

ТЕОРИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА КАК ТЕОРИЯ ЕДИНОГО ПОЛЯ. ПОЛЕ И СИЛЫ ИНЕРЦИИ

Г.И. Шипов

Институт Физики Вакуума, Москва

warpdrive09@gmail.com

Введение

Вращение материи широко наблюдается в явлениях макро и микромира, при этом теоретическое описание вращения сталкивается с неоднозначной интерпретацией исследователями одного и того же эксперимента. Еще со времен Ньютона, поставившим перед физиками 340 лет назад вопрос – «почему искривляется поверхность воды во вращающемся ведре?», до сих пор нет убедительного общепринятого ответа. Используя уравнение Эйлера

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{g} - \rho [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']] - \nabla p, \quad (\text{В.1})$$

и условие вращения воды вокруг оси z , находим его решение в виде $p = const = \rho \omega^2 r'^2 / 2 - \rho g z$. Здесь ρ – плотность воды, \vec{g} – ускорение свободного падения, $\vec{\omega}$ – угловая скорость вращения воды, p – давление внутри воды, z – координата на оси вращения, r' – расстояние от оси вращения, $\rho \vec{g}$ – плотность силы веса, $-\rho [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']]$ – плотность центробежной силы. Уравнение кривой, описывающей кривизну поверхности воды в уравнении (В.1), оказывается параболой $z = h + \omega^2 r'^2 / 2g$, где h – высота столба жидкости в точке $r' = 0$. Казалось бы, что ответ на вопрос, поставленный Ньютоном, найден, но:

1. В уравнение (В.1) входит сила инерции $-\rho [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']]$, которая, по мнению 60% физиков является «фиктивной».
2. Со времен Эйлера, для описания вращательного движения используются неголономные, безразмерные вращательные координаты φ, θ, ψ – углы Эйлера, при этом координатное многообразие становится шестимерным, что должно отобразиться на топологической структуре пространства событий, а в настоящее время, считается, что оно осталось Евклидовым.
3. Тем не менее, в 1922 г. математик Э. Картан высказал гипотезу [1], что геометрия пространства событий при вращении материи изменяется и у него появляется кручение (торсионное поле).

Уравнение ускоренного движения массы m относительно системы отсчета S' в потенциальном поле U с учетом сил инерции имеет вид [2]

$$m \vec{a}' = - \frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - m \vec{a}_{O'} - m [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']] - 2m [\vec{\omega} \vec{v}'] - m \left[\frac{d\vec{\omega}}{dt} \vec{r}' \right] \quad (\text{В.2})$$

где $\vec{\omega}$ – угловая скорость вращения ускоренной системы отсчета, $\vec{a}_{O'}$ – поступательное ускорение (или вращение в трех пространственно-временных плоскостях [3]) начала O' ускоренной системы отсчета. Из уравнения (В.2) видно, что вращение материи порождает 4 силы инерции, которые широко используются как в космических технологиях, так и на Земле.

Занимаясь развитием программы Эйнштейна по созданию Единой теории поля, автор, работая в МГУ, в 1979 г. опубликовал монографию [4], в которой к четырем трансляционным координатам $x^i = x^i(x_1, x_2, x_3, ct)$ были добавлены шесть неголономных угловых координат $\varphi, \theta, \psi, \theta_1, \theta_2, \theta_3$. На таком десятимерном многообразии определены интегрируемые структурные уравнения Картана геометрии абсолютного параллелизма $A_4(6)$

$$\nabla_{[k} e_{j]}^a + T_{[k j]}^i e_i^a = 0, \quad (A^*)$$

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \nu T_{ik}, \quad (B^*.1)$$

$$C_{jkm}^i + 2\nabla_{[k} T_{|j|m]}^i + 2T_{s[k}^i T_{|j|m]}^s = -\nu J_{jkm}^i, \quad (B^*.2)$$

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

записанные в виде расширенной системы уравнений Эйнштейна-Янга-Миллса [3]. Эти уравнения связывают кривизну Римана R_{ijklm} и кручение Риччи (объект неголономности [5])

$$\Omega^i{}_{jk} = -T^i{}_{[jk]} = -\frac{1}{2} e^i{}_a (\nabla_k e^a{}_j - \nabla_j e^a{}_k) = e^i{}_a \nabla_{[j} e^a{}_{k]} \quad (B.3)$$

пространства $A_4(6)$. В уравнениях (A^*) , $(B^*.1)$, $(B^*.2)$ величина $T^i{}_{jk}$ называется коэффициентами вращения Риччи и физически интерпретируется как *поле инерции* [4]. Как следует из (B.3), неголономная тетрада $e^i{}_a$ представляет собой медиатор между голономными координатами $x^i = x^i(x_1, x_2, x_3, ct)$ и неголономными координатами $\varphi, \theta, \psi, \theta_1, \theta_2, \theta_3$. Угловая скорость вращения неголономной тетрады определяется как

$$\Omega^i{}_j = T^i{}_{jk} \frac{dx^k}{ds} = \frac{D e^i{}_a}{ds} e^a{}_j \quad (B.4)$$

Из уравнений (A^*) , $(B^*.1)$, $(B^*.2)$ следует релятивистское обобщение уравнения (B.2)

$$m \frac{d^2 x^i}{ds^2} + m \Gamma^i{}_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + m \Omega^i{}_j \frac{dx^j}{ds} + m R^i{}_{jkm} \frac{dx^j}{ds} \xi^k \frac{dx^m}{ds} = 0, \quad (B.5)$$

где ξ^k – вектор девиации пространства $A_4(6)$.

В уравнениях (A^*) , $(B^*.1)$, $(B^*.2)$ тензор энергии-импульса T_{ik} и тензор тока $J^i{}_{jkm}$ определяются соотношениями [4]

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu} \left\{ (\nabla_{[i} T_{|j|m]}^i + T_{s[i}^i T_{|j|m]}^s) - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} (\nabla_{[i} T_{|p|n]}^i + T_{s[i}^i T_{|p|n]}^s) \right\}, \quad (B.6)$$

$$J_{ijkm} = 2g_{[k(i} T_{j)m]} - \frac{1}{3} T g_{i[m} g_{k]j}, \quad (B.7)$$

указывая на то, что *фундаментальное поле инерции*, которое мы ощущаем через силы инерции в соответствии с уравнением (B.5), является источником двух других фундаментальных полей – гравитационного и электромагнитного. Таким образом, представленные уравнения (A^*) , $(B^*.1)$, $(B^*.2)$, объединяющие три фундаментальных поля – гравитационное, электромагнитное и поле инерции, рассматриваются как уравнения Единой теории поля с новой

классической механикой, названной в честь Рене Декарта механикой Декарта [6], поскольку в ней все движения материи сводятся к вращению.

Уже более века, начиная с работ Н. Тесла, в экспериментальной физике накопилось сотни аномальных экспериментов, при чем не в глубинах космоса и не в экспериментах с элементарными частицами (хотя и в этих областях много аномалий), а что называется «на столе» в лаборатории [8, 9]. Характерным для всех аномальных экспериментов является именно вращение материи, поэтому А. Акимов предложил в 1991 г. EGS – концепцию, которая связывает три фундаментальных поля E – электромагнитное, G – гравитационное и S – спиновое (или торсионное) поле (B.3), порожденное вращением материи [8].

Из уравнений (A*), (B*. 1), (B*. 2) находим плотность материи как функцию поля инерции T^i_{jk} в виде

$$\rho = \frac{T}{c^2} = \frac{g^{jm} T_{jm}}{c^2} = \frac{2g^{jm}}{vc^2} \{ \nabla_{[i} T^i_{j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{j|m]} \}. \quad (B. 8)$$

В слабых полях и в квазиинерциальных системах отчета плотность материи (B. 8) значительно упрощается и принимает вид $\rho_e = e \psi^* \psi$ или $\rho_m = m \psi^* \psi$, где ψ нормированное на единицу поле инерции T^i_{jk} .

Решение уравнений (A*), (B*. 1), (B*. 2) приводят к обобщению фундаментальных потенциалов (потенциальных энергий) Ньютона и Кулона. Например, один из вариантов решения приводит к суперпотенциалу вида [3]

$$V = \frac{U}{m} = \frac{c^2}{2} \left(\frac{r^2 - r(|r_e| + r_g) - r_N^2 + r_s^2 \cos^2 \theta}{r^2 + r_s^2 \cos^2 \theta} \right), \quad (B. 9)$$

$$r_g = \frac{2MG}{c^2}, \quad r_e = \pm \frac{2Ze^2}{mc^2}, \quad r_s = \frac{\hbar}{mc}, \quad r_N = 3.15 \times 10^{-15} \text{ cm},$$

объединяющему гравитационные r_g , электромагнитные r_e , слабые r_s и сильные r_N взаимодействия.

Уравнения (A*), (B*. 1), (B*. 2) выделяют в электродинамике магнитное поле именно по той причине, что в ней магнетон Бора $\mu_B = e\hbar/2m = es/m = cr_s/2$ а) связывает классическое вращение и квантовый магнетизм; б) электромагнитные и слабые взаимодействия, при этом уравнение Шредингера, Дирака и другие уравнения квантовой теории описывают простейшую динамику плотностей поля инерции $\rho_e = e \psi^* \psi$, $\rho_m = m \psi^* \psi$, $\rho_s = s \psi^* \psi$, нормированных на единицу.

1. Нерелятивистские уравнения ускоренного движения массы m

Что самое важное предлагает нам механика Декарта с уравнениями (A*), (B*. 1), (B*. 2), рассматриваемая как четвертое обобщение механики Ньютона [8], так это полностью отказаться от понятия инерциальной системы отсчета. Действительно, всякая реальная система отсчета связана с физическим объектом - телом отсчета, т.е. с материей любого вида, которая взаимодействует или самодействует, что приводит к ускорению. Если ускорение оказывается малым, то ускоренную систему отсчета можно рассматривать как квазиинерциальную, свойства которой мало отличаются от свойств идеальной инерциальной системы отсчета. Далее, всякий реальный физический объект имеет конечные размеры, поэтому механика Декарта отказывается от понятия материальной точки, заменяя его понятием *ориентируемой материальной точки*. Это необходимо сделать потому, что математическое описание вращение любого физического объекта требует введения неголономных

вращательных координат, например, углов Эйлера φ, θ, ψ . Л. Эйлер понимал, что для описания вращения массивного тела необходимо новый принцип механики [10], отсутствующий в механике Ньютона. Он ввел единичную триаду Эйлера $\vec{e}_A, A = 1,2,3$, нормированную на единицу $\vec{e}_A \vec{e}^B = \delta_A^B, \vec{e}_A \vec{e}^B = 0$, если $A \neq B$ и, $\vec{e}_A \vec{e}^B = 1$, если $A = B$. Дифференциалы триады $d\vec{e}_A$, по трансляционным координатам x_1, x_2, x_3 связаны с дифференциалами $\vec{d}\chi_\alpha^\beta$ неголономных углов Эйлера φ, θ, ψ соотношениями [2]

$$d\vec{e}^A = [\vec{d}\chi_B^A \vec{e}^B], \quad A, B \dots = 1,2,3. \quad (1.1)$$

Разделив обе части равенства (1.1) на dt , получим

$$\frac{d\vec{e}^A}{dt} = \left[\frac{\vec{d}\chi_B^A}{dt} \vec{e}^B \right] = [\vec{\omega}_B^A \vec{e}^B], \quad (1.2)$$

где $\vec{\omega}_{AB} = -\vec{\omega}_{BA}$ - тензор угловой скорости. Этот антисимметричный тензор имеет три независимых компоненты, через которые определяется (псевдо)вектор $\vec{\omega}$ угловой скорости.

Выведем уравнение движения ориентируемой массы m , которая отличается от материальной точки Ньютона тем, что с ней связана триада Эйлера \vec{e}^A несущая информацию о неголономных угловых координатах – углах Эйлера. Для этого введем квазиинерциальную систему отсчета S и ускоренную систему отсчета S' , начало O' которой связано с центром масс некоторой сплошной среды и будем считать, что вся масса сосредоточена в точке O' (рис. 1 слева). Пусть центр масс движется ускоренно по некоторой кривой под действием

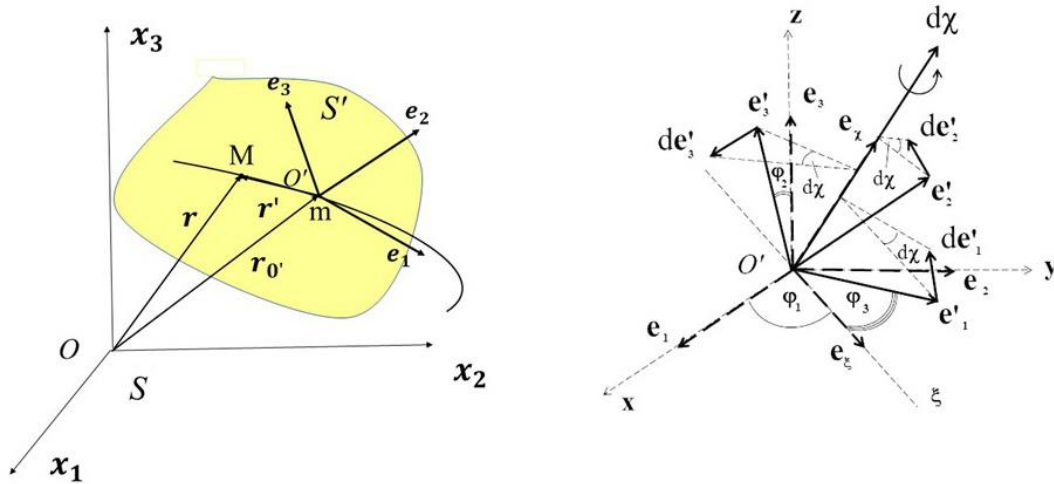


Рис.1

внешней силы с потенциальной энергией U . Тогда, согласно механике Ньютона, уравнение движения массы m в точке M запишется в квазиинерциальной системе отсчета S как

$$m \vec{a} = - \frac{\partial U}{\partial \vec{r}}. \quad (1.3)$$

Переход в ускоренную систему S' совершается представлением \vec{r} в виде (рис.1 слева)

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_{0'}(t) + \vec{r}'(t). \quad (1.4)$$

Дифференцирование (1.4) по времени, с учетом вращения S' с частотой $\vec{\omega}$ дает

$$\begin{aligned}\vec{v} = \vec{v}_m &= \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{r}'_{0'}}{dt} + \frac{d\vec{r}'}{dt} = \frac{d\vec{r}'_{0'}}{dt} + [\vec{\omega} \vec{r}'] + \frac{d'\vec{r}'}{dt} = \\ &= \vec{v}_{0'} + [\vec{\omega} \vec{r}'] + \vec{v}' = \vec{v}_{0'} + [\vec{\omega} \vec{r}'_m] + \vec{v}'_m\end{aligned}\quad (1.5)$$

Здесь \vec{v}_m – скорость центра масс, совпадающая в нашем случае с \vec{v} , и была использована формула Эйлера

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = [\vec{\omega} \vec{A}] + \frac{d'\vec{A}}{dt}, \quad (1.6)$$

где d' - дифференциал в системе отсчета S' (локальный дифференциал), описывающая преобразование произвольного вектора \vec{A} при переходе из системы отсчета S во вращающуюся систему S' . Дифференцируя (1.5) по времени и вводя обозначение $\frac{d\vec{\omega}}{dt} = \dot{\vec{\omega}}$, получим

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{v}_{0'}}{dt} + [\dot{\vec{\omega}} \vec{r}'] + [\vec{\omega} \vec{v}'] + \frac{d'\vec{v}'}{dt}. \quad (1.7)$$

Используя формулу (1.6) для производной $d'\vec{v}'/dt$, находим

$$\vec{a} = \vec{a}_{0'} + [\dot{\vec{\omega}} \vec{r}'] + [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']] + 2[\vec{\omega} \vec{v}'] + \vec{a}' \quad (1.8)$$

Подставляя (1.8) в уравнение движения (1.3), получаем уравнение движения с учетом действием (неявно) сил инерции и внешней силы в системе отсчета S

$$m \left(\vec{a}_{0'} + [\dot{\vec{\omega}} \vec{r}'] + [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']] + 2[\vec{\omega} \vec{v}'] + \vec{a}' \right) = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}}, \quad (1.9)$$

которое, после переноса сил инерции $m \left(\vec{a}_{0'} + [\dot{\vec{\omega}} \vec{r}'] + [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']] + 2[\vec{\omega} \vec{v}'] \right)$ в правую часть уравнения (1.9), совпадает с уравнением (В. 2).

Силы инерции $-m\vec{a}_{0'}$ и $-m [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']]$ обладают потенциальной энергией

$$U^h = m\vec{a}_{0'} \vec{r} - m [\vec{\omega} \vec{r}']^2 / 2, \quad (1.10)$$

а сила $-2m[\vec{\omega} \vec{v}']$ (сила Кориолиса) не совершает работы, поскольку $-2m[\vec{\omega} \vec{v}'] d'\vec{r}' = 0$. Силы инерции имеют полевую природу и, как гравитационные и электромагнитные силы, не удовлетворяют третьему закону механики Ньютона, поскольку известно, как поля действуют на материальную частицу, но неизвестно, как частица действует на поле. Источником сил инерции является поле инерции.

2. Изменение геометрии пространства событий при вращении материи

Эксперимент с ведром Ньютона является наглядным примером изменения внутренней геометрии воды, вращающейся вместе с ведром. Впервые в науке теоретическое указание на изменение геометрии вращающейся материи было дано Э. Картаном в работе [1]. Однако в этой работе не было показано, *какая именно геометрия* порождается вращением материи?

Обычно в современных учебниках по механике считается, что пространства вне и внутри вращающейся материи является плоским пространством Евклида [2], при этом трансляционная метрика $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 = ds'^2 = dx'^2 + dy'^2 + dz'^2$

вращающегося пространства остается евклидовой. Это утверждение позволяет некоторым авторам считать, что при выводе уравнения движения (В.2) можно использовать равенство $\vec{r} = \vec{r}'$ [11], что противоречит формуле (1.5). Дело в том, что кроме голономных координат x, y, z при описании вращения с использованием триады Эйлера \vec{e}^A мы используем неголономные координаты $\varphi_1 = \varphi, \varphi_2 = \theta, \varphi_3 = \psi$, заданные в каждой точке M координатного евклидова многообразия голономных трансляционных координат $x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$ (см. рис.1 справа). Согласно Эйлеру, бесконечно малый поворот на три угла Эйлера можно описать одним поворотом вокруг оси, направленной вдоль вектора \vec{e}_ξ (рис. 1, справа)

$$\overrightarrow{d\chi} = d\chi\vec{e}_\chi = \vec{e}_3 d\varphi + \vec{e}_\xi d\theta + \vec{e}_3' d\psi \quad (2.1)$$

Возводя (2.1) в квадрат, мы получаем вращательную метрику [3]

$$d\tau^2 = (\overrightarrow{d\chi})^2, \quad (2.2)$$

заданную на множестве неголономных вращательных координат φ, θ, ψ .

Неголономные вращательные координаты φ, θ, ψ и вращательная метрика (2.2) в механике Эйлера не могут быть получены никакими голономными преобразованиями из голономных координат x, y, z . Вращательные координаты φ, θ, ψ описывают три степени свободы, дополнительные к трем степеням свободы, описываемым трансляционными координатами x, y, z . Еще раз отметим, что неголономные координаты безразмерны и область их определения задается как (рис.1 справа)

$$\varphi = \angle \vec{e}_1 \vec{e}_\xi, \quad \theta = \angle \vec{e}_3 \vec{e}_3', \quad \psi = \angle \vec{e}_\xi \vec{e}'_1, \\ 0 \leq \varphi \leq 2\pi, \quad 0 \leq \theta \leq \pi, \quad 0 \leq \psi \leq 2\pi.$$

Шестимерное пространство координат $x, y, z, \varphi, \theta, \psi$ полностью описывает динамику трехгранника Эйлера. В связи с этим возникает вопрос – какова геометрия пространства событий при описании вращения с использованием трехгранников Эйлера?

Утверждение 1. Многообразие трехгранников Эйлера образует расслоенное бти мерное пространство абсолютного параллелизма $A_3(3)$.

Доказательство. Бесконечно малое вращение трехгранника Эйлера (2.1) в тензорном виде записывается как

$$de_\alpha^A = d\chi_\alpha^\beta e_\beta^A, \quad (2.3)$$

где $\alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3$ - векторные индексы триады \vec{e}^A , а $A, B, C \dots = 1, 2, 3$ нумеруют вектора триады. Бесконечно малый поворот триады можно записать в виде

$$d\chi_{\alpha\beta} = -d\chi_{\beta\alpha} \quad (2.4)$$

где - антисимметричный тензор бесконечно малого поворота в координатах x, y, z . Условия нормировки векторов трехгранника имеют вид

$$e_\alpha^A e_\beta^A = \delta_{\alpha\beta}^A, \quad e_\alpha^A e_\alpha^B = \delta_\alpha^\beta, \quad (2.5)$$

где $\delta_{\alpha\beta}^A, \delta_\alpha^\beta$ - символы Кронекера.

В общем случае на координатном многообразии базы x^α задана трансляционная метрика ds^2 , которая, в общем случае, записывается как

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta = \eta_{AB} e_\alpha^A e_\beta^B dx^\alpha dx^\beta, \quad \eta_{AB} = \eta^{AB} = \text{diag}(1, 1, 1). \quad (2.6)$$

В общих координатах x^α соотношение (2.3) запишется как

$$De_\alpha^A = d\chi_\alpha^\beta e_\beta^A, \quad (2.7)$$

откуда, после деления на ds левой и правой частей равенства (2.7), следуют уравнения движения трехгранника Эйлера в виде

$$\frac{De_\alpha^A}{ds} = \frac{d\chi_\alpha^\beta}{ds} e_\beta^A. \quad (2.8)$$

Умножая эти уравнения справа на e^β_A и используя условия нормировки (2.5), имеем

$$d\chi_\alpha^\beta = e^\beta_A De_\alpha^A \quad (2.9)$$

В случае декартовых координат x^α в из (2.9) следует

$$d\chi_\alpha^\beta = e^\beta_A de_\alpha^A = e^\beta_A e^A_{\alpha,\gamma} dx^\gamma = T^\beta_{\alpha\gamma} dx^\gamma, \quad (2.10)$$

где введено обозначение

$$T^\beta_{\alpha\gamma} = e^\beta_A e^A_{\alpha,\gamma} = -e^A_\beta e^\alpha_{A,\gamma}, \quad ,\gamma = \frac{\partial}{\partial x^\gamma}. \quad (2.11)$$

Возводя соотношение (2.10) в квадрат, получаем вращательную метрику в виде

$$d\tau^2 = d\chi^A_B d\chi^B_A = T^A_{B\alpha} T^B_{A\beta} dx^\alpha dx^\beta. \quad (2.12)$$

Действительно, разделив (2.10) на ds и используя (2.11), получим выражение для угловой скорости вращения трехгранника Эйлера

$$\Omega^\alpha_\beta = \frac{d\chi^\beta_\alpha}{ds} = T^\beta_{\alpha\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds}, \quad (2.13)$$

где антисимметричная по индексам матрица $\Omega_{\alpha\beta}$ образована компонентами угловой скорости вращения $\vec{\omega} = \vec{\omega}(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ следующим образом

$$\Omega_{\alpha\beta} = -\Omega_{\beta\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

В произвольных криволинейных координатах x^α бесконечно малый поворот триады (2.10) записывается в виде

$$d\chi^\beta_\alpha = e^\beta_A De_\alpha^A = e^\beta_A e^A_{\alpha,\gamma} dx^\gamma = \Delta^\beta_{\alpha\gamma} dx^\gamma, \quad (2.15)$$

где

$$\Delta^\beta_{\alpha\gamma} = \Gamma^\beta_{\alpha\gamma} + T^\beta_{\alpha\gamma} = e^\beta_A e^A_{\alpha,\gamma} \quad (2.16)$$

и

$$\Gamma^\beta_{\alpha\gamma} = \frac{1}{2}g^{\beta\delta}(g_{\alpha\delta,\gamma} + g_{\gamma\delta,\alpha} - g_{\alpha\gamma,\delta}), \quad (2.17)$$

$$T^\beta_{\alpha\gamma} = -\Omega^{\cdot\beta}_{\alpha\gamma} + g^{\alpha\delta}(g_{\alpha\mu}\Omega^{\cdot\mu}_{\delta\gamma} + g_{\gamma\mu}\Omega^{\cdot\mu}_{\delta\alpha}). \quad (2.18)$$

Соотношение (2.16) называется связностью геометрии *абсолютного параллелизма* [3], поскольку тензор кривизны $S^\alpha_{\beta\gamma\eta}$ пространства со связностью (2.16) обращается в нуль

$$S^\alpha_{\beta\gamma\eta} = 2 \Delta^\alpha_{\beta[\eta,\gamma]} + 2\Delta^\alpha_{\rho[\gamma} \Delta^\rho_{|\beta|\eta]} = 0, \quad (2.19)$$

при этом кручение пространства $A_3(3)$ отлично от нуля и определяется как

$$\Delta^\beta_{[\alpha\gamma]} = \frac{1}{2}e^\beta_A(e^A_{\alpha,\gamma} - e^A_{\gamma,\alpha}) = -\Omega^{\cdot\beta}_{\alpha\gamma}. \quad (2.20)$$

Тензор (2.18), определяемый через кручение (2.20) представляет собой *торсионное поле геометрии* $A_3(3)$ (или коэффициенты вращения Риччи [3]), при этом уравнения (2.20) и (2.19) представляют собой первые и вторые структурные уравнения Картана геометрии $A_3(3)$. Одновременно уравнения (2.20) и (2.19) оказываются структурными уравнениями группы вращения $O(3)$ и группы трансляций $T(3)$, заданные на координатах φ, θ, ψ и x, y, z соответственно. В работе [1] Э. Картан впервые выдвинул гипотезу о том, что «вращение материи порождает кручение пространства», при этом рассуждал именно о геометрии, у которой кривизна равна нулю, а кручение отлично от нуля [12], т.е. о геометрии абсолютного параллелизма. Триада Эйлера e^A_α по координатному индексу α преобразуется в группе трансляций $T(3)$ как вектор

$$e^A_{\alpha'} = \frac{\partial x_{\alpha'}}{\partial x_\alpha} e^A_\alpha, \quad \left\| \frac{\partial x_{\alpha'}}{\partial x_\alpha} \right\| \in T(3), \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad (2.21)$$

в то время как по локальному (внутреннему) индексу A триада преобразуется в группе вращений $O(3)$

$$e^{A'}_\alpha = \Lambda^{A'}_A e^A_\alpha, \quad \Lambda^{A'}_A \in O(3), \quad A = 1, 2, 3. \quad (2.22)$$

Поэтому голономные преобразования x, y, z из группы трансляций $T(3)$ в группу вращений неголономных координат φ, θ, ψ $O(3)$ *недопустимы*.

Таким образом, **Утверждение 1** доказано.

3. Описание сил инерции с использованием триады Эйлера

Уравнения геодезических пространства $A_3(3)$ относительно связности (2.16) имеет вид

$$\frac{de^A_\alpha}{ds} = \Delta^\beta_{\alpha\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^A_\beta = \Gamma^\beta_{\alpha\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^A_\beta + T^\beta_{\alpha\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^A_\beta. \quad (3.1)$$

С помощью неголономной триады e^A_α можно переходить в соотношениях (2.8) - (2.20) от координатных индексов $\alpha, \beta, \gamma \dots$ к локальным индексам $A, B, C \dots$. Например, торсионное поле (2.18), антисимметричное по индексам α и β можно представить в виде

$$T^A_{B\gamma} = e^A_\alpha T^\beta_{\alpha\gamma} e^\beta_B. \quad (3.2)$$

Используя это свойство и переходя к декартовым координатам, запишем (3.1) как

$$\frac{de^A_\alpha}{ds} = T^A_{B\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^B_\alpha = \Omega^A_B e^B_\alpha. \quad (3.3)$$

Распишем уравнения (3.3) покомпонентно с учетом антисимметрии $T^A_{B\gamma}$ по локальным индексам A и B

$$\frac{de^{(1)}_{\alpha}}{ds} = T^{(1)}_{(2)\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds} e^{(2)}_{\alpha} = \Omega^{(1)}_{(2)} e^{(2)}_{\alpha}, \quad (3.4)$$

$$\frac{de^{(2)}_{\alpha}}{ds} = T^{(2)}_{(1)\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds} e^{(1)}_{\alpha} + T^{(2)}_{(3)\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds} e^{(3)}_{\alpha} = \Omega^{(2)}_{(1)} e^{(1)}_{\alpha} + \Omega^{(2)}_{(3)} e^{(3)}_{\alpha}. \quad (3.5)$$

$$\frac{de^{(3)}_{\alpha}}{ds} = T^{(3)}_{(2)\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds} e^{(2)}_{\alpha} = \Omega^{(3)}_{(2)} e^{(2)}_{\alpha}. \quad (3.6)$$

Здесь мы ввели угловую скорость вращения триады Эйлера (2.13) с компонентами (2.14). Выбирая вектор $\vec{e}_{(1)} = \vec{t} = d\vec{x}/ds$ касательным к траектории движения начала O триады e^A_{α} и вводя обозначения для векторов нормали и бинормали в виде $\vec{e}_2 = \vec{n}$, $\vec{e}_3 = \vec{b}$ и псевдоскаляры

$$\kappa(s) = \Omega^{(1)}_{(2)} = T^{(1)}_{(2)\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds} = 1/\rho_{\kappa}, \quad \chi(s) = \Omega^{(2)}_{(3)} = T^{(2)}_{(3)\gamma} \frac{dx^{\gamma}}{ds} = 1/\rho_{\chi}, \quad (3.7)$$

находим, что уравнения (3.4) - (3.6) представляют собой известные в аналитической геометрии уравнения Френе [13]

$$\frac{dt_{\alpha}}{ds} = \kappa(s)n_{\alpha}, \quad (3.8)$$

$$\frac{dn_{\alpha}}{ds} = -\kappa(s)t_{\alpha} + \chi(s)b_{\alpha}, \quad (3.9)$$

$$\frac{db_{\alpha}}{ds} = -\chi(s)n_{\alpha}, \quad \alpha, \beta, \gamma, \dots = 1, 2, 3. \quad (3.10)$$

Здесь $\kappa(s) = 1/\rho_{\kappa}$ - кривизна траектории (ρ_{κ} - радиус кривизны), $\chi(s) = 1/\rho_{\chi}$ - кручение траектории (ρ_{χ} - радиус кручения). Эти величины однозначно определяют произвольную кривую с точностью до положения в пространстве. Величина ds - параметр длины дуги, квадрат которой образует трансляционную метрику группе $T(3)$

$$ds^2 = (t^{\alpha} dx_{\alpha})^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2. \quad (3.11)$$

Шесть независимых (в силу условий ортогональности (2.5)) уравнений (3.3) относительно шести независимых переменных $x, y, z, \varphi, \theta, \psi$ распадаются на трансляционные уравнения движения начала O триады e^A_{α}

$$\frac{d^2 x_{\alpha}}{ds^2} = \kappa(s)n_{\alpha}, \quad (3.12)$$

$$\frac{d^3 x_{\alpha}}{ds^3} = \frac{d\kappa(s)}{ds} n_{\alpha} - \kappa^2(s)t_{\alpha} + \kappa(s)\chi(s)b_{\alpha}, \quad (3.13)$$

которые, после умножения на массу m , обобщают уравнения движения механики Ньютона и, после умножения на момент инерции J , вращательные уравнения движения

$$\frac{d\varphi}{ds} = \chi(s) \frac{\sin\psi}{\sin\theta}, \quad (3.14)$$

$$\frac{d\psi}{ds} = \kappa(s) - \chi(s)\sin\psi \operatorname{ctg} \theta, \quad (3.15)$$

$$\frac{d\theta}{ds} = \chi(s)\cos\psi, \quad (3.16)$$

которые вообще отсутствуют в ньютоновской механике материальной точки. Таким образом, уравнения (3.3) определяют движение *ориентируемой материальной точки* (точки с угловым моментом $\vec{L} = J\vec{\omega}$). Такой идеальный объект обобщает понятие материальной точки механики Ньютона и рассматривается как предельный случай, когда мы устремляем размеры вращающегося тела к нулю. Спин электрона $s = \hbar/2$ представляет собой пример ориентируемой материальной точки.

Переходя в уравнениях (3.12) от параметра s к параметру времени t , и, учитывая, что $d/dt = d/ds \cdot ds/dt$, имеем

$$\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} = a\vec{t} + \kappa(s)\vec{n} = \overline{a}\vec{e}_{(1)} + \frac{1}{\rho_\kappa}v^2\vec{e}_{(2)}, \quad (3.17)$$

где $v = ds/dt = |\vec{v}|$ – скалярная скорость и $a = dv/dt = |\vec{a}|$ – скалярное ускорение начала O триады e^A_α . Из уравнений (3.4)-(3.6) и равенств (3.7) следует, что величина ρ_κ является псевдоскаляром, знак которого зависит от выбора системы отсчета. Поскольку $\rho_\kappa = |\vec{r}'| = r'$, то $v = \omega r'$, то уравнение (3.17), после умножения на массу m , можно записать как

$$m \frac{d^2\vec{x}}{dt^2} = -ma\vec{e}_{(1)} - m\omega^2 r' \vec{e}_{(2)} \quad (3.18)$$

Знак – выбран у псевдоскаляра ρ_κ и у скаляра a из физических соображений, чтобы в уравнении (3.18) силы инерции в правой части совпадали с силами инерции в уравнении (B.2). Ускорение a в (3.18) представим через угловую $\vec{\omega}$ частоту как

$$a = |\vec{a}| = |\dot{\vec{\omega}}\vec{\rho}_\kappa| = |\dot{\vec{\omega}}\vec{r}'|$$

поэтому уравнения (3.18) записываются как

$$m \frac{d^2\vec{x}}{dt^2} = -m [\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] - m[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}'], \quad (3.19)$$

куда вошли две (из четырех сил в (B.2)) силы инерции $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$ и $-m[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}']$, действующие на начало O , т.е. на частицу массы m , помещенную в начало O ускоренной системы отсчета.

Итак, мы показали, что кручение (2.20) геометрии $A_3(3)$, образующее коэффициенты вращения Риччи (2.18) порождает поля инерции $[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}']$, $[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$ и силы инерции $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$, $-m[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}']$ в уравнении (3.19).

Переходя в уравнениях (3.13) к параметру времени, имеем для третьей производной

$$\ddot{\vec{x}} = (\dot{a} - \kappa^2 v^3)\vec{e}_1 + (3v\dot{\kappa} + v^2\dot{\kappa})\vec{e}_2 + \kappa\chi v^3\vec{e}_3, \quad (3.20)$$

где мы обозначили $\ddot{\vec{x}} = d^3x/dt^3$, $\dot{a} = da/dt$, $\dot{\kappa} = d\kappa/dt$. Умножая уравнения (3.20) на массу m , получим уравнения движения ориентируемой материальной точки, содержащее третью производную

$$m\ddot{\vec{x}} = -m(\dot{a} - \kappa^2 v^3)\vec{t} - m(3v\dot{\kappa} + v^2\dot{\kappa})\vec{n} - m\kappa\chi v^3\vec{b}. \quad (3.21)$$

Уравнение (3.21) в механике Ньютона отсутствует. В работах [14, 15] показано, что учет в механике высших производных позволяет центру масс механической системы *двигаться под действием внутренних сил*. В нашем случае такими силами оказываются силы инерции, порожденные кручением (2.20) пространства $A_3(3)$.

Используя уравнения (3.8) - (3.10), можно получить следующую полезную формулу [16]

$$\chi(s) = \frac{(\dot{\vec{x}} \cdot \ddot{\vec{x}} \cdot \ddot{\vec{x}})}{(\dot{\vec{x}} \times \ddot{\vec{x}})^2}, \quad (3.22)$$

где $\dot{\vec{x}} = d\vec{x}/ds$, $\ddot{\vec{x}} = d^2\vec{x}/ds^2$, $\ddot{\vec{x}} = d^3\vec{x}/ds^3$. Из этой формулы следует, что кручение (3.22) траектории частицы обращается в нуль, если равна нулю третья производная, $\ddot{\vec{x}} = d^3\vec{x}/ds^3$. В этом случае траектория оказывается плоской (лежит в плоскости). Этот вывод имеет важные практические предложения, в том смысле, что кручение (3.22) описывает собственную частоту вращения (киральность), в отличие от кривизны $\kappa(s)$, которое связано с орбитальной частотой вращения. В теории гравитации Ньютона и Эйнштейна вращение материи не меняет геометрии пространства, поэтому неважно, вращается тело при движении в гравитационном поле или нет. Однако из опыта следует, и это предсказывают уравнения движения (3.21), что собственное вращение тел сказывается на их траектории.

4. Силы инерции в обобщенной теории гравитации Эйнштейна

В релятивистской теории гравитации Эйнштейна уравнения движения пробной массы m в гравитационном поле массы $M \gg m$ имеют вид уравнений геодезических риманова пространства

$$m_{in} \frac{d^2 x^i}{ds^2} + m_g \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad m = m_{in} = m_g, \quad (4.1)$$

где m_{in} – инерционная масса, m_g – масса гравитационная и

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{1}{2} g^{im} (g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}), \quad i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3 \quad (4.2)$$

- символы Кристоффеля Γ^i_{jk} , интерпретируемые как напряженность гравитационного поля. Они имеют не тензорный закон преобразования относительно трансляционных координатных преобразований $x^i = x^i(x_1, x_2, x_3, ct)$

$$\Gamma^{i'}_{j'k'} = \frac{\partial^2 x^i}{\partial x^{j'} \partial x^{k'}} \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i} + \frac{\partial x^j}{\partial x^{j'}} \frac{\partial x^k}{\partial x^{k'}} \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i} \Gamma^i_{jk}, \quad (4.3)$$

поэтому координатными преобразованиями, в теории гравитации Эйнштейна оказалось возможным обратить (локально) гравитационное поле Γ^i_{jk} в нуль. Физики впервые столкнулись с ситуацией, когда физическое поле можно координатными преобразованиями обратить в нуль. Однако это свойство поля (4.2) подтверждается экспериментально, поскольку локально (в свободно падающем лифте Эйнштейна) поле (4.2) с помощью преобразований (4.3) обращается в нуль. Это положение дел насторожило многих известных физиков, например, Э. Шредингер заметил, что канонический (псевдо)тензор энергии-импульса гравитационного поля не является инвариантной величиной. Это ничуть не смутило А. Эйнштейна, который заявил, что это и есть признак общей ковариантности уравнений его теории.

Уравнения движения (4.1) в нерелятивистском пределе переходят в уравнение движения теории гравитации Ньютона (1.10), содержащее силы инерции в неявном виде в левой части уравнения. Действительно, движение массы m в центрально-симметричном гравитационном поле массы $M \gg m$, которое было получено в 1916 году К. Шварцшильдом [17]. В квазидекартовых координатах компоненты метрического тензора g_{ik} этого решения имеют вид

$$g_{00} = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right), \quad g_{\alpha\alpha} = -\left(1 - \frac{2\varphi_N}{c^2}\right)\delta_{\alpha\alpha}, \quad \alpha, \beta \dots = 1, 2, 3, \quad (4.3a)$$

где $\varphi_N = -\frac{MG}{r}$ потенциал Ньютона. Используя уравнения слабости поля $1 \gg |2\varphi_N/c^2|$ и нерелятивистское приближение, запишем трехмерную часть уравнений (4.1) в виде [3]

$$m \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -mc^2 \Gamma^\alpha_{00} = -\frac{mc^2}{2} \frac{\partial \gamma_{00}}{\partial x^\alpha} = \frac{mMG}{r^3} x^\alpha = mg^\alpha = -\frac{\partial U}{\partial x^\alpha}, \quad (4.4)$$

Мы видим, что уравнение (4.4) «похоже» на уравнение движения пробной массы m в гравитационном поле массы M в механике Ньютона (1.10), однако правая часть уравнения (4.4) обращается в нуль, если пространство событий становится плоским пространством, с метрическим тензором $g_{00} = 1, g_{\alpha\alpha} = -1$.

Для того, чтобы силы инерции входили явным образом в уравнение движения (4.1), необходимо вместо пространства Римана использовать пространства абсолютного параллелизма $A_4(6)$, со структурными уравнениями Картана $(A^*), (B^*.1), (B^*.2)$. Для начала, вместо уравнений движения (4.1), мы исследуем уравнения геодезических пространства $A_4(6)$ вида

$$m \frac{D^* u^i}{ds} = m \frac{du^i}{ds} + m \Gamma^i_{jk} u^j u^k + m T^i_{jk} u^j u^k = 0, \quad (4.5)$$

где D^* - ковариантный дифференциал относительно связности пространства абсолютного параллелизма $A_4(6)$

$$\Delta^i_{jk} = \Gamma^i_{jk} + T^i_{jk} = e^i_a e^a_{j,k}, \quad (4.6)$$

$$T^i_{jk} = -\Omega^{..i}_{jk} + g^{im} (g_{js} \Omega^{..s}_{mk} + g_{ks} \Omega^{..s}_{mj}) \quad (4.7)$$

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

- коэффициенты вращения Риччи. Кручение пространства $A_4(6)$ и угловая скорость неголономной тетрады e^a_j определяется формулами (B.3) и (B.4) соответственно. Индексы $i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3$ являются координатными индексами, а индексы $a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3$ нумеруют вектора неголономной тетрады e^a_j . Из (4.5) видно, что эти уравнения содержат поле инерции T^i_{jk} . Используя угловую скорость вращения тетрады (B.4), запишем уравнения (4.5) как

$$m \frac{d^2 x^i}{ds^2} + m \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + m \Omega^i_j \frac{dx^j}{ds} = 0. \quad (4.8)$$

Метрический тензор g_{ik} , определяющий трансляционную метрику, записывается в виде

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad g_{ik} = \eta_{ab} e^a_i e^b_k, \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1, -1, -1, -1) \quad (4.9)$$

Решение уравнений $(A^*), (B^*.1), (B^*.2)$ приводит к метрике Шварцшильда с компонентами (4.3a) [3]. Используя это решение и предполагая гравитационные поля и поля инерции слабыми, поучим следующие ограничения на уравнения (4.8)

$$\frac{2\varphi_N}{c^2} \ll 1, g_{ik} = \eta_{ik} + \gamma_{ik} \approx \eta_{ik} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1), ds \approx ds_0 = cdt \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}, \quad (4.10)$$

$$R^i{}_{jkm} \approx 0, e^{(0)}{}_0 \approx \left(1 + \frac{\varphi_N}{c^2}\right), e^{(1)}{}_1 = e^{(2)}{}_2 = e^{(3)}{}_3 = \left(1 - \frac{\varphi_N}{c^2}\right), \frac{v^2}{c^2} \ll 1. \quad (4.11)$$

При этих условиях, расписывая трехмерную часть уравнений (4.8) с точностью до членов v^2/c^2 , находим уравнение с учетом сил инерции

$$m \frac{dv^\alpha}{dt} = -mc^2 \Gamma^\alpha{}_{00} - mc^2 \Omega^\alpha{}_0 - 2mc^2 \Omega^\alpha{}_\beta \frac{dx^\beta}{cdt}, \quad (4.12)$$

$$\alpha, \beta \dots = 1.2.3.$$

В нерелятивистском приближении угловая скорость (В.4) имеет следующие компоненты

$$\Omega_{ij} = -\Omega_{ji} = \frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} 0 & -a_{01} & -a_{02} & -a_{03} \\ a_{01} & 0 & -c\omega_3 & c\omega_2 \\ a_{02} & c\omega_3 & 0 & -c\omega_1 \\ a_{03} & -c\omega_2 & c\omega_1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (4.13)$$

где $\vec{a}_0 = \vec{a}_0(a_{01}, a_{02}, a_{03})$ – поступательное ускорение (вращение в пространственно-временных углах $\theta_1, \theta_2, \theta_3$) начала O неголономной тетрады $e^a{}_j$, жестко связанной с массой m . Подставляя компоненты угловой скорости (4.13) в уравнение (4.12), получим уравнение вида

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = m\vec{g} - m\vec{a}_0 - 2m[\vec{\omega}\vec{v}']. \quad (4.14)$$

В этом уравнении две силы инерции $-m\vec{a}_0$ и $-2m[\vec{\omega}\vec{v}']$ действуют на массу m связанную с началом O (или на центр масс сложной механической системы). Когда сила Кориолиса отсутствует, например, в свободно падающем лифте Эйнштейна, то уравнение (4.14) принимает вид

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = m\vec{g} - m\vec{a}_0 = 0, \quad (4.15)$$

откуда следует локальное равенство гравитационного поля и поля инерции $\vec{g} = \vec{a}_0$ (сильный принцип эквивалентности Эйнштейна). При решении ограниченной задачи системы трех тел в гравитационном поле Л. Эйлер и Ж. Лагранж доказали существование 5ти точек *либрации*, в которых сумма двух гравитационных сил скомпенсированы центробежной силой инерции

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = m\vec{g}_1 + m\vec{g}_2 - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] = 0, \quad (4.16)$$

где \vec{g}_1 и \vec{g}_2 гравитационные поля планет 1 и 2, а $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$ – центробежная сила. Траектория свободно падающего тела m в гравитационном поле (4.15) состоит из точек либрации, поэтому разумно назвать её *траекторией либрации*. Движение Спутника по стационарной орбите вокруг Земли, в соответствии с уравнением

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = m\vec{g} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] = 0, \quad (4.17)$$

также происходит по траектории либрации, при этом внутри спутника космонавты находятся в состоянии *невесомости*, поскольку на каждую малую массу Δm их тела действуют две силы: $\Delta m \vec{g}$ и $-\Delta m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$, компенсирующие друг друга.

Уравнения движения (4.8) в приближении слабого гравитационного поля и поля инерции не позволяют получить центробежную силу $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$ и силу инерции $-m[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}']$, порожденную переменной угловой скоростью $\vec{\omega}$. Опуская вывод, укажем, что эти силы следуют из уравнений движения (В.5), которые содержат вектор девиации ξ^k , переходящий в нерелятивистском приближении в вектор \vec{r}' . Уравнения движения (В.5) содержат тензор Римана R^i_{jkm} , поэтому, обобщая тезис Картана [1], мы говорим, что *вращением материи порождает геометрию абсолютного параллелизма $A_4(6)$ с кручением Риччи $-\Omega^i_{jk}$ и кривизной Римана R^i_{jkm} .*

5. Вращательные уравнения движения ориентируемой материальной точки

Уравнения движения четырехмерной ориентируемой материальной точки следуют из определения связности (4.6) геометрии $A_4(6)$ в виде [18]

$$\frac{de^i_a}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_a \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (5.1)$$

Эти уравнения можно рассматривать как *релятивистское обобщение 3D уравнений Эйлера*, записанных в 4D вращающейся системе отсчета, связанной с твердым телом, размеры которого устремлены к нулю. Они распадаются на следующую систему уравнений

$$\frac{de^i_0}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_0 \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_0 \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (5.2)$$

$$\frac{de^i_A}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (5.3)$$

$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad A, B, C \dots = 1, 2, 3.$$

Выбирая в (5.2) вектор $e^i_0 = u^i = dx^i/ds$ касательным к траектории движения и умножая (5.2) на m , получаем из (5.2) поступательные уравнения движения массы m (4.5). Трехмерная часть уравнений (5.2) по описывает вращение в псевдоевклидовых углах $\theta_1, \theta_2, \theta_3$, а уравнения (5.3) описывают вращение 4D ориентируемой точки в пространственных углах $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$.

Кроме римановой метрики (2.6), решения уравнений (A*), (B*. 1), (B*. 2) позволяют вычислить вращательную метрику

$$d\tau^2 = d\chi^a_b d\chi^b_a = T^a_{bk} T^b_{an} dx^k dx^n, \quad (5.4)$$

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

которая связывает дифференциалы $d\chi^a_b$ шести неголономных угловых координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ с дифференциалами dx^k четырех голономных координат $x^i = x^i(x_1, x_2, x_3, ct)$.

Рассмотрим теперь уравнения (5.3), (5.4) в квазиинерциальной системе отсчета. В этой системе отсчета силы инерции и моменты сил инерции в (5.3) равны нулю

$$m\Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad m\Gamma^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (5.5)$$

При условиях (5.5) уравнения (5.2) и (5.3) запишутся как

$$\frac{de^0_A}{ds} = \Gamma^0_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds}, \quad (5.6)$$

$$\frac{de^\alpha_A}{ds} = \Gamma^\alpha_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds}, \quad (5.7)$$

$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \quad A, B, C \dots = 1, 2, 3.$$

Уравнения (5.7) расписываются как

$$\frac{de^\alpha_A}{ds} = \Gamma^\alpha_{jk} e^\beta_A \frac{dx^k}{ds} = \Gamma^\alpha_{\beta 0} e^\beta_A \frac{dx^0}{ds} + \Gamma^\alpha_{\beta\gamma} e^\beta_A \frac{dx^\gamma}{ds}. \quad (5.8)$$

Как было показано выше, в слабых полях и при нерелятивистских скоростях (4.10), (4.11), гравитационное поле Γ^i_{jk} в уравнениях (5.8) принимают вид

$$\Gamma_{\alpha, \beta 0} = -\frac{1}{2} c^2 \left(\frac{\partial \gamma_{\alpha 0}}{\partial x^\beta} - \frac{\partial \gamma_{\beta 0}}{\partial x^\alpha} \right) = \frac{1}{2} (\Theta_{\beta, \alpha} - \Theta_{\alpha, \beta}) = \Phi_{\alpha\beta}, \quad ds \approx ds_0 = c dt, \quad \frac{dx^0}{ds_0} \approx 1. \quad (5.9)$$

Пренебрегая последним членом в (5.8) и используя (5.9), имеем

$$\frac{de^\alpha_A}{dt} = \Phi^{\alpha\beta} e_{\beta A}, \quad (5.10)$$

$$\alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \quad A, B, C \dots = 1, 2, 3,$$

где

$$\Theta_0 = \frac{1}{2} \gamma_{00} c^2, \quad \Theta_\alpha = \gamma_{\alpha 0} c^2$$

- векторный потенциал гравитационного поля и

$$\Phi_{ik} = \Theta_{k,i} - \Theta_{i,k} = \frac{\partial \Theta_k}{\partial x_i} - \frac{\partial \Theta_i}{\partial x_k} = \begin{pmatrix} 0 & E^g_x & E^g_y & E^g_z \\ -E^g_x & 0 & -H^g_z & H^g_y \\ -E^g_y & H^g_z & 0 & -H^g_x \\ -E^g_z & -H^g_y & H^g_x & 0 \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

- тензор напряженности гравитационного поля [19], подобный тензору F_{ik} электродинамики Максвелла. Введем вектор s_α с размерностью углового момента (вектор «спина»)

$$s_\alpha = s e^3_\alpha, \quad s = const, \quad (5.12)$$

направленный вдоль оси z . Тогда, умножая (5.10) на s , получим уравнение движения спина в виде

$$\frac{ds^\alpha}{dt} = \frac{1}{2c} \Phi^{\alpha\beta} s_\beta, \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \quad (5.13)$$

Записывая уравнение (5.13) в векторном виде, получим уравнение прецессии ориентированной материальной точки со спином \vec{s} во внешнем гравитационном поле \vec{H}_g

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{1}{2c} [\vec{s} \vec{H}_g] = [\vec{s} \vec{\omega}_{np}], \quad \vec{\omega}_{np} = \frac{\vec{H}_g}{2c}, \quad (5.14)$$

где $\vec{\omega}_{np}$ - угловая скорость прецессии. Для того, чтобы определить собственную прецессию вектора \vec{s} , надо перейти в уравнении (5.14) в систему отсчета, жестко связанную с вектором \vec{s} . Проще всего для этого можно использовать производную Эйлера (1.7), находим

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{d'\vec{s}}{dt} + [\vec{\omega}_{np} \vec{s}],$$

Откуда, учитывая (5.14) следует

$$\frac{d'\vec{s}}{dt} = \frac{d\vec{s}}{dt} - [\vec{\omega}_{np} \vec{s}] = -2[\vec{\omega}_{np} \vec{s}]. \quad (5.15)$$

Отсюда видно, что уравнения (5.14) и (5.15). Подобные уравнения в электродинамике объединяют, записывая их виде

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = g \frac{1}{2c} [\vec{s} \vec{H}_g] = -g [\vec{\omega}_{np} \vec{s}], \quad \vec{\omega}_{np} = \frac{1}{2c} \vec{H}_g, \quad g = 1, 2. \quad (5.16)$$

Здесь $g = 1, 2$ - фактор Ланде, которой в нашей теории зависит от того, в какой системе отсчета вы описываете наблюдаемое движение спина во внешнем гравитационном поле \vec{H}_g магнитного типа.

Если в уравнениях (5.16) произвести замену вектора спина (5.12) на

$$s_\alpha = \hbar e_\alpha^3 / 2, \quad (5.17)$$

и тензор (5.11) на тензор электромагнитного поля

$$F_{ik} = A_{k,i} - A_{i,k} = \frac{\partial A_k}{\partial x_i} - \frac{\partial A_i}{\partial x_k} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & -H_z & H_y \\ -E_y & H_z & 0 & -H_x \\ -E_z & -H_y & H_x & 0 \end{pmatrix}, \quad (5.18)$$

то, вместо (5.16), мы получим уравнения Подаровской-Блоха [20]

$$\frac{d\vec{s}}{dt} = \frac{e}{2mc} [\vec{s} \vec{H}] = [\vec{s} \vec{\omega}_L], \quad \vec{\omega}_L = \frac{e}{2mc} \vec{H}, \quad (5.19)$$

описывающие орбитальную и собственную прецессию спина электрона во внешнем магнитном поле.

6. Связь поля инерции с волновой функцией квантовой теории

Плотность поля инерции (B.8) в уравнениях поля инерции (A*), (B*. 1), (B*. 2) значительно упрощается в квазиинерциальной системе отсчета, в которой выполняются условия (5.5). Действительно, поле инерции (4.7) можно представить как

$$T^i_{jk} = T^i_{[jk]} + T^i_{(jk)} , \quad (6.1)$$

где

$$T^i_{[jk]} = -\Omega^{..i}_{jk} , \quad (6.2)$$

$$T^i_{(jk)} = g^{im}(g_{js}\Omega^{..s}_{mk} + g_{ks}\Omega^{..s}_{mj}) . \quad (6.3)$$

Поэтому первое из условий (5.5) запишется как

$$T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = T^i_{(jk)} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = g^{im}(g_{js}\Omega^{..s}_{mk} + g_{ks}\Omega^{..s}_{mj}) \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0 \quad (6.4)$$

Решая уравнение (6.4), находим

$$T_{ijk} = -T_{jik} = T_{jki} = -\Omega_{ijk} , \quad (6.5)$$

т.е. поле инерции T^i_{jk} в квазиинерциальной системе отсчета отлично от нуля и антисимметрично по всем трем индексам [3]. Используя (B.8) и (6.5), находим плотность ρ в квазиинерциальной системе отсчета

$$\rho = -\frac{1}{vc^2} \Omega^{..i}_{sm} \Omega^{..s}_{ji} = -\frac{1}{vc^2} T^{ji}_s T_{ji}^s . \quad (6.6)$$

Для полностью антисимметричного поля кручения (6.5), имеем псевдовектор

$$\widehat{\Omega}_j = \frac{1}{2} \varepsilon_{jins} \Omega^{ins} , \quad (6.7)$$

через который тензор энергии-импульса материи (B.6) запишется как

$$T_{jm} = \frac{1}{2\nu} \left\{ \widehat{\Omega}_j \widehat{\Omega}_m - \frac{1}{2} g_{jm} \widehat{\Omega}^i \widehat{\Omega}_i \right\} . \quad (6.8)$$

Представляя $\widehat{\Omega}_m = \Psi_{,m}$, где Ψ – псевдоскаляр, запишем тензор материи (6.8) в виде

$$T_{jm} = \frac{1}{2\nu} \left\{ \Psi_{,j} \Psi_{,m} - \frac{1}{2} g_{jm} \Psi_{,n} \Psi^{,n} \right\} . \quad (6.9)$$

В квантовой теории поля этот тензор рассматривается как тензор энергии-импульса псевдоскалярного поля. В нашем случае псевдовектор (6.7) определяется как поле инерции, а псевдоскаляр Ψ как потенциал поля инерции в квазиинерциальной системе отсчета.

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

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

и записать тензор энергии-импульса (6.9) в виде

$$T_{jm} = \frac{1}{\nu} \Phi^2(x^i) l_j l_m . \quad (6.10)$$

Отсюда получаем плотность материи в квазиинерциальной системе отсчета

$$\rho = \frac{1}{vc^2} \Phi^2(x^i) . \quad (6.11)$$

Введем комплексное поле инерции ψ в виде

$$\psi(x^m) = \sqrt{\frac{1}{\nu c^2}} \phi(x^m) \exp\{-i(k_n x^n)\}, \quad \psi^*(x^m) = \sqrt{\frac{1}{\nu c^2}} \phi(x^m) \exp\{i(k_n x^n)\}, \quad (6.12)$$

Для конкретного определения множителя в (6.12) необходимо решить уравнения (A*), (B*.1), (B*.2). Сферически симметричное решение этих уравнений с переменной функцией источника $\Psi^0(u)$ в пределе $\Psi^0(u) \rightarrow \Psi^0 = const$ приводит к плотности ρ в виде точечного источника [3]

$$\begin{aligned} \rho &= \lim_{\Psi^0(u) \rightarrow \Psi^0} \frac{2|\dot{\Psi}^0(u)|}{\nu c^2 r^2} = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \frac{1}{2\pi r^2} \lim_{\zeta \rightarrow 0} \frac{\zeta}{(r^2 + \zeta^2)} = \\ &= \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \frac{1}{2\pi r^2} \delta(r) = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2} \delta(\vec{r}). \end{aligned} \quad (6.13)$$

В это соотношение входят две неопределенные константы: константа интегрирования Ψ^0 и множитель ν . Для определения их значений мы имеем следующие результаты:

1. При условии $\Psi^0(u) \rightarrow \Psi^0 = const$ сферически симметричная метрика решения уравнений (A*), (B*.1), (B*.2) имеет вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0(t)}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \quad (6.14)$$

и в предельном случае $\Psi^0(u) \rightarrow \Psi^0 = const$ позволяет представить Ψ^0 в виде суммы

$$\Psi^0 = \frac{r_g}{2} + \frac{r_e}{2} = const, \quad r_g = \frac{2MG}{c^2} = const, \quad r_e = \pm \frac{2Ze^2}{mc^2} = const, \quad (6.15)$$

где r_g – гравитационный радиус и r_e – электромагнитный радиус.

2. При $r_e = 0$, из соотношения для плотности материи (6.13) для точечного источника, следует равенство

$$M = \frac{8\pi\Psi^0}{\nu c^2}. \quad (6.16)$$

Поскольку $2\Psi^0 = r_g$, то находим из (6.16) значение множителя

$$\nu = \frac{8\pi G}{c^4} \quad (6.17)$$

и уравнения (B*.1) принимают вид уравнений Эйнштейна с точечным источником

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4} M c^2 \delta(\vec{r}) l_i l_k, \quad l_k l^k = 0. \quad (6.18)$$

Если же в (6.15) $r_g = 0$, то, действуя подобным образом, мы получаем

$$\nu = \frac{8\pi k}{c^4}, \quad k = \frac{e}{m}, \quad (6.19)$$

при этом из (B*.1) следуют уравнения электродинамики сильных полей [3] в виде

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi k}{c^4} T_{ik} = \frac{8\pi k}{c^4} Z e c^2 \delta(\vec{r}) l_i l_k, \quad l_k l^k = 0. \quad (6.20)$$

Если поля (6.12) образуют плотность ρ_g источника гравитационного поля, то, используя (6.17), запишем (6.12) как

$$\psi_g(x^m) = \sqrt{\frac{c^2}{8\pi G}} \phi(x^m) \exp\{-i(k_n x^n)\}, \quad \psi_g^*(x^m) = \sqrt{\frac{c^2}{8\pi G}} \phi(x^m) \exp\{i(k_n x^n)\} \quad (6.21)$$

Таким образом, в квазиинерциальной системе отсчета и при условии $\Psi^0(u) \rightarrow \Psi^0 = \text{const}$ плотность материи ρ , образованная полем инерции (6.21), описывает дуализм волна-частица в виде

$$\rho_g = M\delta(\vec{r}) \approx \psi_g^* \psi_g. \quad (6.22)$$

В общем случае, параметры взаимодействия Q (масса M , заряд Ze , спин $s \dots$) источника определяются через поля инерции по формуле

$$Q(T_{jm}^i) = \frac{2}{vc^2} \int (-g)^{1/2} \rho dV = \frac{2}{vc^2} \int (-g)^{1/2} \{g^{jm} (\nabla_{[i} T_{j|m]}^i + T_{s[i}^i T_{j|m]}^s)\} dV. \quad (6.23)$$

В слабых полях и в квазиинерциальной системе отсчета, имеем

$$M(\psi_g) = \int \psi_g^* \psi_g dV. \quad (6.24)$$

Разделив (6.24) слева и справа на $M(\psi_g)$, получим

$$\int \Psi_{Wg}^* \Psi_{Wg} dV = 1, \quad (6.25)$$

где поле

$$\Psi_{Wg}(x^m) = (4\pi r_g)^{-1} \phi(x^m) \exp\{-i(k_n x^n)\}, \quad (6.26)$$

$$\Psi_{Wg}^*(x^m) = (4\pi r_g)^{-1} \phi(x^m) \exp\{i(k_n x^n)\} \quad (6.27)$$

нормировано, согласно (6.25), на единицу. Через это поле плотность массы (6.22) запишется как

$$\rho_g = M\delta(\vec{r}) \approx M\Psi_{Wg}^* \Psi_{Wg}. \quad (6.28)$$

Используя экспериментально наблюдаемые соотношения Планка-Эйнштейна $E = \hbar\omega$, $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, произведем в (6.26) замену в экспоненте

$$\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}(p_n x^n)\right\} = \exp\{-i(k_n x^n)\}, \quad E = \hbar\omega, \quad \vec{p} = \hbar\vec{k}, \quad (6.29)$$

тогда поле Ψ_{Wg} будет представлять собой волну де Бройля (или набор волн де Бройля)

$$\Psi_{Wg} = (4\pi r_g)^{-1} \phi(x^m) \exp\{-i(p_n x^n)\}, \quad (6.30)$$

а модуль квадрата этого поля $|\rho_g| = |\Psi_{Wg}^2|$ можно интерпретировать как плотность вероятности, с помощью которой вычисляются в квантовой теории наблюдаемые в эксперименте физические характеристики массы M – координата, импульс и т.д. Надо отметить,

что соотношение Планка $E = \hbar\omega$ было получено в электродинамике, а соотношения Планка-Эйнштейна $E = \hbar\omega$, $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ были использованы Л. Де Бройлем при введении в основу квантовой электродинамики волны де Бройля. В этом смысле, нормированное на единицу поле инерции (6.30) представляет собой обобщение волны де Бройля на случай гравитационного взаимодействия, поскольку амплитуда волны (6.30) содержит гравитационный радиус r_g . Чтобы получить волну де Бройля для электромагнитного взаимодействия, на надо предположить, что в метрике (6.14) $r_g/2 \ll |r_e/2|$. В электродинамике это неравенство почти всегда выполняется, поскольку в ней гравитационные взаимодействия пренебрежимо малы. Прodelывая выкладки, которые мы провели в случае чисто гравитационных взаимодействий, мы получим волну де Бройля (или набор волн де Бройля) вида

$$\Psi_{We} = (4\pi r_e)^{-1} \phi(x^m) \exp\{-i(p_n x^n)\}. \quad (6.31)$$

Итак, в нашем случае волновые функции квантовой теории оказываются слабым нормированным на единицу полем инерции T_{jm}^i , которое мы наблюдаем в квазиинерциальной системе отсчета и описываем уравнениями квантовой теории поля.

7. Уравнение Дирака-Такабаяси и спинорное представление уравнений поля инерции (A*), (B*. 1), (B*. 2)

В 1928 году П. Дирак предложил четырехмерную запись уравнения движения свободного электрона с учетом его спина

$$[\gamma^n \hat{p}_n - imc]\Psi = 0, \quad \hat{p}_n = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_n}. \quad (7.1)$$

Здесь γ^n - спиновые матрица Дирака, связанные с метрическим тензором η_{kn} пространства Минковского соотношением

$$\eta_{kn} = \frac{\{\gamma_k \gamma_n\}}{2} = \frac{\gamma_k \gamma_n + \gamma_n \gamma_k}{2}, \quad (7.2)$$

Компоненты спинорной матрицы γ_k в (7.2) имеют следующий вид

$$\gamma_0 = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_0 \\ \sigma_0 & 0 \end{bmatrix}, \gamma_1 = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_x \\ \sigma_x & 0 \end{bmatrix}, \gamma_2 = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_y \\ -\sigma_y & 0 \end{bmatrix}, \gamma_3 = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_z \\ -\sigma_z & 0 \end{bmatrix}, \quad (7.3)$$

где $\sigma_0 = I$ - 2x2 единичная матрица, а $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ - 2x2 спиновые 3D матрицы Паули

$$\sigma_x = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad (7.4)$$

поэтому 4х мерные матрицы Паули записываются как

$$\sigma_0 = I = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \sigma_x = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \sigma_y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \sigma_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad (7.5)$$

Для частицы спина 1/2 имеем

$$\vec{s} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma}, \quad (7.6)$$

где $\vec{\sigma}$ - (псевдо)вектор Паули. Соотношения (7.2) - (7.5) показывают, что спинор (7.5) и, следовательно, спин (7.6) имеют геометрическую природу, поскольку определяют метрику и сигнатуру (+ - - -) в метрике пространства Минковского

$$ds^2_0 = \eta_{kn} dx^k dx^n = \frac{\gamma_k \gamma_n + \gamma_n \gamma_k}{2} dx^k dx^n = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 . \quad (7.7)$$

Кроме того, матрицы (7.5) задают совершенно новый вид системы отсчета, а именно, *спиновую систему отсчета*, которая, как это следует из (5.17) и (7.6), имеет вращательную природу. Поскольку спин \vec{s} ориентирован в пространстве, то четырехкомпонентная комплексная волновая функция Ψ в уравнении Дирака (7.1) *должна зависеть как от трансляционных координат x, y, z, ct , так и спина (5.17) (т.е. углов Эйлера φ, θ, χ)*

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} = \Psi(x, y, z, ct, \vec{s}) = \Psi(x(t), y(t), z(t), ct, \varphi(t), \theta(t), \chi(t)). \quad (7.8)$$

Четыре эрмитовых 2×2 матриц (7.5) определены на двумерном комплексном пространстве $SL(2, C)$, касательным в каждой точке M координатного (базового) пространства с координатами x, y, z, ct . Четырехкомпонентный спинор (7.8) можно записать как

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} = \Psi_L + \Psi_R = \begin{pmatrix} o_A \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \iota_{\dot{B}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} o_A \\ \iota_{\dot{B}} \end{pmatrix}, \quad (7.9)$$

где o_A и $\iota_{\dot{B}}$ – двухкомпонентные спиноры

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} = o_A \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{pmatrix} = \iota_{\dot{B}}, \quad (7.10)$$

с правым Ψ_R и левым Ψ_L вращением. Используя (7.10), можно записать уравнения Дирака (7.1) в виде пары уравнений для двухкомпонентных спиноров o_A и $\iota_{\dot{B}}$

$$\gamma^n \hat{p}_n o_A - imc o_A = 0, \quad (7.11)$$

$$\gamma^n \hat{p}_n \iota_{\dot{B}} - imc \iota_{\dot{B}} = 0, \quad (7.12)$$

$$n = 0, 1, 2, 3, \quad A, \dot{B} \dots = 0, \dot{1},$$

при этом спинор $\iota_{\dot{B}}$ преобразуется по $D(1/2, 0)$ неприводимому представлению группы $SL(2, C)$, а спинор o_A по $D(0, 1/2)$ представлению этой же группы. Поскольку матрицы o_A и $\iota_{\dot{B}}$ эрмитовы, то

$$\bar{o}_\alpha = o_{\dot{\alpha}}, \quad \bar{\iota}_\alpha = \iota_{\dot{\alpha}}. \quad (7.13)$$

Движение электрона Дирака во внешнем электромагнитном поле описывается уравнением

$$\left[\gamma^n \left(\hat{p}_n - \frac{e}{c} A_n \right) - imc \right] \Psi = 0, \quad (7.14)$$

которое в нерелятивистском приближении переходит в уравнение Паули

$$\left\{ \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{2m} \left(\vec{p}_n - \frac{e}{c} \vec{A}_n \right) + eA_0 - \frac{\hbar e}{2mc} (\vec{H} \vec{\sigma}) \right\} \Psi = 0, \quad (7.15)$$

где \vec{H} – внешнее магнитное поле и $\vec{\sigma}$ псевдовектор Паули с компонентами (7.4). Применяя к уравнению (7.15) процедуру Маделунга [20,21] и опуская вывод, сделанный впервые в работах ученика де Бройля Т. Такабаяси [22-26], получим следующие квазиклассические уравнения движения электрона во внешних электромагнитных полях:

- Поступательные уравнения движения

$$m\rho \frac{dv_\alpha}{dt} = \rho \left\{ eE + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] + \frac{e}{mc} (\vec{S}\vec{v})\vec{H} + \frac{e}{mc} [\vec{S}rot\vec{H}] \right\}_\alpha + \partial_\beta T^\beta_\alpha, \quad (7.16)$$

где

$$T_{\alpha\beta} = \left(\frac{\hbar}{2m} \right)^2 \left\{ \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_\alpha} \frac{\partial \rho}{\partial x_\beta} \right\} - 4\rho \frac{\partial S_\gamma}{\partial x_\alpha} \frac{\partial S^\gamma}{\partial x_\beta}; \quad (7.17)$$

- плотность вакуумных сил [27];

- Вращательные уравнения движения

$$\rho \frac{dS_\alpha}{dt} = \rho \frac{e}{mc} [\vec{S}\vec{H}]_\alpha + \frac{\rho}{m} [\vec{S} \times \Delta \vec{S}]_\alpha + \frac{\rho}{m} \partial_\beta \rho \partial^\beta S_\alpha, \quad (7.18)$$

$$\alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3.$$

В этих уравнениях $\rho = \Psi^* \Psi$ - плотность вероятности

$$\vec{S} = \frac{\Psi^* \vec{s} \Psi}{\Psi^* \Psi} \quad (7.19)$$

- вектор спина

$$\frac{\rho}{m} [\vec{S} \times \Delta \vec{S}]_\alpha + \frac{\rho}{m} \partial_\beta \rho \partial^\beta S_\alpha \quad (7.20)$$

- плотность вакуумных спинов.

В уравнении (7.16), в дополнении к плотности силы Лоренца $\rho \left(eE + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] \right)$, имеется плотность силы Штерна-Герлаха

$$\rho \frac{e}{mc} (\vec{S}\vec{v})\vec{H}, \quad (7.21)$$

отвечающая за изменение траектории электрона в неоднородном магнитном поле и плотность силы «магнитного скирмиона»

$$\rho \frac{e}{mc} [\vec{S}rot\vec{H}], \quad (7.22)$$

экспериментально наблюдаемая в спинтронике.

Уравнение движения вектора спина (7.18) обобщает уравнение Подаровской - Блоха [20], поскольку дополнительно содержит плотность вакуумных спинов (7.20).

Для физического понимания и практического использования система уравнений (7.16) – (7.18) представляет огромную ценность, но до сих пор не получила широкого признания у научной общественности и не вошло в учебники по квантовой физике.

При написании дипломной работы «Дисперсионные соотношения для многофотонных процессов» на физфаке МГУ в 1967 г. мне пришлось изучать диаграммную технику Р. Фейнмана для решения уравнения Дирака (7.14) во внешнем электромагнитном поле. В процессе этой работы мне пришлось столкнуться с проблемой расходимостей, связанной с точечной моделью заряда. Многочисленные попытки устранить эту трудность вызвали разногласия между создателями квантовой электродинамики П. Дираком, Р. Фейнманом и др.

и основной массой теоретиков. Согласно П. Дираку все предложенные модификации квантовой электродинамики не снимают проблему расходимостей. Они, по-видимому, являются временным средством, помогающим *обойти* трудности, а не разрешить их, тем более что имеются сомнения во внутренней непротиворечивости процедур перенормировки. Поэтому Р. Фейнман заявляет: «теории перенормировки – это просто один из способов заматать под ковер трудности электродинамики, связанные с расходимостью» [30].

Еще более радикальную позицию в этом вопросе занимал сам создатель квантовой электродинамики П. Дирак. В работе [31] он писал:

Правильный вывод состоит в том, что основные уравнения неверны. Их нужно существенно изменить с тем, чтобы в теории вообще не возникали бесконечности, и чтобы уравнения решались точно, по обычным правилам, без всяких трудностей. Это условие требует каких-то очень серьезных изменений: небольшие изменения ничего не дадут.

Таким принципиальным изменением уравнением Дирака (7.14) являются уравнения (A*) , записанные в спинорном базисе [3]

$$\begin{aligned} \nabla_{\beta\dot{\chi}}\iota_{\alpha} = \nu o_{\alpha}o_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} - \lambda o_{\alpha}o_{\beta}\bar{l}_{\dot{\chi}} - \mu o_{\alpha}l_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} + \pi o_{\alpha}l_{\beta}\bar{l}_{\dot{\chi}} - \gamma l_{\alpha}o_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} + \alpha l_{\alpha}o_{\beta}\bar{l}_{\dot{\chi}} + \beta l_{\alpha}l_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} \\ - \varepsilon l_{\alpha}l_{\beta}\bar{l}_{\dot{\chi}}, \end{aligned} \quad (A_{s+}.1)$$

$$\begin{aligned} \nabla_{\beta\dot{\chi}}o_{\alpha} = \gamma o_{\alpha}o_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} - \alpha o_{\alpha}o_{\beta}\bar{l}_{\dot{\chi}} - \beta o_{\alpha}l_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} + \varepsilon o_{\alpha}l_{\beta}\bar{l}_{\dot{\chi}} - \tau l_{\alpha}o_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} + \rho l_{\alpha}o_{\beta}\bar{l}_{\dot{\chi}} + \sigma l_{\alpha}l_{\beta}\bar{o}_{\dot{\chi}} \\ - \kappa l_{\alpha}l_{\beta}\bar{l}_{\dot{\chi}}, \end{aligned} \quad (A_{s+}.2)$$

$$\alpha, \beta \dots = 0, 1, \quad \dot{\chi}, \dot{\gamma} \dots = \dot{0}, \dot{1}.$$

В этих уравнениях роль волновой функции играют обобщенные спиноры Дирака $\iota_{\alpha}, o_{\alpha}$, а 12 комплексных спинорных компонент поля инерции T^i_{jk} , а именно, $\nu, \lambda, \mu \dots$ задаются спинорными матрицами T_{AB} , введенными в физику учеником Н. Розена - Моше Кармели [32-35]

$$T_{0\dot{0}} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -\kappa \\ \pi & -\varepsilon \end{pmatrix}, \quad T_{0\dot{1}} = \begin{pmatrix} \beta & -\sigma \\ \mu & -\beta \end{pmatrix}, \quad T_{1\dot{0}} = \begin{pmatrix} \alpha & -\rho \\ \lambda & -\alpha \end{pmatrix}, \quad T_{1\dot{1}} = \begin{pmatrix} \gamma & -\tau \\ \nu & -\gamma \end{pmatrix} \quad (7.23)$$

В ковариантном виде 4D матрицы Паули (7.5) записываются как [28,29]

$$\sigma_i^{A\dot{B}}, \quad (7.24)$$

где координатный индекс i пробегает значения 0,1,2,3 , а спинорные индексы A, \dot{B} пробегает значения 0, 1 и $\dot{0}, \dot{1}$ соответственно. Спинорные матрицы $\sigma_{A\dot{B}}^i$ и γ^k , образующие спинорную систему отсчета (определение Р. Пенроуза [28,29]), представляют собой изотропные вектора, лежащие на световом конусе. Для связи двухкомпонентных спиноров ι^{β}, o^{β} , $\alpha, \beta \dots = 0, 1$ с неголономной тетрадой e_b^k вводится комплексная световая тетрада $z^i_a = (l_a, n_a, m_a, \bar{m}_a)$, две компоненты которой l_a и n_a действительные изотропные вектора и две компоненты m_a и \bar{m}_a комплексные вектора, при этом $\bar{m}_a = \overline{m_a}$. Вектора l_a, n_a, m_a, \bar{m}_a комплексной световой тетрады связаны с векторами вещественной тетрады e_b^k и с двухкомпонентными спинорами ι^{β}, o^{β} соотношениями [28,29]

$$e^k_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(l^k + n^k) = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{\alpha\dot{\beta}}^i(o^{\alpha}\bar{o}^{\dot{\beta}} + \iota^{\alpha}\bar{\iota}^{\dot{\beta}}), \quad (7.25)$$

$$e^k_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(m^k + \bar{m}^k) = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{\alpha\dot{\beta}}^i(o^{\alpha}\bar{\iota}^{\dot{\beta}} + \iota^{\alpha}\bar{o}^{\dot{\beta}}), \quad (7.26)$$

$$e^k{}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(m^k - \bar{m}^k) = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{\alpha\beta}^i (o^\alpha \bar{l}^\beta - l^\alpha \bar{o}^\beta), \quad (7.27)$$

$$e^k{}_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(l^k - n^k) = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma_{\alpha\beta}^i (o^\alpha \bar{o}^\beta - l^\alpha \bar{l}^\beta), \quad (7.28)$$

$$i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad \alpha, \gamma, \dots = 0, 1, \quad \beta, \mu, \dots = \dot{0}, \dot{1}.$$

Из (7.25) следует

$$l^a = \sigma_{\alpha\dot{\beta}}^a o^\alpha \bar{o}^{\dot{\beta}}, \quad n^a = \sigma_{\alpha\dot{\beta}}^a l^\alpha \bar{l}^{\dot{\beta}}, \quad a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3, \quad (7.29)$$

что позволяет интерпретировать спиноры o^β (l^β) как «корень квадратный» из вектора l^a (n^a). В (7.29) спинорные матрицы $\sigma_{\alpha\dot{\beta}}^a$ удовлетворяют условиям ортогональности

$$\sigma_{\alpha\dot{\beta}}^a \sigma_b{}^{\alpha\dot{\beta}} = \delta_b^a,$$

$$\sigma_{\alpha\dot{\beta}}^a \sigma_a{}^{\rho\dot{\mu}} = \delta_\alpha^\rho \delta_{\dot{\beta}}^{\dot{\mu}}.$$

Спинорная система отсчета описывает мир с точки зрения наблюдателя, находящегося на световом конусе, поскольку записана в спинорном базисе. Она конформно инвариантна, что позволяет рассматривать бесконечно удаленную точку пространства наравне с конечными. Пространство событий наблюдателя, который движется со скоростью света,

Решения уравнений $(A_{s^+}^+ 1)$, $(A_{s^+}^+ 2)$ можно найти только с использованием спинорных уравнений Эйнштейна

$$2\Phi_{AB\dot{C}\dot{D}} + \Lambda \varepsilon_{AB} \varepsilon_{\dot{C}\dot{D}} = \nu T_{A\dot{C}B\dot{D}} \quad (B_{s^+}^+ 1)$$

и спинорных уравнений Янга-Миллса

$$\begin{aligned} & C_{A\dot{B}C\dot{D}} - \partial_{C\dot{D}} T_{A\dot{B}} + \partial_{A\dot{B}} T_{C\dot{D}} + (T_{C\dot{D}})_A{}^F T_{F\dot{B}} + (T^+_{\dot{D}C})_{\dot{B}}{}^{\dot{F}} T_{A\dot{F}} - \\ & -(T_{AB})_C{}^F T_{F\dot{D}} - (T^+_{BA})_{\dot{D}}{}^{\dot{F}} T_{CF} - [T_{A\dot{B}} T_{C\dot{D}}] = -\nu J_{A\dot{C}B\dot{D}}, \end{aligned} \quad (B_{s^+}^+ 2)$$

$$A, B \dots = 0, 1, \quad \dot{B}, \dot{D} \dots = \dot{0}, \dot{1}.$$

Спинорная запись уравнений Эйнштейна $(B_{s^+}^+ 1)$ содержит в правой части геометризованный тензор энергии-импульса $T_{A\dot{C}B\dot{D}}$ материи. В свою очередь, тензор $T_{A\dot{C}B\dot{D}}$ определяется через спин-тензор конторсии $T_{F\dot{B}}$ (через матрицы Кармели (7.23)) геометрии $A_4(6)$. Спинорное представление уравнений Янга-Миллса $(B_{s^+}^+ 2)$ с калибровочной группой $SL(2, C)$ содержит в правой части тензор тока $J_{A\dot{C}B\dot{D}}$, который определяется через тензор энергии-импульса $T_{A\dot{C}B\dot{D}}$. Любой материальный объект описывается совокупностью нелинейных спинорных уравнений Гейзенберга-Эйнштейна-Янга-Миллса, которые лежат в основе трех фундаментальных физических полей - гравитационного, электромагнитного и поля инерции. Любая «элементарная частица» описывается сразу всеми этими уравнениями одновременно. Уравнения $(A_{s^+}^+ 1)$, $(A_{s^+}^+ 2)$ названы уравнениями Гейзенберга по той причине, что Вернер Гейзенберг с сотрудниками много лет исследовал спинорное уравнение с кубической нелинейностью вида [36, 37]

$$\gamma^k \partial_k \Psi + l^2 \gamma_k \gamma_5 \Psi (\Psi^* \gamma^k \gamma_5 \Psi) = 0,$$

пытаясь построить Единую Теорию элементарных частиц на основе частиц спина $s = \hbar/2$. Уравнения $(A_{s^+}^+ . 1), (A_{s^+}^+ . 2)$, определяющие кручение пространства $A_4(6)$ и записанные в спинорном ι_α, o_α базисе, как легко увидеть, принимают вид геометризованных нелинейных спинорных уравнений Гейзенберга с кубической нелинейностью по спинорам ι_α, o_α [3]. Если риманова кривизна в уравнениях $(B_{s^+}^+ . 1)$ и $(B_{s^+}^+ . 2)$ равна нулю, то тогда уравнения описывают «первичные поля инерции», *не обладающие энергией, но переносящие информацию* [3].

8. Плотность спинорного поля Дирака в квазиинерциальной спинорной системе отсчета

Покажем, что в квазиинерциальной спинорной системе отсчета поле инерции T^i_{jk} образовано обобщенными спинорами Дирака. Действительно, при условии (5.5) плотность материи (В.8) упрощается и принимает вид (6.7). Спинорные матрицы σ_{AB}^i и γ^k , образующие спинорную систему отсчета, представляют собой изотропные вектора, лежащие на световом конусе. Спинорный Δ – базис [3], образованный символами Ньюмена-Пенроуза (7.24), удовлетворяет равенству

$$\nabla^* \sigma_i^{A\dot{B}} = 0, \quad (8.1)$$

где ∇^* – ковариантная производная относительно связности (4.6). При переходе к спинорному Δ -базису (8.1) спинорное представление поля инерции (коэффициентов вращения Риччи T^i_{jk}) имеет вид [3]

$$T_{ijk} \leftrightarrow T_{ABC\dot{C}} = \frac{1}{2} \left(A_{ABC\dot{C}} + \frac{1}{3} (\varepsilon_{AC} \alpha_{B\dot{C}} + \varepsilon_{BC} \alpha_{A\dot{C}}) \right), \quad (8.2)$$

где спинор $A_{ABC\dot{C}}$ полностью симметричен по нештрихованным индексам

$$A_{ABC\dot{C}} = A_{(ABC)\dot{C}}, \quad (8.3)$$

а спинор $\alpha_{A\dot{C}}$ определяется как

$$\alpha_{A\dot{C}} = A_{AB}{}^B{}_{\dot{C}}. \quad (8.4)$$

Этот спинор может быть разложен на эрмитову $\kappa_{A\dot{C}}$ и антиэрмитову $\mu_{A\dot{C}}$ части:

$$\alpha_{A\dot{C}} = \kappa_{A\dot{C}} + i\mu_{A\dot{C}}, \quad (8.5)$$

где

$$\kappa_{A\dot{C}} = \frac{1}{2} (\alpha_{A\dot{C}} + \bar{\alpha}_{A\dot{C}}), \quad \mu_{A\dot{C}} = \frac{1}{2} i (\alpha_{A\dot{C}} - \bar{\alpha}_{A\dot{C}}) \quad (8.6)$$

и

$$\overline{\kappa_{A\dot{C}}} = \bar{\kappa}_{A\dot{C}} = \kappa_{C\dot{A}}, \quad \overline{\mu_{A\dot{C}}} = \bar{\mu}_{A\dot{C}} = -\mu_{C\dot{A}}. \quad (8.7)$$

Кручение Ω^i_{jm} пространства $A_4(6)$ имеет 24 независимых компоненты и разлагается на сумму трех неприводимых частей [3] следующим образом

$$\Omega^i{}_{.jk} = \frac{2}{3} \delta^i_{[k} \Omega_{j]} + \frac{1}{3} \varepsilon^n_{jks} \widehat{\Omega}^s + \bar{\Omega}^i{}_{.jk}, \quad (8.8)$$

где $\Omega^i{}_{jk} = g^{im} g_{ks} \Omega^{s}{}_{mj}$, а вектор Ω_j , псевдовектор $\widehat{\Omega}_j$ и бесследовая часть $\overline{\Omega}^i{}_{jk}$ кручения $\Omega^i{}_{jm}$ определяются как

$$\Omega_j = \Omega^i{}_{ji} , \quad (8.9)$$

$$\widehat{\Omega}_j = \frac{1}{2} \varepsilon_{jins} \Omega^{ins} , \quad (8.10)$$

$$\overline{\Omega}^s{}_{js} = 0 , \quad \overline{\Omega}_{ijs} + \overline{\Omega}_{jsi} + \overline{\Omega}_{sij} . \quad (8.11)$$

Между неприводимыми частями кручения (8.9) -(8.11) и спинорами (8.3) -(8.7) имеет место следующее соответствие

$$\Omega_j \leftrightarrow \kappa_{A\dot{C}} , \quad (8.12)$$

$$\widehat{\Omega}_j \leftrightarrow \mu_{A\dot{C}} , \quad (8.13)$$

$$\overline{\Omega}^s{}_{js} \leftrightarrow A_{(ABC)\dot{C}} . \quad (8.14)$$

По определению, спинор $A_{(ABC)\dot{C}}$ преобразуется по $D(3/2, 1/2)$ неприводимому представлению группы $SL(2, C)$. Соответственно, спиноры $\kappa_{A\dot{C}}$ и $\mu_{A\dot{C}}$ преобразуются по $D(1/2, 1/2)$ неприводимым представлениям группы $SL(2, C)$.

Через компоненты матриц Кармели (7.23) спинор (8.2) представляется как [3]

$$T_{ABC\dot{D}} = AB \begin{pmatrix} 00 \\ 01 \\ 11 \end{pmatrix} \overbrace{\begin{bmatrix} \kappa & \sigma & \rho & \tau \\ \varepsilon & \beta & \alpha & \gamma \\ \pi & \mu & \lambda & \nu \end{bmatrix}}^{c\dot{D}} . \quad (8.15)$$

Используя соотношения (8.12) -(8.15), находим

$$\kappa_{A\dot{C}} = 1/2 \begin{pmatrix} (\rho + \overline{\rho}) - (\varepsilon + \overline{\varepsilon}) & (\tau + \beta) + (\overline{\alpha} - \overline{\pi}) \\ (\overline{\tau} - \overline{\beta}) + (\alpha - \pi) & (\gamma - \overline{\gamma}) - (\mu + \overline{\mu}) \end{pmatrix} , \quad (8.16)$$

$$\mu_{A\dot{C}} = 1/2 \begin{pmatrix} (\rho - \overline{\rho}) - (\varepsilon - \overline{\varepsilon}) & (\tau - \beta) - (\overline{\alpha} - \overline{\pi}) \\ -(\overline{\tau} - \overline{\beta}) + (\alpha - \pi) & (\gamma - \overline{\gamma}) - (\mu - \overline{\mu}) \end{pmatrix} . \quad (8.17)$$

Теперь вспомним, что уравнения квантовой теории, такие как уравнение Шредингера, Паули и Дирака сформулированы в (квази)инерциальной системе отсчета, в которой компоненты (8.14) обращаются в нуль. В этом случае тензор энергии-импульса (6.8) в спинорной системе отсчета принимает вид

$$T_{A\dot{C}B\dot{D}} = \frac{1}{2\nu} \left(\mu_{A\dot{B}} \mu_{C\dot{D}} - \frac{1}{2} \varepsilon_{AC} \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} \mu_{P\dot{Q}} \mu^{P\dot{Q}} \right). \quad (8.18)$$

В силу соотношения

$$T = g^{jm} T_{jm} = -\frac{1}{2\nu} \hat{\Omega}^i \hat{\Omega}_i = -\frac{1}{2\nu} \mu_{P\dot{Q}} \mu^{P\dot{Q}} = \rho c^2,$$

где ρ – плотность материи, находим вид ρ в квазиинерциальной системе отсчета

$$\rho = -\frac{1}{2\nu c^2} \mu_{P\dot{Q}} \mu^{P\dot{Q}} = \frac{1}{2\nu c^2} \bar{\mu}_{\dot{Q}P} \mu^{P\dot{Q}}. \quad (8.19)$$

Здесь мы использовали свойство спиноров (8.7).

Легко видеть, что, с точностью до множителя, четырехкомпонентный спинор $\mu_{P\dot{Q}}$ совпадает со спинором Дирака (7.9), поэтому (8.19) можно рассматривать как плотность поля Дирака в уравнениях поля $(\overset{+}{B}_{s^+}, 1)$.

9. Ошибки научного сообщества, устранение которых привело автора к решению первой проблемы Эйнштейна

В начале 20го века А. Эйнштейн выдвинул программу Единой теории поля, задача которой – объединить все виды физических взаимодействий в единую систему уравнений. По мнению А. Эйнштейна поставленная задача должна быть решена в два этапа, которые подразумевают:

1. Геометризацию уравнений электродинамики
2. Геометризацию правой части гравитационных уравнений Эйнштейна.

К поиску уравнений Единой теории поля подключились лучшие математики того времени - Вейль [38,39], Эддингтон [40], Калуца [41] и др., при этом метод поиска уравнений сводился математиками к введению новой геометрии, обобщающей геометрию Римана, при отсутствии достаточно веских физических доводов, позволяющих выбрать правильный путь.

Мой подход к решению проблемы основывался на анализе трудностей электродинамики, как классической, так и квантовой, и в их преодолении в процессе поиска новых фундаментальных уравнений физики. Я заметил, что основной трудностью электродинамики оказывается не проблема расходимостей или проблема самоускорения заряда, а отсутствие релятивистской инвариантности её уравнений [3]. Несмотря на то, что Г. Лоренц, А. Пуанкаре [42], А. Эйнштейн [43], В. Паули [44] и П. Дирак [31] писали об этом в своих статьях и книгах. В учебнике [45] область применимости уравнений электродинамики ограничена неравенством

$$\left| \frac{e^3}{m^2 c^4} F^{ik} \frac{dx_k}{dt \sqrt{1 - v^2/c^2}} \right| \ll 1, \quad (9.1)$$

из которого явно следует, что оно нарушается при релятивистских скоростях. Кроме того, при доказательстве инвариантности уравнений классической электродинамики Максвелла-Лоренца, А. Пуанкаре, Г. Лоренц [42] и А. Эйнштейн [43], связывают систему отсчета S' с ускоренно движущимся зарядом (мгновенно), полагая, что ускорение заряда мало, т.е. они фактически доказывают инвариантность уравнений электродинамики относительно

преобразований между *квазиинерциальными системами отсчета*. Это позволило использовать при доказательстве приближенное равенство

$$u_x \approx v = const, \quad (9.2)$$

где $v = const$ - скорость инерциальной системы отсчета S и u_x - скорость системы отсчета S' , жестко связанной с ускоренно движущимся вдоль оси x зарядом. Только при выполнении условия (9.2) точечный заряд в системе S' , полученный при преобразованиях Лоренца в виде [3]

$$e' = e\beta \left(1 - \frac{u_x v}{c^2}\right)^2, \quad \beta = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}, \quad (9.3)$$

переходит в общепринятый инвариант

$$e' = e = inv. \quad (9.4)$$

Условие (9.2) и неравенство (9.1) значительно ограничивают выбор геометрии для решения первой проблемы Эйнштейна для создания Единой теории поля, но и этого оказывается недостаточно для правильного выбора геометрии. Поэтому еще одним наводящим условием стали работы А. Эйнштейна и М. Гроссмана [46] и А. Фока [47], которые показали, что в теории гравитации Эйнштейна существует приближение векторного потенциала, когда уравнения Эйнштейна принимают вид уравнений Максвелла

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^\alpha \partial x_\alpha} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \Theta_0 = 4\pi G\rho, \quad (9.5)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^\alpha \partial x_\alpha} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \Theta_\alpha = 4\pi G\rho v_\alpha, \quad (9.6)$$

в которых векторный потенциал Θ_k ($i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3$) образован из малых добавок $|\gamma_{ik}| \ll 1$ к метрическому тензору $g_{ik} = \eta_{ik} + \gamma_{ik}$, $\eta_{ik} = \eta^{ik} = diag(1 - 1 - 1 - 1)$ следующим образом

$$\Theta_0 = \frac{c^2}{2} \gamma_{00}, \quad \Theta_\alpha = \gamma_{\alpha 0} c^2, \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \dots \quad (9.10)$$

Опираясь на физические соображения, аналитически выраженные в формулах (9.1) - (9.10), для решения первой проблемы Эйнштейна была предложена в 1971 г. и опубликована в ваковском журнале «Общерелятивистская нелинейная электродинамика с тензорным потенциалом» [48]. Такая электродинамика базируется на параметрическом пространстве Римана (разновидность пространства Финслера) и с уравнениями поля (6.20). В общерелятивистской электродинамике все системы отсчета связаны с взаимодействующими материальными телами, поэтому в новой электродинамике нет понятия инерциальной системы отсчета. Вместо неё рассматривается ускоренная квазиинерциальная система отсчета, движущаяся с малым ускорением. Сильные электромагнитные поля описываются тензорными потенциалом $a_{ik} = a_{ki}$, определяющим метрический тензор

$$g_{ik}(x^i, k) = \eta_{ik} + k a_{ik}, \quad \eta_{ik} = \eta^{ik} = diag(1 - 1 - 1 - 1) \quad (9.11)$$

параметрического пространства Римана, где $k = e/m$ - удельный заряд. Уравнения движения заряда e массы m описываются уравнениями геодезических Риманова пространства

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = -\Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = \frac{e}{mc^2} E^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3, \quad (9.12)$$

где

$$E^i_{jk} = -\frac{c^2}{2} g^{im} (a_{jm,k} + a_{km,j} - a_{jk,m}) \quad (9.13)$$

- напряженность сильного электромагнитного поля [48]

В уравнениях поля (6.20) тензор Римана R^i_{jkm} определяется как

$$R^i_{jkm} = -2 \frac{e}{mc^2} \partial_{[k} E^i_{|j|m]} + 2 \frac{e^2}{m^2 c^4} E^i_{s[k} E^s_{|j|m]}. \quad (9.14)$$

Простейшее сферически-симметричное решение уравнений (9.14) имеет вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\Psi^0}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Psi^0}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (9.15)$$

где

$$\Psi^0 = \frac{r_e}{2} = const, \quad r_e = \pm \frac{2Ze^2}{mc^2} = const \quad (9.16)$$

и $\pm Ze$ - заряд центрального тела.

В слабых электромагнитных полях и в нерелятивистском приближении выполняются условия

$$\frac{r_e}{r} \ll 1, \quad g_{ik} = \eta_{ik} + ka_{ik} \approx \eta_{ik} = diag(1 - 1 - 1 - 1), \quad ds \approx ds_0 = cdt \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}, \quad (9.17)$$

$$R^i_{jkm} \approx 0, \quad \frac{v^2}{c^2} \ll 1, \quad (9.18)$$

при выполнении которых уравнения поля (6.20) переходят в уравнения Максвелла

$$\frac{\partial F^{\alpha k}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c} j^\alpha, \quad \frac{\partial F^{0k}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c} j^0, \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad k = 0, 1, 2, 3, \quad (9.19)$$

где

$$F_{ik} = A_{k,i} - A_{i,k} = \frac{\partial A_k}{\partial x_i} - \frac{\partial A_i}{\partial x_k}, \quad A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00}, \quad A_\alpha = c^2 a_{\alpha 0}. \quad (9.20)$$

При условиях (9.17), (9.18) уравнения геодезических (9.12) переходят в уравнения движения

$$\frac{du^i}{ds_0} = \frac{e}{mc^2} F^{ki}, \quad \frac{du^i}{ds_0} = \frac{d^2 x^i}{ds_0^2}, \quad i, k \dots = 0, 1, 2, 3 \quad (9.21)$$

электродинамики Максвелла-Лоренца.

Уравнения общерелятивистской электродинамики (6.20) и (9.12) объединяют позволяют естественным образом объединить уравнения теории гравитации Эйнштейна (6.18) и (4.1) в единую систему уравнений, при этом решение этой системы для сферически-симметричного источника приводит к метрике (6.14) с константами интегрирования (6.15).

10. Ошибки научного сообщества, устранение которых привело автора к решению второй проблемы Эйнштейна

А. Эйнштейн считал, что в уравнениях поля с отличной от нуля правой частью

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{ik} \quad (10.1)$$

тензор энергии-импульса T_{ik} не имеет, в общем случае, геометрической природы и задан руками. Вот что пишет об этом А. Эйнштейн:

«Правая часть включает в себя то, что не может пока объединено в единой теории поля. Конечно, я не одной минуты не сомневался в том, что такая формулировка есть только временный выход из положения, предпринятой с целью дать общему принципу относительности какое-то замкнутое выражение. Эта формулировка была ведь по существу не более чем теорией поля тяготения, несколько искусственно оторванной от единого поля *пока еще неизвестной природы*» [49].

Более того, физическая интуиция А. Эйнштейна связывает поле «пока еще неизвестной природы» с квантовой теорией, что следует из следующего его высказывания:

«Еще одно последнее замечание: мои усилия пополнить общую теорию относительности путем обобщения уравнений гравитации были предприняты отчасти в связи с предположением о том, что, *по-видимому, разумная общая релятивистская теория поля, возможно, могла бы дать ключ к более совершенной квантовой теории*» [50].

Эти замечания А. Эйнштейна были проигнорированы учеными с математическим образом мысли и, фактически, превратили фундаментальные вакуумные уравнения Эйнштейна

$$R_{ik} = 0 \quad (10.2)$$

в феноменологические уравнения (10.1) с правой частью, введенной руками. Кроме этой трудности, я заметил, что общий принцип относительности требует ковариантности уравнений теории гравитации Эйнштейна (6.18) и (4.1) и уравнений общерелятивистской электродинамики (6.20) и (9.12) инвариантности относительно ускоренных систем отсчета. Нам известно из классической механики, что при ускоренном движении массы m уравнение движения (В.2) содержит силы инерции в явном виде, *а в уравнениях движения (4.1), а также в уравнениях (9.12) силы инерции в явном виде отсутствуют.*

Для преодоления указанных несоответствий и руководствуясь высказанными выше идеями А. Эйнштейна в 1976-1977 гг. мной было доложено на семинаре кафедры теоретической физики Физфака МГУ под руководством Д.Д. Иваненко и опубликовано с его поддержкой три статьи [51-53], в которых впервые в релятивистской теории гравитации в явном виде были *описаны поля и силы, геометризирован тензор энергии-импульса материи и обнаружена связи волновой функции квантовой теории с полем инерции* [53]. Более того, работа [53] была отмечена Международной комиссией, созданной при журнале мирового уровня - General Relativity and Gravitation, 1983, Vol. 15, № 1, p. 98. Bull № 41 как перспективная, при этом председателем Международной комиссии в это время был Натан Розен - ученик и соавтор А. Эйнштейна.

Не могу не упомянуть, что через 21 год после положительной оценки моих работ Международной комиссией, образованной профессионалами высочайшего уровня, Российская

академия наук создала комиссию по борьбе с «лженаукой», которая объявила результаты моих работ [51-53] лженаучными, что вызывает у меня улыбку.

Дальнейшее развитие работ [51-53] привело к открытию уравнений поля инерции [4]-третьего фундаментального физического поля, данному нам в ощущениях (первые два гравитационное и электромагнитное). Вместо геометрии Римана, для решения второй проблемы Эйнштейна была использована геометрия абсолютного параллелизма $A_4(6)$, а в качестве уравнений Единой теории поля были приняты структурные уравнения Картана этой геометрии (A^*) , $(B^*.1)$, $(B^*.2)$.

Выбор геометрии в качестве математического аппарата физической теории вызван математической универсальностью геометрической концепции (рис. 2)



Рис.2

В 2000 г. в библиотеке университета Беркли в Калифорнии я обнаружил, что между Э. Картаном и А. Эйнштейном велась переписка, в которой Э. Картан предлагает А. Эйнштейну использовать геометрию абсолютного параллелизма в качестве уравнений Единой теории поля [12]. Видимо поэтому А. Эйнштейн опубликовал больше всего статей (всего 12), где он использует геометрию абсолютного параллелизма, выбирая Лагранжиан теории, состоящий из неприводимых частей (8.9) - (8.11) кручения геометрии абсолютного параллелизма (В.3). Если бы А. Эйнштейн использовал в качестве уравнений Единой теории поля структурные уравнения Картана (A^*) , $(B^*.1)$, $(B^*.2)$, то с большой долей вероятности он получил бы те же результаты, которые следуют из теории Физического Вакуума [3,54].

В произвольно ускоренной системе отсчета все три фундаментальных поля -гравитационное, электромагнитное и инерции описываются уравнениями (A^*) , $(B^*.1)$, $(B^*.2)$, в которых уравнения $(B^*.1)$ — полностью геометризированные уравнения Эйнштейна с тензором энергии-импульса (В.6), образованным полем инерции T^i_{jk} . Плотность материи в уравнениях (A^*) , $(B^*.1)$, $(B^*.2)$ определяется согласно (В.8). Эта плотность в квазиинерциальной системе отсчета и для точечного заряда совпадает плотностью (8.19), определяемую спинорами Дирака (7.9). В спинорной системе отсчета (7.24) уравнения (A^*) , $(B^*.1)$, $(B^*.2)$ принимают вид расширенной системы спинорных уравнений Гейзенберга-Эйнштейна-Янга-Миллса (A_{s+}^+) , (A_{s+}^+) , $(B_{s+}^+.1)$, $(B_{s+}^+.2)$, при этом решения этих уравнений позволяет найти не только потенциалы Ньютона и Кулона, но и их обобщение типа (В.9).

Окончательно, уравнения Единой теории поля $(A^*), (B^*.1), (B^*.2)$ и $(A_{s^+}.1), (A_{s^+}.2), (B_{s^+}.1), (B_{s^+}.2)$ рассматриваются как уравнения механики вращательного движения. Эта механика представляет собой четвертое фундаментальное обобщение механики Ньютона [6], объединяющая теорию поля с классической механикой. Она описывает трансляционную относительность с трансляционной метрикой (4.9) и вращательную относительность с вращательной метрикой (5.4). Одновременно уравнения $(A^*), (B^*.1), (B^*.2)$ и $(A_{s^+}.1), (A_{s^+}.2), (B_{s^+}.1), (B_{s^+}.2)$ описывают гравитационные, электромагнитные поля и поле инерции, а так же их взаимодействия, при этом существующая квантовая теория, как было показано выше, следует из уравнений $(A_{s^+}.1), (A_{s^+}.2), (B_{s^+}.1), (B_{s^+}.2)$ и описывает простейшую динамику поля инерции T^i_{jk} в квазиинерциальной системе отсчета.

Следуя А. Эйнштейну, мы рассматриваем уравнения Единой теории поля $(A^*), (B^*.1), (B^*.2)$ и $(A_{s^+}.1), (A_{s^+}.2), (B_{s^+}.1), (B_{s^+}.2)$ как, «разумную общую релятивистскую теорию поля», обобщающую вакуумные уравнения Эйнштейна (10.2) и «дающая ключ к более совершенной квантовой теории» [50]. Уравнения $(A^*), (B^*.1), (B^*.2)$ и $(A_{s^+}.1), (A_{s^+}.2), (B_{s^+}.1), (B_{s^+}.2)$ не содержат первоначально никаких констант, также, как и вакуумные уравнения Эйнштейна (10.2). Именно этот факт дает право назвать эти уравнения уравнениями теории Физического Вакуума [3].

11. Экспериментальное подтверждение правильности решения первой проблемы Эйнштейна

Из уравнений движения общерелятивистской электродинамики (9.12) в приближении слабых полей (9.17), (9.18) следуют добавки к пространственной (к силе Лоренца) и временной частям следующего вида

$$\frac{du^\alpha}{ds_0} = \frac{e}{mc^2} \left\{ F^{k\alpha} u_k - \frac{1}{c} \frac{\partial A_0}{\partial t} \frac{dx^0}{ds_0} u^\alpha - c^2 \frac{1}{c} \frac{\partial a_{\alpha\beta}}{\partial t} u^\beta \right\}, \quad (11.1)$$

$$\frac{du^0}{ds_0} = \frac{e}{mc^2} \left\{ \frac{1}{c} \frac{\partial A_0}{\partial t} u^0 + \frac{\partial A_0}{\partial x_\beta} u^\beta \right\}. \quad (11.2)$$

где потенциалы и поля определяются как в (9.20). Интересный вклад дает добавка, определяемая как

$$S_E = \frac{1}{c} \frac{\partial A_0}{\partial t} = \frac{\partial A_0}{\partial x^0} = \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t}, \quad \varphi(t) = \frac{Q(t)}{r}. \quad (11.3)$$

Действительно, записывая уравнение непрерывности для плотности заряда $\rho \approx Q(t)\delta(r)$ в общерелятивистской электродинамике как

$$\nabla_i(\rho u^i) = \partial_i(\rho u^i) + \rho u^n \Gamma^n_{ni} = \rho \frac{e}{mc^2} u^0 E_{0,00}(t) \quad (11.4)$$

и учитывая, что $E_{0,00} = -c^2 \frac{1}{2c} \frac{\partial a_{00}}{\partial t}$, находим нарушение закона сохранения заряда $Q(t)$, создающего поле, в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{v} = -\rho \frac{e}{mc^2} u^0 S_E, \quad S_E = \frac{1}{rc} \frac{\partial Q(t)}{\partial t}. \quad (11.5)$$

Нарушение закона сохранения заряда (11.5) влечет за собой нарушение калибровки Лоренца

$$\frac{\partial A^i}{\partial x^i} = \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{A} \right) = S = S_E + S_H \neq 0. \quad (11.6)$$

Здесь мы ввели суммарное скалярное поле S и скалярное магнитное поле

$$S_H = \operatorname{div} \vec{A}. \quad (11.7)$$

В векторном виде уравнение движения (11.1) представляется в виде

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v}\vec{H}] + \frac{e}{c} S_E \vec{v}. \quad (11.8)$$

Умножая это уравнение скалярно на \vec{v} получим уравнение мощности

$$\frac{dE_{кин}}{dt} = e(\vec{E}\vec{v}) + \frac{e}{c} S_E v^2. \quad (11.9)$$

Экспериментально скалярное электромагнитное поле (11.5) было использовано в работах Николы Тесла [55,56], на которые теоретики предпочитают «закрывать глаза» по той причине, что в основу современной как классической, так и квантовой электродинамики заложен постулат инвариантности заряда (9.4), переступить через который никто из теоретиков не решился (кроме автора) вот уже более 100 лет. Такое отношение происходит потому, что поле (6.3) нарушает закон сохранения заряда (1.11), лежащий в основе уравнений электродинамики Максвелла-Лоренца (1.1) и (1.3). В экспериментах Тесла используется скалярное поле S_E системы зарядов $Q(t) = \sum e$, меняющееся во времени. Н. Тесла демонстрировал передачу электромагнитной энергии без проводов или по одному проводу [55,56], используя заряженную сферу с переменной плотностью заряда, которую на больших расстояниях от её центра можно рассматривать как заряд $Q(t) = \sum e$ (рис. 3)

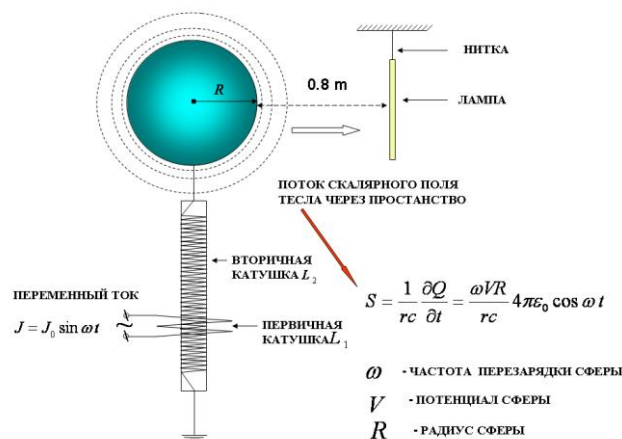


Рис.3.

На рис.3 изображена сфера, на которую подается переменное напряжение. Если заряд сферы меняется по закону $Q(t) = Q_0 \sin \omega t$, то скалярное поле сферы описывается формулой [57]

$$S_E = \frac{1}{rc} \frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{\omega V}{rc} 4\pi\epsilon_0 R \cos \omega. \quad (11.10)$$

Здесь ω – частота, V – потенциал, R – радиус сферы, r – расстояние до точки наблюдения. Формула (11.10) была проверена в лабораторных условиях и использована в некоторых воспроизведенных технологиях Н. Тесла [58].

Понятно, что уравнения движения (7.16) плотности вероятности $\rho = \Psi^*\Psi$, следующие из уравнения Дирака, не содержат скалярного поля (11.10) поскольку заряд источника электромагнитных полей в этих уравнения постоянны. Наиболее вероятная физическая интерпретация поля (11.10) представляется как *поле виртуальных зарядов*, порожденных потенциальной энергией вакуумных сил (7.17), имеющая квантовую природу, поскольку содержит постоянную Планка \hbar .

Современная теория элементарных частиц - Стандартная модель, начало развития которой необходимо отнести к 1913 г., когда Э. Резерфорд обнаружил отклонение от потенциала Кулона при экспериментальном изучении рассеяния α – частиц на ядрах золота [59]. Не имея возможность описывать наблюдаемые аномальные эксперименты Резерфорда уравнениями электродинамики Максвелла-Лоренца в полях \vec{E} и \vec{H} , нарушающих неравенство (9.1), теоретики стали «руками» вводить феноменологические короткодействующие добавки к фундаментальному потенциалу Кулона, содержащие, к тому же, подгоночные параметры [60]. Искусственно введенные многочисленные феноменологические потенциалы были названы «ядерными потенциалами», при этом такие потенциалы не объясняют и не описывают, а систематизируют наблюдаемые эксперименты и, поэтому, в результате развития фундаментальной физики, должны быть заменены фундаментальными потенциалами.

Возможность описания ядерных взаимодействий фундаментальным образом сложилась в результате решения первой проблемы Эйнштейна. Действительно, решения вакуумных уравнений $R_{ik} = 0$, следующих из уравнений сильных электромагнитных полей (6.20), позволяют получить суперпотенциал вида (В.9), содержащий короткодействующие добавки к потенциалам Ньютона и Кулона. Е.А. Губаревым и А.Н. Сидоровым и Г.И. Шиповым было предложено короткодействующие добавки к потенциалу Кулона для фундаментального объяснения ядерных сил. Опуская подробности, приведем потенциальную энергию решения с короткодействующей ядерной энергией [61-64]

$$U_{eN} = -\frac{mc^2 r r_e + 2r^2_N}{2(r^2 + r^2_N)}, \quad r_e = \pm \frac{2Zze^2}{mc^2} = const, \quad r_N = const, \quad (11.11)$$

где знак + означает притяжение между зарядом e , $z = 1,2,3 \dots$ с массой m и центральным зарядом Ze , $Z = 0,1,2,3 \dots$, а знак – отталкивание, r_N - новая короткодействующая константа интегрирования. Из (11.11) видно, что эти потенциальные энергии на ядерных рас

стояниях зарядовнезависимы, и именно это свойство наблюдается в ядерных взаимодействиях. На рис.4 показан один из графиков сравнений теории и эксперимента. Теоретическая кривая представляет собой дифференциальное сечение упругого рассеяния заряжен

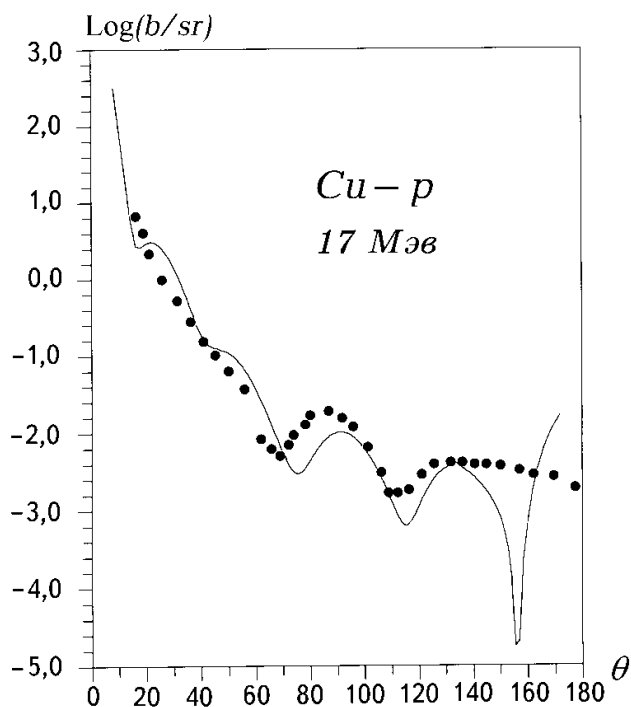


Рис.4.

ной частицы – протона с энергией покоя 938,5 Мэв и кинетической энергией 17 Мэв на ядрах меди. Экспериментальные точки - дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов энергии 17 Мэв на ядрах меди. Хорошее совпадение теории и эксперимента говорит о том, что ядерные и электро-ядерные взаимодействия (возможно, что слабые взаимодействия и электромагнитные формфакторы элементарных частиц и ядер) являются следствием проявления сильных электромагнитных полей, следующих из решений вакуумных уравнений электродинамики сильных полей (6.20). В этом случае объединение, например, электромагнитных и ядерных взаимодействий происходит естественным путем без привлечения дополнительных короткодействующих добавок к потенциалу Кулона при систематизации ядерных исследований.

12. Экспериментальное подтверждение правильности решения второй проблемы Эйнштейна

Решение второй проблемы Эйнштейна знаменуется открытием фундаментального поля инерции [4], описываемым уравнениями (A^*) , $(B^*.1)$, $(B^*.2)$ и $(A_{s+}^+.1)$, $(A_{s+}^+.2)$, $(B_{s+}^+.1)$, $(B_{s+}^+.2)$. Это поле вызывает появление сил инерции в ускоренных системах отсчета в соответствии с уравнением (В.2) и неосознанно наблюдается человечеством задолго до создания современной науки. До решения второй проблемы Эйнштейна ученые использовали уравнения поля (6.18) и (6.20) для описания общерелятивистских гравитационных и электромагнитных полей. После появления уравнений (A^*) , $(B^*.1)$, $(B^*.2)$ и $(A_{s+}^+.1)$, $(A_{s+}^+.2)$,

⁺
(B_{s+} . 1), источники всех фундаментальных физических полей (массы, заряды, спины и т.д.) имеют интегральную полевую природу и описываются через интеграл (6.23), в котором плотность материи ρ определяется согласно (B.8).

- **Зависимость массы от угловой скорости**

Из (6.23) следует, что масса m любого объекта в теории Физического Вакуума зависит от поля инерции T^i_{jk} в соответствии с формулой

$$m = \frac{2}{vc^2} \int (-g)^{1/2} \{g^{jm} (\nabla_{[i} T^i_{j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{j|m]})\} dV. \quad (12.1)$$

Учитывая формулу определения угловой скорости (B.4), мы приходим к выводу, что масса (12.1) зависит от производной угловой скорости (B.4) и от её квадрата. В существующей физике нам известна формула полной кинетической энергии вращающегося твердого тела в виде

$$E = \frac{mv^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2} \quad (12.2)$$

где J – момент инерции. Из этой формулы видно, что, при использовании формулы $E = mc^2$, в системе, где центр масс вращающегося тела покоится ($v^2 = 0$), масса m в формуле (12.2) будет зависеть от квадрата угловой частоты вращения ω

$$m(\omega) = \frac{J\omega^2}{2c^2}. \quad (12.3)$$

Подобная зависимость известна в квантовой теории, где энергия кванта записывается как $E = \hbar\omega$, откуда для массы кванта следует

$$m(\omega) = \frac{\hbar\omega}{c^2}. \quad (12.4)$$

Поскольку \hbar имеет размерность углового момента и содержит угловую скорость, то в (12.3) мы опять имеем квадратичную зависимость массы от угловой скорости. Поэтому формула (12.1) обобщает известную формулу Эйнштейна $E = mc^2$, в которой масса покоя константа, до формулы

$$E = m(\omega)c^2 \quad (12.5)$$

Простая формула (12.2) показывает, что механическую энергию тела можно менять внешним образом, меняя скорость v воздействием внешней силы F на тело, и внутренним образом, меняя угловую частоту вращения ω элементов, составляющих тело, используя запасаемую в теле энергию не механического типа, например, электрическую.

В формуле (12.2) внешняя поступательная энергия $mv^2/2$ и внутренняя вращательная энергия $J\omega^2/2$ складываются аддитивно, хотя уже в механике твердого тела, в общем случае, эти энергии взаимозависимы. В качестве примера зависимости поступательной и вращательной энергий, рассмотрим маятник Максвелла, представляющий собой подвешенный на нитях гироскоп (рис.5), на который действует внешняя гравитационная сила Земли. Вес гироскопа вместе с рамкой, на которой он подвешен на нерастяжимых нитях, $P = Mg = (p_a + p_b) = 1929,8$ гр, где p_a - вес рамки и $p_b = \sum_i m_i$ - вес гироскопа. Гироскоп с рамкой поставлен на весы, нить накручивается на ось гироскопа, после чего гироскоп

освобождается и, под действием силы тяжести, начинает двигаться вниз. Движение точки m гироскопа описывают два уравнения: поступательное уравнение

$$ma = mg - T \quad (12.6)$$

и вращательное уравнение движения

$$J\varepsilon = mR^2\varepsilon = rT, \quad (12.7)$$

где T – натяжение нити, $J = mr^2$ – момент инерции, создаваемый массой m , $\varepsilon = \dot{\omega}$ – угловое ускорения, r – расстояние от оси вращения до массы m . Из (2.17) следует $T = m\varepsilon r = const$. Подставляя это соотношение в (12.6), получим поучим ускорение a в виде

$$a = g - \varepsilon r, \quad (12.8)$$

а вес массы m окажется равным

$$p_1 = ma = m(g - \varepsilon r) = p \left(1 - \frac{\dot{\omega} r}{g}\right), \quad \dot{\omega} = \partial\omega/\partial t \quad (12.9)$$

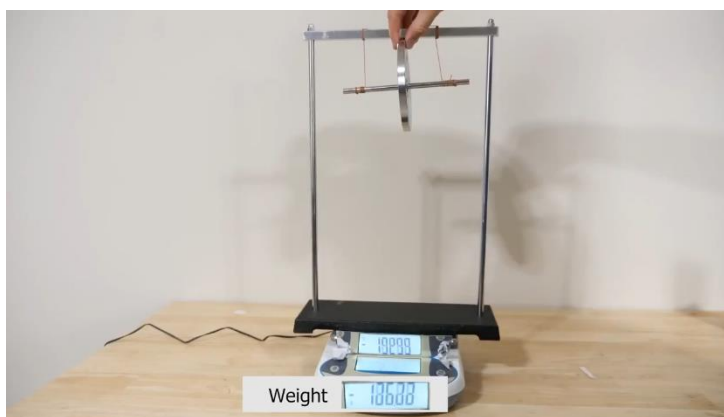


Рис.5

Если гироскоп не вращается, то из (12.9) имеем $p = mg$, В соотношении (12.9) g не меняется, поэтому полная масса гироскопа зависит от вращательного ускорения $\dot{\omega}$ как

$$m_{b1} = m_b \left(1 - \frac{\dot{\omega} r}{g}\right) < m_b. \quad (12.10)$$

Для конкретного маятника Максвелла, представленного на рис. 5, при весе $p_b = 60$ гр гироскоп теряет 6.6 гр. Зависимость массы от угловой скорости (12.10) представляет собой частный случай общей формулы (12.1).

Итак, пусть потенциальная энергия гироскопа в верхней точке h маятника Максвелла равна $E = m_b g h$, при этом начальные условия таковы, что $a_0 = \omega_0 = 0$. Когда мы отпускаем, то возникает процесс устойчивого движения гироскопа вниз с выполнением закона сохранения

$$E = m_b g h = \frac{m_b v(t)^2}{2} + \frac{J_b \omega(t)^2}{2} = const, \quad (12.11)$$

фкторой показывает, что гравитационная потенциальная энергия переходит во внешнюю поступательную энергию $m_b v(t)^2/2$ и внутреннюю вращательную энергию $J_b \omega(t)^2/2$ при этом выполняется неголономная связь между поступательным и вращательным движениями (12.8). В нижней точке $h = 0$ происходит быстрое изменение направление

поступательного и вращательного движений, после чего гироскоп начинает двигаться вверх с выполнением закона сохранения (12.11) в идеальном случае. На рис.6 представлен экспериментальный график зависимости углового ускорения $\varepsilon = \dot{\omega}$ от времени t , из которого видно, что поведение маятника Максвелла в момент смены направления движения в середине графика не описывается уравнениями (12.6) и (12.7) и требует учета высших производных в его уравнениях движения.

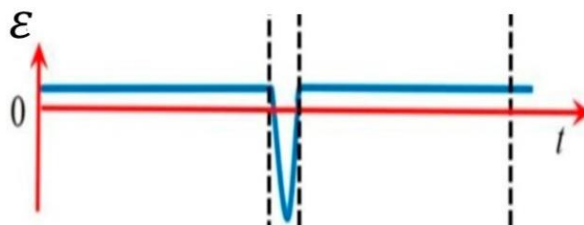


Рис.6

- **Изменение ориентации тела под действием внутренних сил инерции**

В классической механике хорошо известен закон сохранения углового момента L_α , свободно вращающегося тела

$$\frac{d}{dt}L_\alpha = \frac{d}{dt}(J_{\alpha\beta}\omega^\beta) = J_{\alpha\beta}\frac{d}{dt}\omega^\beta + \omega^\beta\frac{d}{dt}J_{\alpha\beta} = 0, \quad (12.12)$$

где $J_{\alpha\beta}$ тензор инерции, ω_α - угловая скорость вращения тела. Тензор инерции

$$J_{\alpha\beta} = \int \rho(r^2\delta_{\alpha\beta} - r_\alpha r_\beta)dV \quad (12.13)$$

зависит от массы и от распределения масс относительно оси вращения, *поэтому из (13.12) следует, что можно менять угловую частоту вращения свободного от внешних сил тела, управляя перемещением масс внутри тела или меняя его массу.*

Поворот оси вращения гироскопа порождает вращение скамьи Жуковского

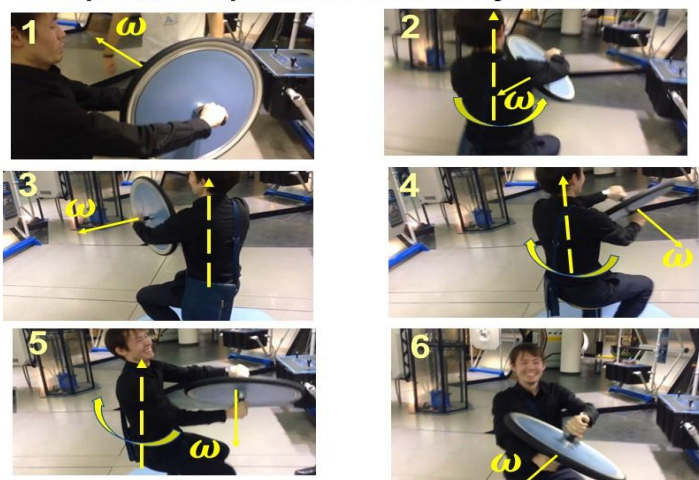


Рис.7

На рис. 7 изображен экспериментатор, сидящий на скамье Жуковского. Он держит в руках гироскоп, вращающийся с частотой $\vec{\omega}$ (рис. 7.1), при этом вектор $\vec{\omega}$ направлен параллельно полу. Затем экспериментатор поворачивает ось вращения гироскопа влево вниз (рис. 7.2), что вызывает вращение его тела влево до тех пор, пока он не вернет ось гироскопа в горизонтальное положение (рис. 7.3). Поворачивая ось вращения вправо вниз, экспериментатор начинает вращаться вправо (рис. 7.4-6) до тех пор, пока он не выставит ось вращения гироскопу горизонтально полу. Все это происходит в соответствии с законом сохранения (12.12) и является следствием действия гироскопических сил, описываемых уравнение (В.2).

- **Изменение скорости движения тела под действием внутренних сил инерции**

В релятивистском обобщении уравнения (12.12) для временной его части существует закон сохранения трансляционного импульса $p_\alpha = m(t)v_\alpha(t)$ в виде

$$\frac{d}{dt} p_\alpha = \frac{d}{dt} (m(t)v_\alpha(t)) = m(t) \frac{d}{dt} v_\alpha(t) + v_\alpha(t) \frac{d}{dt} m(t) = 0, \quad (12.14)$$

где $-v_\alpha(t)dm(t)/dt$ – сила инерции, действующая на свободное от внешних сил тело, порожденную вращением составляющих его масс. Примером такой механической системы служит инерциод Толчина [65].

На рис. 8 представлена схема инерциода Толчина, которая построена на базе

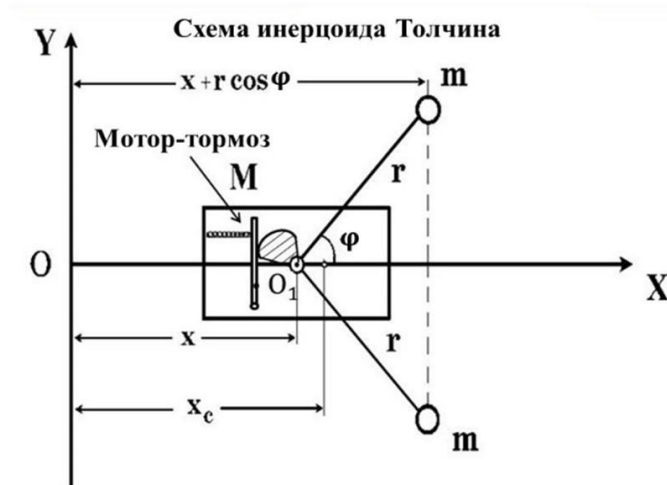


Рис.8

асимметричного вибратора, который можно назвать *вибратором Толчина*. Если убрать на схеме рис. 8 мотор-тормоз, то мы получим симметричный вибратор, описываемый уравнениями движения: 1) поступательным уравнением движения [66]

$$(M + 2m)\ddot{x}_c = (M + 2m)\ddot{x} - 2rm(\dot{\omega}\sin\varphi + \omega^2\cos\varphi) = 0; \quad (12.15)$$

и 2) вращательные уравнения движения

$$\dot{\omega} - \frac{2m\omega^2}{(M + 2m)} \frac{\sin\varphi\cos\varphi}{1 - k^2\sin^2\varphi} = 0, \quad (12.16)$$

где $k^2 = 2m/(M + 2m)$. Из уравнения (12.15) видно, что центр масс симметричного вибратора покоится или движется прямолинейно и равномерно вдоль оси x . Действительно на центр масс действуют три силы инерции – поступательная сила инерции $(M + 2m)\ddot{x}$, проекция на ось x силы инерции, вызванной вращательным ускорением $\dot{\omega}$ (см. формулу (12.16) $-2rm(\dot{\omega}\sin\varphi)$ и проекция на ось x центробежной силы $-2rm(\omega^2\cos\varphi)$, при этом все три силы компенсируют друг друга. Это вывод следует из решения уравнения (12.15). Интегрируя уравнение (12.15), находим скорость центральной массы M в виде

$$v = v_c + B\omega\sin\varphi(t), \quad v_c = v_0 = const, \quad B = rk^2, \quad (12.17)$$

где v_0 – начальная скорость. Интегрируя повторно, находим координату центральной массы M

$$x = x_0 + v_c t - B \cos \varphi(t), \quad (12.18)$$

где x_0 – начальная координата. Интегрирование нелинейного уравнения (12.16)

$$\omega = \frac{\omega_0 \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi_0}}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}}, \quad (12.19)$$

где φ_0 и ω_0 – начальный угол и начальная частота соответственно. Интегрируя (12.19) повторно, получим

$$(\varphi(t), k) = \omega_0 t \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi(t)} + E(\varphi_0, k), \quad (12.20)$$

где

$$E(\varphi(t), k) = \int_0^\varphi \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi} d\varphi$$

- эллиптический интеграл второго рода.

Равновесие сил инерции в уравнении (12.15) можно нарушить, если поставить на симметричный вибратор дополнительное устройство, создающее момент L на оси вращения грузов m . В этом случае, вместо уравнения (12.16) имеем

$$\dot{\omega} - k^2 \omega^2 \frac{\sin\varphi\cos\varphi}{1 - k^2 \sin^2\varphi} = \frac{L}{2mr^2}. \quad (12.21)$$

Именно это было сделано в работе В.Н. Толчина [65]. Он поставил на вибратор мотор-тормоз (рис.8), роль которого заключается в том, чтобы создавать момент L на оси вращения O_1 . Однако, теоретическое исследование системы уравнений (12.15), (12.21) показало, что *центр масс не получает никакого дополнительного ускорения!*? Это объясняется тем, что система уравнений (12.15), (12.21) записана в терминах голономной механики, которая не учитывает неголономную связь между голономной трансляционной координатой x и неголономной вращательной координатой ω . Как показал ученик Э. Картана математик Я. Схюттен уравнения Лагранжа в неголономных координатах обобщаются, принимая вид [5]

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\alpha} \right) - \frac{\partial L}{\partial x^\alpha} = -2\dot{x}^\gamma \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\beta} \Omega^\beta_{\gamma\alpha}, \quad \dot{x}^\alpha = \frac{dx^\alpha}{dt}, \quad (12.22)$$

при этом, как было показано в разделе 3, геометрия Евклида заменяется геометрией $A_3(3)$ с кручением $\Omega^\beta_{\gamma\alpha}$. В этом случае, вместо системы уравнений (12.15), (12.21), мы получим уравнения [66-68]

$$\frac{dv_c}{dt} = a_L, \quad a_L = \frac{\frac{2BL \sin \varphi}{mr^2} + k^2 \Phi(r\omega - v \sin \varphi)}{1 - k^2 \sin^2 \varphi}, \quad (12.23).$$

$$\frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin \varphi \cos \varphi}{1 - k^2 \sin^2 \varphi} \omega^2 = \frac{L_N}{2mr^2}, \quad L_N = \frac{L}{2mr^2} + \frac{\Phi(B\omega \sin \varphi - v)}{r}, \quad (12.24)$$

где функция Φ размерности угловой частоты характеризует поле инерции, определяющее движение данной неголономной системы. Именно поле Φ обеспечивает связь между поступательным уравнением центра масс (12.23) и вращательным уравнением (12.24).

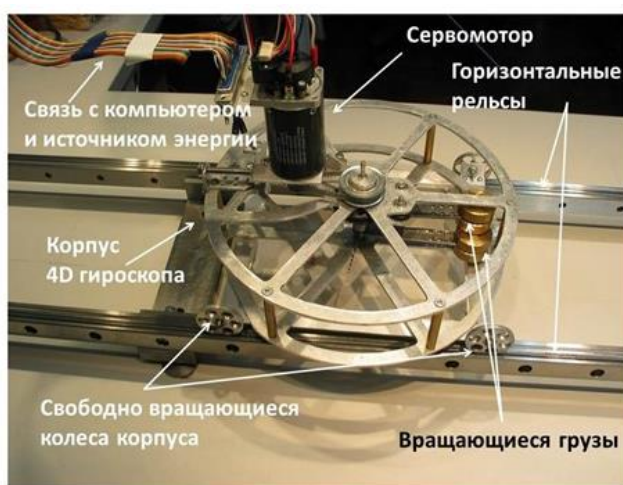


Рис.9

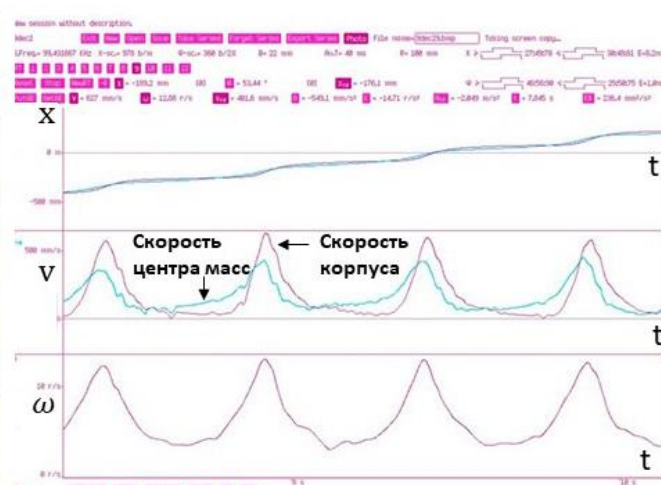


Рис.10

. В 2000 году в Таиланде (Бангкок) группой российских ученых были проведены исследования 4D гироскопа, у которого мотор-тормоз был заменен сервомотором (рис.9) и который управлялся специально разработанной компьютерной программой. Программа тормозила и ускоряла вращение грузов в определенных угловых секторах, при этом асимметричный вибратор Толчина двигался только вперед (см. рис. 10).

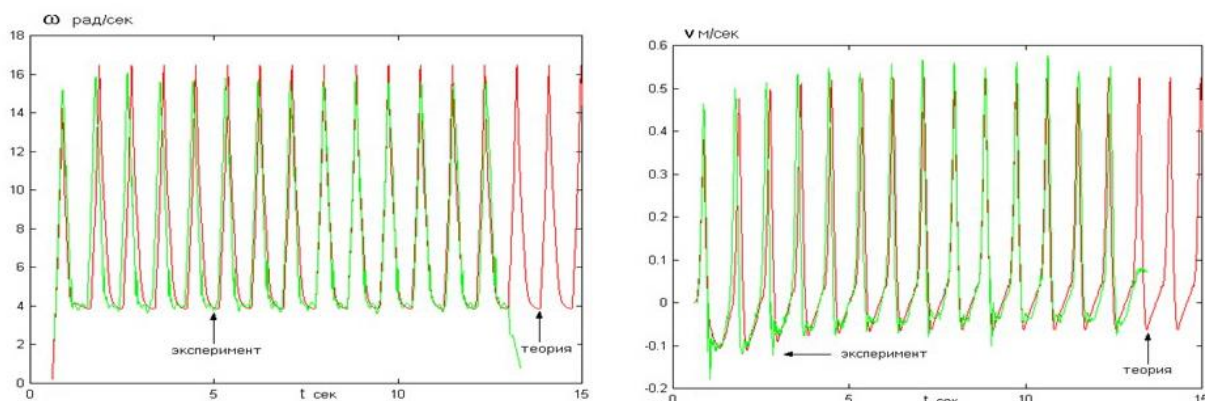


Рис.11

На рис. 11 представлено сравнение теоретических графиков (красная кривая), полученных с использованием уравнений (12.23), (12.24), с экспериментальными кривыми (зеленая кривая). Нам не удалось решить уравнения (12.23), (12.24) аналитически, поэтому были проведены численные расчеты с помощью программы «Mtalab», которые сравнивались с

экспериментальными кривыми (рис. 11). Хорошее совпадение теоретических и экспериментальных кривых говорит о том, что уравнения неголономной механики (12.23), (12.24) подтверждены экспериментально.

В результате анализа движения под действием управляемых программным обеспечением сил инерции мы приходим к выводу, что нами научно обоснована технология создания транспортного средства (например, автомобиля), которое:

- 1) не имеет привода на колеса и может двигаться по поверхности с нулевым коэффициентом трения;
- 2) не имеет традиционной трансмиссии для изменения скорости движения;
- 3) не имеет традиционного тормозного устройства для остановки движения;
- 4) может менять направление движения без участия внешних сил (например, сил трения);
- 5) может менять траекторию «бифуркационным» образом (например, под углом 90^0 в сторону или вверх от прямолинейной траектории);
- 6) может двигаться в космическом пространстве без использования реактивного двигателя.

• ***Открытие поля инерции и детерминированная квантовая теория***

«Хочешь что-то спрятать — положи на видное место. Иногда на видном месте долго незримой покоится истина» [69]. Эта нравоучение очень точно отображает ситуацию, сложившуюся в фундаментальной физике при поиске объединения классической и квантовой физики, когда ученые «просмотрели» третье фундаментальное физическое поле — поле инерции, с проявлениями которого чрез силы инерции все человечество постоянно сталкивалось, не осознавая этого вплоть до 1979 года [4]. Начиная с 1977 года и до публикации [4] шел поиск аномальных экспериментов, которые однозначно объяснялись проявлениями поля инерции как нового объекта для фундаментальных физических исследований. И, в первую очередь, таким экспериментом в механике оказался инерциод Толчина [65], а в электродинамике существование устойчивых дискретных спектров излучения атомных систем. Нильсу Бору пришлось ввести в электродинамику специальный принцип существования «стационарных траекторий», на которых электрон в атоме движется ускоренно, но без излучения. Как было показано выше в разделе 4, в гравитодинамике ускоренных свистнем отсчета поле инерции порождает центробежную силу инерции, которая в центральном гравитационном поле локально компенсирует гравитационную силу, образуя траекторию либрации (см. формулу (4.17)). В общерелятивистской электродинамике уравнение либрации (4.17) записывается как

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] = 0, \quad (12.25)$$

где \vec{E} — электрическое поле в ускоренной локально инерциальной системе отсчета. Уравнение (12.25) является следствием вращательной относительности и изменением геометрии пространства событий при вращении материи, что позволяет отказаться от принципа Бора о существовании стационарных орбит в атомных системах. Этот факт явился первым указанием на вращательную природу квантовой механики и на связь поля инерции с квантовой механикой.

Окончательное доказательство связи квантовой теории с полем инерции было получено, когда решение уравнений $(A^*), (B^*.1), (B^*.2)$ и $(A_{s+}^+.1), (A_{s+}^+.2), (B_{s+}^+.1)$, для

квазиточечной чисто полевой частицы в квазиинерциальной системе отсчета привело к дуализму волна-частица (6.28), которое для заряженной частицы имеет вид

$$\rho_e = e\delta(\vec{r}) \approx e\Psi_{We}^* \Psi_{We}, \quad (12.26)$$

где

$$\Psi_{We} = (4\pi r_e)^{-1} \phi(x^m) \exp\{-i(p_n x^n)\}. \quad (12.27)$$

- волна де Бройля, r_e – электромагнитный радиус (см. формулу (6.15)). На рис.12 представлена модель атома с использованием соотношений (12.25) - (12.27). По стационарным орбитам либрации, для которых выполняется соотношение (12.25), движется массивный и заряженный «клубок» поля инерции с плотностью заряда (12.26), образованной нормиро-

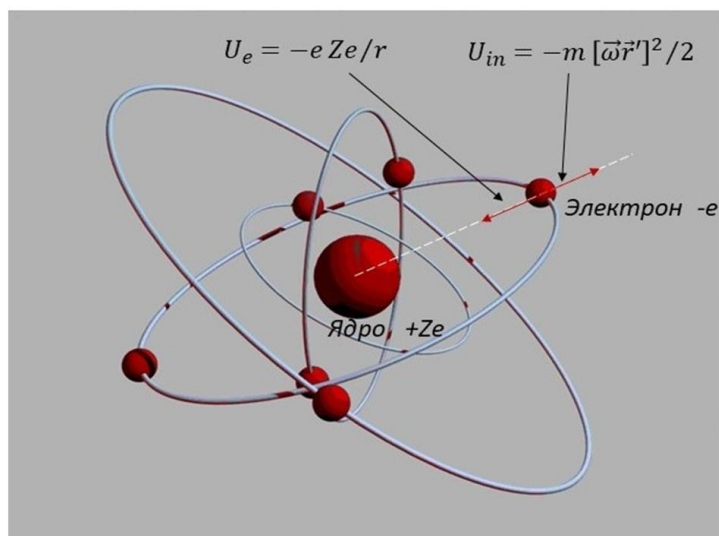


Рис.12

ванным на единицу полем инерции Ψ_{We} интерпретируемым как волна де Бройля. Излучение атома происходит в момент перехода сгустка поля инерции с одной траектории либрации на другую, когда условие стационарности орбиты (12.25) нарушается. В общем случае сильных полей соотношение (12.16), которое используют для определения средних физических характеристик квантового объекта, ограничено или просто неверно. В сильных полях вместо плотности (12.16) используется соотношение (B.8), наведенное для конкретного случая из решения уравнений (A^*) , $(B^*.1)$, $(B^*.2)$ и $(A_{s+}^+.1)$, $(A_{s+}^+.2)$, $(B_{s+}^+.1)$, $(B_{s+}^+.2)$.

13. Управление кручением и кривизной пространства в неголономной механике Декарта

Напомним, что за уравнения неголономной механики Декарта мы принимаем

(A^*) , $(B^*.1)$, $(B^*.2)$ и $(A_{s+}^+.1)$, $(A_{s+}^+.2)$, $(B_{s+}^+.1)$, $(B_{s+}^+.2)$ [6]. В этой механике все движение сводится к вращению, поэтому она и названа механикой Декарта в честь французского философа, математика и физика Рене Декарта. Удивительным свойством механики Декарта оказывается движение механической системы, свободной от действия внешних сил.

Такое движение, как мы показали в разделе 12, происходит под действием не скомпенсированных сил инерции, искусственно созданных внутри механической системы. В разделе 5 был представлены уравнения движения 4D ориентируемой материальной точки (5.1) неголономной механики Декарта, а в разделе 4 было доказано, что пространственная часть

уравнений (5.1) – уравнение (4.5) в нерелятивистском пределе содержит только две и четырех сил инерции, а именно силы $m\vec{a}_{O'}$ – и $-2m[\vec{\omega}\vec{v}']$, действующие на центр масс (на начало O' ускоренной системы отсчета). Это и понятно, поскольку центробежная сила $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$ и сила, вызванная ускоренным вращением $m\left[\frac{d\vec{\omega}}{dt}\vec{r}'\right]$, содержат вектор \vec{r}' , представляющий собой вектор девиации, который не входит в уравнение (4.5).

Записывая вектор \vec{r}' в четырехмерном виде в локальных индексах, имеем

$$\xi^a(s) \equiv \tilde{x}^a(s) - x^a(s),, \quad a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3, \quad (13.1)$$

где координаты $\tilde{x}^a(s)$ и $x^a(s)$ двух близких геодезических

$$\frac{d^2\tilde{x}^a}{ds^2} + \tilde{T}^a{}_{bc} \frac{d\tilde{x}^b}{ds} \frac{d\tilde{x}^c}{ds} = 0, \quad \frac{d^2x^a}{ds^2} + T^a{}_{bc} \frac{dx^b}{ds} \frac{dx^c}{ds} = 0, \quad (13.2)$$

описывающих свободную механическую систему под действием только сил инерции. Представим (13.1) как $\tilde{x}^a(s) = x^a(s) + \xi^a(s)$ и будем рассматривать $\xi^a(s)$ как малый параметр разложения вблизи точки $x^a(s)$ в ряд Тейлора. Учитывая первый порядок разложения, найдем связь между $\tilde{T}^a{}_{bc}$ и $T^a{}_{bc}$ в виде

$$\tilde{T}^a{}_{bc} = T^a{}_{bc} + (\partial_f T^a{}_{bc})\xi^f \quad (13.3)$$

Для упрощения записи, будем обозначать полную производную по параметру s точкой

$$\ddot{x}^a + T^a{}_{bc}\dot{x}^b\dot{x}^c = 0.$$

Подставляя соотношение (13.3) в (13.2) и оставляя члены первого порядка малости, находим

$$\ddot{\xi}^a + T^a{}_{bc} + (\partial_f T^a{}_{bc})\dot{x}^b\dot{x}^c\xi^f + T^a{}_{bc}\dot{x}^b\xi^c + T^a{}_{bc}\dot{x}^c\xi^b = 0 \quad (13.4)$$

Это соотношение можно переписать как

$$\frac{d}{ds}(\dot{\xi}^a + T^a{}_{bc}\dot{x}^b\xi^c) - (\partial_d T^a{}_{bc})\xi^b\dot{x}^c\dot{x}^d - T^a{}_{bc}\xi^b\dot{x}^c + (\partial_d T^a{}_{bc})\dot{x}^b\dot{x}^c\xi^d + T^a{}_{bc}\dot{x}^b\xi^c = 0.$$

Переобозначая индексы в этом соотношении, находим

$$\frac{d^2\xi^a}{ds^2} + (\partial_c T^a{}_{bd} - \partial_d T^a{}_{bc} + T^f{}_{bd}T^a{}_{fc} - T^f{}_{bc}T^a{}_{fd})\dot{x}^b\xi^c\dot{x}^d = 0. \quad (13.5)$$

Из определения тензор кривизны $S^a{}_{bcd}$ пространства $A_4(6)$

$$S^a{}_{bcd} = R^a{}_{bcd} + 2\partial_{[c}T^a{}_{|b|d]} + 2T^a{}_{f[c}T^f{}_{|b|d]} = 0, \quad (13.6)$$

находим

$$R^a{}_{bcd} = -2\partial_{[c}T^a{}_{|b|d]} - 2T^a{}_{f[c}T^f{}_{|b|d]}. \quad (13.6)$$

Используя (13.6), получим из (13.5)

$$\frac{d^2\xi^a}{ds^2} - R^a{}_{bcd}\dot{x}^b\xi^c\dot{x}^d = 0. \quad (13.7)$$

Добавляя сюда уравнение движения начала ускоренной системы отсчета (4.5) в отсутствии внешних сил ($m\Gamma^i{}_{jk}u^ju^k = 0$), имеем

$$m\frac{d^2x^a}{ds^2} + m\Omega^a{}_b\frac{dx^b}{ds} - mR^a{}_{bcd}\frac{dx^b}{ds}\xi^c\frac{dx^d}{ds} = 0. \quad (13.8)$$

Это уравнение необходимо рассматривать как *релятивистское обобщение уравнения (B.2)* при отсутствии внешних сил ($-\partial U/\partial\vec{r} = 0$). В квазиинерциальной системе отсчета уравнение (13.8) принимает вид уравнения (B.5).

Примером механической системы, для описания движения которой следует использовать уравнение (13.8) является не симметричный вибратор Толчина (инерциод Толчина), исследованный в разделе 12, при этом симметричный вибратор описывается уравнением (13.8), записанным в виде

$$m\frac{d^2x^a}{ds^2} = m\Omega^a{}_b\frac{dx^b}{ds} - mR^a{}_{bcd}\frac{dx^b}{ds}\xi^c\frac{dx^d}{ds} = 0, \quad (13.9)$$

когда силы инерции внутри механической системы уравновешивают друг друга (см. уравнение (12.15)). Нарушить симметрию в уравнении (13.9), как показано в разделе 12, если менять силу инерции $-2rm(\dot{\omega}\sin\varphi)$, следующую в нерелятивистском приближении из силы $-mR^a{}_{bcd}\dot{x}^b\xi^c\dot{x}^d$, порожденной локальной кривизной $R^a{}_{bcd}$ пространства. Фактически, мы здесь видим прямое указание на возможность управлять геометрией пространства, путем изменения его локальной кривизны $R^a{}_{bcd}$, кручения $\Omega^a{}_{bc}$ и метрики g_{ab} , при этом параметр $\dot{\omega}$ является наиболее перспективным для создания двигателя, управляющего локальной геометрией.

В 1994 году аналогичную идею предложил Мигель Алькубьерре [70], опираясь на уравнение Райчаудури [71]

$$R_{ab}u^au^b = \omega_{ab}\omega^{ab} - \sigma_{ab}\sigma^{ab} + \frac{1}{3}\theta^2 - \frac{d\theta}{ds}, \quad a, b, c, \dots = 0, 1, 2, 3 \quad (13.10)$$

из которого следует, что *можно управлять кривизной R_{ab} пространства*, если мы сможем менять параметры вращения ω_{ab} , сдвига σ_{ab} и расширения θ . Действительно, уравнения (A*), (B*. 1), (B*. 2) можно представить в виде [3]

$$\nabla_{[k}e^a{}_{m]} - e^c{}_{[k}T^a{}_{|c|m]} = 0, \quad (A)$$

$$R^a{}_{bkm} + 2\nabla_{[k}T^a{}_{|b|m]} + 2T^a{}_{c[k}T^c{}_{|b|m]} = 0. \quad (B)$$

Используя формализм 1 + 3 расщепления [72-74] запишем уравнения (A),(B) как

$$\nabla_{[b}u_a] + T^c{}_{[ab]}u_c = \nabla_{[b}u_a] - A_{[a}u_{b]} + \omega_{[ab]} = 0, \quad (A^{1+3})$$

$$R^d{}_{abc} - 2A_a(\omega_{bc} - A_{[b}u_{c]})u^d - 2\nabla_{[c}A_{|a|}u_{b]}u^d + 2\nabla_{[c}\omega_{|a|b]}u^d + 2\nabla_{[c}\sigma_{|a|b]}u^d + \frac{2}{3}\theta_{, [c}h_{b]a}u^d - \frac{2\theta}{3}(u_a\omega_{bc} - u_aA_{[b}u_{c]} + \omega_{a[c}u_{b]} + \sigma_{a[c}u_{b]} + \frac{\theta}{3}h_{a[c}u_{b]})u^d = 0, \quad (B^{1+3})$$

$$a, b, c, \dots = 0, 1, 2, 3.$$

В этих уравнениях поле инерции T^c_{ab} выражается через локальный единичный временноподобный вектор $u_b = dx_b/d\tau$, $u_b u^b = -1$, $d\tau^2 = h_{ab} dx^a dx^b$, где h_{ab} - метрический тензор трехмерной поверхности, ортогональной вектору u_b , следующим образом

$$T^c_{ab} = e^c_i \nabla_a e^i_b = e^c_0 \nabla_a e^0_b = u^c \nabla_a u_b = -A_a u_b u^c + \omega_{ab} u^c + \sigma_{ab} u^c + \frac{1}{3} \theta h_{ab} u^c. \quad (13.11)$$

В уравнениях (A^{1+3}) , (B^{1+3}) и (13.11) используются четыре параметра: ускорение A_a (в уравнении (В.2) $\vec{A} = \vec{a}'_0$) вращение ω_{ab} (в уравнении (В.2) это угловая скорость $\vec{\omega}$), сдвиг σ_{ab} и расширение θ описывают различные виды ускоренного движения системы отсчета e^c_i . Из уравнений (B^{1+3}) следует известное в ОТО уравнение Райчаудури (13.10), из которого видно, что *можно управлять кривизной* R_{ab} пространства, если мы сможем менять независимые параметры ω_{ab} , σ_{ab} и θ , т.е. *менять локальные, искусственно созданные поля инерции* (13.11). Используя уравнение (13.10), М. Алькубьерре предложил *космическое транспортное средство*, которое движется в космосе, используя двигатель, управляющий расширением пространства θ . Однако наши экспериментальные и теоретические работы показали, что использование параметра вращения ω_{ab} *более перспективно*, поскольку между параметром ускорения A_a и параметром вращения ω_{ab} существует связь [72]

$$\nabla_a \omega^a - A_a \omega^a = 0, \quad \omega^a = \varepsilon^{abc} \omega_{bc} / 2, a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3, \quad (13.12)$$

которая следует из тождества Риччи $2\nabla_{[a} \nabla_{b]} u^a = R_{ab}{}^c{}_d u^d$. Соотношение (13.12) представляет собой новый закон сохранения механики, неизвестный до сих пор. Незнание этого закона приводит к неприятию многих изобретений, в которых закон (13.12) наблюдается экспериментально. Так, например, из закона сохранения (13.12) следует, что *неравномерное вращение* ω^a элементов двигателя внутри корпуса космического корабля должно порождать ускорение A_a его центра масс.

Этот вывод отменяет ту часть Положения 1.6 *о научных открытиях, научных идеях, научных гипотезах, где речь идет о «невозможности движения за счет внутренних сил»*. В данном случае движение центра масс механической системы происходит под действием внутренних сил инерции, которые, как известно, не удовлетворяют третьему закону механики Ньютона [2]. Именно это свойство сил инерции выводит их за рамки теоремы механики Ньютона, утверждающей невозможность движения изолированной системы под действием внутренних сил, которые по условиям теоремы должны удовлетворять третьему закону Ньютона.

Плотность материи (В.8) и масса (12.1) через параметры ускорение A_a , вращение ω_{ab} , сдвиг σ_{ab} и расширение θ выражаются следующим образом

$$\rho = \frac{1}{vc^2} \left(\nabla_a A^a + 2\omega^2 - 2\sigma^2 - \frac{d\theta}{d\tau} - \frac{1}{3} \theta^2 \right), \quad (13.13)$$

$$m = \int \rho \sqrt{-g} dV = \frac{1}{vc^2} \int \left\{ \nabla_a A^a + 2\omega^2 - 2\sigma^2 - \frac{d\theta}{d\tau} - \frac{1}{3} \theta^2 \right\} \sqrt{-g} dV, \quad (13.14)$$

где $\omega^2 = \omega_{ab} \omega^{ab}$, $\sigma^2 = \sigma_{ab} \sigma^{ab}$. Из (13.14) следует, что, меняя локально в механической системе параметры ω_{ab} , σ_{ab} и θ , мы меняем массу, при этом выполняется закон сохранения (13.12), поэтому мы приходим к выводу, что в данное время для практических целей удобнее всего использовать параметр вращения ω_{ab} , а не σ_{ab} и θ .

Заключение

Прошло 47 лет с тех пор, как было открыто третье фундаментальное физическое поле [4], значимость которого для физики ничуть не меньше, а, с моей точки зрения, значительно

больше, чем открытие гравитационного и электромагнитного полей. Количество монографий (всего 8), выступлений на российских и международных конференциях с этой тематикой, а также около 200 публикаций за прошедшее время должно было бы разбудить спящее научное сообщество и обратить пристальное внимание на столь редкое в физике явление (это происходит впервые в науке за 340 лет её существования), как открытие фундаментального поля, данное каждому человеку в ощущениях.

Надо признать, что большинство фундаментальных уравнений физики, описывающие фундаментальные физические поля, такие как гравитационное и электромагнитное, были открыты учеными Европы (Ньютон, Максвелл, Эйнштейн и т.д.) и только сейчас у России появился шанс стать ведущей страной на Земле в эволюционном развитии фундаментальной физики. Будет обидно и не оправдано никакими аргументами, если этот шанс будет упущен по вине Российской академии наук, прекрасно знакомой с моими работами, но занявшей позицию «моя хата с краю, я ничего не знаю». Эта лишенная здравого смысла позиция РАН, особенно в наше время, когда вся политика государства направлена на поддержание и развитие всего нового в науке, оказалась не просто тормозом, а больше смахивает на спланированную диверсию, наносящую России значительный урон. Хотелось бы знать для чего они это делают, и кто ими руководит?

Литература

1. *Cartan E.* // Compt. Rend.1922. Vol. 174, p. 437.
2. *Ольховский И.И.*// Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970.
3. *Шипов Г.И.*// Теория Физического Вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
4. *Шипов Г.И.*// Проблемы теории элементарных взаимодействий, 1979, Москва, МГУ, Ч.1, с. 146.
5. *Схоутен Я.А.* // Тензорный анализ для физиков, 1965. М.: Наука, ГРФМЛ, с. 455.
6. *Shipov G.* // Decartes' Mechanics – Fourth Generalization of Newton's Mechanics. In "7th Intern. Conference Computing Anticipatory Systems " ~ НЕС - ULg, Liege, Belgium, 2005, ISSN 1373-5411 ISBN 2-930396-05-9 P. 178
7. *Акимов А.Е.* Эвристическое обсуждение проблемы поиска новых дальнодействий. EGS — концепции. МНТЦ ВЕНТ, 1991, препринт N 7А, с.63.
8. *Акимов А.Е.*// Эвристическое обсуждение проблемы поиска новых дальнодействий. EGS — концепции. МНТЦ ВЕНТ, 1991, препринт N 7А, с.63.
9. *Котловой Н.А.*// Научное исследование аномальных явлений <https://koltovoi.nethouse.ru>
10. *Эйлер Л.* // Открытие нового принципа механики. Записки Берлинской академии наук, 1750, т. 14., с. 185-217.
11. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Механика. М.: ГИФМЛ, 1958.
12. *Cartan E.-Einstein A.*// Letters on Absolute Parallelism, 1929-1932, Princeton University Press, 1979, p.7.
13. *Frenet F.* //Jour. de Math. 1852. Vol. 17. P. 437-447.
14. *Геловани В.А., Смольяков Э.Р.*// Гипотеза о влиянии высших производных на движение центра масс. ДАН, 2000, т. **375**, № 2, с. 159-162.
15. *Смольяков Э.Р.*// Нелинейные законы движения и обоснование законов движения инерциодов. ДАН РФ, 2003, т. **393**, № 6, с. 770-775.
16. *Фиников С.П.*//Дифференциальная геометрия. М.: МГУ, 1961.

17. *Schwarzschild K.* // Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 1916, Bd. 189. S. 195.
18. *Шупов Г.И.* Механика ориентируемой точки и общий принцип инерции. Известия вузов, Физика, 1985, № 3, с.74.
19. *Шупов Г.И.* //Проблемы электродинамики и их решение в теории физического вакуума // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.29812, 09.01.2026 . <https://trinitas.ru/rus/doc/0231/008b/1185-shp.pdf>
20. *Шупов Г.И., Подаровская М.И.*// Спин-торсионная формулировка квантовой механики и поля инерции. М.: Кириллица, 2012, с. 49.
21. *Madelung E.*// Quantum Theory in Hydrodynamic Form, Z. Physic, **40** (1926), p.p. 332-336.
22. *Takabayasi T.* // Progr. Theor. Phys. 1955. Vol. 14. № 4. P.283.
23. *Takabayasi T., Vigier J.P.* // Progr. Theor. Phys. 1957. Vol. 18. № 6. P.573.
24. *Takabayasi T.* // Progr. Theor. Phys. 1983. Vol. 69. № 5. P.1323.
25. *Takabayasi T.* // Progr. Theor. Phys. 1983. Vol. 70. № 1. P.1.
26. *Микаэлян М.А.* // Гидродинамическая формулировка уравнения Паули. Прикладная физика, 2003, № 3, с. 5-9.
27. *Holland P.*// The Quantum Theory of Motion. Cambridge University Press, Cambridge, England, 2004.
28. *Пенроуз Р.*// Структура пространства-времени, М.: Мир, 1972.
29. *Пенроуз Р., Риндлер В.* // Спиноры и пространство-время. Т.1. М.: Мир, 1987.
30. *Feynman R.* // Phys. Today, **19**, 31, 1966.
31. *Дирак П.*// Пути физики. М.: Энергаториздат, 1983.
32. *Carmeli M.* // J. Math. Phys. 1970. Vol.2. P.27-28. *Carmeli M.* // Lett. nuovo cim. 1970. Vol.4. P.40-46.
33. *Carmeli M.* // Phys. Rev. D. 1972. Vol.5. P.5-8.
34. *Carmeli M.* // Classical Fields. General Relativity and Gauge Theory. World Scientific Publish. 2001. P. 650.
35. *Carmeli M.* // Group Theory and General Relativity. World Scientific Publish. 2000. P. 391.
36. *Heisenberg W.* // Rev. Mod. Phys. 1957. Vol. 29. P. 269.
37. *Duerr H.P., Heisenberg W., Mitter H., et al.* // Ztschr. Naturforsch. A. 1959. Bd. 14. S. 441.
38. *Weyl H.* // Gravitation and Electricity. Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., May 30, 1918, p. 465.
39. *Weyl H.* // Nature. Vol. 106. February 17, 1921, pp. 800-802.
40. *Eddington A.S.* // Proceedings of the Royal Society (London). 1921. Vol. A99, p 104-122.
41. *Kaluza T.* // On the Unity Problem of Physics. Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., December 22, 1921, pp. 966-972.
42. *Пуанкаре А.*// В сб. статей «Принцип относительности». М.: Атомиздат. 1973, сс.90-97.
43. *Einstein A.* // Ann. Phys. 1905. Vol. 17. P.891.
44. *Паули В.*// Теория относительности, ГИТТЛ, М-Л, 1947.
45. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Теория поля. Т.2. М.: Наука, 1988.

46. *Einstein A., Grossmann M.* // *Z. Math. und Phys.*, 1913, **62**, 225-261. Эйнштейн А., Гроссман М. // Проект общей теории относительности и теория тяготения. Собр. науч. тр. М.: Наука, 1965. Т. 1. С. 227-266.
47. *Фок В.А.* // Теория пространства, времени и тяготения. Изд. 2-е, М., Физматгиз, 1961.
48. *Шипов Г.И.* // Общерелятивистская нелинейная электродинамика с тензорным потенциалом. Известия вузов, Физика, 1972, № 10, с. 98-102.
49. *Einstein A.* // In: "Albert Einstein - Philosopher-Scientist", ed. by P.A.Schilpp, Evanston (Illinois), 1945, pp. 1-95.
50. *Эйнштейн А.* // Собр. науч. тр. М.: Наука, 1966. Т. 3, с. 617-622.
51. *Шипов Г.И.* // Уравнения поля тетрад в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1976, № 6, с. 132.
52. *Шипов Г.И.* // Теория гравитации в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1977, № 6. с. 142.
53. *Шипов Г.И.* // Общерелятивистские нелинейные спинорные уравнения. Известия вузов, Физика, 1977, № 3, с. 121.
54. *Шипов Г.И.* // Фундаментальные результаты теории Физического Вакуума. М.: «Перо». 2023, с 77.
55. *Tesla N.* "The True Wireless". *Electrical Experimenter* (May 1919).
56. *Tesla N.* // The one-wire transmission system. [U.S. Patent 0,593,138](#), "Electrical Transformer" (1897).
57. *Шипов Г.И., Подаровская М.И.* // Электродинамика больших ускорений и переменных зарядов // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.26439, 01.06.2020. <https://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008b/1184-shp.pdf>
58. *Шипов Г.И., Лобова М.А.* // Скалярное излучение в вакуумной электродинамике. Теория и эксперимент // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.17752, 20.11.2012. <https://trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1114-shl.pdf>
59. *Rutherford E.* // *Philos. Mag.* 1919, Vol. 37. P. 537.
60. *Губарев Е.А., Сидоров А.Н.* // Тез. докл. XXXVIII науч. конф. фак. физ-мат. и естественных наук Ун-та дружбы народов. М., 1992, доп. вып. С 3.
61. *Губарев Е.А., Сидоров А.Н.* // Тез. докл. VIII Рос. грав. конф. «Теоретические и экспериментальные проблемы гравитации» М.: Рос. гравитац. ассоц. 1993. С.251.
62. *Губарев Е.А., Сидоров А.Н. Шипов Г.И.* // Модель сильного взаимодействия на основе решений уравнений теории Вакуума. Труды V семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны", Дубна, 16-18 мая, 1992 , с 232.
63. *Шипов Г.И.* // Фундаментальные взаимодействия в геометрической модели Физического Вакуума. Труды VI семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны", Дубна, 26-30 октября, 1993 , с 141.
64. *Губарев Е.А., Сидоров А.Н.* // Вакуумная модель сильного взаимодействия. Новые результаты. Труды VI семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны", Дубна, 26-30 октября, 1993, с 146.
65. *Толчин В.Н.* // Инерциоид. Силы инерции как источник движения. Пермь. 1977.
66. *Шипов Г.И, Сидоров А.Н.* // Теоретические и экспериментальные исследования реактивного движения без отбрасывания массы. «Физика взаимодействия живых объектов с окружающей средой», 2004, М.: с.230.

67. *Шупов Г.И.*// 4D Гироскоп в механике Декарта. Кириллица, 2006, с. 74
http://www.shipov.com/files/021209_tolchdescart.pdf *Шупов Г.И.* // О новом способе передвижения в космическом пространстве // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.25737, 16.09.2019 . <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008b/1162-shp.pdf> .*Шупов Г.И.*// Теоретическое и экспериментальное исследование пространственно-временной прецессии 4D гироскопа и новый способ передвижения в космическом пространстве // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.23250, 10.04.2017, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1151-shp.pdf> .<https://www.youtube.com/watch?v=Igt1pV8ojTc> .
68. *Шупов Г.И.*// Объяснение движения инерцоида Толчина в неголономной механике // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.29196, 30.10.2024
<https://trinitas.ru/rus/doc/0231/008b/1179-shp.pdf>
69. *Кузмина Н.*// Тимиредис. Упасть в небо. 2013. М.: Эксмо, с. 128
70. *Alcubierre, M.* // "The warp drive: hyper-fast travel within general relativity". *Class. Quant. Grav.* Vol.11. L73–L77. (1994).
71. *Raychaudhuri A.*// *Phys. Rev.* 98, 1123 (1955).
72. *Ellis G.R., Elst H.*// *Cosmological Models*, Cargese Lectures 1998, LANL e-print archives: gr-qc/9812046, 1999.
73. *Raychaudhuri A.*// *Relativistic cosmology, I*, *Phys. Rev.* **98**, 1123 (1955). Reprinted as a 'Golden Oldie' in *GRG* **32**, 749 (2000).
74. *Hawking S. W., Ellis G.F. R.* // *The large scale structure of space-time* (Cambridge University Press, Cambridge, 1973).