ТЯГОТЕНИЕ КАК ПРОЕКЦИЯ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ СИЛЫ

И. А. Урусовский

Акустический институт им. Н. Н. Андреева
Москва, 117036, ул. Шверника, 4
E-mail: mironov@akin.ru

Дана шестимерная геометрическая трактовка тяготения, основанная на принципе одинаковости основных свойств вещества и света. Принципу соответствует движение частиц только со скоростью света в многомерном пространстве в комптоновской окрестности обычного трёхмерного пространства (X)*, являющегося подпространством многомерного. Полное пространство полагается шестимерным евклидовым* (R_6)*, поскольку для него возможна простая интерпретация спина электрона и других частиц. Из факта существования макроскопических трёхмерных тел следует, что частицы удерживаются в микроскопической окрестности подпространства* X *силами* (F) *космологической природы. Частицы движутся в* R_6 *по геодезической, удовлетворяющей принципу Ферма, из чего следует закон сохранения энергии частицы в* R_6*, причём потенциальная энергия оказывается запасённой энергией движения в дополнительном к* X *подпространстве. Геодезическая проходит по трубкообразной поверхности в* R_6 *с изменяющимися вдоль неё радиусом и скоростью света на ней. Ось трубки расположена в подпространстве* X*. Кривизна траектории определяется нормальной составляющей силы* F *к траектории и трубке. Коэффициенты метрики в пренебрежении квантовыми поправками определяются единственной функцией координат и при удовлетворении уравнения Эйнштейна* $R_{00}=0$ *отличаются от соответственных коэффициентов в известных сферически симметричных решениях теории тяготения Эйнштейна и релятивистской теории гравитации лишь в постпостньютоновом приближении. Найденная метрика получается также и из гипотезы о суперпозиции х гравитационных потенциалов парциальных бесконечно малых масс, составляющих полную гравитационную массу. Данная трактовка является внешней геометрией этой трубки, не требующей использования тензорного исчисления и не предполагающей искривления пространства (деформируется не пространство, а трубка), в отличие от метрической теории тяготения, которую можно трактовать как внутреннюю геометрию этой трубки.*

Использование глобального принципа простоты [1] привело к шестимерной геометрической трактовке преобразований Лоренца, интервала теории относительности, релятивистской механики, спина и изоспина, собственного магнитного момента, формулы тонкой структуры, различия между частицами и античастицами, волн де Бройля, уравнения Клейна – Гордона, CPT-теоремы, кварковой модели частиц, составленных из u- и d-кварков , [2,3] и космологии [4]. Трактовка основана на принципе одинаковости основных свойств вещества и света, примерами чего являются дифракция электронов и фотоэффект. Ему соответствует предположение о движении частиц вещества со скоростью света в многомерном пространстве, восходящее к утверждению Эйнштейна, что «природа экономит на принципах», и к идее Ф. Клейна [5-7] о движении частиц со скоростью света в многомерном пространстве, также вписывающихся в принцип простоты. Первое обоснование шестимерности пространства было дано в [8], где вычислены фундаментальные физические постоянные. Далее дана шестимерная геометрическая трактовка тяготения.

Основным свойством света является то, что в отсутствие тяготения он распространяется с одинаковой скоростью в любой системе отсчета. Тогда частицы вещества должны двигаться с такой же скоростью. Это возможно только в многомерном пространстве, если положение частиц регистрируется в проекции на однородное и изотропное трёхмерное подпространство (X). При этом формулы Ньютона, отнесенные к шестимерному евклидову пространству R_6, при проецировании событий на X дают релятивистские результаты.

Полное пространство предполагаем шестимерным, поскольку только для него возможна простая интерпретация спина электрона и других частиц. Частицы должны удерживаться в малой окрестности трёхмерной Вселенной ортогональными ей силами (космологической природы), иначе не было бы макроскопических тел. Считаем малый участок Вселенной, представляющий интерес при описании поля тяготения, евклидовым подпространством X, пренебрегая кривизной Вселенной на этом участке. Предполагаем, что для движущихся в полном пространстве R_6 частиц, рассматриваемых как материальные точки, применимы формулы механики Ньютона при подходящем выборе времени, указанном ниже, и что положение частиц фиксируется наблюдателем в проекции на X.

Частица, неподвижная в проекции на X в инерциальной системе отсчёта K «неподвижного» наблюдателя, движется со скоростью света c в простейшем случае по окружности в трёхмерном подпространстве Y, дополняющего X до R_6, с центром окружности в X. В любой другой инерциальной системе отсчёта эта частица движется по винтовой линии, расположенной на цилиндрической поверхности (трубке движения) в R_6 с осью, принадлежащей X. Собственное время частицы считаем пропорциональным числу её оборотов в Y вокруг оси трубки. Это число пропорционально $|\cos\theta|$, где θ – угол наклона винтовой линии к направляющей трубки. Если частица совершает один оборот за собственное время τ, то по часам «неподвижного» наблюдателя, относительно которого частица движется вдоль трубки со скоростью $v = c\sin\theta$, это произойдет за время $t = \tau / |\cos\theta|$, где

$$\sin\theta = v/c, \qquad \cos\theta = \pm\sqrt{1-(v/c)^2}. \tag{1}$$

В (1) и далее положительный знак относится к частице, вращающейся вокруг оси трубки в положительном направлении, отрицательный – к античастице, вращающейся в противоположном направлении. Промежутки собственного времени частицы (или античастицы) $d\tau$ и времени неподвижного наблюдателя dt связаны соотношением

$$dt = \pm d\tau / \cos\theta = d\tau \Big/ \sqrt{1-(v/c)^2}. \tag{2}$$

В неподвижной системе отсчета K частица имеет составляющую скорости по направляющей, равную $c \cdot \cos\theta$. Собственное время частицы с точки зрения неподвижного наблюдателя согласно (2) тоже пропорционально $\cos\theta$, так что частица и в собственной системе отсчета K' движется со скоростью c.

Перемещение частицы на интервал ds по направляющей трубки движения и соответственный ему поворот на центральный угол $d\alpha = ds/a$ вокруг оси трубки, где a – радиус трубки, одинаковы в любой системе отсчета. Обозначив через dx в системе K проекцию перемещения $d\varsigma$ частицы по поверхности трубки на её образующую и применив теорему Пифагора, получаем, что $ds^2 = (cdt)^2 - dx^2$. Если же рассматривать это соотношение как исходное, то из него следует $d\varsigma = cdt$, т.е. что частица движется в R_6 со скоростью c.

Покоящаяся в X частица движется в Y со скоростью c и поэтому обладает импульсом $p_y = mc$ в Y, где m – масса покоя частицы, и энергией покоя $E = p_y \cdot c = mc^2$.

В силу принципа одинаковости основных свойств вещества и света, являющегося конкретизацией принципа простоты, энергия покоя mc^2 должна также равняться $h\nu$, где ν – частота вращения частицы вокруг оси трубки движения. Отсюда радиус трубки равен $a = \hbar/mc$, а длина направляющей – комптоновской длине волны, что соответствует периоду h координаты действия в 5-оптике [7].

В поле тяготения радиус трубки движения a и скорость перемещения по трубке c_ς зависят от координат подпространства X, т. е. от положения частицы относительно массивных тел. При этом в выражении для ds^2 метрические коэффициенты оказываются зависящими от вида функций. Связь между a, c_ς и θ накладывается условием, что частица движется по трубке по геодезической согласно принципу Ферма. По определению $c_\varsigma = d\varsigma / dt$, где $d\varsigma$ – длина участка траектории на трубке, который частица проходит за время dt по часам удаленного наблюдателя. Считаем, что c_ς и a не зависят от угла θ. Покажем, что вдоль геодезической на трубке

$$\left(a/c_\varsigma\right)\cos\theta = const. \tag{3}$$

При $c_\varsigma = const$ геодезическая описывается законом Клеро $a\cos\theta = const$ [9], а при $a = const$ – законом Снеллиуса. В общем случае имеем

$$\frac{d\theta}{d\varsigma} = \frac{\partial\theta}{\partial a}\frac{da}{d\varsigma} + \frac{\partial\theta}{\partial c_\varsigma}\frac{dc_\varsigma}{d\varsigma}\quad . \tag{4}$$

Дифференцируя законы Клеро и Снеллиуса, найдём $\frac{\partial\theta}{\partial a} = \frac{1}{a}\,\mathrm{ctg}\theta$, $\frac{\partial\theta}{\partial c_\varsigma} = -\frac{1}{c_\varsigma}\,\mathrm{ctg}\theta$. Подставляя эти выражения в (4), найдем $\frac{d\theta}{d\varsigma} = \mathrm{ctg}\theta\,\frac{c_\varsigma}{a}\frac{d}{d\varsigma}\left(\frac{a}{c_\varsigma}\right)$. Интегрируя, приходим к (3).

Данная трактовка тяготения оказывается внешней геометрией трубки движения частицы, в то время как метрическая теория тяготения – внутренней геометрией трубки.

Заметим, что в каждом нормальном сечении трубки движения все радиальные направления, будучи ортогональными подпространству X, равноправны даже в случае криволинейной оси трубки. Поэтому метрика на поверхности трубки не зависит от полярной угловой координаты в нормальном сечении и внутренняя геометрия [9] на поверхности трубки такая же, как на соответственной поверхности вращения в трёхмерном пространстве.

Проекция скорости c_ς на касательную к меридиану равна $v_\varsigma = c_\varsigma \sin\theta$. Координатная скорость частицы v, регистрируемая удаленным наблюдателем, равна

$$v = \frac{d\sigma}{dt} = v_\varsigma\frac{d\sigma}{d\xi} = c_\varsigma\sin\theta\frac{d\sigma}{d\xi} = c_\varsigma\sin\theta\left[1+\left(\nabla a\cdot\cos\beta\right)^2\right]^{-1/2}, \tag{5}$$

где ξ и σ – соответственно длины дуг вдоль меридиана и оси трубки, β – угол между ∇a и касательной к оси. Координатную скорость света получим, устремляя в (5) θ к $\pi/2$:

$$c_k = c_\varsigma\, d\sigma/d\xi = c_\varsigma\left[1+\left(\nabla a\cdot\cos\beta\right)^2\right]^{-1/2}. \tag{6}$$

При перемещении по трубке на длину $d\varsigma$ частица поворачивается на угол $d\alpha = d\eta/a$, где $d\eta = \cos\theta d\varsigma$ – проекция этого перемещения на направляющую трубки. Угол $d\alpha$ – один и тот же для любого наблюдателя – инвариант, поскольку число оборотов вокруг оси трубки одинаково для любого наблюдателя. Величина $ds = a_\infty d\alpha$, где a_∞ – значение радиуса трубки на бесконечном удалении от центра тяготения , также является инвариантом. Это интервал в метрической теории тяготения. По теореме Пифагора $d\eta^2 = d\varsigma^2 - d\xi^2$. Подставляя сюда $d\varsigma = c_\varsigma dt$, умножая обе части равенства на $(a_\infty/a)^2$ и учитывая, что $d\alpha = d\eta/a$, найдем

$$\left(a_\infty d\alpha\right)^2 = ds^2 = \left(\frac{c_\varsigma a_\infty}{a} dt\right)^2 - \left(\frac{a_\infty}{a} d\xi\right)^2 , \tag{7}$$

что с учетом (6) можно написать как

$$ds^2 = \gamma\left(cdt\right)^2 - \gamma\left[\left(c/c_k\right)d\sigma\right]^2 , \tag{8}$$

где c – предельное значение скорости c_ς на бесконечности,

$$\gamma = \left(c_\varsigma a_\infty / ca\right)^2 . \tag{9}$$

Из (8) следует, что собственное время частицы τ связано со временем t удаленного на бесконечность наблюдателя соотношением

$$d\tau/dt = \sqrt{\gamma} , \tag{10}$$

а элементы пространственных расстояний dl и $d\sigma$ соответственно для местного и удаленного наблюдателей – соотношением

$$dl = \sqrt{\gamma}\left(c/c_k\right)d\sigma , \tag{11}$$

причем для местного наблюдателя

$$ds^2 = \left(cd\tau\right)^2 - dl^2 . \tag{12}$$

Соотношения (10) и (11) можно получить и так. Для местного наблюдателя масштабом длины служит радиус трубки a (или равная $2\pi a$ комптоновская длина волны, которую он может измерить). При этом длины отсчитываются им вдоль меридиана, а следовательно,

$$dl = \frac{a_\infty}{a} d\xi = \frac{a_\infty}{a}\frac{d\xi}{d\sigma} d\sigma = \frac{a_\infty c_\varsigma}{ac_k} d\sigma . \tag{13}$$

Отсюда, принимая во внимание обозначение (9), получим соотношение (11). Масштабом времени для местного наблюдателя служит период обращения в Y находящейся возле этого наблюдателя частицы. Этот период пропорционален c_ς / a , откуда и вытекает формула (10). Скорость v_Λ частицы для местного наблюдателя согласно (9), (10) и (13) равна $v_\Lambda = \frac{dl}{d\tau} = \frac{a_\infty}{a}\frac{d\xi}{dt}\frac{dt}{d\tau} = \frac{a_\infty}{a} c_\varsigma \sin\theta \frac{1}{\sqrt{\gamma}} = c\sin\theta$. При этом

$$v/c_k = v_\varsigma / c_\varsigma = v_\Lambda / c = \sin\theta . \tag{14}$$

Отсюда видно, что предельная (при $\sin\theta \to 1$) локальная скорость равна скорости света на бесконечности. Формулы (3) и (10) с учетом обозначения (9) можно представить как

$$\left(1/\sqrt{\gamma}\right)\cos\theta = const., \quad \left(dt/d\tau\right)\cos\theta = const. \tag{15}$$

Формулы (14) и (15) позволяют выразить скорость частицы через γ :

$$\left(v/c_k\right)^2 = \left(v_\varsigma / c_\varsigma\right)^2 = \left(v_\Lambda / c\right)^2 = 1 - \left(\gamma/\gamma_0\right)\cos^2\theta_0 = 1 - \left(\gamma/\gamma_0\right)\left\{1 - \left[\left(v_\Lambda\right)_0 / c\right]^2\right\}, \tag{16}$$

где индексом нуль помечены значения величин в начальный момент времени.

Поскольку собственное время частицы измеряется числом её оборотов вокруг оси трубки движения, разность показаний часов в конце и начале пути произвольным образом движущегося наблюдателя пропорциональна интегралу от интервала. Действительно, (12) согласно (14) можно представить как $ds^2 = (cd\tau)^2\left[1-(v_\Lambda/c)^2\right] = (\cos\theta \cdot cd\tau)^2 = (cd\tau')^2$, где $d\tau' = \cos\theta \cdot d\tau -$ приращение собственного времени этого наблюдателя. Отсюда, интегрируя $ds = cd\tau'$ вдоль траектории между точками A и B, найдем $\tau'_B - \tau'_A = \frac{1}{c}\int_A^B ds$.

Для местного наблюдателя ускорение частицы равно $dv_\Lambda/d\tau$. Учитывая (16), найдем $\frac{dv_\Lambda}{d\tau} = \frac{dv_\Lambda}{dl}\frac{dl}{d\tau} = \frac{1}{2}\frac{dv_\Lambda^2}{dl} = -\frac{c^2}{2}\frac{\cos^2\theta_0}{\gamma_0}\frac{d\gamma}{dl}$. Отсюда ускорение силы тяжести для местного наблюдателя будет $g_\Lambda = \frac{c^2}{2\gamma}\frac{d\gamma}{dl_\|}$, где $dl_\| -$ элемент пространственного расстояния по направлению градиента функции γ с точки зрения местного наблюдателя. Введя сюда гравитационный потенциал Φ_Λ равенством $g_\Lambda = d\Phi_\Lambda/dl_\|$ и интегрируя, получим

$$\sqrt{\gamma} = \exp\left[-\frac{1}{c^2}\int_{l_\|}^{\infty} g_\Lambda dl_\|\right] = \exp\left(\frac{1}{c^2}\Phi_\Lambda\right) = \frac{d\tau}{dt}. \tag{17}$$

Формула (17) описывает замедление течения времени в поле тяготения. Исключив в ней $\sqrt{\gamma}$ посредством (15) и учтя (14), получим, что вдоль геодезической

$$\left[1-(v_\Lambda/c)^2\right]\exp\left[\left(2/c^2\right)\Phi_\Lambda\right] = const. \tag{18}$$

В слабом поле формулы (17) и (18) сводятся к виду $d\tau/dt = 1+\left(\Phi_\Lambda/c^2\right)$, $\left(v_\Lambda^2/2\right) - \Phi_\Lambda = const.$ Последняя формула выражает закон сохранения энергии в механике Ньютона. Аналогичным образом найдем величину ускорения с точки зрения удалённого наблюдателя: $\frac{dv}{d\sigma} = \left\{\frac{1}{2}\left(\frac{v}{c_k}\right)^2\frac{d}{d\sigma_\|}c_k^2 - \left(\frac{c_k}{c_\|}\right)^2\left[1-\left(\frac{v}{c_k}\right)^2\right]g\right\}\cos\beta$, где $g = \frac{c_\|^{\,2}}{2\gamma}\frac{d\gamma}{d\sigma_\|} -$ ускорение силы тяжести, $d/d\sigma_\|$ означает дифференцирование в направлении градиента γ, $c_\| -$ величина c_k в этом направлении.

Неподвижная в X частица вращается в Y с частотой $\nu_0 = c_\varsigma/(2\pi a)$, обладая энергией покоя $E_0 = h\nu_0 = \hbar c_\varsigma/a = \hbar\sqrt{\gamma}\,c/a_\infty = m_\infty c^2\sqrt{\gamma}$. Полная энергия движущейся в X частицы равна $E = E_0/|\cos\theta|$. То же даёт и формализм Лагранжа.

Действие S определяется с точностью до постоянного множителя как интеграл от скаляра. Скаляром здесь является угол поворота частицы вокруг оси трубки движения. Постоянный множитель выберем таким, чтобы в отсутствие тяготения функция Лагранжа была равна $L = -mc^2\cos\theta$, как в релятивистской механике. Тогда $S = -\hbar\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} d\alpha = \int_{t_1}^{t_2} Ldt$. Отсюда найдем $L = -\hbar\dot{\alpha}$. Из (7) имеем $\dot{\alpha} = (1/a)\sqrt{c_\varsigma^2 - v_\varsigma^2}$, так что

$L = -(\hbar/a)\sqrt{c_\varsigma^2 - v_\varsigma^2} = -(\hbar c/a_\infty)\sqrt{\gamma}\cos\theta$. При этом проекция импульса частицы на меридиан трубки и энергия равны $p_\xi = \dfrac{\partial L}{\partial v_\varsigma} = \dfrac{\hbar v_\varsigma}{a\sqrt{c_\varsigma^2 - v_\varsigma^2}} = \dfrac{\hbar}{a}\,\mathrm{tg}\theta$, $E = p_\xi v_\varsigma - L$ $= \dfrac{\hbar c_\varsigma}{a\cdot\cos\theta} = \dfrac{\hbar c}{a_\infty}\dfrac{\sqrt{\gamma}}{\cos\theta} = \dfrac{m_\infty c^2\sqrt{\gamma}}{\cos\theta}$, так что $p_\xi = E v_\varsigma / c_\varsigma^2$, а полный импульс частицы $p = \partial L/\partial c_\varsigma$ равен $p = E/c_\varsigma = \hbar/(a\cdot\cos\theta)$. Отсюда и из (15) видно, что при движении вдоль геодезической $E = const$. При этом происходит лишь перетекание энергии движения из её скрытой формы в подпространстве Y в явную форму в подпространстве X или наоборот. Потенциальная энергия и есть запасенная энергия движения в Y .

В отсутствие тяготения неподвижная в X частица вращается по окружности радиуса a_∞ со скоростью света c . Соответствующая такому вращению центростремительная сила равна $F = p_y c/a_\infty = \hbar c/a_\infty^2 = m_\infty c^2/a_\infty$, в c^2/ag раз превышая вес самой частицы у земной поверхности, что для электрона равно $2.38\cdot 10^{28}$. Эта сила может иметь только космологическую природу. Тот же результат получается и при движении частицы по винтовой линии: $F = pcK/\cos\theta$, где $K = \cos^2\theta/a_\infty -$ кривизна винтовой линии. Отсюда видно, что $F = \hbar c/a_\infty^2$ при любом θ .

В поле тяготения угол наклона меридиана к оси трубки χ определяется соотношениями: $\sin\chi = da/d\xi$, $\cos\chi = \sqrt{1-(da/d\xi)^2} = 1/\sqrt{1+(da/d\sigma)^2}$, $\mathrm{tg}\chi = da/d\sigma$. Перпендикулярная геодезической компонента космологической силы в соприкасающейся плоскости равна центростремительной силе, пропорциональной кривизне K траектории:

$$pc_\varsigma K/\cos\theta = F\cos\chi\,, \tag{19}$$

где $K = \sqrt{K_\perp^2 + (\sigma'')^2}$, $K_\perp^2 = (y_1'')^2 + (y_2'')^2$, y_1 и y_2 — координаты частицы в двух взаимно перпендикулярных направлениях в сечении трубки, штрих означает производную вдоль траектории. Эти координаты можно написать в виде $y_1 = a\cdot\cos\alpha$, $y_2 = a\cdot\sin\alpha$. Тогда, учитывая $ds = ad\alpha = \cos\theta\; d\varsigma$, $d\xi = \sin\theta\; d\varsigma$, (15) и $\sigma' = \cos\chi\,\sin\theta$, найдём:

$$K_\perp^2 = (a\alpha'^2 - a'')^2 + (a\alpha'' + 2a'\alpha')^2 = \left(1-\gamma\frac{\cos^2\theta_0}{\gamma_0}\right)\frac{\cos^2\theta_0}{\gamma_0}\left[\frac{d\sqrt{\gamma}}{d\xi} + \frac{\sqrt{\gamma}}{a}\frac{da}{d\xi}\right]^2 +$$

$$+\left[\frac{\cos^2\theta_0}{\gamma_0}\sqrt{\gamma}\left(\frac{\sqrt{\gamma}}{a} + \frac{d\gamma}{d\xi}\frac{da}{d\xi}\right) - \left(1-\gamma\frac{\cos^2\theta_0}{\gamma_0}\right)\frac{d^2a}{d\xi^2}\right]^2, \tag{20}$$

$\sigma'' = -\cos\chi\dfrac{\cos^2\theta_0}{2\gamma_0}\dfrac{d\gamma}{d\xi} - \dfrac{1}{\cos\chi}\left(1-\dfrac{\cos^2\theta_0}{\gamma_0}\gamma\right)\dfrac{da}{d\xi}\dfrac{d^2a}{d\xi^2}$. Подстановка найденных p и F в (19) даёт: $a_\infty\sqrt{\gamma}\,K/\cos^2\theta = \cos\chi$, откуда и из (20) с точностью до величины $a_\infty^2\left[(d\sqrt{\gamma}/d\xi)^2 + \left|d^2\sqrt{\gamma}/d\xi^2\right|\right]$ получим $\sqrt{\gamma}\,a_\infty/a \approx 1$. При этом в силу (9) имеем:

$$a/a_\infty = \sqrt{\gamma}\,, \quad c_\varsigma/c = c_\perp/c = \gamma\,, \tag{21}$$

где $c_\perp -$ скорость света в направлении, перпендикулярном градиенту поля.

Формулы (21) получаются также и из равенства $E_0 = Fa$, означающего, что приращение энергии покоя равно работе против космологической силы: $dE_0 = Fda$.

В метрической теории тяготения считается, что поле тяготения порождается только массивными телами и сопровождается уменьшением скорости света и замедлением течения собственного времени вблизи массивных тел. В шестимерной трактовке тяготения массивные тела сами по себе тяготения не создают, они лишь уменьшают скорость света в своей окрестности. Это приводит к уменьшению радиуса орбиты движения в Y при сохранении равенства величин центробежной силы и космологической. Но при этом трубка движения частицы оказывается уже не цилиндрической поверхностью, меридианы её приобретают наклон к оси, в результате чего проекция космологической силы на меридиан становится отличной от нуля. Эта проекция и представляет силу тяготения и равна $F_\xi = -F\sin\chi = -\left(\hbar c/a_\infty^2\right)da/d\xi$, откуда в приближении (21)

$$F_\xi = -\left(\hbar c/a_\infty\right)d\sqrt{\gamma}/d\xi = -mc^2\,d\sqrt{\gamma}/d\xi\,. \tag{22}$$

В сферически симметричном поле асимптотическое разложение γ по степеням $1/r$, где $r -$ радиальная координата (расстояние от центра тяготения с точки зрения удаленного наблюдателя), имеет вид

$$\gamma = 1-\left(r_g/r\right)+b_2\left(r_g/r\right)^2+b_3\left(r_g/r\right)^3+\cdots, \tag{23}$$

$r_g = 2GM/c^2 -$ гравитационный радиус, $G -$ гравитационная постоянная, $M -$ масса притягивающего тела. В (23) коэффициент при первой степени r_g/r, как и в метрической теории тяготения, выбран равным -1, чтобы вдали от центра тяготения гравитационный потенциал был ньютоновым [10,11]. Подстановка (23) в (22) даёт

$$F_\xi = -\frac{GMm_\infty}{r^2}\left[1-\left(2b_2-\frac{1}{2}\right)\frac{r_g}{r}-\frac{3}{2}\left(b_3+\frac{b_2}{2}-\frac{1}{8}\right)\left(\frac{r_g}{r}\right)^2+\cdots\right].$$

Тяготение оказывает такое же действие на световые лучи, что и соответствующая анизотропная среда, причем скорость света c_k описывается формулой для лучевой скорости [13]:

$$\frac{1}{c_k^2} = \left(\frac{\sin\beta}{c_\perp}\right)^2+\left(\frac{\cos\beta}{c_{||}}\right)^2, \tag{24}$$

где $\beta -$ угол между направлением распространения света и градиентом поля. Обозначив через $d\sigma_{||}$ и $d\sigma_\perp$ соответственно проекции элемента $d\sigma$ траектории в X на направления градиента поля и в перпендикулярном к нему направлении и подставив (24) в (8), получим

$$ds^2 = \gamma\left(cdt\right)^2-\gamma\left(\frac{c}{c_{||}}d\sigma_{||}\right)^2-\gamma\left(\frac{c}{c_\perp}d\sigma_\perp\right)^2.$$

Отсюда в пренебрежении квантовыми поправками при условиях (21) найдем

$$ds^2 = \gamma\left(cdt\right)^2-\left(1/\gamma\right)d\sigma_{||}^2-\left(1/\gamma\right)d\sigma_\perp^2\,. \tag{25}$$

Метрика (25) описывается только одной функцией координат – функцией γ.

Центробежная сила $p_\xi v_\varsigma / R\cos\theta$, где R – радиус кривизны траектории в X , уравновешивается компонентой силы тяжести $-F_\xi \sin\beta$. Отсюда получим

$$\mathrm{tg}^2\theta = \left(\mathrm{R}/\sqrt{\gamma}\right)\left(\mathrm{d}\sqrt{\gamma}/\mathrm{d}\xi\right)\sin\beta\ . \tag{26}$$

Функция Лагранжа $L = -\hbar\sqrt{1-\left(\dot{r}/c_{||}\right)^2 - \left(r\dot{\varphi}/c_\perp\right)^2}$ в полярных координатах r , φ не зависит явно от φ , так что $\partial L/\partial\dot{\varphi} = const.$, откуда получаем закон сохранения момента импульса $\left(c/c_\perp\right)^2 rv\sin\beta = const.$ Подстановка сюда (21) дает $v\left(r/\gamma\right)\sin\theta\sin\beta = const.$ Посредством этой формулы с учетом (15) можно исключить $\sin\beta$ либо $\sin\theta$ из (26).

Для введения координат применительно к (25) воспользуемся уравнением Эйнштейна для компоненты тензора Риччи R_{00}. В вакууме $R_{00} = 0$. В сферически симметричном поле это уравнение для $\gamma = \exp(\nu)$ сводится к $\nu'' + \nu'\left(2/r\right) = 0$ [10]. Его решение, удовлетворяющее асимптотике (23), имеет вид $\nu = -r_g/r$, $b_2 = 1/2$. При этом метрика (25) в сферически симметричном поле совпадает в постньютоновом приближении с метрикой Шварцшильда в изотропных координатах [10,11] и с метрикой релятивистской теории гравитации [13], но отличается от них в следующем приближении. Это решение получается также и из гипотезы, что имеет место суперпозиция парциальных полей ν_j (т.е. гравитационных потенциалов) для любых, в том числе бесконечно малых, составных частей M_j полной массы M , так что $\nu = \sum_j \nu_j$. Действительно, для $M_j = M/n$ $\left(r_{gj} = r_g/n\right)$ имеем: $\nu_j = -r_{gj}/r$, $\nu = \lim_{n\to\infty}\left(n\nu_j\right) = -r_g/r$. Принципу простоты соответствует также данная суперпозиция и при произвольном пространственном распределении масс. Во всяком случае, для такого статического распределения масс замена экспоненты $\gamma = \exp\left[-\sum_j\left(r_{gj}/r_j\right)\right]$ тремя первыми членами разложения в ряд даёт метрику, совпадающую с приведённой в [12] постньютоновой метрикой.

Существенно, что в отличие от остальных многомерных теорий тяготения в данном подходе, основанном на принципе простоты, нет необходимости требовать компактификации дополнительного пространства. Её заменяет здесь наличие космологической силы, удерживающей частицы в комптоновской окрестности трехмерного подпространства $\left(X\right)$. Здесь компактифицированы не дополнительные измерения, а траектории элементарных частиц в дополнительном пространстве. Существование этой силы также не постулируется. Оно вытекает из принципа простоты (конкретно – из принципа одинаковости основных свойств вещества и света, согласно которому $mc^2 = h\nu$, а величина силы равна $p_y c/a_\infty = m^2c^3/\hbar$) и из факта существования трехмерных тел. Если бы такой силы не было, частицы не удерживались бы в окрестности трехмерного подпространства. Тогда для объяснения существования трехмерных тел пришлось бы с необходимостью задействовать компактификацию дополнительного пространства, невзирая на проблематичность объяснения её возникновения. Проблема компактификации в многомерных теориях тяготения и возникает из-за невозможности объяснения существования трехмерных тел в многомерном пространстве без указания механизма удержания частиц в малой окрестности трехмерного подпространства. В данном подходе эта проблема не возникает.

Автор благодарит М. Е. Герценштейна за полезное обсуждение.

Список литературы

1. Марголин А. А. Принцип простоты. // Химия и жизнь. 1981. № 9. С. 79.
2. Урусовский И. А. Шестимерная трактовка релятивистской механики и спина, метрической теории тяготения и расширения Вселенной. //Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 1996. № 3. С. 3-21.
3. Урусовский И. А. Шестимерная трактовка кварковой модели нуклонов. // *ibid*., 1999. № 6. С. 64-74.
4. Урусовский И. А. Шестимерная трактовка расширения Вселенной //*ibid*., 2000. № 6. С. 66-77.
5. Klein F. Uber neuere englische Arbeiten zur Gesammelte matematishe Abhandlungen, B.2, Springer, Berlin, 1922, 601 S.// Zeit. f. Math. u. Phys. 1901. S. 375.
6. Клейн Ф., Высшая геометрия. М.-Л.: Гостехиздат, 1939. 219 с.
   Klein F., Vorlezungen über die höhere Geometrie, 3. Aufl. Berlin, 1926.
7. Румер Ю. Б., Исследования по 5-оптике. Гостехиздат, Москва, 1956. 192 с.
8. Роберт Орос ди Бартини. ДАН СССР. 1965. Т. 163. № 4. С. 861.
9. Каган В. Ф., Основы теории поверхностей, ч. 1. М.-Л.: Гостехиздат, 1947. 512 с.
10. Эддингтон А. С., Теория относительности. Л.-М.: Гостехиздат, 1934, гл. 3. 508 с.
    Eddington A. S. The mathematical theory of relativity. Cambridge University Press, 1923. 247p.
11. Брумберг В. А., Релятивистская небесная механика. М.: Наука, 1972. 382 с.
12. Борн М., Вольф Э., Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.
    M. Born, E. Wolf. Principle of optics. Pergamon Press, Oxford, London, etc.
13. Логунов А. А., Мествиришвили М. А. Основы релятивистской теории гравитации. Издательство Московского университета, 1986. 307 с.

Опубликовано в Proceedings of International Scientific Meeting “Physical Interpretations of Relativity Theory”. Moscow: 30 June – 03 July, 2003.
I. A. Urusovskii. Gravity as a projection of the cosmological force. P. 359-367.