

# ИСКРИВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВА ДВИГАТЕЛЯМИ АЛЬКУБЬЕРРЕ И ТОЛЧИНА.

Шипов Г.И., Сидоров А.Н.

## Введение

В настоящее время реактивный двигатель является единственным техническим устройством, с помощью которого можно перемещаться в космическом пространстве. Эффективность транспортного средства с реактивным двигателем слишком мала и составляет величину порядка 8%. Перелеты на большие расстояния требуют огромных запасов взрывоопасного, экологически вредного топлива на борту космических аппаратов, делая их не безопасными и не слишком пригодными для длительного обитания. Можно утверждать, что сейчас реактивная техника достигла максимума своего совершенства [1] и ее дальнейшее развитие требует разработки качественно нового, более эффективного, способа передвижения в космическом пространстве.

В настоящей статье будет развита и экспериментально подтверждена идея Мигеля Алькубьерре [2], которая предполагает возможность использовать для движения в космосе кривизну пространства, созданную и управляемую космическим кораблем. Реальное устройство подобного типа было предложено российским инженером В.Н. Толчиным [3], описано теоретически и исследовано экспериментально в работах [4,5]. Развитие двигателей Алькубьерре-Толчина позволит в будущем построить транспортное средство, передвигающееся в космосе без использования реактивного двигателя со сверхсветовыми скоростями.

## 1. Идея сверхсветового двигателя Алькубьерре

Наблюдение относительной динамики некоторых космических объектов, обнаруживает их сверхсветовые движения. Например, сверхсветовое относительное движение разлетающихся компонент галактики NGC 1275 происходит со скоростью  $\sim 5c$  [6]. Согласно закону Хаббла, в космосе существуют сверхсветовое движение материи, которая удалена от наблюдателя на расстояния, превышающее радиус Хаббла

$$R_H = \frac{c}{H_0},$$

где  $c$  – скорость света,  $H_0$  – постоянная Хаббла. При этом предсказанное сверхсветовое движение галактик, удаленных от наблюдателя на Земле на расстояние большие, чем радиус Хаббла, не противоречит постулату специальной теории относительности о невозможности превысить скорость света. Сверхсветовая скорость оказывается в данном случае следствием расширения пространства-времени.

Метрика Алькубьерре, предложенная для описания сверхсветового движения, в системе физических единиц  $G = c = 1$  имеет следующий вид [2]

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k = -(\alpha^2 - \beta_\gamma \beta^\gamma) dt^2 + 2\beta_\gamma dx^\gamma dt + \gamma_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta = -dt^2 + (dx - v_s f(r_s) dt)^2 + dy^2 + dz^2, \\ i, k, j \dots = 0, 1, 2, 3, \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3,$$

где

$$v_s(t) = dx_s(t) / dt, \quad r_s(t) = [(x - x_s(t))^2 + y^2 + z^2]^{1/2}, \\ f(r_s) = \frac{\tanh(\sigma(r_s + R)) - \tanh(\sigma(r_s - R))}{2 \tanh(\sigma R)}, \\ \alpha = 1, \\ \beta^x = -v_s(t) f(r_s(t)), \\ \beta^y = \beta^z = 0, \\ \gamma_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta},$$

и  $R > 0$ ,  $\sigma > 0$  – произвольные параметры. Кривизна трехмерного пространства, создаваемая метрикой Алькубьерре, вычисляется по формуле [2]

$$K_{\alpha\gamma} = \frac{1}{2} (\partial_\alpha \beta_\gamma + \partial_\gamma \beta_\alpha),$$

а расширение  $\theta$  как

$$\theta = -\alpha \text{Tr} K = v_s \frac{x_s df}{r_s dr_s}. \quad (1)$$

На рис.1. представлены результаты расчетов расширения  $\theta$  для различных значений  $R$  и  $\sigma$ . На сайте <http://demonstrations.wolfram.com/TheAlcubierreWarpDrive/> размещена программа, позволяющая делать подобные расчеты.

Предполагается, что на космическом корабле установлен двигатель Алькубьерре, создающий расширение (1) (рис.2). Сам корабль (точнее, его центр масс) должен находиться в центре окружности радиуса  $R$  (на рис. 2 он приподнят). Впереди корабля объем пространства расширяется, а позади сжимается. Движение корабля происходит в сторону расширения (рис.2). Вне круга радиуса  $R$  и ближе к центру пространство плоское, поэтому космонавты вблизи центра будут находиться в состоянии невесомости даже при ускоренном движении центра масс корабля! Движение корабля происходит «по инерции», хотя он движется ускоренно. Поскольку внешние источники гравитационного поля

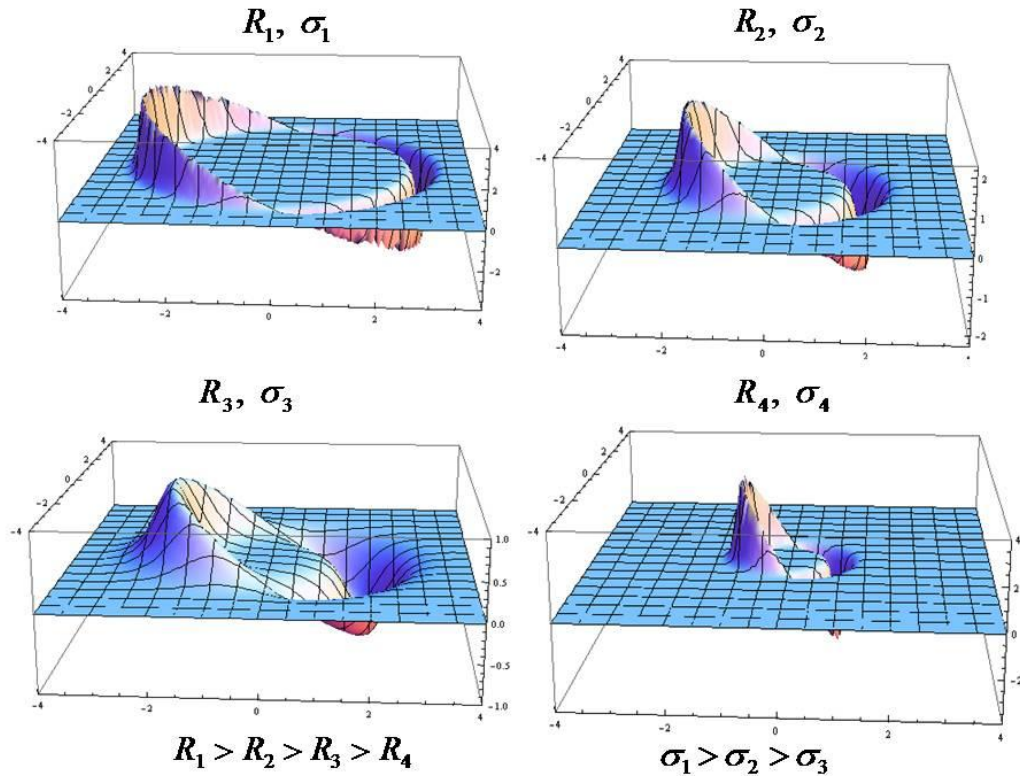


Рис1. Деформация пространства, создаваемая метрикой Алькубьерре при разных  $R$  и  $\sigma$  отсутствуют, то такой тип движения является безпорным, что, вообще говоря, противоречит третьему закону механики Ньютона (закону действия и противодействия). Единственными известными в механике силами, не удовлетворяющие третьему закону механики

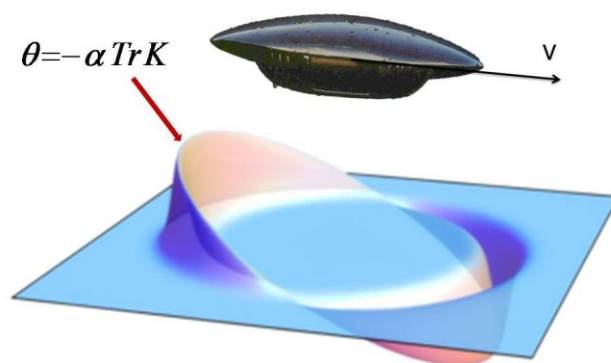


Рис.2 Корабль с двигателем Алькубьерре и искаженное им пространство

Ньютона, являются силы инерции [7]. В классической механике известны 4 типа сил инерции, при этом все они вызваны вращением материи. Действительно, центробежная сила  $\vec{F}_1 = -m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}]]$ , сила Кориолиса  $\vec{F}_2 = -2m[\vec{\omega}\vec{v}]$ , сила, порожденная с ускоренным вращением  $\vec{F}_3 = -m[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}]$ , возникают при вращении в 3D пространстве. Четвертая сила инерции  $\vec{F}_4 = -m\vec{W}$  возникает при поступательном ускорении  $\vec{W}$  и связана с

вращением в пространственно-временных плоскостях. На центр масс пробной частицы с массой  $m$  в ускоренной системе отсчета действуют только две силы:  $\vec{F}_4$  и  $\vec{F}_2$  в соответствии с уравнениями

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = m(-\vec{W} + 2[\vec{v}\vec{\omega}]). \quad (2)$$

Так должны выглядеть нерелятивистские уравнения движения центра масс корабля Алькубьерре, при условии, что поле искривления пространства  $\theta$  связано с полями  $\vec{W}$  и  $\vec{\omega}$ .

Ниже будет показано, что законы нерелятивистской механики Ньютона в этом случае перестают работать, поскольку они справедливы только для плоского 3D пространства Евклида.

Еще одной трудностью двигателя Алькубьерре оказывается «отрицательная энергия», необходимая для его реального воплощения [2]. Действительно, если мы предположим, что метрика Алькубьерре является решением уравнений Эйнштейна, то мы получим для плотности материи  $\rho$

$$\rho = T^{ik} u_i u_k = \alpha^2 T^{00} = \frac{1}{8\pi} G^{00} = -\frac{1}{8\pi} \frac{v_s^2 r^2}{4r_s^2} \left( \frac{df}{dr_s} \right)^2 < 0, \quad (3)$$

где  $u^k = (1/\alpha)(1, -\beta^r)$ ,  $u_k = (-\alpha, 0)$  – 4D скорость и  $r = (y^2 + z^2)^{1/2}$ .

Отрицательная плотность энергии означает, что масса источника должна быть отрицательной, что приводит к нарушению классической причинности и, соответственно, слабого и энергодоминантного условий [8]. Тем не менее, не этот факт является самой большой трудностью при исследовании метрики Алькубьерре. Гораздо сложнее заполнить научно-инженерную пропасть, которая существует между теоретическим описанием и техническим воплощением двигателя Алькубьерре. Чтобы решить эту задачу необходимо: а) как минимум геометризовать классическую механику; б) как максимум построить действующую модель механического (гидравлического, электромагнитного) устройства, которое демонстрирует управляемое искривление пространства-времени.

## 2. Геометризация классической механики

Пожалуй, впервые геометрический метод в классической механике использовал Л. Инфельд, [9] который показал, что движение механической системы  $n$  частиц, свободной от действия внешних сил, описывается уравнениями Лагранжа с функцией Лагранжа

$$L = T(x^i, u^i) = \frac{M^*}{2} g_{ik} u^i u^k, \quad i, k = 1, 2, 3 \dots n,$$

где  $M^* = m_1 + m_2 + \dots + m_n$  – полная масса системы и  $g_{ik}$  – метрический тензор конфигурационного риманова пространства с метрикой, определяемой как

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k = \frac{2T}{M^*} dt^2. \quad (4)$$

Здесь время  $t$  - «абсолютное время» классической механики. Эта формула справедлива и для системы частиц, связанных идеальными связями. Движение каждой частицы, составляющей механическую систему, описывается уравнениями геодезических конфигурационного риманова пространства

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad i, k = 1, 2, 3 \dots n \quad (5)$$

с метрикой (4).

В качестве примера, рассмотрим механическую систему, состоящую из центральной массы  $M$  и двух масс  $m$  (рис. 3). В центре массы  $M$  расположена ось вращения, вокруг которой вращаются на нерастяжимых, невесомых стержнях  $r$  массы  $m$ . Вращение масс  $m$  происходит синхронно и в разные стороны. Такую механическую систему мы будем называть 4D гироскопом [5].

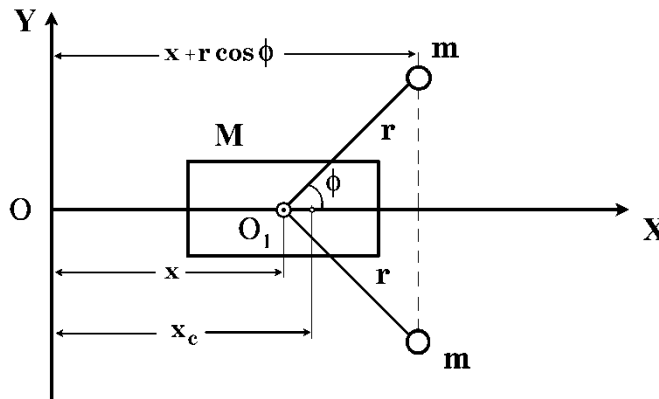


Рис.3. Принципиальная схема 4D гироскопа

Используя обозначения на рис.3 и учитывая симметрию механической системы трех тел относительно оси  $x$ , получим следующее выражение для кинетической энергии (лагранжиана) системы

$$L = T = \frac{1}{2} (M + 2m)v^2 + mr^2 \omega^2 - 2mrv\omega \sin \phi, \quad (6)$$

где  $v = v_x = dx/dt$  - скорость,  $\omega = d\phi/dt$  - угловая скорость вращения грузов.

Подставляя соотношение (6) в уравнения Лагранжа, получаем поступательные

$$(M + 2m)\dot{v}_c = (M + 2m)\dot{v} - 2mr\dot{\omega}\sin\phi - 2mr\omega^2\cos\phi = 0 \quad (*)$$

и вращательные

$$\dot{\omega} - k^2 \frac{\sin\phi\cos\phi}{1 - k^2\sin^2\phi} \omega^2 = 0 \quad (**)$$

уравнения движения механической системы. Здесь  $v_c = dx_c/dt$  - скорость центра масс,  $k^2 = 2m/(M + 2m)$ ,  $\dot{\omega} = d\omega/dt$  - угловое ускорение.

Интегрируя уравнения (\*) и (\*\*), получим

$$v(t) = v_c + B\omega\sin\phi(t), \quad \omega(t) = \omega_0 \frac{\sqrt{1 - k^2\sin^2\phi_0}}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\phi(t)}}, \quad (7)$$

где  $v_c = v_0 = const$  - начальная скорость центра масс,  $\phi_0, \omega_0$  - начальный угол и начальная угловая скорость и  $B = rk^2$ .

Согласно уравнению (\*), центр масс свободного 4D гироскопа покоится или движется прямолинейно и равномерно относительно лабораторной («инерциальной») системы отсчета. При этом, вдоль оси  $X$  на центр масс действуют три скомпенсированные силы инерции: поступательная сила инерции  $(M + 2m)\dot{v}$ , проекция на ось  $X$  центробежной силы  $-2mr\omega^2\cos\phi$  и проекция на ось  $X$  силы инерции  $-2mr\dot{\omega}\sin\phi$ , вызванной ускоренным вращением. При отличной от нуля энергии (6) масса  $(M + 2m)$  осциллирует относительно центра масс со скоростью  $v = B\omega\sin\phi$ , а малые массы  $m$  вращаются в разные стороны с переменной угловой частотой (7). Если теперь нарушить равновесие сил инерции в уравнении (\*), то центр масс 4D гироскопа начнет двигаться ускоренно. Для этого у нас есть две возможности: либо воздействовать на 4D гироскоп внешней силой, либо изменить равновесие сил инерции, управляя локально изменением угловой скорости вращения (7). Понять и, тем более, описать этот процесс в рамках механики Ньютона невозможно. Поэтому нам необходимо перейти к геометрическому описанию классической механики и связать силы инерции с кручением пространства.

Для перехода к геометрическому описанию 4D гироскопа, перепишем энергию (6) в виде

$$T = \frac{M + 2m}{2}(v_c^2 + g'w^2) = \frac{M + 2m}{2} g_{ik} v^i v^k = \frac{M + 2m}{2} \dot{s}^2, \quad (8)$$

$$w = r\omega, \quad g' = k^2(1 - k^2\sin^2\phi), \quad v^1 = v_c, \quad v^2 = w, \quad \dot{s} = ds/dt,$$

где

и

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & g' \end{pmatrix}, \quad i, k = 1, 2. \quad (9)$$

Используя координаты

$$x_1 = x_c, \quad x_2 = r\phi = \phi',$$

метрический тензор (9) и уравнения геодезических (5), получим уравнения движения 4D гироскопа в виде

$$\frac{dV_c}{ds} = 0, \quad \frac{d\Omega}{ds} + \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} \Omega^2 = 0,$$

где

$$V_c = \frac{dx^1}{ds} = \frac{dx_c}{ds}, \quad \Omega = \frac{dx^2}{ds} = \frac{d\phi'}{ds}, \quad \Gamma^2_{22} = \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'}.$$

Переходя к дифференцированию по времени, имеем

$$\frac{dv_c}{dt} = 0, \tag{10}$$

$$\frac{dw}{dt} + \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} w^2 = 0, \tag{11}$$

Интегрируя эти уравнения, получим решение

$$v_c = const, \quad \omega(t) = \omega_0 \frac{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi_0}}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi(t)}}, \tag{12}$$

совпадающее с решением (7).

При геометрическом описании полезными оказываются следующие соотношения

$$v_c = \frac{dx_c}{dt} = \frac{dx_c}{ds} \frac{ds}{dt} = V_c \dot{s}, \quad w = \frac{d\phi'}{dt} = \frac{d\phi'}{ds} \frac{ds}{dt} = \Omega \dot{s}.$$

Поскольку из формулы (8) следует

$$\dot{s}^2 = v_c^2 + g'w^2 = V_c^2 \dot{s}^2 + g'\Omega^2 \dot{s}^2,$$

то

$$V_c^2 + g'\Omega^2 = 1. \tag{13}$$

Используя эти соотношения, выразим  $V_c$  и  $\Omega$  через некоторый угол  $\eta$  следующим образом

$$V_c = \cos \eta = a, \quad \sqrt{g'}\Omega = \sin \eta = b, \quad (14)$$

где  $a$  и  $b$  - константы, удовлетворяющие условию  $a^2 + b^2 = 1$ . Равенство (13) можно рассматривать как закон сохранения энергии свободного 4D гироскопа, при этом величины  $V_c$  и  $\sqrt{g'}\Omega$  могут принимать различные (постоянные) значения от нуля до единицы при одной и той же полной энергии (6). Мы запишем полную энергию (9) в виде

$$L = T = \frac{1}{2}(M + 2m)(c \tanh \theta_x)^2 + mr^2\omega^2 - 2mr\omega(c \tanh \theta_x)\sin \phi, \quad (15)$$

где скорость  $v = v_x$  выражается через скорость света  $c$  и пространственно-временной угол  $\theta_x$ . Соответственно, уравнение движения (\*) запишется как

$$(M + 2m)\left(c \frac{d(\tanh \theta_x)}{dt}\right) - 2mr\dot{\omega} \sin \phi - 2mr\omega^2 \cos \phi = 0.$$

В таком виде уравнения движения 4D гироскопа (\*) и (\*\*\*) рассматриваются только как вращательное движение в 4D пространстве-времени. Именно поэтому простейшая механическая система, представленная на рис.3, была названа 4D гироскопом. Идея о том, что любое движение в природе сводится к вращению, была высказана еще Рене Декартом. 4D гироскоп подчиняется законам новой механики, получившей название механика Декарта [4]. Такая механика представляет собой четвертое обобщение механики Ньютона.

### 3. Геометризация сил и полей инерции

Проблема сил и полей инерции является в физике одной из самых запутанных еще со времен Ньютона. Согласно Ньютону, силы инерции появляются при ускоренном движении материи относительно «абсолютного пространства», которое в экспериментах никак себя не проявляет. Э.Мах заменил «абсолютное пространство» распределением масс во Вселенной (принцип Маха). В теории гравитации Эйнштейна силы инерции порождаются полями инерции, при этом поля инерции описываются символами Кристоффеля  $\Gamma^i_{jk}$ .

Такая интерпретация символов Кристоффеля основана на сильном принципе эквивалентности, который утверждает локальную эквивалентность однородного поля  $\vec{W}$  инерции однородному гравитационному полю  $\vec{g}$ . Однако, эта эквивалентность носит ограниченный характер, поскольку 4D тензор Римана  $R^i_{jkm}$  в теории Эйнштейна для гравитационных полей  $\Gamma^i_{jk}$  отличен от нуля, в то время как для полей инерции  $\Gamma^i_{jk}$  этот же тензор равен нулю. Этот факт указывает на то, что гравитационные поля и поля инерции при геометризации должны описываться различными геометрическими объектами. Действительно, силы инерции порождены вращением материи в 4D пространстве-времени. Такое вращение описывается шестью неголономными координатами [10]

$$\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3, \quad (16)$$

которые заданы дополнительно к четырем пространственно-временным координатам



$$x, y, z, ct \quad (17)$$

в каждой точке пространства событий [5]. На многообразии неголономных координат (16) задана вращательная метрика

$$d\tau^2 = d\chi^a_b d\chi^b_a = T^a_{bk} T^b_{an} dx^k dx^n, \quad (18)$$

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

где  $d\chi_{ab} = -d\chi_{ba}$  - дифференциалы вращательных координат (16),  $T^a_{bk}$  - коэффициенты вращения Риччи [11], определяемые как [10]

$$T^i_{jk} = -\Omega^i_{jk} + g^{im} (g_{js} \Omega^s_{mk} + g_{ks} \Omega^s_{mj}) = e^i_a \nabla_k e^a_j, \quad (19)$$

$$\Omega^i_{jk} = -e^i_a e^a_{[j,k]} = -\frac{1}{2} e^i_a (e^a_{j,k} - e^a_{k,j}), \quad ,k = \frac{\partial}{\partial x^k}, \quad (20)$$

$$g_{jk} = \eta_{ab} e^a_j e^b_k, \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1-1-1-1). \quad (21)$$

Здесь  $g_{ik}$  - метрический тензор, определяющий трансляционную метрику

$$ds^2 = g_{jk} dx^j dx^k = \eta_{ab} e^a_j e^b_k dx^j dx^k, \quad (22)$$

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

заданную на многообразии трансляционных координат (17),  $e^a_j$  - неголономная тетрада,  $\Omega^i_{jk}$  - объект неголономности,  $\eta_{ab}$  - локальный метрический тензор,  $dx_i$  - дифференциалы трансляционных координат (17),  $\nabla_k$  - ковариантная производная относительно символов Кристоффеля  $\Gamma^i_{jk}$ , которые образуются из метрического тензора (22) по обычному правилу

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{1}{2} g^{im} (g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}). \quad (23)$$

Пространство с геометрическими объектами (16)-(23) обладает связностью абсолютного параллелизма

$$\Delta^i_{jk} = \Gamma^i_{jk} + T^i_{jk} = e^i_a e^a_{j,k} \quad (24)$$

и структурными уравнениями Картана вида [10]

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

$$R^i_{jkm} + 2\nabla_{[k} T^i_{|j|m]} + 2T^i_{s[k} T^s_{|j|m]} = 0. \quad (B)$$

Связность (24) обладает кручением

$$\Delta^i_{[jk]} = T^i_{[jk]} = -\Omega^i_{jk}, \quad (25)$$

поэтому в пространстве абсолютного параллелизма существует два типа геодезических – кратчайшие с уравнениями (5) и прямейшие с уравнениями [10]

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0. \quad (26)$$

Из (18) следует связь между дифференциалами вращательных и трансляционных координат вида

$$d\chi^a_b = T^a_{bk} dx^k. \quad (27)$$

Разделив левую и правую часть этого соотношения на  $ds$ , получим матрицу 4D вращений

$$\Omega^a_b = \frac{d\chi^a_b}{ds} = T^a_{bk} \frac{dx^k}{ds}. \quad (28)$$

С учетом (28), прямейшие геодезические запишутся как

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + \Omega^i_j \frac{dx^j}{ds} = 0. \quad (29)$$

Эти уравнения описывают ускоренное движение пробной частицы в произвольно ускоренной системе отсчета, при этом величина

$$F^i_{iner} = mT^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = m\Omega^i_j \frac{dx^j}{ds} \quad (30)$$

интерпретируется как 4D сила инерции. Действительно, в локальных координатах, когда  $\Gamma^i_{jk}$  обращаются в нуль, нерелятивистская 3D часть уравнений (30) имеет вид

$$\frac{d^2 x_\alpha}{c^2 dt^2} = -\Omega_{\alpha 0} \frac{dx^0}{cdt} - \Omega_{\alpha\beta} \frac{dx^\beta}{cdt}, \quad \alpha, \beta \dots = 1, 2, 3. \quad (31)$$

Выбирая матрицу 4D вращения (28) в виде

$$\Omega_{ab} = -\Omega_{ba} = \frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} 0 & -W_1 & -W_2 & -W_3 \\ W_1 & 0 & -c\omega_3 & c\omega_2 \\ W_2 & c\omega_3 & 0 & -c\omega_1 \\ W_3 & -c\omega_2 & c\omega_1 & 0 \end{pmatrix} \quad (32)$$

и, умножая уравнения (31) на массу  $m$ , получим из (31) уравнения (2).

В дальнейшем мы будем называть коэффициенты вращения Риччи (19) *торсионными полями* [9] или, как это следует из (30), *полями инерции*. Соответственно, уравнения (А) и (В) описывают динамику полей инерции, порождая риманову кривизну пространства. В отличие от символов Кристоффеля, торсионное поле (19) является тензором относительно преобразований трансляционных координат  $dx^i = \partial x^i / \partial x^k dx^k$ . Кроме того, локальное обращение в нуль  $\Gamma^i_{jk}$  не обращает в нуль тензор Римана  $R^i_{jkm}$ . Если же обращается в нуль торсионное поле  $T^i_{jk}$ , то, в соответствии со вторым структурным уравнением Картана (В), обращается в нуль риманова кривизна пространства. Поэтому поля инерции являются более фундаментальными, чем гравитационные поля.

#### 4. Свободный 4D гироскоп в механике Декарта

В механике Декарта динамика полей инерции описывается системой уравнений (А) и (В), а движение центра масс произвольной механической системы уравнениями (26). В общем случае, в качестве неизвестных функций в уравнениях (А) и (В) входят: 24 компоненты поля инерции  $T^i_{jk}$ , 20 компонент тензора Римана  $R^i_{jkm}$  и 6 независимых компонент неголономной тетрады  $e^a_i$ . Опираясь на физические условия, можно записать уравнения механики Декарта в более простом виде и найти их решения. Например, запишем соотношение (14) для 4D гироскопа в виде

$$V_c(t) = \cos \eta(t) = a(t), \quad \sqrt{g'} \Omega(t) = \sin \eta(t) = b(t), \quad (33)$$

но при условии, что

$$a^2(t) + b^2(t) = 1. \quad (34)$$

Это условие соответствует закону сохранения энергии (6)

$$\frac{d}{dt} T = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} (M + 2m)v^2 + mr^2 \omega^2 - 2mrv\omega \sin \phi \right) = 0. \quad (35)$$

Соотношения (33)-(35) показывают, что существует обмен между кинетической энергией центра масс и вращательной энергией системы. Этот гироскопический эффект существует благодаря обменной энергии  $-2mrv\omega \sin \phi$ . В данном случае метрический тензор (22) мы представим в виде

$$g_{jk} = \Lambda_{ab} e^a_j e^b_k dx^j dx^k, \quad (36)$$

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

где

$$\Lambda_{ab} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

и ортонормированная неголономная тетрада  $e^a_k$  определяется как

$$e^b_k(\eta(t)) = \begin{pmatrix} \cos \eta & \sqrt{g'} \sin \eta \\ -\sin \eta & \sqrt{g'} \cos \eta \end{pmatrix}, \quad e^k_a(\eta(t)) = \begin{pmatrix} \cos \eta & -\sin \eta \\ \frac{1}{\sqrt{g'}} \sin \eta & \frac{1}{\sqrt{g'}} \cos \eta \end{pmatrix},$$

$$g' = k^2(1 - k^2 \sin^2 \phi).$$

Уравнения прямейших (26) для метрики (36) принимают вид

$$\frac{dV_c}{ds} = -\sqrt{g'} \frac{d\eta}{d\phi'} \Omega^2, \quad (37)$$

$$\frac{d\Omega}{ds} + \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} \Omega^2 = \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\eta}{d\phi'} \Omega V_c. \quad (38)$$

Правая часть этих уравнений порождена торсионным полем (19), которое вызывает изменение скорости центра масс без всякого внешнего воздействия. Переходя к дифференцированию по времени и вводя обозначение

$$\Phi(t) = -\frac{\sqrt{g'}}{k^2} \frac{d\eta}{dt},$$

запишем уравнения (37) и (38) в виде

$$\frac{dv_c}{dt} = B\Phi\omega, \quad B = rk^2, \quad (39)$$

$$\frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin \phi \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \omega^2 = -\frac{k^2}{rg'} \Phi v_c. \quad (40)$$

Уравнения (39), (40) можно представить в виде

$$\frac{dv_c}{dt} = \frac{dv}{dt} - B \frac{d}{dt} (\omega \sin \phi) = B\Phi\omega, \quad (41)$$

$$r \frac{d\omega}{dt} - \frac{dv}{dt} \sin \phi = -\Phi v. \quad (42)$$

Из уравнений (41) и (42) видно, что внутренняя сила инерции  $(M + 2m)B\Phi\omega$  меняет скорость центра масс 4D гироскопа и внутренний момент силы инерции  $-2mr\Phi v$  меняет угловую скорость  $\omega$ . Умножая (42) на  $2mr\omega$ , а уравнение (41) на  $(M + 2m)v$  и скалывая их, получим закон сохранения (35), который можно записать в виде

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} (M + 2m) v_c^2(t) \right) = -\frac{d}{dt} \left( mr^2 \omega^2(t) \{ (1 - k^2 \sin^2 \phi(t)) \} \right). \quad (43)$$

Эта формула показывает, что меняя внутреннюю вращательную энергию системы можно изменить ее скорость центра масс, и наоборот, при сохранении полной энергии системы.

## 5. Пространственно-временная прецессия свободного 4D гироскопа

Достаточно хорошо изучена прецессия свободного 3D гироскопа, которую называют нутацией [14]. Это явление можно наблюдать в невесомости в кабине космического корабля, движущегося по стационарной орбите, когда на 3D гироскоп не действуют никакие внешние силы. В отличие от 3D гироскопа, 4D гироскоп вращается не только в пространственных углах, но и в пространственно-временных. Поэтому для 4D гироскопа допустимо совершенно новое явление, которое мы назовем пространственно-временной прецессией.

Запишем уравнения (39) и (40) в виде

$$\frac{dv_c^*}{dt} = k^2 \Phi^* w, \quad v_c^* = v_c - v_0, \quad (44)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\Phi^* v_c^*, \quad \Phi^* = \frac{\Phi}{\sqrt{g'}}, \quad (45)$$

где  $v_0 = const$  - начальная скорость центра масс и пусть  $\Phi^* = \Phi_0 = const$ , тогда

$$\frac{dv_c^*}{dt} = k^2 \Phi_0 w, \quad \frac{dw}{dt} = -\Phi_0 v_c^*. \quad (46)$$

Дифференцируя первое уравнение по времени и используя второе, получим

$$\frac{d^2 v_c^*}{dt^2} = -k^2 \Phi_0^2 v_c^*.$$

Решение этого уравнения запишется как

$$v_c^* = A \cos(k \Phi_0 t) + C \sin(k \Phi_0 t).$$

Поскольку при  $t=0$  скорость  $v_c^* = 0$ , то  $A=0$  и  $C=v_0$ , поэтому

$$v_c(t) = v_0 \sin(k \Phi_0 t) + v_0 = v_0(1 + \sin(k \Phi_0 t)). \quad (47)$$

Подставляя это решение во второе из уравнений (46) и интегрируя его, имеем

$$w(t) = \frac{v_0}{k} \cos(k \Phi_0 t) + \left( w_0 - \frac{v_0}{k} \right), \quad w = \sqrt{g'} r \omega$$

или

$$\omega(t) = \frac{v_0}{\sqrt{g'rk}} \cos(k\Phi_0 t) + \frac{r\omega_0 \sqrt{g'(\phi_0)} - v_0/k}{r\sqrt{g'}}. \quad (48)$$

Легко видеть, что при условии  $v_0 = 0$  решения (47) и (48) переходят в решения механики Ньютона (7). На рис.4 представлена пространственно-временная прецессия 4D гироскопа, при которой пространственно-временной угол прецессии

$$\theta_x = \frac{1}{c} \operatorname{arc} \tanh v_c$$

меняет свое значение в соответствии с формулой (47).

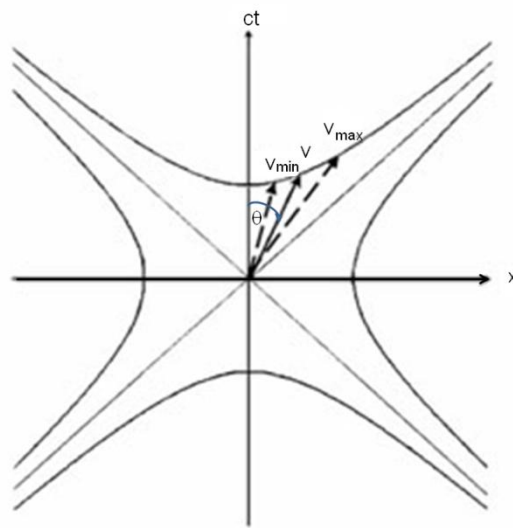


Рис.4. Прецессия 4D гироскопа в плоскости  $x - ct$

Для проверки существования пространственно-временной прецессии 4D гироскопа была создана экспериментальная установка [5], позволяющая измерять все динамические характеристики 4D гироскопа в режиме реального времени (рис.5). Гироскоп (рис.6)



Рис.5.

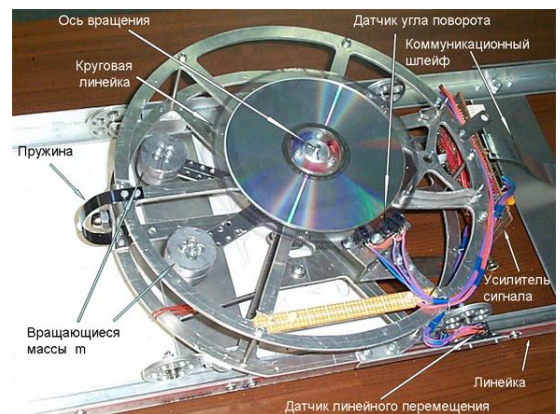


Рис.6

был установлен на тележке, которая двигалась по горизонтальным рельсам с минимальным трением. На тележке закреплена пружина (рис.6), обеспечивающая абсолютно упругий удар о стенку всей системы при закрепленных грузах  $m$  4D гироскопа (внутреннее вращение отсутствует). Затем грузы освобождаются. До момента удара тележка, на которой закреплён 4D гироскоп, раскачивалась внешней силой, а затем ему придается скорость

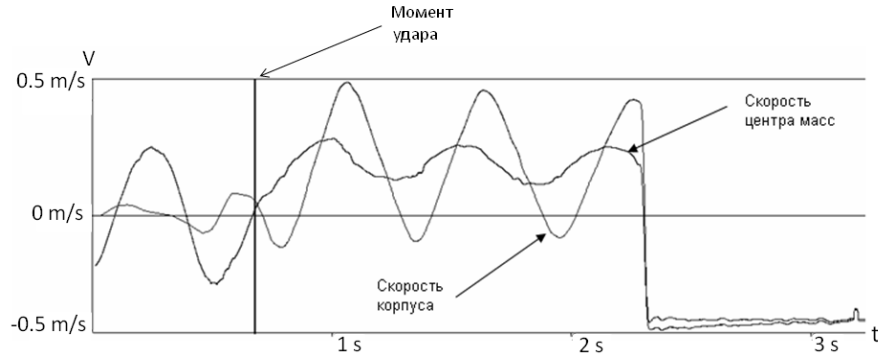


Рис.7. Экспериментальное наблюдение пространственно-временной прецессии

движения в направлении металлической пластины. График скорости корпуса тележки и центра масс системы до удара о стенку представлен на рис. 7, слева от момента удара. Уже на графике скоростей до удара видно, что скорость центра масс свободного 4D гироскопа меняется под действием раскачивающей внешней силы. После удара 4D гироскоп движется свободно, при этом его скорость центра масс меняется в результате пространственно-временной прецессии.

## 6. Общий подход к управляемому искривлению пространства

М. Алькубьерре предположил, что скаляр  $\theta$  в монадном 1+3 формализме [2], определяемый как

$$\theta = \nabla_a u^a, \quad u_a u^a = -1, \quad a, b, c, \dots = 0, 1, 2, 3$$

описывает сверхсветовое расширение пространства не только за радиусом Хаббла, но и в других физически достижимых ситуациях. Известно, что этот скаляр порождает риманову кривизну пространства, удовлетворяющую укороченному уравнению Райчаудури [12]

$$R_{ab} u^a u^b = -\frac{1}{3} \theta^2 - \frac{d\theta}{d\tau}. \quad (49)$$

Здесь  $\tau$  - локальное время наблюдателя,  $u_a = dx_a / d\tau$  - его 4D скорость.

В 1955 г. индийский математик А. Райчаудури [12] записал локальный тензор Риччи  $R_{ab}$ , входящий в уравнения Эйнштейна

$$R_{ab} - \frac{1}{2} g_{ab} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ab}, \quad a, b, c \dots = 0, 1, 2, 3, \quad (50)$$

через три независимых параметра: расширение

$$\theta = \nabla_a u^a, \quad u_a u^a = -1, \quad (51)$$

вращение

$$\omega_{ab} = \nabla_{[b} u_{a]} + A_{[a} u_{b]}, \quad A_a = \frac{du_a}{ds}, \quad \omega_{ab} u^b = 0 \quad (52)$$

и сдвиг (или деформацию)

$$\sigma_{ab} = \nabla_{(b} u_{a)} + A_{(a} u_{b)} - \frac{1}{3} h_{ab} \theta, \quad h_{ab} = g_{ab} + u_a u_b, \quad \sigma_{ab} u^b = 0, \quad h_{ab} u^b = 0 \quad (53)$$

в виде

$$R_{ab} u^a u^b = \omega_{ab} \omega^{ab} - \sigma_{ab} \sigma^{ab} - \frac{1}{3} \theta^2 - \frac{d\theta}{ds}. \quad (54)$$

Здесь  $A_a = du_a / ds$  - локальное 4D ускорение,  $u_a$  - единичный вектор 4D скорости локального наблюдателя,  $h_{ab} = g_{ab} + u_a u_b$  - 4D метрический тензор пространственно-подобного 3D сечения, ортогонального  $u_a$  [13],  $g_{ab}$  - 4D локальный метрический тензор.

Применяя формулы (51)-(53), представим локальное торсионное поле (19) как

$$\begin{aligned} T^c{}_{ab} &= e^c{}_i \nabla_a e^i{}_b = e^c{}_0 \nabla_a e^0{}_b = u^c \nabla_a u_b = \\ &= -A_a u_b u^c + \omega_{ab} u^c + \sigma_{ab} u^c + \frac{1}{3} \theta h_{ab} u^c. \end{aligned} \quad (55)$$

Уравнения динамики полей инерции (A) и (B) в формализме 1+3 расщепления запишутся следующим образом

$$\begin{aligned} \nabla_{[b} u_{a]} - A_{[a} u_{b]} + \omega_{[ab]} &= 0, & (A^{1+3}) \\ R^d{}_{abc} - 2A_a (\omega_{bc} - A_{[b} u_{c]}) u^d - 2\nabla_{[c} A_{|a} u_{b]} u^d + 2\nabla_{[c} \omega_{|a} u_{b]} u^d + 2\nabla_{[c} \sigma_{|a} u_{b]} u^d + \\ + \frac{2}{3} \Theta_{, [c} h_{b] a} u^d - \frac{2\Theta}{3} \left( u_a \omega_{bc} - u_a A_{[b} u_{c]} + \omega_{a[c} u_{b]} + \sigma_{a[c} u_{b]} + \frac{\Theta}{3} h_{a[c} u_{b]} \right) u^d &= 0, & (B^{1+3}) \end{aligned}$$

Свертывая уравнения  $B^{1+3}$  по индексам  $d$  и  $b$ , получим уравнения Райчаудури (54). Из этого же уравнения следует, что риманова кривизна пространства может быть искусственно создана за счет всех трех параметров  $\omega_{ab}$ ,  $\sigma_{ab}$ ,  $\theta$ . Наибольший интерес представляет параметр вращения  $\omega_{ab}$  поскольку:



а) 3D вращение это часть торсионных полей, которая порождается 3D вращением материи (идея Картана);

б) правая часть уравнений Эйнштейна, полученная путем образования тензора Эйнштейна  $G_{ab}$  из уравнений  $B^{1+3}$ , для вращения  $\omega_{ab}$  положительно определена, т.е. удовлетворяет слабому и электродоминантному условиям;

в) из уравнений  $B^{1+3}$ , следует уравнение связи

$$\nabla_a \omega^a - A_a \omega^a = 0, \quad (56)$$

в котором 4D вектор вращения  $\omega^a = \varepsilon^{abc} \omega_{bc} / 2$  связан с 4D поступательным ускорением.

## 7. Теория искривления пространства двигателем Толчина

Компоненты тензора Римана, рассчитанные с помощью метрического тензора (9) и (36), равны нулю. Это означает, что свободный 4D гироскоп не искривляет пространство-время при своем движении. Кроме того, формула (47), которая описывает пространственно-временную прецессию центра масс 4D гироскопа, дает, после усреднения по периоду колебаний, постоянное значение.

Из теории 3D гироскопа хорошо известно, что прецессию 3D гироскопа можно вызвать искусственным образом, например, путем воздействия на гироскоп внешней силой или моментом сил [14]. В зависимости от величины, места и направления воздействия, возникает изменение частоты вращения или прецессия 3D гироскопа.

У 4D гироскопа имеется две оси вращения: пространственная (как у 3D гироскопа) и пространственно-временная. Благодаря энергии взаимодействия

$$E_{\text{int}} = -2mrv\omega \sin \phi \quad (57)$$

между вращением в пространственных и пространственно-временных углах в формуле (6), воздействие на «пространственно-временную ось» приводит к изменению вращения вокруг пространственной оси и наоборот [5]. Благодаря энергии (57), при воздействии внешней силой  $F_x = (M + 2m)a_x$  на корпус 4D гироскопа уравнения движения (39),(40) принимают вид

$$\dot{v}_c = \frac{F_F}{M + 2m}, \quad (58)$$

$$\frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin \phi \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \omega^2 = \frac{L_F}{2mr^2}, \quad (59)$$

где

$$F_F = \frac{M + 2m}{g} (a_x + k^2 \Phi(t)(r\omega - v \sin \phi)), \quad (60)$$

$$L_F = \frac{2mr}{g} (a_x \sin \phi - k^2 \Phi(t)v_c), \quad g = 1 - k^2 \sin^2 \phi. \quad (61)$$

Здесь  $a_x$  - ускорение, которое создает сила  $F_x$  согласно второму закону механики Ньютона. Например, пусть 4D гироскоп, изображенный на рис.6, покоится относительно лабораторной системы отсчета и начальная угловая скорость  $\omega_0$  равна нулю (грузы не вращаются). При воздействии на корпус гироскопа силой  $F_x = (M + 2m)a_x$  центр масс получит ускорение

$$a^F_c = \frac{1}{g} (a_x + k^2 \Phi(t)(r\omega - v \sin \phi)), \quad (62)$$

а грузы  $m$  начнут вращаться благодаря возникновению углового момента (61).

С другой стороны, при воздействии моментом  $L$  на ось вращения грузов  $m$ , получим следующие уравнения движения [5]

$$\dot{v}_c = \frac{F_L}{M + 2m}, \quad (63)$$

$$\frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin \phi \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \omega^2 = \frac{L_L}{2mr^2}, \quad (64)$$

где

$$F_L = \frac{(M + 2m)k^2}{g} \left( \frac{L}{2mr} \sin \phi + \Phi(t)(r\omega - v \sin \phi) \right), \quad (65)$$

$$L_L = \frac{2mr^2}{g} \left( \frac{L}{2mr^2} - \frac{\Phi(t)}{r} v_c \right). \quad (66)$$

Из уравнений (63)-(66) следует, что даже в отсутствие внешней силы  $F_x$  центр масс 4D гироскопа начинает двигаться с ускорением [5]

$$a^{L_c} = \frac{k^2}{g} \left( \frac{L}{2mr} \sin \phi + \Phi(t)(r\omega - v \sin \phi) \right), \quad (67)$$

если на ось вращения грузов  $m$  начинает действовать момент  $L$ . Для экспериментальной проверки этого вывода на корпусе 4D гироскопа было смонтировано специальное устройство, получившее название мотор-тормоза (см. рис.8). Назначение мотор-тормоза состоит в том, чтобы создать на оси вращения грузов  $m$  угловой момент  $\pm L$ , который действует в определенном секторе углов. В качестве источника энергии, который создает момент  $+L$ , используется пружина №1 (она показана на рис.8), а для создания момента  $-L$ , используется пружина №2. На рис.8 она не видна, поскольку находится в нижней части корпуса.

На рис. 9 представлен результат эксперимента, который подтверждает изменение

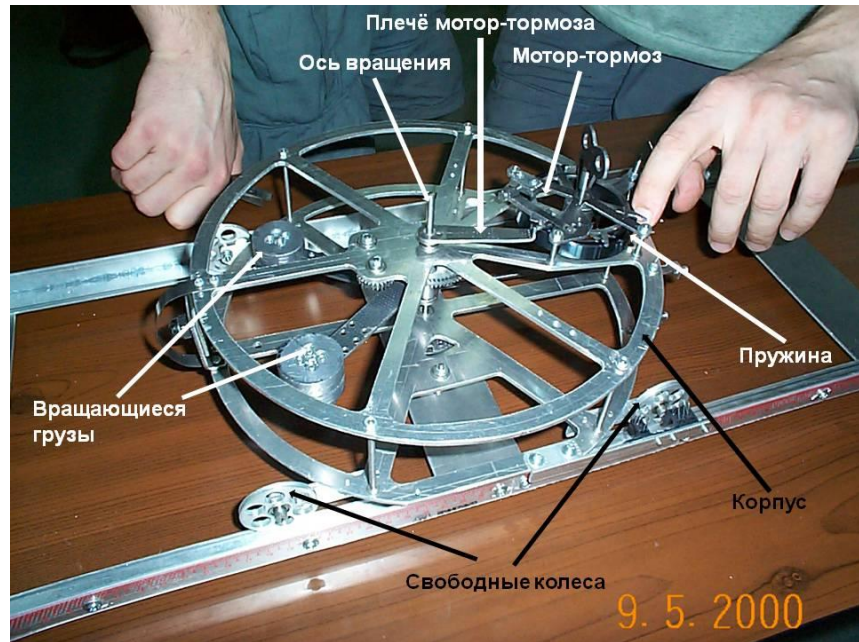


Рис.8. Мотор-тормоз создает момент  $L$  на оси скорости центра масс 4D гироскопа под действием момента  $L$  в отсутствие

$F_x$ .

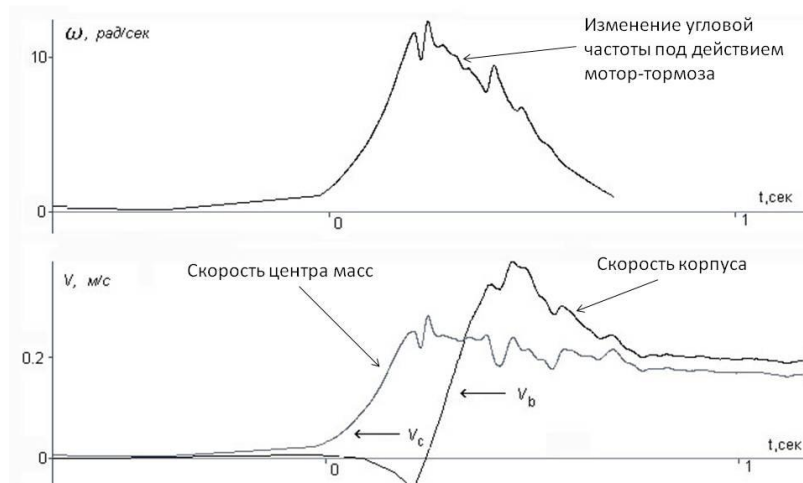


Рис.9. Изменение скорости центра масс под действием момента  $L$

внешней силы  $F_x$ . На рис.9 мы видим результаты всего лишь одного такта действия мотор-тормоза. Если теперь мы заставим работать мотор-тормоз периодически, то мы получим следующую картину движения 4D гироскопа (см. рис. 10), полученную экспериментально [15].

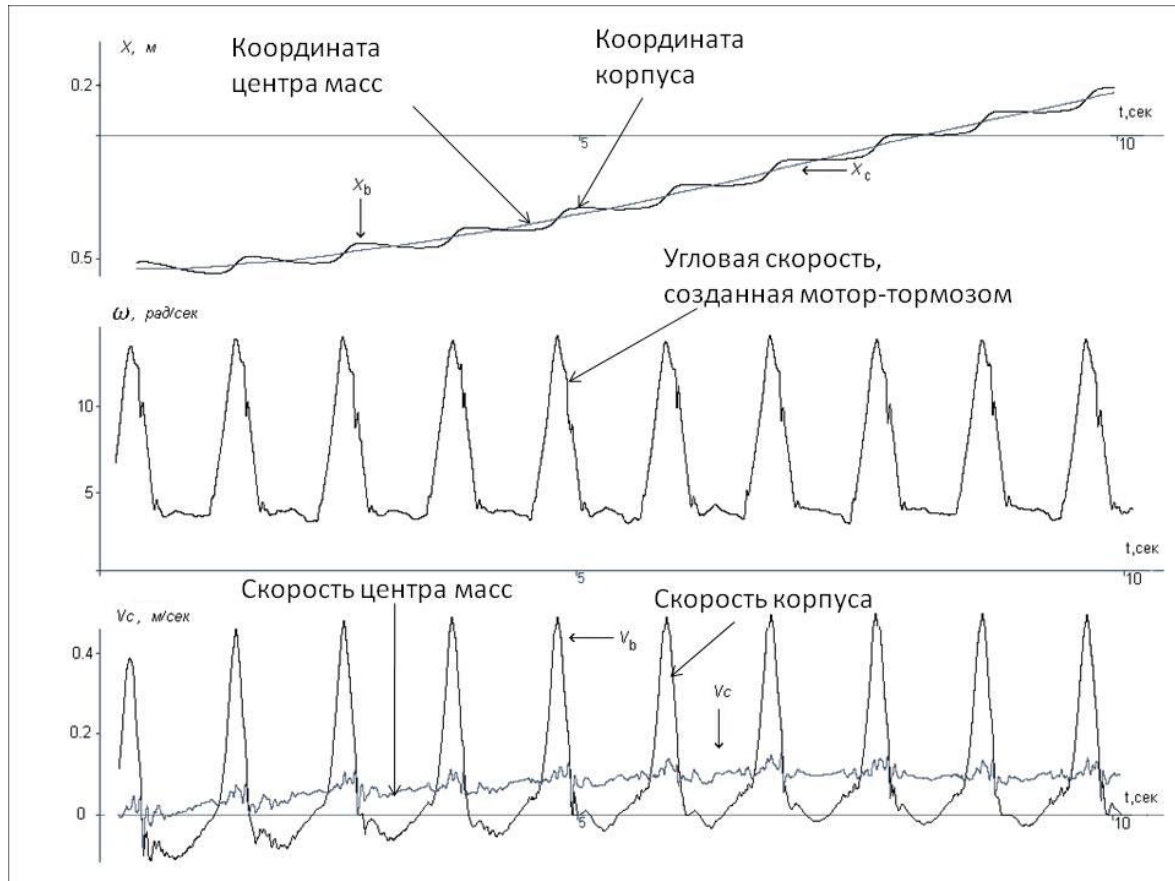


Рис.10. Возникновение скорости центра масс 4D гироскопа под действием мотор-тормоза

При движении 4D гироскопа, представленном на рис. 10, мотор-тормоз создавал на оси вращения угловой момент  $+L$  в секторе углов  $330^\circ \div 30^\circ$  (относительно направления оси  $x$ ) и угловой момент  $-L$  в секторе углов  $160^\circ \div 180^\circ$ . Именно в этом секторе углов работал мотор-тормоз инерциоида Толчина [5]. В этом случае центр масс 4D гироскопа движется в положительном направлении оси  $x$ . Если изменить сектора ускорения и замедления вращения грузов  $m$  на  $180^\circ$ , то 4D гироскоп (примерно через 1.5 секунды) начинает двигаться в обратном направлении оси  $x$  (см. рис. 11).

В момент работы мотор-тормоза закон сохранения энергии (35) нарушается, принимая вид

$$\frac{d}{dt}T(t) = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2}(M + 2m)v^2 + mr^2\omega^2 - 2mrv\omega \sin \phi \right) = L\omega. \quad (68)$$

Согласно соотношению (8), мы теперь имеем

$$T(t) = \frac{M + 2m}{2} (\dot{s}(t))^2 = \int_0^t L \omega d\tau, \quad (69)$$

Откуда для метрики пространства событий получим

$$ds^2(t) = g_{ik} dx^i dx^k = \frac{2T(t)}{M + 2m} dt^2 = \frac{2}{M + 2m} \left\{ \int_0^t L(t) \omega d\tau \right\} dt^2 \neq inv. \quad (70)$$

Эта формула указывает на возможность управлять метрикой пространства событий, используя для этого 4D гироскоп с управляемой частотой вращения масс внутри его. Такая

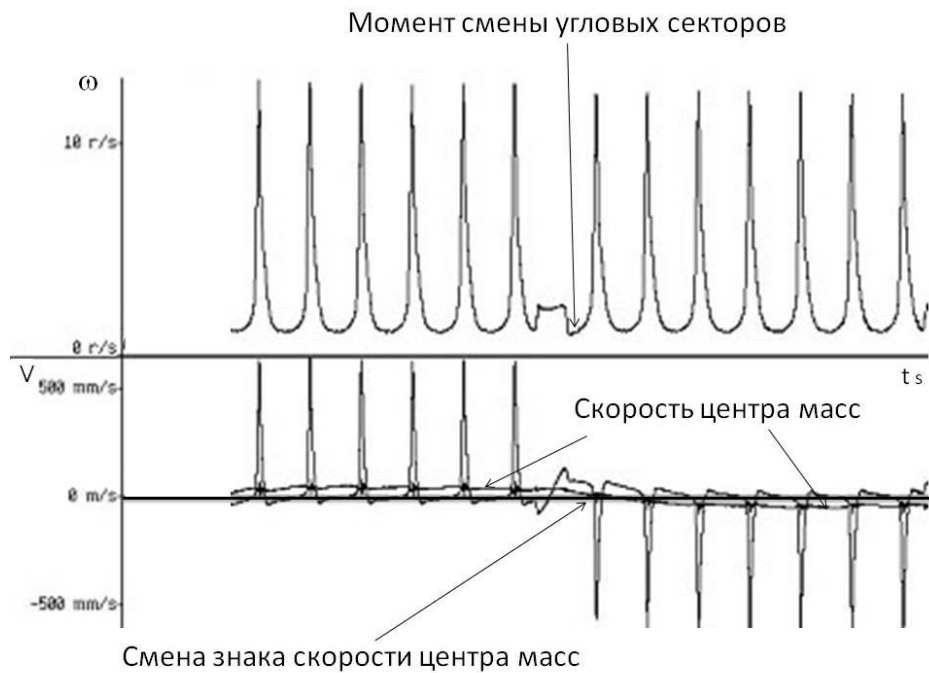


Рис.11. Смена знака скорости центра масс 4D гироскопа при смене угловых секторов действия  $+L$  и  $-L$  за время  $\approx 1.5$  сек

возможность следует из формулы (56), связывая ускорение центра масс механической системы с угловым ускорением вращающейся материи внутри ее. Тот же вывод следует из формулы (67) для 4D гироскопа, которую можно переписать как

$$a_c^L(t) = \frac{k^2}{g} (rN(t) \sin \phi + \Phi(t)(r\omega - v \sin \phi)), \quad (71)$$

где  $N(t) = L(t)/2mr^2$  – угловое ускорение, создаваемое мотор-тормозом.

Идея геометризации физических взаимодействий связана с представлением интеграла действия  $S$  в виде [10]

$$S = -M * c \int ds = -M * c \int \left( g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} dt = \int L dt ,$$

где  $M^* = M + 2m$  – полная (в нашем случае) масса системы,  $c$  – скорость света,  $L$  – функция Лагранжа,  $g_{ik}$  – метрический тензор пространства событий. Лагранжиан системы можно представить в виде

$$L = -M * c \left( g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} = T - U. \quad (72)$$

В случае свободного 4D гироскопа потенциальная энергия  $U$  равна нулю. Если же на 4D гироскопе установлен мотор-тормоз, то он не является свободным и наша проблема сводится к определению метрического тензора пространства событий, описывающего «потенциал», создаваемый мотор-тормозом.

В теории двигателя Алькубьерре пространство событий вне радиуса  $R$  оказывается пространством Минковского [2]. Аналогичная ситуация имеет место при анализе двигателя Толчина. Предполагая, что на большом расстоянии от работающего двигателя Толчина потенциальная энергия искривления пространства событий обращается в нуль

$$L_{\infty} = T - U_{\infty} = T,$$

имеем

$$L_{\infty} = -M * c \left( \eta_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2}, \quad (73)$$

где  $\eta_{ik}$  – метрический тензор пространства Минковского. Теперь можно геометризовать потенциальную энергию взаимодействия, используя формулу

$$U = T - L = -M * c \left[ \left( \eta_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} - \left( g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} \right]. \quad (74)$$

В нерелятивистском приближении эта формула принимает вид

$$U = \frac{M * c^2}{2} (g_{00} - 1) \quad (75)$$

или

$$g_{00} = 1 + \frac{2U}{M * c^2}. \quad (76)$$

Используя метрику Алькубьерре и формулу (76), находим потенциальную энергию двигателя Алькубьерре с массой  $M^*$  в виде ( $G=c=1$ )

$$U_A = \frac{M^*}{2} v_s^2 f^2 . \quad (77)$$

При больших  $\sigma$  этот потенциал действует вблизи радиуса  $R$  (см. рис. 1), в области, где

$$g_{00} \approx 0. \quad (78)$$

Аналогичную ситуацию мы имеем в случае двигателя Толчина, когда нескомпенсированные управляемые силы инерции, вызывающие ускорение (71), действуют вблизи радиуса  $r$ , определяющего расстояние от малых грузов  $m$  до оси вращения. Кроме того, уравнения (58)-(67) содержат произвольную функцию  $\Phi(t)$ , которую можно определить либо из эксперимента, либо путем решения уравнений поля (А) и (В).

Напомним, что метрика Алькубьерре была сконструирована без решения каких-либо уравнений. При нахождении решений уравнений (А), (В) мы будем применять метод конструирования решений, подобно тому, как это делается в формализме Ньюмена-Пенроуза [16]. Для простоты, мы рассмотрим «релятивистское» пространство событий 4D гироскопа с координатами

$$x^0 = ct, \quad x^1 = x_c, \quad x^2 = r\phi.$$

Учитывая условие (78) (поля инерции действуют вблизи радиуса  $r$ ), запишем метрический тензор пространства событий в виде

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & 1 - 2k^2 r^2 U(\phi) / c^2 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -g' \end{pmatrix}, \quad i, k = 0, 1, 2, \quad (79)$$

где

$$U(\phi) = \frac{1}{2mr} \int_{\phi_0}^{\phi} L d\phi = \int_{\phi_0}^{\phi} N \phi \quad (80)$$

- «потенциал», а  $N$  - угловое ускорение, создаваемые мотор-тормозом. Легко видеть, что в «нерелятивистском» приближении тензор (79) переходит в метрический тензор (9). Используя метрический тензор (79) и определение (23), находим в уравнениях кратчайших (5) следующие отличные от нуля компоненты символов Кристоффеля

$$\Gamma^0_{02} = \Gamma^0_{20} = -\frac{k^2 r N}{c^2 - 2k^2 r^2 \int N d\phi}, \quad \Gamma^2_{00} = -\frac{r N}{c^2 (1 - k^2 \sin^2 \phi)}, \quad \Gamma^2_{22} = -\frac{k^2 \sin \phi \cos \phi}{r (1 - k^2 \sin^2 \phi)}. \quad (81)$$

Используя определение тензора Римана

$$R^i_{jkm} = 2\partial_{[m} \Gamma^i_{|j|k]} + 2\Gamma^i_{s[k} \Gamma^s_{|j| m]}$$

и компоненты (81), находим отличные от нуля компоненты тензора Риччи  $R_{jm} = R^i_{jim}$

$$R_{00} = -\frac{k^2 r^2 U^2 \phi}{c^2 g (c^2 - 2k^2 r^2 U)} - \frac{k^2 U \phi \sin \phi \cos \phi}{c^2 g^2} - \frac{U_{\phi\phi}}{c^2 g}, \quad (82)$$

$$R_{22} = -\frac{k^2 r^2 g}{c^2 - 2k^2 r^2 U} R_{00} \quad (83)$$

и скалярную кривизну  $R = g^{jm} R_{jm}$

$$R = \frac{2c^2}{c^2 - 2k^2 r^2 U} R_{00}. \quad (84)$$

Из этих формул видно, что работа мотор-тормоза в двигателе Толчина создает локальную кривизну пространства, которая обращается в нуль, если мотор-тормоз перестает работать.

Пусть теперь 4D гироскоп движется согласно уравнениям прямейших (26). Мы выберем компоненты поля кручения (20) таким образом, чтобы в нерелятивистском пределе из уравнений (26) следовали бы уравнения (63), (64), представленные в виде [5]

$$\begin{aligned} \frac{dv_c}{dt} &= rk^2 \Phi \omega, \\ \frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin \phi \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \omega^2 &= \frac{N - \Phi v_c}{1 - k^2 \sin^2 \phi}. \end{aligned}$$

Этому требованию удовлетворяют следующие отличные от нуля компоненты  $\Omega_{jk}^i$

$$\Omega^1_{02} = -\Omega^1_{20} = k^2 \Phi / 2c, \quad \Omega^2_{01} = -\Omega^2_{10} = -\frac{\Phi}{2c(1 - k^2 \sin^2 \phi)}. \quad (85)$$

Рассчитывая компоненты торсионного поля (поля инерции) по формуле (19), имеем

$$T^1_{02} = -k^2 \Phi / c, \quad T^2_{10} = -\frac{\Phi}{c(1 - k^2 \sin^2 \phi)}. \quad (86)$$

Для определения явного вида произвольной функции  $\Phi$  мы используем уравнения (B), представив их в виде

$$g^{jm} (R^i_{jim} + 2\nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + 2T^i_{s[i} T^s_{|j|m]}) = 0 \quad (87)$$

или, подставляя сюда соотношения (79), (82)-(84) и (86),

$$R + \frac{k^2 \Phi^2}{2g(c^2 - 2k^2 r^2 U)} = 0. \quad (88)$$

Отсюда, с учетом (82) и (84), следует нерелятивистская формула

$$\Phi(t) = \pm \sqrt{\frac{N \cos \phi \sin \phi}{g} + \frac{N_\phi}{k^2}}, \quad N_\phi = \frac{\partial N}{\partial \phi}. \quad (89)$$



Уравнение движения центра масс 4D гироскопа теперь принимает вид

$$\frac{dv_c}{dt} = \pm rk^2 \omega \sqrt{\frac{N \cos \phi \sin \phi}{g} + \frac{N_\phi}{k^2}}. \quad (90)$$

Знак – соответствует движению со сменой знака скорости центра масс, как это показано на рис.11. Фактически, формула (90) представляет собой конкретное воплощение формулы (56) общего подхода к двигателям, искривляющим пространство.

В фильме [http://www.youtube.com/watch?v=SXOKT3\\_SPS0](http://www.youtube.com/watch?v=SXOKT3_SPS0) представлена модель двигателя, движущегося по горизонтальной, смазанной маслом стеклянной поверхности. Роль мотор-тормоза в этой модели выполняет сервомотор, создающий на оси вращения грузов угловое ускорение  $N(t) = L(t)/2mr^2$  в уравнении (90). Характер изменения углового ускорения задается с помощью компьютерной программы, управляющей работой сервомотора. Типичный график скорости центра масс 4D гироскопа, управляемого с помощью компьютера, представлен на рис.12.

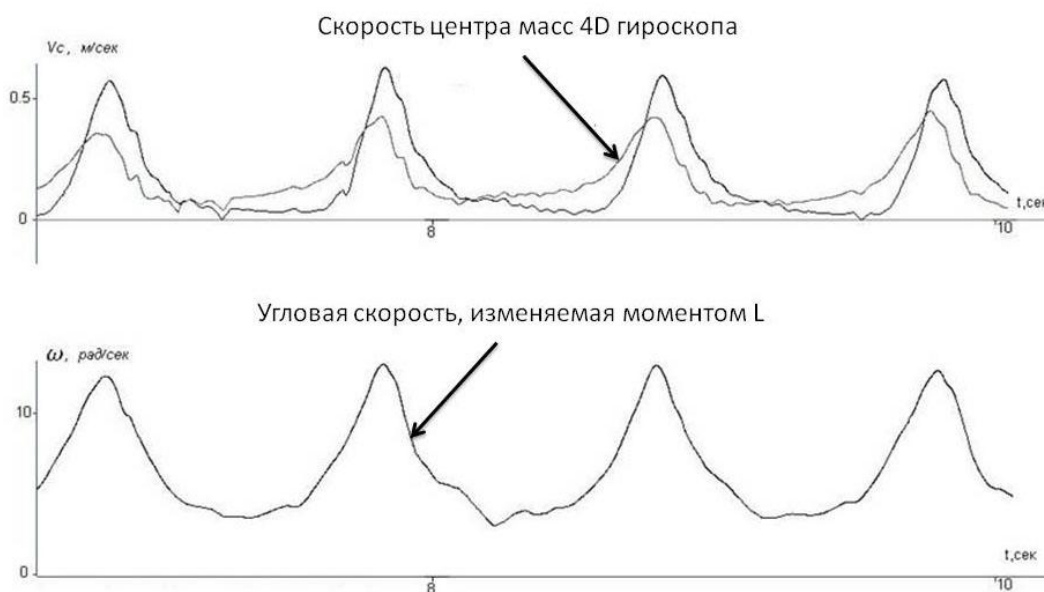


Рис.12. При компьютерном управлении скорость центра масс «копирует» угловую скорость

Из экспериментального графика видно, что при оптимальном выборе работы мотор-тормоза кривая скорости  $v_c$  повторяет кривую угловой скорости  $\omega$ .

## Заключение

Конечно, управляемая модель 4D гироскопа, показанная в фильме, представляет собой простейший двигатель, использующий для своего движения искусственно созданную локальную кривизну пространства. Наша задача состояла в том, чтобы показать *принципиальную возможность* такого способа передвижения, как в космосе, так и в земных условиях. Скорее всего, в ближайшем будущем исследователями разных стран будут предло-

женные другие варианты двигателей такого типа, поскольку время пришло. Это время требует от нас научиться управлять полями и силами инерции, поменять наши представления о структуре пространства-времени и объединить квантовую теорию с теорией относительности [17,18]. В частности, в работе [18] были приведены примеры квантования в макрофизике и показано, что квантовая теория имеет гироскопическую природу, при этом волновая функция в уравнениях Шредингера оказывается нормированным на единицу полем инерции, т.е. реальным физическим полем. Квантовое поведение оси вращения гироскопа можно наглядно увидеть в кабине космического корабля в состоянии невесомости в фильме [http://www.youtube.com/watch?v=dL6Pt1O\\_gSE&NR=1](http://www.youtube.com/watch?v=dL6Pt1O_gSE&NR=1) и <http://video.yandex.ru/users/perretz/view/3/> (эффект Джанибекова). Подобная картина возникает при движении на стационарной орбите электрона в атоме, поскольку электрон со спином  $s = \hbar/2$  представляет собой заряженный микрогироскоп, движущийся в поле ядра и принимающий значения  $s = \pm\hbar/2$ . Все это указывает на то, что последовательная квантовая теория, о которой мечтал А.Эйнштейн, базируется на  $10^{11}$  мерном пространстве событий [19], в котором 6 дополнительных вращательных координат (16) образуют наблюдаемое в эффекте Джанибекова квантованное внутреннее пространство. Именно на это внутреннее пространство опираются «безопорные» двигатели Алькубьерре и Толчина при движении в космосе.

Авторы выражают глубокую благодарность Лобовой М.А. за финансовую поддержку и постоянное внимание к этой работе.

21.12.2010

## Ссылки

1. Киселев А.И., Медведев А.А., Меньшиков В.А.// КОСМОНАВТИКА НА РУБЕЖЕ ТЫСЯЧИЛЕТИЙ. Итоги и перспективы. М.: Машиностроение. Машиностроение-Полет, 2001, с. 672.
2. Alcubierre, M. "The warp drive: hyper-fast travel within general relativity". *Class. Quant. Grav.* Vol.11. L73–L77. (1994).
3. Толчин В.Н. // Инерциоид. Силы инерции как источник движения. Пермь. 1977.
4. Shipov G. // Decartes' Mechanics – Fourth Generalization of Newton's Mechanics. In "7 th Intern. Conference Computing Anticipatory Systems " ~ НЕС - ULg, Liege, Belgium, 2005, ISSN 1373-5411 ISBN 2-930396-05-9 P. 178
5. Шипов Г.И.// 4D ГИРОСКОП В МЕХАНИКЕ ДЕКАРТА. Кирилица, 2006, с. 74  
[http://www.shipov.com/files/021209\\_tolchdescart.pdf](http://www.shipov.com/files/021209_tolchdescart.pdf)  
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/004a/02311026.htm>
6. Матвеев Л.И.// Видимые сверхсветовые скорости разлета компонентов во внегалактических объектах. УФН, 1983, том 140, вып. 3, стр. 463-501.
7. Ольховский И.И. // Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970. с. 184.
8. Hawking S.W., Ellis G.F.R.// The Large Scale Structure of Space-time, Cambridge University Press, 1973.

9. *Infeld L.* // An Interpretation of the Einstein World Geometry on the Basis of Classical Mechanics, *Physic. Zeitschr.* XXXII, 1931, pp. 257-265.
10. *Шипов Г.И.* // Теория Физического Вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
11. *Ricci G.* // *Mem. Acc. Linc.* 1895. Vol.2. Ser. 5. Pp. 276-322.
12. *Raychaudhuri A.* // *Relativistic cosmology I.*, *Phys. Rev.* 1955 Vol.98. P.1123.
13. *Владимиров Ю.С.* // *Геометрофизика.* — М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2005 . – 600 с.
14. *Магнус К.* // *Гироскоп. Теория и применения.* М.: Мир, 1974. -527 с.
15. *Шипов Г.И., Сидоров А.Н.* Теоретические и экспериментальные исследования реактивного движения без отбрасывания массы. В сб. "Физика взаимодействия живых объектов с окружающей средой", Москва, 2004, сс. 87-120.
16. *Newman E., Penrose R.* // *J. Math. Phys.* 1962. Vol. 3, \No 3. P. 566-587.
17. *Шипов Г.И.* // Об экспериментальном измерении волновой функции квантовой механики. 2010, с.39. [http://www.shipov.com/files/200410\\_wave\\_function.pdf](http://www.shipov.com/files/200410_wave_function.pdf)  
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0016/001c/00161635.htm>
18. *Шипов Г.И.* // Торсионная природа квантовой механики // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.15902, 02.05.2010.  
[http://www.shipov.com/files/040510\\_tors\\_nature.pdf](http://www.shipov.com/files/040510_tors_nature.pdf)  
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/003a/02311021.htm>
19. *Шипов Г.И.* // *Квантовая механика в теории физического вакуума.* Винница: ЧП «Веда», 2010, с.100.