быть только **статическим**, т. е. метрические коэффициенты $U,\ V,\ W$ не зависят от времени $t$. Ниже мы это установим.

Инерциальная система координат в пространстве Минковского задается интервалом

$$d\sigma^2 = dt^2 - dr^2 - r^2[d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\phi^2]\,. \tag{8}$$

На основании уравнений (1) для задачи, определяемой (7) и (8), находим уравнения для функций $U,\ V$ и $W$:

$$\left\{\begin{aligned} &\frac{1}{W^2} - \frac{1}{2V}\frac{\partial}{\partial r}\Big(\frac{1}{W^2}\frac{\partial W^2}{\partial r}\Big) - \frac{3}{4VW^4}\Big(\frac{\partial W^2}{\partial r}\Big)^2 - \frac{\partial}{\partial r}\Big(\frac{1}{2VW^2}\frac{\partial W^2}{\partial r}\Big) + \\ &+\frac{1}{2UW^2}\frac{\partial W^2}{\partial t}\frac{\partial \ln(VW)}{\partial t} + \frac{m^2}{2}\Big[1 - \frac{r^2}{W^2} + \frac{1}{2}\Big(\frac{1}{U} - \frac{1}{V}\Big)\Big] = 0\,, \end{aligned}\right. \tag{9}$$

$$\left\{\begin{aligned} &\frac{1}{W^2} + \frac{1}{2U}\frac{\partial}{\partial t}\Big(\frac{1}{W^2}\frac{\partial W^2}{\partial t}\Big) + \frac{3}{4UW^4}\Big(\frac{\partial W^2}{\partial t}\Big)^2 + \frac{\partial}{\partial t}\Big(\frac{1}{2UW^2}\frac{\partial W^2}{\partial t}\Big) - \\ &-\frac{1}{2VW^2}\frac{\partial W^2}{\partial r}\frac{\partial \ln(UW)}{\partial r} + \frac{m^2}{2}\Big[1 - \frac{r^2}{W^2} - \frac{1}{2}\Big(\frac{1}{U} - \frac{1}{V}\Big)\Big] = 0\,, \end{aligned}\right. \tag{10}$$

$$\frac{1}{W^2}\frac{\partial^2 W^2}{\partial t\,\partial r} - \frac{1}{2W^4}\frac{\partial W^2}{\partial r}\frac{\partial W^2}{\partial t} - \frac{1}{2VW^2}\frac{\partial V}{\partial t}\frac{\partial W^2}{\partial r} - \frac{1}{2UW^2}\frac{\partial U}{\partial r}\frac{\partial W^2}{\partial t} = 0\,. \tag{11}$$

Уравнения (2) для выражений (7) и (8) принимают вид

$$W^2 = \sqrt{U/V}\, q\,(r)\,, \tag{12}$$

$$\frac{\partial}{\partial r}\Big(W^2\sqrt{U/V}\Big) = 2r\sqrt{UV}\,, \tag{13}$$

здесь $q\,(r)$ — произвольная функция.

Для дальнейшего удобно пользоваться представлением

$$U(t,r) = e^{\mu(t,r)},\ V(t,r) = e^{\nu(t,r)},\ W^2(t,r) = e^{\lambda(t,r)},\ \ q\,(r) = e^{\sigma(r)}\,. \tag{14}$$

В переменных $\mu,\ \nu,\ \lambda,\ \sigma$ уравнения (9)–(11) имеют следующий вид:

$$\left\{\begin{aligned} & e^{-\lambda} - e^{-\nu}\Big(\lambda'' + \frac{3}{4}(\lambda')^2 - \frac{1}{2}\lambda'\nu'\Big) + \frac{1}{2}e^{-\mu}\dot\lambda\Big(\dot\nu + \frac{1}{2}\dot\lambda\Big) + \\ & + \frac{m^2}{2}\Big[1 - r^2 e^{-\lambda} + \frac{1}{2}(e^{-\mu} - e^{-\nu})\Big] = 0\,, \end{aligned}\right. \tag{15}$$

$$\left\{\begin{aligned} & e^{-\lambda} + e^{-\mu}\Big(\ddot\lambda + \frac{3}{4}(\dot\lambda)^2 - \frac{1}{2}\dot\lambda\dot\mu\Big) - \frac{1}{2}e^{-\nu}\lambda'\Big(\mu' + \frac{1}{2}\lambda'\Big) + \\ & + \frac{m^2}{2}\Big[1 - r^2 e^{-\lambda} - \frac{1}{2}(e^{-\mu} - e^{-\nu})\Big] = 0\,, \end{aligned}\right. \tag{16}$$

$$\dot\lambda' + \frac{1}{2}\dot\lambda\lambda' - \frac{1}{2}\dot\nu\lambda' - \frac{1}{2}\dot\lambda\mu' = 0\,, \tag{17}$$

здесь, например, $\dot\lambda = \partial\lambda/\partial t,\ \lambda' = \partial\lambda/\partial r$.

Уравнения (12) и (13) принимают форму

$$\lambda - (1/2)(\mu - \nu) = \sigma(r)\,, \tag{18}$$

$$\mu' - \nu' + \sigma' = 2re^{\nu-\lambda}\,. \tag{19}$$

Введем обозначения:

$$2\omega = \mu + \nu\,, \tag{20}$$

$$f = \lambda - \sigma\,(r)\,. \tag{21}$$

Согласно (18) имеем

$$\mu - \nu = 2f\,. \tag{22}$$

Из (20) и (22) находим

$$\mu = \omega + f\,, \tag{23}$$

$$\nu = \omega - f\,. \tag{24}$$

Уравнения (19) выразим через функции $\omega,\ f$ и $\sigma$

$$2f' + \sigma' = 2re^{\omega-2f-\sigma}\,. \tag{25}$$

Дифференцируя (25) по $t$, находим

$$2\dot f' = (2f' + \sigma')(\dot\omega - 2\dot f)\,. \tag{26}$$

Подставляя (26) в уравнение (17) и учитывая равенства (21), (23) и (24), получаем неоднородное линейное уравнение в частных производных

$$\frac{\partial\omega}{\partial t}f' - \frac{\partial\omega}{\partial r}\dot f = 3\dot f f'\,. \tag{27}$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений, **соответствующая** уравнению (27), имеет вид
$$\frac{dt}{f'} = \frac{dr}{-\dot f} = \frac{d\omega}{3\dot f f'}\,. \tag{28}$$
Отсюда находим
$$d\,\omega = 3\dot f dt, \quad d\omega = -3f'dr\,.$$
Складывая эти равенства, получаем
$$d\,\omega = \frac{3}{2}\frac{\partial f}{\partial t}dt - \frac{3}{2}\frac{\partial f}{\partial r}dr\,. \tag{29}$$
Из условия полного дифференциала находим
$$\frac{\partial^2 f}{\partial t \partial r} = 0\,,$$
но последнее означает, что функция $f$ представима в форме
$$f(t,r) = \psi(t) + \varphi(r)\,. \tag{30}$$
Общее решение уравнения (27) имеет вид
$$\omega(t,r) = \frac{3}{2}\Big(\psi(t) - \varphi(r)\Big) + F(f)\,, \tag{31}$$
где $F$ — произвольная функция.

Учитывая уравнения (30) и (31), уравнение (25) принимает форму
$$2\varphi' + \sigma' = 2r\exp\Big[-\frac{1}{2}\psi(t) - \frac{7}{2}\varphi(r) + F(f)\Big]\,. \tag{32}$$
Левая часть уравнения (32) не зависит от $t$, а поэтому правая часть также должна не зависеть от $t$. Это возможно, если $\psi(t)$ постоянна, но отсюда следует, что функции $\mu,\ \nu,\ \lambda$ не зависят от времени. **В этом случае гравитационное поле вида (7) — статическое**. Но возможен и **другой случай**, когда функция $F$ равна $(1/2)f$, тогда
$$\omega(t,r) = 2\psi(t) - \varphi(r)\,, \tag{33}$$
а функции $\mu,\ \nu,\ \lambda$ согласно (23), (24) и (21) будут равны
$$\mu = 3\psi(t)\,, \tag{34}$$
$$\nu(t,r) = \psi(t) - 2\varphi(r)\,, \tag{35}$$
$$\lambda(t,r) = \psi(t) + \varphi(r) + \sigma(r) = f + \sigma\,. \tag{36}$$
Для анализа данного случая нам необходимо обратиться к уравнениям (15) и (16). Разность этих уравнений равна
$$\begin{cases} e^{-\nu}\Big[-\lambda'' - \frac{1}{2}(\lambda')^2 + \frac{1}{2}\lambda'(\mu' + \nu')\Big] + \\ \\ +e^{-\mu}\Big[-\ddot\lambda - \frac{1}{2}(\dot\lambda)^2 + \frac{1}{2}\dot\lambda(\dot\mu + \dot\nu)\Big] + \frac{m^2}{2}\Big(e^{-\mu} - e^{-\nu}\Big) = 0\,, \end{cases} \tag{37}$$

а их сумма будет

$$
\begin{cases}
2e^{-\lambda} - e^{-\nu}\Big[+\lambda'' + (\lambda')^2 - \dfrac{1}{2}\lambda'(\mu' - \nu')\Big] + \\
\\
+e^{-\mu}\Big[+\ddot{\lambda} + (\dot{\lambda})^2 - \dfrac{1}{2}\dot{\lambda}(\dot{\mu} - \dot{\nu})\Big] + m^2(1 - r^2 e^{-\lambda}) = 0\,.
\end{cases}
\tag{38}
$$

Согласно (18) имеем

$$
(\dot{\lambda})^2 - \frac{1}{2}\dot{\lambda}(\dot{\mu} - \dot{\nu}) = 0\,, \tag{39}
$$

поэтому уравнение (38) несколько упрощается:

$$
2e^{-\lambda} - e^{-\nu}\Big[\lambda'' + (\lambda')^2 - \frac{1}{2}\lambda'(\mu' - \nu')\Big] + e^{-\mu}\ddot{\lambda} + m^2(1 - r^2 e^{-\lambda}) = 0\,. \tag{40}
$$

Выразим уравнения (37) и (40) через функции $\omega,\ f,\ \sigma$:

$$
-f'' - \sigma'' - \frac{1}{2}(f' + \sigma')^2 + (f' + \sigma')\omega' - \frac{m^2}{2} + e^{-2f}\Big(-\ddot{f} - \frac{1}{2}(\dot{f})^2 + \dot{f}\dot{\omega} + \frac{m^2}{2}\Big) = 0\,, \tag{41}
$$

$$
2\Big(1 - \frac{m^2 r^2}{2}\Big)e^{-(\lambda-\nu)} - \Big[f'' + \sigma'' + (f' + \sigma')^2 - f'(f' + \sigma')\Big] + e^{-2f}(\ddot{f} + m^2 e^{\mu}) = 0\,. \tag{42}
$$

Согласно (19) имеем

$$
2re^{\nu-\lambda} = (2f' + \sigma')\,, \tag{43}
$$

поэтому после замены экспоненциального множителя уравнение (42) принимает вид

$$
\frac{1}{r}\Big(1 - \frac{m^2 r^2}{2}\Big)(2f' + \sigma') - \Big[f'' + \sigma'' + (f' + \sigma')^2 - f'(f' + \sigma')\Big] + e^{-2f}(\ddot{f} + m^2 e^{\mu}) = 0\,. \tag{44}
$$

Так как $\mu$ зависит только от $t$, а $f = \psi(t) + \varphi(r)$, то в уравнениях (41) и (44) переменные $t$ и $r$ разделяются:

$$
-f'' - \sigma'' - \frac{1}{2}(f' + \sigma')^2 + (f' + \sigma')\omega' - \frac{m^2}{2} = ke^{-2\varphi(r)}\,, \tag{45}
$$

$$
\ddot{f} + \frac{1}{2}(\dot{f})^2 - \dot{f}\dot{\omega} - \frac{m^2}{2} = ke^{2\psi(t)}\,, \tag{46}
$$

$$
f'' + \sigma'' + \sigma'(f' + \sigma') - \frac{1}{r}\Big(1 - \frac{m^2 r^2}{2}\Big)(2f' + \sigma') = pe^{-2\varphi(r)}\,, \tag{47}
$$

$$
\ddot{f} + m^2 e^{\mu} = pe^{2\psi(t)}\,, \tag{48}
$$

здесь $k$ и $p$ — постоянные разделения.

Обратимся к уравнениям (46) и (48). Введем новую переменную

$$
\psi(t) = \ln a^2(t)\,. \tag{49}
$$

Уравнения (46) и (48) принимают вид

$$
2a\ddot{a} - 8\dot{a}^2 - \frac{m^2}{2}a^2 = ka^6\,, \tag{50}
$$

$$2a\ddot{a} - 2\dot{a}^2 + m^2 a^8 = pa^6\,. \tag{51}$$

Отсюда находим

$$\dot{a}^2 = -\frac{1}{12}\big[m^2 a^2 + 2m^2 a^8 + 2(k-p)a^6\big]\,. \tag{52}$$

Дифференцируя, получаем

$$\ddot{a} = -\frac{1}{24}\big[2m^2 a + 16m^2 a^7 + 12(k-p)a^5\big]\,. \tag{53}$$

Подставляя (52) и (53) в уравнение (50), находим соотношение между постоянными разделения

$$p = -2k\,. \tag{54}$$

При этом равенстве имеем

$$\dot{a}^2 = -\frac{1}{12}(m^2 a^2 + 2m^2 a^8 + 6ka^6)\,. \tag{55}$$

Перейдем теперь к анализу уравнений (45) и (47). Учитывая (35) и (36), уравнение (43) принимает вид

$$\varphi' = -\frac{1}{2}\sigma' + re^{-3\,\varphi-\sigma}\,. \tag{56}$$

Дифференцируя (56), находим

$$\varphi'' = -\frac{1}{2}\sigma'' + \frac{1}{2}r\sigma' e^{-3\,\varphi-\sigma} + e^{-3\,\varphi-\sigma} - 3r^2 e^{-6\,\varphi-2\sigma}\,. \tag{57}$$

Подставляя (56) и (57) в уравнения (45) и (47), получаем

$$-3r^2 e^{-2\sigma}x^2 + 2kx^{2/3} = -x(2+2r\sigma')e^{-\sigma} - \sigma'' + \frac{1}{4}\sigma'^{\,2} - m^2\,, \tag{58}$$

$$-3r^2 e^{-2\sigma}x^2 + 2kx^{2/3} = x\Big[2\Big(1 - \frac{m^2 r^2}{2}\Big) - \frac{3}{2}r\sigma' - 1\Big]e^{-\sigma} - \frac{1}{2}\sigma'' - \frac{1}{2}\sigma'^{\,2}\,, \tag{59}$$

Здесь мы обозначили через $x$ выражение

$$x = e^{-3\varphi}\,. \tag{60}$$

Рассмотрим уравнения

$$-3r^2 e^{-2\sigma}x^2 + 2x(1+r\sigma')e^{-\sigma} + \sigma'' - \frac{1}{4}\sigma'^{\,2} = 0\,, \tag{61}$$

$$-3r^2 e^{-2\sigma}x^2 - x\Big(1 - \frac{3}{2}r\sigma'\Big)e^{-\sigma} + \frac{1}{2}\sigma'' + \frac{1}{2}\sigma'^{\,2} = 0\,. \tag{62}$$

Вычитая одно уравнение из другого, получаем

$$x = \frac{(3/4)\sigma'^{\,2} - (1/2)\sigma''}{3 + (1/2)r\sigma'}e^{\sigma} = \alpha = e^{-3\varphi}\,. \tag{63}$$

При соответствующем $\sigma$ величина $\alpha$ является корнем уравнений (61) и (62). Подставляя в уравнения (58) и (59) значение $x$, равное $\alpha$, находим

$$2k\alpha^{2/3} = -m^2\,, \tag{64}$$

$$2k = -\alpha^{1/3} m^2 r^2 e^{-\sigma}\,. \tag{65}$$

Из уравнений (64) и (65) имеем

$$\alpha = \frac{1}{r^2} e^{\sigma}\,. \tag{66}$$

Поскольку, согласно (64), $\alpha$ должна быть постоянной величиной, из выражения (66) следует

$$\sigma = \ln\alpha + \ln r^2\,. \tag{67}$$

Из соотношений (64) и (65) находим

$$k = -\frac{m^2}{2\alpha^{2/3}}\,. \tag{68}$$

Согласно принципу причинности (6) имеем

$$U \le V\,. \tag{69}$$

Чтобы удовлетворить этому выражению, достаточно, учитывая (34) и (35), наложить следующие условия:

$$1 \le e^{-2\varphi(r)}\,, \tag{70}$$

$$e^{2\psi(t)} \le 1\,. \tag{71}$$

Неравенство (71) отражает физическое свойство гравитационного поля замедлять ход времени по сравнению с инерциальным временем. Учитывая (63), условие (70) можно записать в форме

$$\alpha^{2/3} \ge 1\,. \tag{72}$$

Подставляя значение $k$ из (68) в (55), получаем

$$\dot{a}^2 = -\frac{m^2 a^8}{12}\Big(\frac{1}{a^6} + 2 - \frac{3}{\alpha^{2/3} a^2}\Big), \quad a > 0. \tag{73}$$

Поскольку правая часть (73) с учетом (72) строго отрицательна, а левая часть всегда положительна, равенство возможно только при условии, когда $a$ постоянна, а правая часть равна нулю.

Правая часть равенства (73) удовлетворяет неравенству

$$\Big(\frac{1}{a^6} + 2 - \frac{3}{\alpha^{2/3} a^2}\Big) \ge \frac{2}{a^6}(a^2 - 1)^2 (a^2 + 1/2)\,. \tag{74}$$

Чтобы левая часть (74) обратилась в нуль, необходимо положить

$$a = 1, \quad \alpha^{2/3} = 1\,. \tag{75}$$

Учитывая (49), (63) и (75), получаем

$$\psi = 0, \quad \varphi = 0\,. \tag{76}$$

На основании формул (67), (75) и (76) рассматриваемый второй **случай** привел к следующим метрическим коэффициентам:

$$U = 1, \quad V = 1, \quad W^2 = r^2\,, \tag{77}$$

что соответствует метрике пространства Минковского, т. е. свидетельствует об отсутствии гравитационного поля.

Таким образом, мы приходим к общему выводу: для **нестатического** сферически-симметричного источника в инерциальной системе координат метрические коэффициенты интервала внешнего **гравитационного поля вида (7)** могут быть только **статическими**. Поскольку внешнее гравитационное поле вида (7) нестатического сферически-симметричного тела является статическим, то на основании [3] следует, что радиус такого тела, благодаря силам отталкивания, всегда больше радиуса Шварцшильда.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность С. С. Герштейну, А. А. Годизову, В. А. Петрову за ценные обсуждения.

## Список литературы

[1] *А. А. Логунов, М. А. Мествиришвили.* Релятивистская теория гравитации. М.: Наука, 1989.

[2] *А. А. Логунов.* Теория гравитационного поля. – М.: Наука, 2001;
*A. A. Logunov.* The Theory of Gravity. – M.: Nauka, 2001;
*A. A. Logunov.* The Theory of Gravity, gr-qc/0210005, 2002.

[3] *С. С. Герштейн, А. А. Логунов, М. А. Мествиришвили.* Силы отталкивания в полевой теории гравитации. Препринт ИФВЭ 2005-10. Протвино, 2005.

*Рукопись поступила 14 июня 2005 г.*

А.А. Логунов, М.А. Мествиришвили.
Внешнее гравитационное поле нестатического сферически-симметричного тела в инерциальной системе координат .

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **LaTeX.**
Редактор Н.В. Ежела.

Подписано к печати 14.06.2004. Формат $60 \times 84/8$.
Офсетная печать. Печ.л. 1.05. Уч.-изд.л. 0,9. Тираж 130. Заказ .
Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2005–22, И Ф В Э, 2005