ПОЧЕМУ ФИЗИКАМИ С ТРУДОМ ВОСПРИНИМАЕТСЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ ЭЙНШТЕЙНА И ПРОБЛЕМА ИНЕРЦИИ

Г.И. Шипов

Институт Физики Вакуума, Москва

warpdrive09@gmail.com

Введение

Быстрый ответ на вопрос в заголовке статьи таков – А. Эйнштейн упустил из вида проблему инерции, поставленную перед физиками И. Ньютоном три с лишним века назад [1]. Великий физик задался вопросом – почему искривляется поверхность воды во вращающемся ведре? В настоящее время физикам хорошо известно, что во вращающейся системе отсчета, связанной с вращающимся ведром Ньютона, на массивные объекты, дополнительно к обычным силам, действуют силы инерции [2]

$$m\frac{d\vec{v}}{dt}+m\overrightarrow{W}+m\left[\vec{\omega}[\vec{\omega}\,\vec{r}\,']\right]+2m\left[\vec{\omega}\,\vec{v}'\right]+m\left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}\,\vec{r}'\right]=-\frac{\partial U}{\partial\vec{r}}. \qquad (1.\text{B})$$

Случилось так, что известный французский математик и физик Ж. Даламбер обозначил в своей работе [3] силы инерции как фиктивные, т.е. являющиеся выдумкой, фикцией, мнимыми?! С точки зрения современного физика, знакомого с уравнением (1.В), проверенным экспериментально, выражение «фиктивные силы» звучит противоречиво, вызывая у нормального физика когнитивный диссонанс. Тем не менее, 60% современных ученых относятся к силам инерции как к фиктивным силам и всего 10% как к силам реальным. Правильный ответ на вопрос И. Ньютона дает гидродинамическое уравнение Эйлера, записанное для плотности жидкости ρ с учетом вращения воды в ведре, т.е. с учетом уравнения $(1.\text{B})$. Решение уравнения Эйлера показывает, что вращающаяся вода представляет собой сплошную среду с плотностью $\rho=\Delta m/\Delta V$, на каждый элемент Δm которой действует центробежная сила $-m\left[\vec{\omega}[\vec{\omega}\,\vec{r}\,']\right]$, вызывающая изменение геометрии не только на поверхности воды, но и внутри её. В результате внутри и на поверхности вращающейся воды действует поле сил инерции, вызванное *полем инерции* [4,5].

А. Эйнштейн использует поле инерции при формулировке сильного принципа эквивалентности, согласно которому «равномерно ускоренное движение массы Δm порождает силу инерции $-\Delta m\overrightarrow{W}$, эквивалентную однородной гравитационной силе $\Delta m\vec{g}$ ». Согласно этому принципу, в свободно падающем лифте Эйнштейна на массу m действует гравитационная сила $m\vec{g}$ и сила инерции $-m\overrightarrow{W}$, локально компенсирующие друг друга, поэтому локально уравнение (1.В) принимает вид

$$m\frac{d\vec{v}}{dt}=-\frac{\partial U}{\partial\vec{r}}-m\overrightarrow{W}=m\vec{g}-m\overrightarrow{W}=0,\quad \vec{g}=\overrightarrow{W}. \qquad (2.\text{B})$$

Это уравнение описывает состояние невесомости внутри свободно падающего лифта Эйнштейна. Если же масса m находится в спутнике в состоянии невесомости, который движется по стационарной орбите вокруг Земли, то уравнение (1.В) записывается как

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - m\left[\vec{\omega}[\vec{\omega}\,\vec{r}']\right] = m\vec{g} - m\left[\vec{\omega}[\vec{\omega}\,\vec{r}']\right] = 0, \qquad (3.\text{B})$$

в котором центробежная сила $-m\left[\vec{\omega}[\vec{\omega}\,\vec{r}']\right]$ локально компенсирует гравитационную силу $m\vec{g}$ в каждой точке траектории. Поскольку масса m находится в состоянии невесомости в каждой точки траектории, описываемой уравнением (3. В), то такую траекторию мы будем называть *траекторией либрации*. Если масса m движется в гравитационном поле двух планет с массой M_1 и M_2 ($M_1 \gg M_2$), то уравнение (3. В) имеет вид

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U_1}{\partial \vec{r}} - \frac{\partial U_2}{\partial \vec{r}} - m\left[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]\right] = m\vec{g}_1 + m\vec{g}_2 - m\left[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]\right] = 0\ , \qquad (4.\text{B})$$

где $U_1 = -M_1\,G/r_1$ и $U_2 = -M_2\,G/r_2$ и гравитационные силы $m\vec{g}_1 + m\vec{g}_2$ скомпенсированы центробежной силой инерции $m\left[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]\right]$. Уравнение (4. В) имеет практическое значение и было использовано Л. Эйлером и Ж. Лагранжем для определения *точек либрации* в ограниченной задаче 3х тел.

1. Отсутствие принципа соответствия уравнений движения теории гравитации Эйнштейна с уравнениями механики в ускоренных системах отсчета

При переходе в инерциальную систему отсчета, силы инерции в уравнении (1. В) обращаются в нуль, и мы получим уравнения движения механики Ньютона

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}}\ . \qquad (1.1)$$

Очевидно, что уравнение (1.В) обобщает уравнение Ньютона (1.1), поскольку содержит силы инерции. Подразумевается, что уравнение движения теории гравитации Эйнштейна

$$m_{in}\frac{d^2x^i}{ds^2} + m_g\Gamma^i{}_{jk}\frac{dx^j}{ds}\frac{dx^k}{ds} = 0, \qquad m = m_{in} = m_g\ , \quad i,j,k\ldots = 0,1,2,3. \qquad (1.2)$$

где m_{in} – инерционная масса и m_g – масса гравитационная, записано в ускоренных системах отсчета, однако оно не удовлетворяет принципу соответствия с уравнением (1.В), что легко доказывается аналитически. Действительно, простейшим решением вакуумных уравнений Эйнштейна $R_{ik} = 0$ оказывается решение Шварцшильда с трансляционной метрикой [6]

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right)c^2dt^2 - \left(1 - \frac{2\varphi_N}{c^2}\right)^{-1}dr^2 - r^2(d\theta^2 + sin^2\,\theta\,d\varphi^2), \qquad (1.3)$$

где $\varphi_N = -MG/r$ - потенциал Ньютона. В слабых гравитационных полях и в нерелятивистском приближении, можно считать, что для метрики Шварцшильда (1.3) выполняются соотношения

$$\frac{2\varphi_N}{c^2} \ll 1,\ g_{ik} \approx \eta_{ik} = diag(1-1-1-1), \qquad ds \approx ds_0 = cdt\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}, \qquad (1.4)$$

$$R^i{}_{jkm} \approx 0, \qquad \frac{v^2}{c^2} \ll 1. \qquad (1.5)$$

Используя эти условия, получим для 3D части уравнения (1.2) нерелятивистское уравнение (1.1) механики Ньютона в виде

$$m\frac{d^2x^\alpha}{dt^2} = -mc^2\Gamma^\alpha{}_{00} = m\frac{\partial\varphi_N}{\partial x^\alpha} = \frac{mMG}{r^3}x^\alpha = mg^\alpha, \qquad \alpha,\beta \ldots = 1,2,3, \tag{1.6}$$

которое не содержит сил инерции, и, следовательно, записано в инерциальной системе отсчета. Кроме того, символы Кристоффеля $\Gamma^\alpha{}_{00}$ в (1.6) связаны с гравитационным полем, а поле инерции в уравнениях (3.В) связано с частотой вращения $\vec{\omega}$, где $\vec{\omega} = (\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ - псевдовектор пространственного вращения (вращение в пространственных углах $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$). В уравнении (2. В) поле инерции $\overrightarrow{W} = (W_1, W_2, W_3)$ – оказывается псевдовектором пространственно-временного вращения (вращение в пространственно-временных углах $\theta_1, \theta_2, \theta_3$). Поэтому поступательная сила инерции $m\overrightarrow{W}$ в уравнении (2.В) рассматривается как вращение в углах $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ так, что все четыре силы инерции в уравнении (1.В) порождены вращением [4,5].

Проведенный анализ уравнения движения теории гравитации Эйнштейна (1.2) показывает, что в нерелятивистском приближении это уравнение не удовлетворяет принципу соответствия с уравнением движения механики (1.В), записанным в ускоренной системе отсчета.

2. Теория гравитации в пространстве абсолютного параллелизма $A_4(6)$

Указанные выше недостатки теории гравитации Эйнштейна устраняются расширением традиционной относительности, принятой в общей теории относительности (ОТО), добавочным включением в нее вращательной относительности [5]. Для этого используется пространство абсолютного параллелизма $A_4(6)$, которое базируется на 10ти мерном координатном многообразии четырех голономных трансляционных координат $x^i = x^i(x, y, z, ct)$ и шести неголономных вращательных координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$. В каждой точке $x^i(x, y, z, ct)$ задана неголономная тетрада $e^a{}_i$, $i, j, k \ldots = 0,1,2,3$, $a, b, c \ldots = 0,1,2,3$ (ориентируемая точка [7]). Пространство $A_4(6)$ обладает двумя метриками: трансляционной римановой метрикой

$$ds^2 = ds^a ds_a = e^i{}_a e^a{}_i dx_i dx^i = \eta_{ab} e^a{}_j e^b{}_k dx^j dx^k = g_{jk} dx^j dx^k, \tag{2.1}$$

$$\eta_{ab} = \eta^{ab} = diag(1 - 1 - 1 - 1),$$

характеризующей трансляционную относительность, и вращательной метрикой [5]

$$d\tau^2 = d\chi^a{}_b d\chi^b{}_a = T^a{}_{bk} T^b{}_{an} dx^k dx^n, \tag{2.2}$$

где

$$T^i{}_{jk} = -\Omega^{\cdot\cdot i}{}_{jk} + g^{im}\left(g_{js}\Omega^{\cdot\cdot s}{}_{mk} + g_{ks}\Omega^{\cdot\cdot s}{}_{mj}\right) \tag{2.3}$$

- коэффициенты вращения Риччи, характеризующие вращательную относительность,

$$\Omega^{\cdot\cdot i}{}_{jk} = -T^i{}_{[jk]} = -\frac{1}{2}e^i{}_a\left(\nabla_k e^a{}_j - \nabla_j e^a{}_k\right) = e^i{}_a \nabla_{[j} e^a{}_{k]} \tag{2.3a}$$

- объект неголономности или кручение пространства $A_4(6)$ [5].

В метрике (2.2) $d\chi_{ab} = -d\chi_{ba}$ - тензор бесконечно малого поворота, заданный на многообразии неголономных угловых координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$, а *величина* $T^i{}_{jk}$ *интерпретируется как поле инерции* [8]. Если разделить бесконечно малый поворот $d\chi^i{}_j$ на ds , то мы получим скорость вращения ориентируемой материальной точки

$$\Omega^{i}{}_{j} = \frac{d\chi^{i}{}_{j}}{ds} = T^{i}{}_{jk}\frac{dx^{k}}{ds} = \frac{De^{i}{}_{a}}{ds}e^{a}{}_{j}\,. \tag{2.4}$$

Формула (2.4) связывает угловую скорость Ω_{ij} с объектом неголономности $\Omega^{\cdot\cdot i}{}_{jk}$, подтверждая гипотезу Эли Картана - «вращение материи порождает кручение пространства» [9].

Вместо уравнения движения (1.2) теории гравитации Эйнштейна, мы имеем уравнения движения ориентируемой точки как уравнение параллельного переноса неголономной тетрады $e^{i}{}_{a}$ относительно связности пространства абсолютного параллелизма [5]

$$\Delta^{i}{}_{jk} = \Gamma^{i}{}_{jk} + T^{i}{}_{jk} = e^{i}{}_{a}e^{a}{}_{j,k}\ . \tag{2.4a}$$

Уравнение параллельного переноса тетрады $e^{i}{}_{a}$ имеет вид

$$\frac{de^{i}{}_{a}}{ds} + \Gamma^{i}{}_{jk}e^{j}{}_{a}\frac{dx^{k}}{ds} + T^{i}{}_{jk}e^{j}{}_{a}\frac{dx^{k}}{ds} = 0, \tag{2.5}$$

$$i,j,k\ldots = 0,1,2,3, \quad a,b,c\ldots = 0,1,2,3.$$

Эти уравнения распадаются на следующую систему уравнений

$$\frac{de^{i}{}_{0}}{ds} + \Gamma^{i}{}_{jk}e^{j}{}_{0}\frac{dx^{k}}{ds} + T^{i}{}_{jk}e^{j}{}_{0}\frac{dx^{k}}{ds} = 0, \tag{2.6}$$

$$\frac{de^{i}{}_{A}}{ds} + \Gamma^{i}{}_{jk}e^{j}{}_{A}\frac{dx^{k}}{ds} + T^{i}{}_{jk}e^{j}{}_{A}\frac{dx^{k}}{ds} = 0, \tag{2.7}$$

$$i,j,k\ldots = 0,1,2,3, \qquad A,B,C\ldots = 1,2,3.$$

Выбирая вектор $e^{0}{}_{i} = u_{i} = dx_{i}/ds$ касательным к траектории движения, получаем из (2.6) поступательные уравнения движения начала *O* тетрады $e^{i}{}_{a}$ в виде

$$\frac{d^{2}x^{i}}{ds^{2}} = -\Gamma^{i}{}_{jk}\frac{dx^{j}}{ds}\frac{dx^{k}}{ds} - T^{i}{}_{jk}\frac{dx^{j}}{ds}\frac{dx^{k}}{ds}\ . \tag{2.8}$$

Умножая (2.6) на массу m и используя (2.4), запишем уравнения движения (2.6) как

$$m\frac{d^{2}x^{i}}{ds^{2}} + m\Gamma^{i}{}_{jk}\frac{dx^{j}}{ds}\frac{dx^{k}}{ds} + m\Omega^{i}{}_{j}\frac{dx^{j}}{ds} = 0. \tag{2.9}$$

Эта запись говорит о том, что уравнения (2.8) переходят в уравнения движения теории гравитации Эйнштейна (1.2) при условии, что силы инерции равны нулю

$$-mT^{i}{}_{(jk)}\frac{dx^{j}}{ds}\frac{dx^{k}}{ds} = 0\,. \tag{2.10}$$

С учетом (2.3), решение уравнений (2.10) имеет вид

$$T_{ijk} = -T_{jik} = T_{jki} = -\Omega_{ijk}. \tag{2.11}$$

Формулы (2.10) и (2.11) показывают, что в инерциальной системе отсчета силы инерции отсутствуют, а *поле инерции отлично от нуля и антисимметрично по всем трем индексам!*

В нерелятивистском приближении матрица угловой скорости Ω_{ij}имеет следующие компоненты [5]

$$\Omega_{ij} = -\Omega_{ji} = \frac{1}{c^2}\begin{pmatrix} 0 & -W_1 & -W_2 & -W_3 \\ W_1 & 0 & -c\omega_3 & c\omega_2 \\ W_2 & c\omega_3 & 0 & -c\omega_1 \\ W_3 & -c\omega_2 & c\omega_1 & 0 \end{pmatrix}. \qquad (2.12)$$

Для слабых гравитационных полей и полей инерции выполняются условия

$$\frac{2\varphi_N}{c^2} \ll 1,\ g_{ik} \approx \eta_{ik} = diag(1-1-1-1), \qquad ds \approx ds_0 = cdt\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}, \qquad (2.13)$$

$$R^i{}_{jkm} \approx 0,\ \ e^{(0)}{}_0 \approx \left(1+\frac{\varphi_N}{c^2}\right), e^{(1)}{}_1 = e^{(2)}{}_2 = e^{(3)}{}_3 = \left(1-\frac{\varphi_N}{c^2}\right), \qquad \frac{v^2}{c^2} \ll 1. \qquad (2.14)$$

Используя метрику Шварцшильда (1.3), условия (2.13), (2.14) и матрицу (2.12), получим для 3D части уравнения (2.8) нерелятивистские уравнения вида

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - m\overrightarrow{W} - 2m[\vec{\omega}\vec{v}'], \qquad (2.15)$$

где $U = -mMG/r$ - ньютоновская потенциальная энергия, а $-m\overrightarrow{W}$ и $-2m[\vec{\omega}\vec{v}']$ - силы инерции, порожденные полем инерции $T^i{}_{jk}$. В свободно падающем лифте Эйнштейна сила Кориолиса $-2m[\vec{\omega}\vec{v}'] = 0$ и мы получаем из (2.15) уравнение (2.B), описывающее состояние невесомости (экспериментальный факт), при котором гравитационная сила $m\vec{g}$ скомпенсирована силой инерции $-m\overrightarrow{W}$ до нуля.

3. Динамические уравнения для поля инерции и их тождественная природа

Хочу напомнить, что впервые динамические уравнения для полей инерции были представлены научной общественности около полувека назад в моей монографии, изданной в МГУ в 1979 году [10]. Спустя некоторое время мне поступило предложение иммигрировать сперва в Израиль, а, затем, в США. Я работал тогда на Химическом факультете МГУ, куда помог мне устроится на работу мой первый научный руководитель по дипломной работе ректор МГУ академик Рем Викторович Хохлов (второй был будущий директор ФИАН, академик Леонид Веньяминович Келдыш). После выхода монографии [10] из печати, я стал читать лекции для слушателей ФПК (присутствовало несколько сот человек) по материалам монографии, с целью популяризации полученных новых результатов. В это время на Физфаке МГУ ректор МГУ, академик Анатолий Алексеевич Логунов, сменивший Р.В. Хохлова после его трагического ухода из жизни, читал лекции, в которых он критиковал теорию гравитации Эйнштейна, называя её ошибочной теорией. Узнав о моих лекциях, А.А. Логунов пригласил меня в Академию Наук и предложил мне присоединится к его борьбе против работы Эйнштейна по ОТО, от чего я отказался, поскольку уже 12 лет после окончания Физфака МГУ занимался развитием идей Эйнштейна по созданию Единой теории поля. В результате, через некоторое время, по указанию ректора, последовало мое увольнение из МГУ, что я рассматриваю как недоразумение.

Я называю эти события емким русским словом *недоразумение* потому, что А.А. Логунову и его группе, в пылу административного восторга, не дано было знать, что за 2 года до выхода монографии [10] мои работы [11-14] были высоко оценены иностранными коллегами, входящими в состав международной комиссии (Н. Розен, Дж. Уиллер, К. Мёллер, П. Бергман, Р. Пенроуз, Д. Эллис и др.) при журнале «General Relativity and Gravitation», о чем свидетельствует работа [15].

Образуя тензор кривизны пространства со связностью (2.4а) по обычному правилу, находим соотношение [16]

$$S^{i}{}_{jkm} = R^{i}{}_{jkm} + 2\nabla_{[k}T^{i}{}_{|j|m]} + 2T^{i}{}_{s[k}T^{s}{}_{|j|m]} = R^{i}{}_{jkm} + P^{i}{}_{jkm} = 0, \tag{3.1}$$

где

$$R^{i}{}_{jkm} = 2\partial_{[k}\Gamma^{i}{}_{|j|m]} + 2\Gamma^{i}{}_{s[k}\Gamma^{s}{}_{|j|m]} \tag{3.2}$$

- тензор Римана, определяемый через символы Кристоффеля

$$\Gamma^{i}{}_{jk} = \frac{1}{2}g^{im}\left(g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}\right) \tag{3.3}$$

по обычному правилу и

$$P^{i}{}_{jkm} = 2\nabla_{[k}T^{i}{}_{|j|m]} + 2T^{i}{}_{s[k}T^{s}{}_{|j|m]} \tag{3.4}$$

- тензор кривизны Риччи, определяемы через коэффициенты вращения Риччи (2.3). Из (3.1) следует, что сумма тензора Римана (3.2) и тензора Риччи (3.4) равна нулю, что и является аналитическим определением геометрии абсолютного параллелизма. Тензор Римана $R^{i}{}_{jkm}$ удовлетворяет первому и второму тождествам Бианки [5]

$$R^{\cdots i}{}_{[jkm]} = 2\nabla^{*}{}_{[j}\Omega^{\cdot\cdot i}{}_{km]} + 4\Omega^{\cdot\cdot n}{}_{[jk}\Omega^{\cdot\cdot i}{}_{m]n} = 0, \tag{3.5}$$

$$\nabla_{[p}R^{i}{}_{jk]m} = 0 \text{ или } \nabla^{*}{}_{[p}P^{i}{}_{jk]m} = 0\,. \tag{3.6}$$

Здесь ковариантная производная ∇_k берется относительно символов Кристоффеля $\Gamma^{i}{}_{jk}$, а $\nabla^{*}{}_{p}$ относительно связности абсолютного параллелизма $\Delta^{i}{}_{jk} = \Gamma^{i}{}_{jk} + T^{i}{}_{jk}$. Из соотношения (3.1) следует $R^{i}{}_{jkm} = -P^{i}{}_{jkm}$, что позволяют написать тождества Бианки (3.6) как

$$\nabla^{*}{}_{[p}R^{i}{}_{jk]m} = 0. \tag{3.7}$$

Используя (3.1), можно образовать полностью геометризированные уравнения, подобные уравнению Эйнштейна

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R = \nu T_{ik}, \tag{3.8}$$

где тензор энергии-импульса материи T_{ik} образован полем инерции $T^{i}{}_{jk}$ как

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu}\left\{\left(\nabla_{[i}T^{i}_{|j|m]} + T^{i}_{s[i}T^{s}_{|j|m]}\right) - \frac{1}{2}g_{jm}g^{pn}\left(\nabla_{[i}T^{i}_{|p|n]} + T^{i}_{s[i}T^{s}_{|p|n]}\right)\right\}, \tag{3.9}$$

а плотность материи имеет вид

$$\rho = \frac{T}{c^2} = \frac{g^{jm}T_{jm}}{c^2} = \frac{2g^{jm}}{\nu c^2}\left\{\nabla_{[i}T^{i}_{|j|m]} + T^{i}_{s[i}T^{s}_{|j|m]}\right\}. \tag{3.10}$$

Ранее была получена формула (2.11), которая описывает поле инерции в инерциальной системе отсчета. Используя (2.11) получаем, получаем отличную от нуля плотность материи в инерциальной системе отсчета

$$\rho = -\frac{1}{\nu c^2}\Omega^{\cdot\cdot i}{}_{sm}\Omega^{\cdot\cdot s}{}_{ji} = -\frac{1}{\nu c^2}T^{ji}{}_{s}T_{ji}{}^{s}. \tag{3.11}$$

Таким образом, соотношения (3.8) - (3.11) можно рассматривать как решение второй проблемы Эйнштейна по геометризации тензора материи-импульса в правой части уравнений Эйнштейна. При обсуждении уравнений (3.1) и (3.8) на многочисленных научных семинарах и конференциях, мои оппоненты утверждали, что они являются тождествами. Это действительно так, если считать $e^a{}_m$, $T^i{}_{jk}$ и $R^i{}_{jkm}$ зависимыми переменными и производить вычисления связности и кривизны пространства $A_4(6)$, используя неголономную тетраду $e^a{}_m$. Содержательные уравнения получаются тогда, когда мы задаем групповой подход к структурным уравнениям Картана геометрии $A_4(6)$.

Пусть мы имеем группу движения Пуанкаре, заданную на четырех голономных трансляционных голономных координатах $x^i(x,y,z,ct)$ и шести неголономных вращательных координат $\varphi_1,\varphi_2,\varphi_3,\theta_1,\theta_2,\theta_3$. Аналитические свойства неголономной тетрады $e^a{}_m$ описывают в физике движение произвольно ускоренной четырехмерной системы отсчета, имеющей 10 степеней свободы. Пространство событий тетрады $e^a{}_m$ образует расслоенную геометрию $\mathrm{A}_4(6)$ с координатами базы $x^i(x,y,z,ct)$ и координатами слоя $\varphi_1,\varphi_2,\varphi_3,\theta_1,\theta_2,\theta_3$. Переход координат базы $x^i(x,y,z,ct)$ к координатам слоя происходит с помощью неголономной тетрады $e^a{}_m$, при этом по координатному индексу m тетрада $e^a{}_m$преобразуется в группе трансляций $T(4)$ как вектор

$$e^a{}_{m'} = \frac{\partial x_{m'}}{\partial x_m} e^a{}_m, \qquad \left\| \frac{\partial x_{m'}}{\partial x_m} \right\| \in T(4), \qquad m = 0.1,2,3, \tag{3.12}$$

а по локальному (внутреннему) индексу a тетрада $e^a{}_m$ преобразуется в группе вращений $O(3.1)$ как

$$e^{a'}{}_m = \Lambda^{a'}{}_a e^a{}_m, \qquad \Lambda^{a'}{}_a \in O(3.1), \qquad a = 0,1,2,3. \tag{3.13}$$

В силу неголономной связи между дифференциалами координат базы dx^k и дифференциалами координат слоя $d\chi^a{}_b$ (см. ф-лу (2.2)), группа Пуанкаре пространства $\mathrm{A}_4(6)$ образует полупрямое произведение группы трансляций $T(4)$ на группу вращений $O(3.1)$. Структурные уравнения Картана пространства $\mathrm{A}_4(6)$ в координатных индексах $i,j,k \ldots = 0,1,2,3,$ имеют вид [5]

$$\nabla_{[k} e^a_{j]} + T^i_{[k\,j]} e^a_i = 0, \tag{3.14}$$

$$R^i{}_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i{}_{|j|m]} + 2T^i{}_{s[k} T^s{}_{|j|m]} = 0, \tag{3.15}$$

$$i,j,k \ldots = 0,1,2,3, \quad a,b,c \ldots = 0,1,2,3.$$

Уравнения (3.14) представляют собой определение кручения (2.3а) пространства $A_4(6)$, а уравнения (3.15) определяют тензор кривизны (3.1) пространства $A_4(6)$. Эти уравнения описывают динамику поля инерции [10], а также динамику гравитационных и электромагнитных полей, источниками которых являются поля инерции, образующие с тензор энергии-импульса материи (3.9).

Простой способ формального вывода уравнений поля инерции, записанных в векторном базисе, можно сделать используя 1- формы тетрады $e^a = e^a{}_m dx^m$, и поля инерции $T^a{}_b = T^a{}_{bm} dx^m$. Вычисляя внешние дифференциалы от e^a и T_b и учитывая абсолютный параллелизм геометрии $A_4(6)$, получаем первые и вторые структурные уравнения Картана геометрии $A_4(6)$ в виде

$$de^a + e^b \wedge T^a{}_b = 0, \tag{3.16}$$

$$R^a{}_b + dT^a{}_b - T^c{}_b \wedge T^a{}_c = 0, \tag{3.17}$$

$$a, b, c \ldots = 0,1,2,3,$$

где знак $\wedge$ означает внешнее произведение, например, $e^a \wedge e^b = e^a e^b - e^b e^a$.

Уравнения $(3.16), (3.17)$ могут быть переписаны в смешенных (матричных) индексах как [5]

$$\nabla_{[k} e^a{}_{m]} + e^b{}_{[k} T^a{}_{|b|m]} = 0, \tag{3.19}$$

$$R^a{}_{bkm} + 2\nabla_{[k} T^a{}_{|b|m]} + 2T^a{}_{c[k} T^c{}_{|b|m]} = 0. \tag{3.20}$$

$$i, j, k \ldots = 0,1,2,3, \quad a, b, c \ldots = 0,1,2,3.$$

Используем разложение тензора Римана R_{ijkm} на неприводимые части [5]

$$R_{ijkm} = C_{ijkm} + g_{i[k} R_{m]j} + g_{j[k} R_{m]i} + R g_{i[m} g_{k]j}/3. \tag{3.21}$$

Подставляя это соотношение в уравнения (3.1) представим уравнения (2.3а), (3.1) в виде расширенной полностью геометризированной системы уравнений Эйнштейна-Янга-Миллса [5]

$$\nabla_{[k} e^a_{j]} + T^i_{[k\ j]} e^a_i = 0, \tag{A}$$

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \nu T_{ik}, \tag{$B.1$}$$

$$C^i_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i_{|j|m]} + 2T^i_{s[k} T^s_{|j|m]} = -\nu J^i_{jkm}, \tag{$B.2$}$$

в которых тензор энергии-импульса T_{ik} и тензор тока J^i_{jkm} определяются соотношениями (3.9) и

$$J_{ijkm} = 2g_{[k(i} T_{j)m]} - \frac{1}{3} T g_{i[m} g_{k]j}. \tag{3.22}$$

Уравнения (А), (В) перестают быть тождествами, если мы будем рассматривать неголономную тетраду $e^a{}_m$ поле инерции $T^a{}_{bm}$ и кривизну $R^a{}_{bkm}$ как независимые переменные и использовать для их решения известный формализм Ньюмена-Пенроуза [17].

4. Конструирование решений уравнений (А), (В) и соответствие с уравнениями поля теории гравитации Эйнштейна

В математической части монографии [5] представлены решения уравнений (А), (В), наиболее интересные для физических приложений, полученные с использований метода спиновых коэффициентов формализма Ньюмена-Пенроуза [17]. Роджер Пенроуз называл предложенный в этой работе метод как «конструирование решений», что очень точно отражает методику поиска решений уравнений (А), (В).

Для показа соответствия уравнений *(А), (В.1), (В.2)* с уравнениями теории гравитации Эйнштейна, рассмотрим обобщенное решение Вайдя [5], имеющее в обозначениях работы [17] следующий вид:

1. Используемые трансляционные координаты: $x^0 = u,\ x^1 = r,\ x^2 = \theta,\ x^3 = \varphi$
2. Для компонент комплексной световой тетрады (или обобщенных матриц Паули):
$\sigma^i{}_{0\dot{0}} = (0,1,0,0),\ \sigma^i{}_{1\dot{1}} = (1,U,0,0),\quad \sigma^i{}_{0\dot{1}} = \rho(0,0,P,iP),\ \sigma^i{}_{1\dot{0}} = \bar{\sigma}^i{}_{0\dot{1}},$
$\sigma_i{}^{0\dot{0}} = (1,0,0,0),\quad \sigma_i{}^{1\dot{1}} = (-U,1,0,0),\quad \sigma_i{}^{0\dot{1}} = -\frac{1}{2\rho P}(0,0,1,i),\quad \sigma_i{}^{1\dot{0}} = \bar{\sigma}_i{}^{0\dot{1}},$ (4.1)

где

$$U(u) = -\varepsilon^0 + 2\Psi^0(u)/r,\qquad P = (2)^{-1/2}(1+\zeta\bar{\zeta}/4),\qquad \zeta = x^2 + ix^3,$$
$$\varepsilon^0 = \pm 1/2,\quad \varepsilon^0 = 0,\qquad \Psi_2 = \Psi^0(u) \neq const -$$ переменная функция источника внешнего гравитационного поля.

3. Для спинорных компонент поля инерции $T^i{}_{jk}$:

$$\rho = -1/r,\quad \alpha = -\bar{\beta} = \alpha^0/r,\quad \gamma = \rho^2\Psi^0(u)/2,$$
$$\mu = -1/2r + \Psi^0(u)/r^2,\quad \alpha^0 = \zeta/4. \qquad (4.2)$$

4. Для спинорных компонент тензора Римана R_{ijkm}:

$$\Psi_2 = -\Psi^0(u)/r^3 \neq const,\qquad \Phi_{22} = -\dot{\Psi}^0(u)/r^2 = -\frac{\partial\Psi^0}{\partial u}\frac{1}{r^2}. \qquad (4.3)$$

Трансляционная метрика этого решения имеет вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right)c^2dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right)^{-1}dr - r^2(d\theta^2 + sin^2\,\theta\,d\varphi^2),\ \varepsilon^0 = 1/2\ . \quad (4.4)$$

Используя решение (4.1) -(4.3), находим явный вид тензора энергии-импульса (3.9)

$$T_{ik} = -\frac{1}{\nu}\left[\dot{\Psi}^0 r^2(\rho\bar{\rho})^2\right]l_i l_k,\qquad l_k l^k = 0. \qquad (4.5)$$

Из определения $T_{ik} = \rho c^2 l_i l_k$, находим плотность материи (3.10) найденного решения

$$\rho = -2\dot{\Psi}^0(u)/\nu c^2 r^2,\qquad \dot{\Psi}^0(u) < 0. \qquad (4.6)$$

Итак, получив решение (4.1) -(4.3), мы рассчитали конкретный вид тензора энергии-импульса материи (4.5), который порождает это решение. Рассмотрим теперь ситуацию, когда функция источника в пределе стремиться к постоянному значению. Это нужно нам для того, чтобы сравнить метрику (4.4) с известным решением уравнений Эйнштейна – с метрикой Шварцшильда (1.3). Для этого введем параметр

$$\varsigma = \frac{\pi r^2}{2\Psi^0}\left|\dot{\Psi}^0(u)\right|,$$

который при $\Psi^0(u) \to \Psi^0 = \text{const}$ стремится к нулю. В результате получим

$$\rho = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2}\frac{1}{2\pi r^2}\lim_{\varsigma\to 0}\frac{\varsigma}{(r^2+\varsigma^2)} = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2}\frac{1}{2\pi r^2}\delta(r) = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2}\delta(\vec{r}) = M\delta(\vec{r}), \qquad (4.7)$$

где $\delta(\vec{r})$ – трехмерная функция Дирака. Действительно, метрики (1.3) и (4.4) совпадают, если выполняются равенства

$$\varphi_N = -MG/r\,,\qquad M = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2},\quad \nu = \frac{8\pi G}{c^4}\ , \qquad (4.8)$$

при этом полностью геометризированные уравнения (В.1) принимают вид

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{\mathrm{c}^4} T_{ik} = \frac{8\pi G}{\mathrm{c}^4} M\, \mathrm{c}^2 \delta(\vec{r}) l_i l_k, \qquad l_k l^k = 0. \tag{4.9}$$

Иными словами, соответствие уравнений (В.1) уравнениям Эйнштейна с отличной от нуля правой частью имеет место *только для стационарного точечного источника*. Так и должно быть, поскольку метрика (1.3) была найдена в области пространства, где выполняются вакуумные уравнения Эйнштейна $R_{jm} = 0$, т.е. вне точечного источника.

5. Объединение принципов теории относительности с квантовыми принципами

В монографии [17] был введен Всеобщий принцип относительности, объединяющий трансляционную и вращательную относительность. В результате были открыты динамические уравнения поля инерции (*A), (B.1), (B.2)*, которые решают первую и вторую проблемы Эйнштейна, позволяя утверждать, что *программа Единой теории поля не только завершена, но и расширена до теории Физического Вакуума* [5]. Покажем, что Всеобщий принцип относительности объединят принципы теории относительности с принципами квантовой теории материи. Для этого перейдем в инерциальную систему отсчета, в которой, как было показано выше, что чисто полевая плотность поля инерции (3.10) определяется согласно (3.11). Для стабильной частицы мы находим плотность в виде (4.7). Поэтому, в указанных приближениях налицо квантовый принцип дуализм волна - частица

$$\rho = -\frac{1}{\nu c^2} \Omega^{\cdot\cdot i}{}_{sm} \Omega^{\cdot\cdot s}{}_{ji} = -\frac{1}{\nu c^2} T^{ji}{}_{s} T_{ji}{}^{s} \approx M\, \mathrm{c}^2 \delta(\vec{r}) \tag{5.1}$$

Для полностью антисимметричного кручения, имеем

$$\widehat{\Omega}_j = \frac{1}{2} \varepsilon_{jins} \Omega^{ins} \ , \tag{5.2}$$

При этом тензор энергии-импульса (3.9) запишется как

$$T_{jm} = \frac{1}{2\nu} \left\{ \widehat{\Omega}_j \widehat{\Omega}_m - \frac{1}{2} g_{jm}\, \widehat{\Omega}^i \widehat{\Omega}_i \right\} \ . \tag{5.3}$$

Представляя $\widehat{\Omega}_m = \Psi_{,m}$, где Ψ – псевдоскаляр, запишем тензор материи (5.3) в виде

$$T_{jm} = \frac{1}{2\nu} \left\{ \Psi_{,j} \Psi_{,m} - \frac{1}{2} g_{jm} \Psi_{,n} \Psi^{,n} \right\}. \tag{5.4}$$

В квантовой теории поля этот тензор рассматривается как тензор энергии-импульса псевдоскалярного поля. В нашем случае псевдовектор (5.2) определяется как *поле инерции*, а псевдоскаляр Ψ как потенциал *поля инерции*.

В случае, когда псевдовектор $\widehat{\Omega}_m$ светоподобен, то его можно представить, как

$$\widehat{\Omega}_m = \Phi l_m, \quad l_m l^m = 0, \quad \Phi = \Phi\left(x^i\right)$$

и записать тензор энергии-импульса (5.4) в виде

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu} \Phi^2\left(x^i\right) l_j l_m \, . \tag{5.5}$$

Отсюда получаем плотность материи

$$\rho = \frac{1}{\nu c^2}\Phi^2\left(x^i\right). \tag{5.6}$$

Согласно решению (4.1) - (4.3), в слабых полях мы можем использовать анализ Фурье и принцип суперпозиции для комплексного поля инерции ψ

$$\psi(x^m) = \sqrt{\frac{1}{M\nu c^2}}\,\phi(x^m)\,exp\{-i(k_n x^n)\}\,, \tag{5.7}$$

$$\psi^*(x^m) = \sqrt{\frac{1}{M\nu c^2}}\,\phi(x^m)\,exp\{i(k_n x^n)\}\,, \tag{5..8}$$

нормированное на единицу

$$\int \psi^*\psi dV = 1,\ \ \nu = 8\pi G/\mathrm{c}^4 = const. \tag{5.9}$$

Тогда плотность материи в соотношении (5.1) можно представить, как

$$\rho = M\delta(\vec{r}) = M\psi^*\psi\,. \tag{5.10}$$

Это соотношение представляет собой аналог квантового дуализма «плоская волна (или набор плоских волн) -точечная частица».

Используя соотношения Планка и Эйнштейна $E = \hbar\omega$, $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, запишем поле инерции (5.7) в виде волны де Бройля

$$\psi = \psi_0\,exp\{-i(k_n x^n)\} = \psi_0\,exp\left\{-\frac{i}{\hbar}(p_n x^n)\right\}, \qquad \psi_0 = \sqrt{\frac{1}{m\nu c^2}}\,\phi(x^m). \tag{5.11}$$

Для описания динамики полей инерции необходимо использовать закон сохранения тензора энергии-импульса материи T^{ik} в виде

$$\nabla^*{}_i\left(R^{ik} - \frac{1}{2}g^{ik}R\right) = \nu\nabla^*{}_i T^{ik} = 0, \tag{5.12}$$

из которого следуют уравнения гидродинамического вида для несжимаемой жидкости $\nabla^*{}_i\rho = \partial_i\rho = 0$ и плотности ρ [5]

$$\nabla^*{}_i\left(\rho l^i\right) = \partial_i\left(\rho l^i\right) + \rho l^n\Gamma^j{}_{nj} + \rho l^n T^j{}_{nj} = 0\,, \tag{5.13}$$

$$\rho\frac{D^* l^k}{d\lambda} = \rho\frac{dl^k}{d\lambda} + \rho\Gamma^k{}_{mn}l^m l^n + \rho T^k{}_{mn}l^m l^n = 0. \tag{5.14}$$

Эти уравнения нелинейны по волновым функциям (5.7) и (5.8). В инерциальной системе отсчета и в случае слабых полей инерции из (5.3) получаем обычное уравнение неразрывности $\partial_i\left(\rho u^i\right) = 0$, которое преобразованиями Маделунга [19] сводится к линейным уравнениям Шредингера [20]

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\,\psi = 0, \quad -i\hbar\frac{\partial\psi^*}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\,\psi^* = 0\ \ . \tag{5.15}$$

Для точечной массивной частицы из уравнения (5.14) следует траектория либрации (см. флу (2.15))

$$\rho\frac{du^k}{ds} = -\rho\Gamma^k{}_{mn}u^m u^n - \rho T^k{}_{mn}u^m u^n = 0, \qquad u^n u_n = 1, \tag{5.16}$$

при движении по которой полная энергия ускоренно движущейся частицы в центральном поле другой массы сохраняется. В уравнении (5.16) сила инерции полностью компенсирует внешнюю гравитационную силу, обеспечивая стационарное ускоренное движение, что характерно именно для квантовых систем. Подобную ситуацию мы имеем в атоме при движении электрона по стационарной орбите вокруг ядра.

Заключение

В этой работе показано, что релятивистская теория гравитационного поля Эйнштейна неполна, поскольку её уравнения не учитывают вращательную относительность ускоренно движущихся систем отсчета. Расширение ОТО путем включения в неё вращательной относительности привело к открытию 46 лет назад поля инерции – третьего фундаментального физического поля [10], данного каждому человеку в ощущения в повседневной жизни. Было бы вполне уместно российским ученым ближе познакомиться с техническими приложениями поля инерции [21] с тем, чтобы отстоять приоритет России в открытии нового фундаментального физического поля. Тем более, что еще 42 года назад динамические уравнения поля инерции *(A), (B)* были признаны учеными Запада [15] и 35 лет назад были названы уравнениями Шипова [22].

Литература

1. *Ньютон И.* // Математические начала натуральной философии. Перевод с латинского и примечания А. Н. Крылова. М.: Наука, 1989. 688 стр.
2. *Ольховский И.И.*// Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970.
3. *Даламбер Ж.* //Трактат по динамике, в котором законы равновесия и движения тел сведены к минимально возможному числу. - Париж: Давид старший, 1743.
4. *Шипов Г.И. //* Проблема инерции как причина застоя в теоретической физике // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.28682, 21.10.2023. https://trinitas.ru/rus/doc/0231/008b/1178-shp.pdf
5. *Шипов Г.И.*// Теория Физического Вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
6. *Schwarzschild K.* // Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 1916, Bd. 189. S. 195.
7. *Шипов Г.И. //*Механика ориентируемой точки и общий принцип инерции. Известия вузов, Физика, 1985, № 3, с.74.
8. *Шипов Г.И.* // Теория гравитации в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1977, № 6, с. 142.
9. *Cartan E.* // Compt. Rend.1922. Vol. 174, p. 437.
10. *Шипов Г.И.* // Проблемы теории элементарных взаимодействий. Элементарные частицы как инерционы. 1979, Москва, МГУ, Ч.1, с. 146.
11. *Шипов Г.И.* // Общерелятивистская нелинейная электродинамика с тензорным потенциалом. Известия вузов, Физика, 1972, № 10, с. 98- 102.
12. *Шипов Г.И. //* Уравнения поля тетрад в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1976, № 6, с. 132.

13. *Шипов Г.И. //* Общерелятивистские нелинейные спинорные уравнения. Известия вузов, Физика, 1977, № 3, с. 121.
14. *Шипов Г.И. //* Теория гравитации в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1977, № 6, с. 142.
15. *Shipov G. I.//* General Relativistic Nonlinear Spinor Equations. Gen. Rel. And Gravitation, Bull. GRG № 41, 1983, Vol. 15, № 1, p. 98.
16. *Рашевский П.К.//* Риманова геометрия и тензорный анализ. 1964. М.: Наука, с. 664.
17. Newman E.*, Penrose R.* // J. Math. Phys. 1962. Vol. 3, \No 3. P.566 -587.
18. *Шипов Г.И.*// Программа Всеобщей относительности и теория Физического Вакуума. ВИНИТИ, № 6948-В88, Москва, 1988, сс. 1-131.
19. *Маделунг Э. //* Математический аппарат физики, М., Наука, 1961, с.618.
20. *Шипов Г.И.*// Мы не понимаем квантовую теорию потому, что неправильно описываем вращательное движение // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.29696, 12.10.2025. https://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/003a/1042-shp.pdf
21. *Шипов Г.И.* // «Безопорные» и «сверхединичные» устройства в неголономной механике // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.29450, 16.04.2025. https://trinitas.ru/rus/doc/0231/005a/1020-shp.pdf
22. *Skalsky V*. // Astrophys. and Space Sci. 1990. Vol. 166. P. 159.