

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ПРЕЦЕССИИ 4D ГИРОСКОПА И НОВЫЙ СПОСОБ ПЕРЕДВИЖЕНИЯ В КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Шипов Г.И.

Введение

В своей знаменитой работе [1] Л. Эйлер нашел шесть уравнений движения абсолютно твердого тела, которые в настоящее время широко используются при разработке современных навигационных систем. Известно, что задача о движении твердого тела вокруг неподвижной точки до сих пор не нашла своего окончательного решения. Эта задача описывается сравнительно простой системой обыкновенных дифференциальных уравнений Эйлера-Пуассона, для которой известны три общих первых интеграла. Существует теорема Якоби, которая утверждает, что для сведения задачи к квадратурам достаточно для этих уравнений найти еще один новый (четвертый) первый интеграл, независимый от времени. При ограничениях на распределение масс в твердом теле, новый интеграл удалось найти в трех случаях: Л. Эйлера, Ж. Лагранжа и С. Ковалевской. Однако, в общем случае, дополнительный интеграл не был найден, несмотря на усилия выдающихся математиков в течение двухсот лет. Относительно недавно российским ученым В.В. Козловым была доказана теорема [2,3], которая утверждает, что в общем случае *уравнения Эйлера-Пуассона не имеют не только алгебраического, но и аналитического нового дополнительного первого интеграла*. Этот результат указывает на «неполноту» механики твердого тела в существующей не математической, и, скорее, физической постановке самой задачи. Действительно, большинство физиков рассматривают 6 уравнений механики твердого тела Эйлера как следствие механики Ньютона, сформулированной для материальной точки [4,5]. Однако механики, работающие непосредственно с гироскопическими системами, утверждают, что наблюдаемые гироскопические эффекты (например, прецессия или нутация гироскопа) выводят нас за рамки механики Ньютона.

Например, вот что пишет по этому вопросу известный ученый К. Магнус [6]: «Чтобы объяснить поведение вращающегося тела, часто проводят аналогию между вращательным движением тела и движением материальной точки (т.е. механики Ньютона (прим. автора)). Однако эта аналогия в теории гироскопа скорее вредна, чем полезна, так как область, в которой она справедлива, кончается как раз там, где начинаются типичные гироскопические явления».

Ему вторит другой специалист по теории гироскопов Р. Граммель [7]: «Анизотропия твердого тела, порождаемая его вращением, не имеет аналога в механике материальной точки (т.е. механике Ньютона (прим. автора)). Если нанести удар по покоящейся материальной частице, она начинает двигаться в направлении ударного импульса. И, напротив, совсем не обязательно, чтобы приложение к покоящемуся телу ударного момента вызвало вращение тела именно вокруг той оси, относительно которой действовал момент».

1. Физико-математический нонсенс при описании вращательного движения

Такое разночтение в понимании основ механики твердого тела приводит к аналитическим «нонсенсам» в описании вращательного движения материи. В частности Л. Эйлер использовал понятие угловой скорости вращения материальной точки твердого тела, которая для тонкого диска записывается в виде простой формулы $\omega = v/r$, вошедшей во все школьные и вузовские учебники. Здесь v - линейная скорость материальной точки диска, r - расстояние от оси вращения диска до материальной точки. С тех пор никто из физиков не задумывался над тем, что эта формула содержит логические «нонсенсы» (будем обозначать нонсенс как \neq). Действительно, рассмотрим, например, простейшую формулу для угловой скорости движения массы m по окружности радиуса $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ в плоскости x, y со скоростью $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = \sqrt{(dx/dt)^2 + (dy/dt)^2}$

$$\omega = \frac{d\psi}{dt} = \omega(\psi(t)) \neq \neq \frac{1}{r} v = \frac{1}{r(x(t), y(t))} v(x(t), y(t)). \quad (1)$$

С точки зрения формальной логики в соотношении (1) мы имеем нонсенс \neq , поскольку «приравнивается» величина ω , зависящая от безразмерной неголономной угловой переменной $\psi(t)$ к величине v/r , зависящей от голономных координат $x(t), y(t)$, что противоречит математической логике. В соотношении (1) угловая скорость ω является псевдоскаляром. Его величина откладывается по оси z , ортогональной к плоскости x, y . Из соотношения (1) видно, что этот псевдоскаляр приравнивается к скаляру v/r , определенному в плоскости x, y . Это тоже «нонсенс», поскольку псевдоскаляр и скаляр имеют разные законы преобразования относительно дискретных преобразований координат (например, при переходе из правой системы отсчета в левую).

Умножая (1) на dt , получим бесконечно малый поворот в виде

$$d\psi \neq \neq \frac{\sqrt{dx^2 + dy^2}}{r(x(t), y(t))} = \frac{ds}{r}. \quad (2)$$

Возводя правую и левую часть соотношения (2) в квадрат, получим вращательную метрику $d\tau^2$, связанную с трансляционной метрикой ds^2 как

$$d\tau^2 = (d\psi)^2 \neq \neq \frac{1}{r^2} ds^2. \quad (3)$$

Указанные противоречия в соотношениях (1) снимаются, если при описании вращательного движения материи заменить евклидову геометрию механики Ньютона геометрией абсолютного параллелизма $A_3(3)$ [8,9]. В этой геометрии, кроме трансляционных координат x, y, z , заданы вращательные координаты φ, θ, ψ как *элементы пространства*. На таком бти мерном многообразии координат $x, y, z, \varphi, \theta, \psi$ заданы две метрики: 1) трансляционная риманова метрика

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta = \eta_{AB} e^A_\alpha e^B_\beta dx^\alpha dx^\beta, \quad \eta_{AB} = \eta^{AB} = \text{diag}(1, 1, 1), \quad (4)$$

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

2) вращательная метрика

$$d\tau^2 = d\chi^\alpha_\beta d\chi^\beta_\alpha = T^\alpha_{\beta\gamma} T^\beta_{\alpha\sigma} dx^\gamma dx^\sigma = \Omega^\alpha_\beta \Omega^\beta_\alpha ds^2, \quad (5)$$

где $T^\beta_{\alpha\gamma}$

$$T^\beta_{\alpha\gamma} = e^\beta_A e^A_{\alpha,\gamma} = -e^A_\beta e^\alpha_{A,\gamma}, \quad \gamma = \frac{\partial}{\partial x^\gamma}, \quad \Omega^\alpha_\beta = T^\alpha_{\beta\gamma} dx^\gamma, \quad \Omega_{\alpha\beta} = -\Omega_{\beta\alpha} \quad (6)$$

- торсионное поле геометрии $A_3(3)$, e^A_β -неголономная триада Эйлера, которая удовлетворяет условиям ортогональности

$$e^A_\alpha e^\alpha_B = \delta^A_B, \quad e^A_\alpha e^\beta_A = \delta_\alpha^\beta, \quad (7)$$

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

Метрика (5) содержит объект неголономности [9]

$$\Omega^{\cdot\beta}_{\alpha\gamma} = -T^\beta_{[\alpha\gamma]} = -\frac{1}{2} e^\beta_A (e^A_{\alpha,\gamma} - e^A_{\gamma,\alpha}), \quad (8)$$

поэтому связь между дифференциалами трансляционных координат dx^γ и дифференциалами вращательных координат $d\chi_{\alpha\beta} = -d\chi_{\beta\alpha}$ в метрике (5) оказывается неголономной.

Вместо ошибочной метрики (3) необходимо использовать метрику (5), из которой следуют вращательные уравнения движения в виде

$$\frac{de^A_\alpha}{ds} = \Gamma^A_{B\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^B_\alpha + T^A_{B\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^B_\alpha, \quad (8a)$$

где ds - дифференциал длины дуги, $\Gamma^A_{B\gamma}$ - символы Кристоффеля, которые в декартовых координатах обращаются в нуль. В этом случае уравнения (8) принимают вид

$$\frac{de^{(1)}_\alpha}{ds} = T^{(1)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(2)}_\alpha = \Omega^{(1)}_{(2)} e^{(2)}_\alpha, \quad (9)$$

$$\frac{de^{(2)}_\alpha}{ds} = T^{(2)}_{(1)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(1)}_\alpha + T^{(2)}_{(3)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(3)}_\alpha = \Omega^{(2)}_{(1)} e^{(1)}_\alpha + \Omega^{(2)}_{(3)} e^{(3)}_\alpha, \quad (10)$$

$$\frac{de^{(3)}_\alpha}{ds} = T^{(3)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^{(2)}_\alpha = \Omega^{(3)}_{(2)} e^{(2)}_\alpha. \quad (11)$$

Введем обозначения $e^{(1)}_\alpha = t_\alpha = dx_\alpha / ds$, $e^{(2)}_\alpha = n_\alpha$, $e^{(3)}_\alpha = b_\alpha$,

$$\chi_1(s) = \kappa(s) = \Omega^{(1)}_{(2)} = T^{(1)}_{(2)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} = \frac{1}{\rho_\kappa}, \quad \chi_2(s) = \chi(s) = \Omega^{(2)}_{(3)} = T^{(2)}_{(3)\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} = \frac{1}{\rho_\chi}, \quad (12)$$

где псевдоскаляры ρ_κ и ρ_χ - радиусы кривизны и кручения траектории соответственно.

В результате уравнения (9)-(11) принимают вид уравнений Френе [10]

$$\frac{dt_\alpha}{ds} = \kappa(s)n_\alpha, \quad \frac{dn_\alpha}{ds} = -\kappa(s)t_\alpha + \chi(s)b_\alpha, \quad \frac{db_\alpha}{ds} = -\chi(s)n_\alpha. \quad (13)$$

Рассмотрим смещение триады Френе вдоль произвольной траектории из точки M в точку M' на расстояние dx^γ , в результате которого триада совершает поворот $d\chi_{\alpha\beta}$.

Проектируя оси подвижной триады $e'^{(1)}_\alpha, e'^{(2)}_\alpha, e'^{(3)}_\alpha$, расположенной в точке M' , на неподвижную триаду, связанную с точкой M , получим

$$\begin{aligned} \vec{e}'_1 &= \vec{e}_1(\cos\varphi\cos\psi - \sin\varphi\sin\psi\cos\theta) + \vec{e}_2(\sin\varphi\cos\psi + \cos\varphi\sin\psi\cos\theta) + \vec{e}_3\sin\psi\sin\theta, \\ \vec{e}'_2 &= -\vec{e}_1(\cos\varphi\sin\psi + \sin\varphi\cos\psi\cos\theta) - \vec{e}_2(\sin\varphi\sin\psi - \cos\varphi\cos\psi\cos\theta) + \vec{e}_3\cos\psi\sin\theta, \\ \vec{e}'_3 &= \vec{e}_1\sin\varphi\sin\theta - \vec{e}_2\cos\varphi\sin\theta + \vec{e}_3\cos\theta. \end{aligned} \quad (14)$$

Поскольку $\vec{e}'_1 = d\vec{x}/ds$, то из первого из этих соотношений следуют компоненты 3D скорости $\vec{u} = d\vec{x}/ds$

$$\begin{aligned} \frac{dx}{ds} &= \cos\varphi\cos\psi - \sin\varphi\sin\psi\cos\theta, \\ \frac{dy}{ds} &= \sin\varphi\cos\psi + \cos\varphi\sin\psi\cos\theta, \\ \frac{dz}{ds} &= \sin\psi\sin\theta, \end{aligned} \quad (15)$$

или, переходя к дифференцированию по t и учитывая, что $v = ds/dt = |\vec{v}| = v(x, y, z)$, имеем

$$\begin{aligned} v_x(\varphi, \theta, \psi, x, y, z) &= \frac{dx}{dt} = v(\cos\varphi\cos\psi - \sin\varphi\sin\psi\cos\theta), \\ v_y(\varphi, \theta, \psi, x, y, z) &= \frac{dy}{dt} = v(\sin\varphi\cos\psi + \cos\varphi\sin\psi\cos\theta), \\ v_z(\varphi, \theta, \psi, x, y, z) &= \frac{dz}{dt} = v(\sin\psi\sin\theta). \end{aligned} \quad (16)$$

Дифференцируя в (14) третьи компоненты векторов \vec{e}'_1 и \vec{e}'_2 , а также вторую компоненту вектор \vec{e}'_3 , получаем уравнения для компонент угловой скорости вращения

$$\begin{aligned}
\omega_\varphi(\varphi, \theta, \psi, x, y, z) &= \frac{d\varphi}{dt} = v\chi \frac{\sin \psi}{\sin \theta}, \\
\omega_\psi(\theta, \psi, x, y, z) &= \frac{d\psi}{dt} = v(\kappa - \chi \sin \psi \operatorname{ctg} \theta), \\
\omega_\theta(\theta, \psi, x, y, z) &= \frac{d\theta}{dt} = v\chi \cos \psi.
\end{aligned} \tag{17}$$

Система шести уравнений (16, 17) представляет собой систему Коши для шести неизвестных функций $x, y, z, \varphi, \psi, \theta$, которая имеет только одно решение в виде регулярных функций

$$x = x(s), y = y(s), z = z(s), \varphi = \varphi(s), \psi = \psi(s), \theta = \theta(s),$$

удовлетворяющих системе (16,17) с заданными начальными условиями

$$x = x_0, y = y_0, z = z_0, \varphi = \varphi_0, \psi = \psi_0, \theta = \theta_0.$$

Эти начальные условия имеют простой физический смысл. Начальные трансляционные координаты $x = x_0, y = y_0, z = z_0$ задают положение начала O ускоренной системы отсчета e^A_α на траектории, а начальные углы $\varphi = \varphi_0, \psi = \psi_0, \theta = \theta_0$ определяют начальную ориентацию векторов системы e^A_α . Углы Эйлера $\varphi = \varphi(s), \psi = \psi(s), \theta = \theta(s)$ образуют в каждой точке M траектории внутреннее пространство неголономных вращательных координат, которые, как это следует из уравнений (16,17), определяет динамику ориентируемой материальной точки.

Соотношения (17) доказывают, что при вращении базисных векторов e^A_α трехмерной системы отсчета, угловая скорость $\vec{\omega}$ зависит как от 3х неголономных угловых переменных φ, θ, ψ , так и от 3х трансляционных голономных координат x, y, z . Поэтому логически непротиворечивая запись для компонент угловой скорости (17) показывает, что выражение (1), содержащее нонсенс $\neq = \neq$, принципиально неверно. Правильное описание 3D ускоренной системы требует введения бти мерного многообразия, обладающего структурой геометрии абсолютного параллелизма $A_3(3)$. Действительно, для случая вращения массы m в плоскости x, y (когда $\chi = 0, \varphi = 0, \theta = 0, z = 0$) уравнения (17) принимают вид

$$\omega_\varphi(\psi, x, y, z) = \frac{d\varphi}{dt} = 0, \tag{18}$$

$$\omega_\psi(\psi, x, y, z) = \frac{d\psi}{dt} = v\kappa, \tag{19}$$

$$\omega_\theta(\psi, x, y, z) = \frac{d\theta}{dt} = 0. \tag{20}$$

Уравнение (19), с учетом (12), запишется как

$$\omega_{\psi}(\psi(t), x(t), y(t)) = \frac{d\psi}{dt} = v\kappa = \Omega^{(1)}_{(2)} v = \frac{1}{\rho_{\kappa}} v. \quad (21)$$

С другой стороны, из уравнений (16) для компонент скорости v следует

$$v_x(\psi(t), x(t), y(t)) = \frac{dx}{dt} = v \cos \psi, \quad (22)$$

$$v_y(\psi(t), x(t), y(t)) = \frac{dy}{dt} = v \sin \psi, \quad (23)$$

$$v_z(\psi(t), x(t), y(t)) = \frac{dz}{dt} = 0. \quad (24)$$

При движении по окружности радиуса r уравнение (21) теперь запишется как

$$\omega_{\psi}(\psi(t), x(t), y(t)) = \frac{1}{r} v(\psi(t), x(t), y(t)). \quad (25)$$

Как мы видим, равенство (25) снимает нонсенс, который обнаруживается в традиционной записи для угловой скорости (1). Из формулы (21) видно, что слева в формуле (25) стоит псевдоскаляр ω_{ψ} , а справа псевдоскаляр $\Omega^{(1)}_{(2)}$, умноженный на скаляр v , как это и должно быть. Важно отметить, что правильное описание вращательного движения материи на основе геометрии $A_3(3)$ доказывает гипотезу Э. Картана [11], согласно которой вращение материи порождает кручение пространства. В нашем случае кручение пространства $A_3(3)$ описывается объектом неголономности (8), при этом коэффициенты вращения Риччи, образованные из кручения (8) по правилу

$$T^{\beta}_{\alpha\gamma} = -\Omega^{\dots\beta}_{\alpha\gamma} + g^{\alpha\delta} (g_{\alpha\mu} \Omega^{\dots\mu}_{\delta\gamma} + g_{s\mu} \Omega^{\dots\mu}_{\delta\alpha}). \quad (26)$$

интерпретируются как *поле инерции, порождающее силы инерции* [9].

2. Вращательное движение как источник полей и сил инерции

Хотя силы инерции были осознаны исследователями более 300 лет назад, споры о их природе и значении в физических теориях идут до сих пор. Если сделать выборку примерно их 100 учебников по теоретической механике, соотношение мнений по поводу реальных сил инерции или нет, представлено на рис.1. Как мы видим из рис.1, что число ученых, рассматривающих силы инерции как нереальные, составляет большинство. Таковую ситуацию в науке можно рассматривать как лингвистическо-смысловой нонсенс, поскольку силы, если они наблюдаются в экспериментах, не могут быть названы «нереальными». Казалось бы, о чем тут спорить? Тем не менее, дискуссии о «реальности» сил инерции проходили как в Западной Европе, так и в России в 1890-х годах. Широко известны дискуссии в Киеве и, особенно, в 1936 г. в Москве. Последняя дискуссия проходила в 1985 г. в институте Проблем механики АН СССР на Всесоюзной конференции «Основы классической механики и их роль в преподавании механики» (Москва, 1-8 ок-

тября 1985). «Основы классической механики и их роль в преподавании механики» (Москва, 1-8 октября 1985). На конференции академик РАН Л.И. Седов утверждал, что силы инерции реальны, поскольку они могут компенсировать гравитационные силы (например, в свободно падающем лифте Эйнштейна), а реальность гравитационных сил

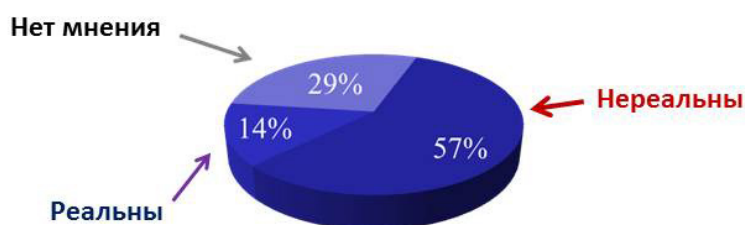


Рис.1. Соотношение мнений о силах инерции

признано всеми физиками. Противоположную точку зрения отстаивал академик РАН, директор института Проблем механики, А.Ю. Ишлинский. Он рассматривает силы инерции как «фиктивные» силы, которые используются в механике «для удобства при математических расчетах механических систем» [13]. Такая точка зрения тормозит развитие техники, в которых силы инерции играют значительную роль. Например, при запуске космических кораблей, когда элементы корабля и экипаж испытывают большие перегрузки из-за действия сил инерции при ускорении корабля. В этом случае неправильный учет действия сил инерции на различные объекты может привести к поломке элементов космического корабля и к гибели экипажа. Кроме того, отношение к силам инерции как к нереальным силам дезориентирует ученых и тормозит развитие механических устройств, движение которых происходит под действием искусственно созданных сил и полей инерции.

Под полями инерции физики понимают поля, порождающие силы инерции. Поле инерции является третьим фундаментальным физическим полем (кроме гравитационного и электромагнитного) которое дано нам в повседневном ощущении на бытовом уровне. Несмотря на очевидную важность поля инерции в физических процессах, работ, которые определяют поле инерции как предмет научного исследования, в научной литературе, кроме работ автора [9,14,15] не существует. Поскольку поле инерции определяется как поле, которое создает силы инерции в ускоренных системах отсчета, то имеет смысл построить механику инвариантным образом сразу в ускоренных системах отсчета, рассматривая механику Ньютона, сформулированную в инерциальных системах отсчета как предельный случай при малых ускорениях.

Существует ошибочное мнение, что возможен переход из инерциальной системы отсчета в ускоренную систему голономными преобразованиями координат. Например, переход из инерциальной системы отсчета, оснащенной голономными декартовыми координатами x, y, z во вращающуюся систему отсчета, оснащенную неголономными вращательными координатами (скажем, углами Эйлера φ, ψ, θ) невозможен без использования вращательной метрики (5), из которой следует неголономная связь

$$d\chi^\alpha{}_\beta = T^\alpha{}_{\beta\gamma} dx^\gamma \quad (27)$$

между дифференциалами голономных координат dx^γ и дифференциалами вращательных координат $d\chi^\alpha{}_\beta$. Согласно (27), переход из инерциальной системы во вращающуюся систему отсчета никакими голономными преобразованиями координат осуществить невозможно без того, чтобы не получить нонсенс типа (1) или (2).

В ускоренной системе отсчета, как известно [5], уравнения движения материальной точки имеют вид

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - m\vec{W} - 2m[\vec{\omega}\vec{v}'] - m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] - m[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}'] , \quad (28)$$

где U - потенциальная энергия внешнего (гравитационного или электромагнитного) поля, $m\vec{W}$ - поступательная сила инерции, $2m[\vec{\omega}\vec{v}']$ - сила инерции Кориолиса, $m[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']]$ - центробежная сила инерции, $m[\dot{\vec{\omega}}\vec{r}']$ - сила инерции, вызванная ускоренным вращением. Вектора \vec{r} и \vec{r}' заданы относительно не вращающейся системы S и S' соответственно. Из (28) следует, что поле инерции в нерелятивистском приближении определяется через 3D угловую скорость $\vec{\omega}$ и поступательное ускорение \vec{W} , которое в 4D тоже представляется как угловая скорость вращения в пространственно-временных плоскостях [9]. Например, ускорение вдоль оси x представляется как

$$W_x = dv_x/dt = cd(th\theta_x)/dt , \quad (29),$$

где c - скорость света, θ_x - угол вращения в плоскости $x - ct$. Таким образом, мы приходим к весьма общему выводу: *всякое ускоренное движение есть вращение*. Эта гипотеза была высказана еще Р. Декартом, поэтому механика, в которой принципиально отсутствуют инерциальные системы отсчета, является четвертым обобщением механики Ньютона, названным мной механикой Декарта [16].

Очевидно, что понятие поля инерции возникает при ускоренном движении протяженного тела, поскольку силы инерции действуют на все материальные точки, составляющих это тело, образуя поле сил инерции. Таким образом, поле сил инерции порождается полем инерции, возникающим в результате вращения материи. В 1922 г. Эли Картан высказал гипотезу, что вращение материи порождает кручение пространства [11]. Однако Э. Картан не указал, какое кручение и как оно связано с угловой скоростью вращения материи.

3. Вращательная относительность и неголономная механика вращательного движения материи

Формулы (4)-(26) однозначно показывают, что *непротиворечивое описание вращения материи порождает кручение (8) пространства абсолютного параллелизма $A_3(3)$* . Когда в этом бти мерном пространстве связь (27) между дифференциалами $d\chi^\beta{}_\alpha$ угловых координат φ, θ, ψ и дифференциалами dx^γ пространственных координат x, y, z становятся голономной, вращательная метрика (5) обращается в нуль. В этом предельном

случае пространство $A_3(3)$ становится эвклидовым пространством E_3 механики Ньютона и мы можем переходить от (декартовых) координат x, y, z к угловым (сферическим) координатам φ, θ, ψ с помощью голономных преобразований. В результате мы получаем сферическую, цилиндрическую и т.д. системы координат, которые удобно использовать при решении многих практических задач в пространстве Евклида. Понятно, что *голономные угловые координаты φ, θ , в сферической системе координат не имеют никакого отношения к вращательному движению материи.*

Механика, в которой объект неголономности (8) отличен от нуля мы будем называть *неголономной механикой*, в силу того, что связь между дифференциалами трансляционных координат dx^α и дифференциалами вращательных координат $d\chi^\beta_\alpha$ неголономна.

В силу соотношения (8) триада Эйлер e^A_α неголономна. Такой объект по координатному индексу α преобразуется в группе трансляций $T(3)$ как вектор

$$e^{A'}_{\alpha'} = \frac{\partial x_{\alpha'}}{\partial x_\alpha} e^A_\alpha, \quad \left\| \frac{\partial x_{\alpha'}}{\partial x_\alpha} \right\| \in T(3), \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad (30)$$

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

$$e^{A'}_\alpha = \Lambda^{A'}_A e^A_\alpha, \quad \Lambda^{A'}_A \in O(3), \quad A = 1, 2, 3. \quad (31)$$

Поэтому в пространстве $A_3(3)$ существуют два вида относительности: 1) трансляционная относительность, заданная на множестве трансляционных координат x, y, z , с трансляционной метрикой (4) и группой трансляций $T(3)$; 2) вращательная относительность, заданная на множестве вращательных координат, с вращательной метрикой (5) и группой вращения $O(3)$.

Легко заметить, что все общепринятые физические теории, такие как классическая механика (включая теорию Эйлера абсолютно твердого тела), классическая электродинамика, общая теория относительности, квантовая механика и квантовая теория поля в своей основе *не содержат понятия вращательной относительности.* Этот вывод следует из того очевидного факта, что в основе перечисленных теорий неголономные вращательные координаты φ, θ, ψ не рассматриваются как элементы единого бти мерного пространства. В релятивистском обобщении пространства $A_3(3)$, т.е. в пространстве $A_4(6)$ [9], мы уже имеем дело с 10ти мерным пространством, на котором действуют группы $T(4)$ и $O(1,3)$, заданных на множества 4х голономных трансляционных координат x, y, z, ct и множестве бти неголономных вращательных координат $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ [9].

Механика, в которой отсутствует вращательная относительность, неполна, поскольку, как было показано выше, не позволяет описывать вращательное движение непротиворечивым образом. Неголономная механика не отменяет механику Ньютона, а дополняет ее

новыми уравнениями, которые содержат высшие производные трансляционных координат по времени.

3.1 Высшие производные в неголономной механике

В уравнениях движения неголономной механики (13) (уравнениях Френе) два псевдоскаляра однозначно определяют любую траекторию $x = x(s)$ с точностью до положения в пространстве. Из этих уравнений следуют поступательные уравнения движения начала O ориентируемой материальной точки

$$\frac{d^2 x_\alpha}{ds^2} = \kappa(s) n_\alpha, \quad (32)$$

$$\frac{d^3 x_\alpha}{ds^3} = \frac{d\kappa(s)}{ds} n_\alpha - \kappa^2(s) t_\alpha + \kappa(s) \chi(s) b_\alpha, \quad (33)$$

которые отличаются от уравнений механики Ньютона дополнительными уравнениями, содержащими третью производную $d^3 x_\alpha / ds^3$. Переходя в уравнениях (32), (33) от параметра s к параметру времени t , и, учитывая, что $d/dt = d/ds \cdot ds/dt$, имеем

$$\frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} = a \vec{e}_{(1)} + \left| \frac{1}{\rho_\kappa} \right| v^2 \vec{e}_{(2)} = a \vec{e}_{(1)} + |\rho_\kappa| \omega^2 \vec{e}_{(2)}, \quad (34)$$

где $v = ds/dt = |\vec{v}|$ - скалярная скорость и $a = dv/dt = |\vec{a}| = |\dot{\vec{\omega}} \vec{\rho}_\kappa|$ - скалярное ускорение и $v = \omega |\rho_\kappa|$. Умножая (34) на массу m и замечая, что $\vec{\rho}_\kappa = \vec{r}'$, имеем

$$m \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} = -ma \vec{e}_{(1)} - m\omega^2 |\rho_\kappa| \vec{e}_{(2)} \quad (35)$$

или, в общем виде,

$$m \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} = -m[\vec{\omega}[\vec{\omega} \vec{r}']] - m[\dot{\vec{\omega}} \vec{r}'], \quad (36)$$

куда вошли две (из четырех сил в (28)) силы инерции $-m[\vec{\omega}[\vec{\omega} \vec{r}']]$ и $-m[\dot{\vec{\omega}} \vec{r}']$. В уравнениях (35), (36) знак в их правой части меняется, поскольку ускорение и сила инерции направлены противоположно (например, центробежное ускорение и центробежная сила).

Таким образом, было показано кручение (8) геометрии $A_3(3)$, образующее коэффициенты вращения Риччи (26), порождает поля инерции $[\dot{\vec{\omega}} \vec{r}']$ и $[\vec{\omega}[\vec{\omega} \vec{r}']]$ в уравнениях (36) в соответствии с соотношением $\kappa(s) = \Omega^{(1)}_{(2)} = T^{(1)}_{(2)\gamma} dx^\gamma / ds = 1/\rho_\kappa$.

Переходя в уравнениях (33) к параметру времени, имеем для третьей производной

$$\vec{\ddot{x}} = (\dot{a} - \kappa^2 v^3) \vec{e}_1 + (3va\kappa + v^2 \dot{\kappa}) \vec{e}_2 + \kappa \chi v^3 \vec{e}_3, \quad (37)$$

где мы обозначили $\ddot{x} = d^3x/dt^3$, $\dot{a} = da/dt$, $\dot{\kappa} = d\kappa/dt$. Умножая уравнения (37) на массу m , получим уравнения движения ориентируемой материальной точки, содержащие третью производную

$$m\ddot{x} = -m(\dot{a} - \kappa^2 v^3)\vec{e}_1 - m(3va\kappa + v^2\dot{\kappa})\vec{e}_2 - m\kappa\gamma v^3\vec{e}_3. \quad (38)$$

Уравнения (38) в механике Ньютона отсутствуют, хотя в работах [17, 18] было показано, что учет в механике высших производных позволяет механической системе двигаться за счет внутренних сил. В нашем случае такими силами оказываются силы инерции в уравнении (36), порожденные кручением (8) пространства $A_3(3)$.

4. Идея использовать поля и силы инерции для космических полетов

В настоящее время реактивный двигатель является единственным техническим устройством, с помощью которого можно перемещаться в космическом пространстве. Эффективность такого двигателя слишком мала и составляет величину порядка 8%. Можно утверждать, что сейчас реактивная техника достигла максимума своего совершенства [21] и ее дальнейшее развитие требует разработки качественно нового, более эффективного, способа передвижения в космическом пространстве. Теоретическая модель принципиально нового способа передвижения была предложена М. Алькубьерре [22], когда двигатель воздействует на метрику пространства таким образом, что впереди и сзади космического корабля образуется разряжение и сгущение римановой кривизны, что и обеспечивает его движение. Подобное самодействие реализуется в случае, когда уравнения механической системы содержат высшие производные координаты по времени [17,18], при этом высшие производные порождают силы инерции, управляя которыми можно передвигать транспортное средство в космическом пространстве без реактивного двигателя [20].

4.1 Экспериментальные исследования симметричного вибратора

Примером подобного устройства является инерцоид Толчина [19], изобретенный российским инженером В.Н. Толчиным в 1936 г. Это устройство широко известно ученым нашей страны по телевизионным трансляциям 60-70 гг. прошлого столетия, демонстрирующим его движение, с «нарушением» законов механики Ньютона. Так же как и в случае дискуссии о реальности сил инерции мнения ученых о причине, вызывающей движение инерцоида Толчина, разделились. Большинство считает (без правильно проведенного теоретического и экспериментального обоснования, а чисто умозрительно), что его движение происходит за счет сил трения между подстилающей поверхностью и поддерживающими колесами инерцоида. Меньшинство – движение происходит под действием сил инерции, искусственно созданных внутри инерцоида [18-20]. Для окончательного решения вопроса о причинах движения инерцоида Толчина был создан испытательный стенд и разработана теория движения симметричного вибратора, на основе которого был создан инерцоид Толчина [19]. Корпус симметричного вибратора устанавливался на свободно вращающихся алюминиевых колесах, которые двигались по направляющим рельсам, установленным на горизонтальной поверхности. На вибраторе были установлен датчик

линейного перемещения с точностью ± 1 мм и датчик угла поворота грузов, с точностью $\pm 0.5^\circ$ (рис.2 справа). На корпусе вибратора была установлена стальная пружина, а на стенде массивная металлическая плита (рис.2 слева). Измеряемые датчиками $x(t)$ и $\varphi(t)$

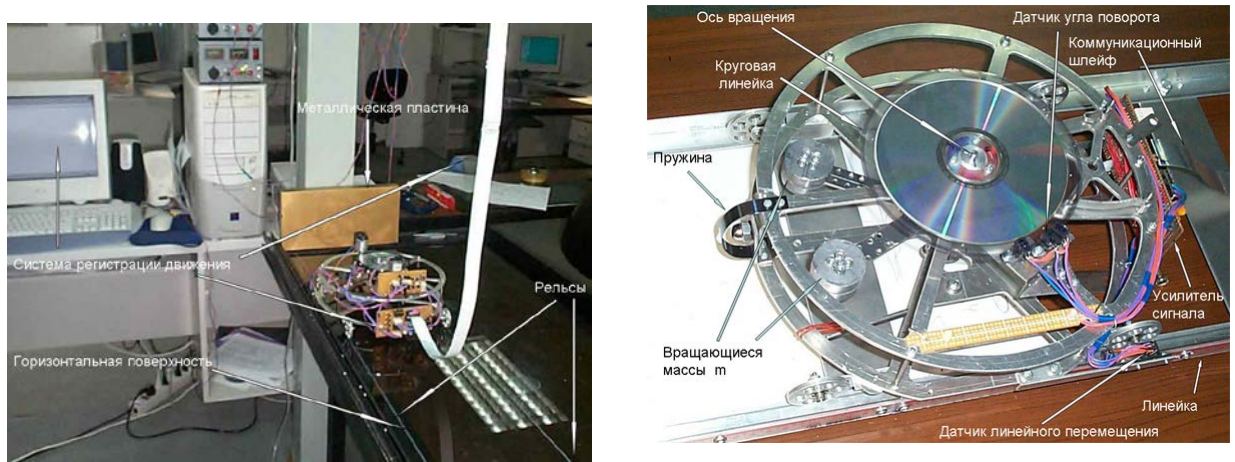


Рис.2 Слева – испытательный стенд с компьютерным оборудованием; справа - симметричный вибратор на рельсах с датчиками перемещения и угла поворота грузов

усиливаются системой регистрации движения и по подвижному шлейфу передаются на компьютер, в котором специальная программа вычисляет основные характеристики

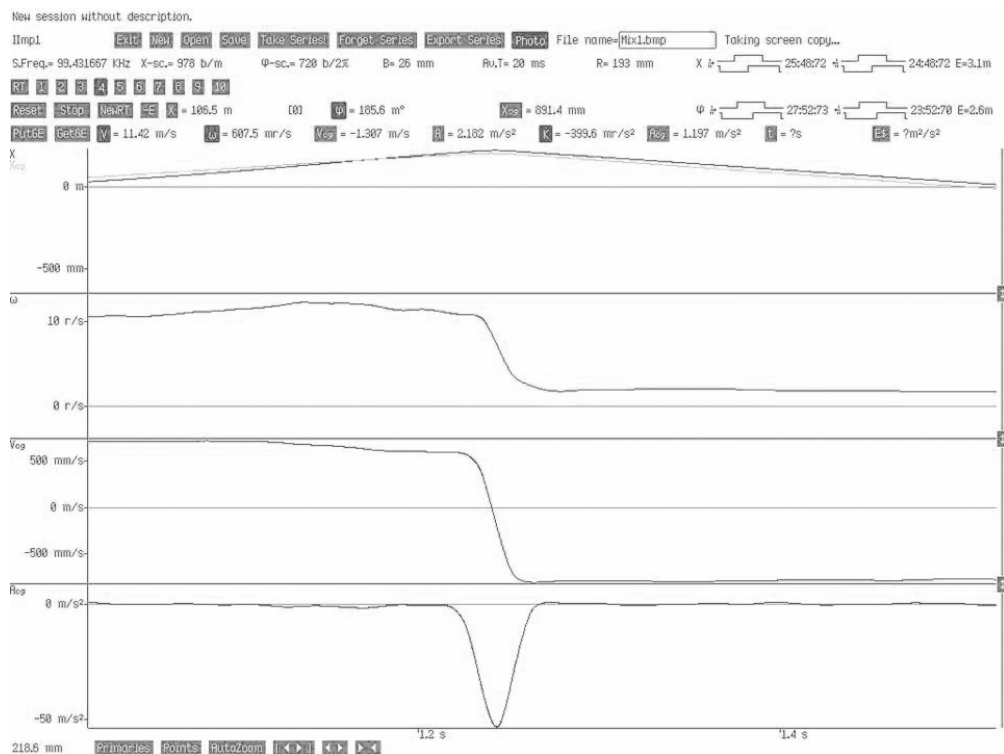


Рис.3. Характеристики движения, снятые с экрана компьютера

движения, такие, как $v(t)$, $v_c(t)$, $\omega(t)$, $A_c(t)$ и т.д. Все эти данные выводились на экран компьютера в режиме реального времени в виде графиков. На рис. 3 представлен график

упругого удара симметричного вибратора о стенку. Предварительно чувствительными динамометрами были измерены силы трения покоя и сила трения движения свободно вращающихся колес тележки, на которых расположен корпус вибратора.

Теоретическими расчетами была найдена энергия (лагранжиан) симметричного вибратора

$$L = T = \frac{1}{2}(M + 2m)v^2 + mr^2\omega^2 - 2mrv\omega\sin\phi = const, \quad (39)$$

импульс центра масс

$$P_c = (M + 2m)\dot{x} - 2mr\omega\sin\phi = const \quad (40)$$

и уравнения движения системы

$$(M + 2m)\dot{v} - 2mr\dot{\omega}\sin\phi - 2mr\omega^2\cos\phi = 0, \quad (41)$$

$$J\dot{\omega} = \frac{J}{r}\ddot{x}\sin\phi. \quad (42)$$

Здесь M - масса корпуса, на котором установлена ось вращения грузов, m - масса груза, r - радиус стержней, на котором установлены вращающиеся грузы, $J = 2mr^2$ - момент инерции грузов, ϕ - угол поворота грузов, $\omega(t)$ - угловая скорость вращения грузов.

В эксперименте по упругому удару на рис.3 грузам m сообщалась угловая скорость $\omega = 10$ рад/сек и, затем, симметричному вибратору сообщалась скорость центра масс $v_c = 75$ см/сек в направлении ударной пластины (рис.2 слева). Поскольку вибратор движется только вперед, то сила трения оказывают тормозное действие и незначительно меняют скорость центра масс с $v_c = 75$ см/сек до $v_c = 70$ см/сек. Затем на 1.22 сек происходит абсолютно упругий удар, после которого скорость центра масс увеличивается до $v_c = 85$ см/сек, при этом угловая скорость вращения грузов уменьшается до рад/сек. Это означает, что поступательная часть $(M + 2m)v$ импульса центра масс (40) увеличивается за счет уменьшения его вращательной части $2mr\omega\sin\phi$, при сохранении их суммы. Для большинства подобных экспериментов было показано, что при упругом столкновении вибратора со стенкой уравнения движения (41) и (42) и законы сохранения (39), (40), полученные стандартными методами классической механики выполняются с точностью до ошибок измерения [20]. Тем не менее, мы наблюдали эксперименты по упругому удару, в которых центр масс после упругого удара двигался ускоренно (не выполнялся закон сохранения (40)), хотя полная энергия вибратора (39) при этом оставалась неизменной. На рис.4 представлены графики этого явления. В эксперименте перед ударом грузы m не вращаются ($\omega = 0$), а скорость центра масс постоянна и равна $v_c = 50$ см/сек. После удара возникает угловая скорость вращения со средней частотой $\omega = 8$ рад/сек, при этом скорость центра масс осциллирует с вдвое меньшей частотой около среднего значения $v_c = 25$ см/сек.

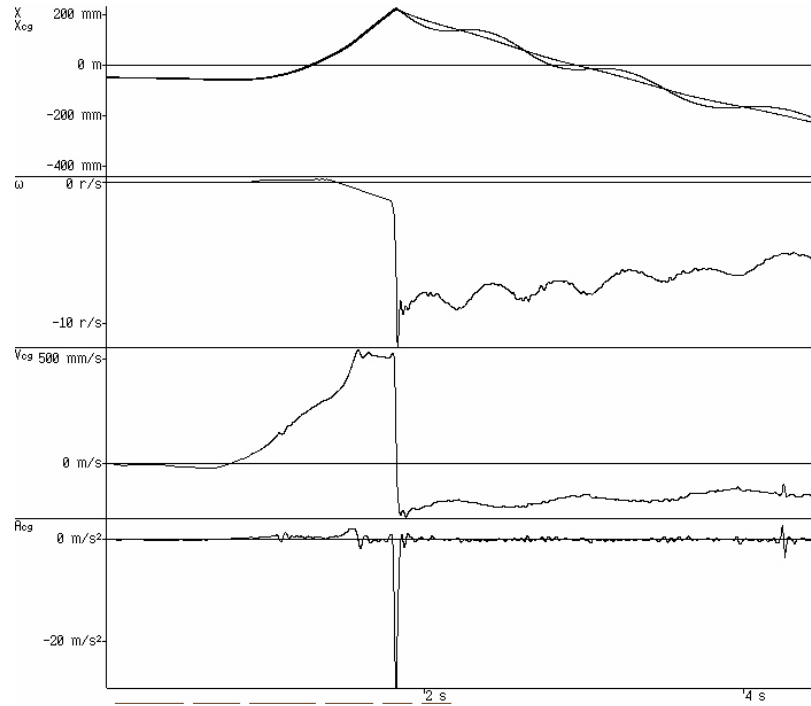


Рис.4. Эксперимент, когда после удара скорость центра масс v_c не постоянна

Интегрируя уравнения (41),(42) один раз, имеем

$$a) v_c = v(t) - B\omega \sin \phi = v_0 = const, \quad b) \omega = \frac{\omega_0 \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi_0}}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi}}, \quad B = rk^2 = 2mr / (M + 2m), \quad (43)$$

где ϕ_0 - начальный угол, ω_0 - начальная частота, v_0 - начальная скорость центра масс. Предположим, что периодическое изменение скорости центра масс на рис. 4 вызвано силой трения между колесами и подстилающей поверхностью. Поскольку сила трения приложена к колесам, то величина силы трения зависит от скорости корпуса $v(t) = B\omega(t) \sin \phi(t) + v_0$. Из этой формулы видно, что при $k^2 = 2m / (M + 2m) \approx 1/17$, как это имеет место в нашем случае, частота изменения $v(t)$ определяется, в основном, угловой частотой вращения грузов (43b). Поэтому, частота изменения скорости центра масс (если она вызвана силами трения) должна меняться с частотой $\omega(t)$. Однако из экспериментальных кривых, изображенных на рис. 4, видно, что частота изменения $v_c(t)$ вдвое меньше, чем частота $\omega(t)$. Во многих экспериментах мы наблюдали нарушение закона сохранения импульса центра масс (40) при сохранении полной энергии (39). Действительно, используя соотношение (40), представим полную энергию (39) в виде

$$T = \frac{1}{2} (M + 2m)v_c^2 + mr^2\omega^2(1 - k^2 \sin^2 \phi(t)) = const \quad (44)$$

и запишем закон сохранения энергии (44) как

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} (M + 2m) v_c^2 \right) = - \frac{d}{dt} \left[m r^2 \omega^2 (1 - k^2 \sin^2 \phi(t)) \right]. \quad (45)$$

Если предположить, что баланс сил инерции в уравнении (45) может нарушаться, т.е. $\dot{v}_c \neq 0$, тогда из (45) следует

$$(M + 2m) v_c \dot{v}_c = -2mr^2 \omega \dot{\omega} + 2mr^2 \omega^3 k^2 \sin 2\phi \quad (46)$$

или

$$\dot{v}_c(t) = - \frac{2mr^2 \omega \dot{\omega} - 2mr^2 \omega^3 k^2 \sin 2\phi}{(M + 2m) v_c} = B \omega r \frac{(\dot{\omega} - \omega^2 \sin 2\phi)}{v_c} = B \Phi \omega, \quad (47)$$

где

$$\Phi = r \frac{(\dot{\omega} - \omega^2 \sin 2\phi)}{v_c}. \quad (48)$$

Отсюда следует, что скорость центра масс свободного симметричного вибратора становится переменной величиной, если в правой части уравнений (41) и (42) появляются сила и момент силы инерции, которые, тем не менее, оставляют в силе закон сохранения (45). Чтобы показать это, запишем уравнения (41, 42) в виде

$$1) \quad r \dot{\omega} - \ddot{x} \sin \phi = -\Phi \dot{x}, \quad 2) \quad \dot{v}_c = \ddot{x} - B \frac{d}{dt} (\omega \sin \phi) = r k^2 \Phi \omega = B \Phi \omega, \quad (49)$$

где Φ - мы будем рассматривать как внутреннее поле инерции, порождающее силу инерции F_{inr} и момент силы инерции M_{inr}

$$F_{inr} = (M + 2m) B \Phi \omega, \quad M_{inr} = -2mr \Phi \dot{x}. \quad (50)$$

Умножим уравнение (49.1) на $2mr\omega$, а уравнение (49.2) на $(M + 2m)\dot{x}$ и сложим их. В результате правые части уравнений (49) сокращаются и, после преобразований, мы получаем закон сохранения (45), в котором $v_c(t) \neq const$. Этот экспериментальный результат невозможно описать в рамках голономной классической механики, в которой вращательные координаты не являются элементами пространства.

5. Пространственно-временная прецессия 4D гироскоп в неголономной механике

Исходя из формулы (29), мы можем записать скорость v_x как

$$v_x = c \operatorname{th} \theta_x, \quad (51)$$

где c - скорость света, θ_x - псевдоевклидов угол в плоскости $x - ct$. Это соотношение позволяет записать полную энергию (39) в виде

$$L = T = \frac{1}{2}(M + 2m)(c \operatorname{th} \theta_x)^2 + mr^2 \omega^2 - 2mr\omega(c \operatorname{th} \theta_x) \sin \phi, \quad (52)$$

а «поступательное» уравнение движения (41) как

$$(M + 2m) \left(c \frac{d(\operatorname{th} \theta_x)}{dt} \right) - 2mr\dot{\omega} \sin \phi - 2mr\omega^2 \cos \phi = 0. \quad (53)$$

В таком виде уравнения движения симметричного вибратора рассматриваются только как вращательное движение в 4D пространстве-времени. Поэтому простейшая механическая система, представленная на рис.2, была названа автором 4D гироскопом. Идея о том, что любое движение в природе сводится к вращению, была высказана еще Рене Декартом, при этом неголономная механика, которой подчиняется 4D гироскоп, получила название *механика Декарта* [16].

5.1 Геометризация уравнений 4D гироскопа в неголономной механике

В отличие от механики материальной точки Ньютона, механика Декарта зависит от неголономных угловых координат. В ней определена не только трансляционная метрика (4) - $ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta = \eta_{AB} \Delta^\beta_{\alpha\gamma} e^B_{\beta} dx^\alpha dx^\beta$, но и вращательная метрика (5)-

$d\tau^2 = d\chi^\alpha_{\beta} d\chi^\beta_{\alpha} = T^\alpha_{\beta\gamma} T^\beta_{\alpha\sigma} dx^\gamma dx^\sigma$. Механика Декарта содержит неголономные угловые переменные φ, θ, ψ как элементы пространства, поэтому эта механика называется *неголономной механикой*. Известно, что в неголономной механике уравнения Лагранжа обобщаются, принимая вид [23]

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{x}^\alpha} \right) - \frac{\partial T}{\partial x^\alpha} = -2\partial \dot{x}^\beta \frac{\partial T}{\partial \dot{x}^\gamma} \Omega^\gamma_{\beta\alpha}, \quad \dot{x}^\beta = dx^\beta / dt, \quad (54)$$

где $\Omega^\gamma_{\beta\alpha}$ - объект неголономности (8).

Утверждение. Уравнения геодезических пространства абсолютного параллелизма $A_3(3)$ совпадают с обобщенными уравнениями движения Лагранжа (54).

Доказательство.

Уравнения геодезических пространства $A_3(3)$ находятся из уравнения параллельного переноса ковектора скорости $v^\beta = dx^\beta / ds$ относительно связности абсолютного параллелизма $\Delta^\beta_{\alpha\gamma} = e^\beta_A e^A_{\alpha,\gamma}$ [9]

$$\frac{dv^\beta}{ds} + \Delta^\beta_{\alpha\gamma} v^\alpha v^\gamma = \frac{du^\beta}{ds} + \Gamma^\beta_{\alpha\gamma} v^\alpha v^\gamma + T^\beta_{\alpha\gamma} v^\alpha v^\gamma = 0. \quad (55)$$

Учитывая (26), запишем уравнения (55) как [9]

$$\frac{dv^\beta}{ds} + \Gamma^\beta_{\alpha\gamma} v^\alpha v^\gamma + 2g^{\beta\chi} \Omega_{\chi(\alpha\gamma)} v^\alpha v^\gamma = 0, \quad (56)$$

где $g^{\beta\chi}$ - метрический тензор пространства $A_3(3)$, $\Omega_{\chi(\alpha\gamma)}$ - симметричная по индексам α, γ часть коэффициентов вращения Риччи (26), ds - корень квадратный из метрики (5). Подставляя уравнения (54) соотношение [9]

$$L = T = -mc \left(g_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{dt} \frac{dx^\beta}{dt} \right)^{1/2}, \quad (57)$$

и учитывая, что

$$-mc ds = -mc (g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta)^{1/2} = T dt, \quad (58)$$

получим из (54) уравнения (56), умноженные на массу m .

Понятно, что в уравнениях (56) сила

$$m 2 g^{\beta\chi} \Omega_{\chi(\alpha\gamma)} v^\alpha v^\gamma \quad (59)$$

описывает геометризированную силу инерции, порожденную вращением трехгранника Эйлера.

В случае 4D гироскопа метрический тензор мы представим в виде

$$g_{jk} = \Lambda_{ab} e^a_j e^b_k dx^j dx^k, \quad (60)$$

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

где

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

и ортонормированная неголономная диада e^a_k определяется как

$$e^b_k(\eta(t)) = \begin{pmatrix} \cos \eta & \sqrt{g'} \sin \eta \\ -\sin \eta & \sqrt{g'} \cos \eta \end{pmatrix}, \quad e^k_a(\eta(t)) = \begin{pmatrix} \cos \eta & -\sin \eta \\ \frac{1}{\sqrt{g'}} \sin \eta & \frac{1}{\sqrt{g'}} \cos \eta \end{pmatrix}, \quad (61)$$

$$g' = k^2 (1 - k^2 \sin^2 \phi). \quad (62)$$

Используя координаты

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

и представляя энергию (52) в виде (57), получим

$$T = \frac{M + 2m}{2} (v_c^2 + g' w^2) = \frac{M + 2m}{2} g_{ik} v^i v^k = \frac{M + 2m}{2} \dot{s}^2, \quad (63)$$

где мы ввели обозначения

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

$$\dot{s}^2 = v_c^2 + g'w^2 = V_c^2 \dot{s}^2 + g'\Omega^2 \dot{s}^2, \quad v_c = \frac{dx_c}{dt} = \frac{dx_c}{ds} \frac{ds}{dt} = V_c \dot{s},$$

$$w = \frac{d\phi'}{dt} = \frac{d\phi'}{ds} \frac{ds}{dt} = \Omega \dot{s},$$

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

Расписывая уравнения (56), имеем

$$\frac{dV_c}{ds} = -T^{122} \left(\frac{d\phi'}{ds} \right)^2, \quad (64)$$

$$\frac{d^2\phi'}{ds^2} + \Gamma^{222} \left(\frac{d\phi'}{ds} \right)^2 = -2\Omega^2{}_{12} \frac{d\phi'}{ds} V_c. \quad (65)$$

Используя значения (60)-(62), и определения для величин $\Gamma^{\beta}_{\alpha\gamma}$, $T^{\beta}_{\alpha\gamma}$ и $\Omega^{\beta\gamma}$, находим

$$\begin{aligned} \Gamma^{222} &= \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'}, \quad T^{1jk} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\eta}{d\phi'} \end{pmatrix} = T^{122} = -T^{212}, \\ T^{2jk} &= \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\eta}{d\phi'} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} = T^{211}, \\ \Omega^2{}_{jk} &= \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{2\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} \sin \eta \cos \eta \\ \frac{1}{2\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} \sin \eta \cos \eta & 0 \end{pmatrix} = \Omega^2{}_{12}. \end{aligned} \quad (66)$$

Подставляя соотношения (66) в уравнения движения (64, 65), находим

$$\frac{dV_c}{ds} = -\sqrt{g'} \frac{d\eta}{d\phi'} \Omega^2, \quad (67)$$

$$\frac{d\Omega}{ds} + \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} \Omega^2 = \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\eta}{d\phi'} \Omega V_c. \quad (68)$$

Переходя к дифференцированию по времени и вводя обозначение

$$\Phi(t) = -\frac{\sqrt{g'}}{k^2} \frac{d\eta}{dt}, \quad (69)$$

запишем уравнения (67) и (68) в виде

$$\frac{dv_c}{dt} = B\Phi\omega, \quad B = rk^2, \quad (70)$$

$$\frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin\phi \cos\phi}{1 - k^2 \sin^2\phi} \omega^2 = -\frac{k^2}{rg'} \Phi v_c. \quad (71)$$

Эти уравнения полностью эквивалентны уравнениям (49), причем закон сохранения (45) можно записать как

$$V_c^2 + g'\Omega^2 = a^2(t) + b^2(t) = 1, \quad (72)$$

причем

$$V_c(t) = \cos\eta(t) = a(t), \quad \sqrt{g'}\Omega(t) = \sin\eta(t) = b(t). \quad (73)$$

6. Экспериментальное наблюдение регулярной пространственно-временной прецессии свободного 4D гироскопа

Уравнения (70), (71) можно представить в виде

$$\frac{dv_c}{dt} = \frac{dv}{dt} - B \frac{d}{dt}(\omega \sin\phi) = B\Phi\omega, \quad (74)$$

$$r \frac{d\omega}{dt} - \frac{dv}{dt} \sin\phi = -\Phi v. \quad (75)$$

Запишем эти уравнения в виде

$$\frac{dv_c^*}{dt} = k^2 \Phi^* w, \quad v_c^* = v_c - v_0, \quad (76)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\Phi^* v_c^*, \quad \Phi^* = \frac{\Phi}{\sqrt{g'}}, \quad (77)$$

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

$$\frac{dv_c^*}{dt} = k^2 \Phi_0 w, \quad \frac{dw}{dt} = -\Phi_0 v_c^*. \quad (78)$$

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

$$v_c(t) = v_0 \sin(k\Phi_0 t) + v_0 = v_0(1 + \sin(k\Phi_0 t)). \quad (79)$$

Подставляя это решение во второе из уравнений (78) 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

$$\omega(t) = \frac{v_0}{\sqrt{g' r k}} \cos(k\Phi_0 t) + \frac{r \omega_0 \sqrt{g'(\phi_0)} - v_0 / k}{r \sqrt{g'}}. \quad (80)$$

Легко видеть, что при условии $v_0 = 0$ решения (79) и (80) переходят в решения голономной механики (43). На рис.5 представлена пространственно-временная прецессия 4D гироскопа, при которой пространственно-временной угол прецессии

$$\theta_x(t) = \frac{1}{c} \text{arc tanh } v_c(t)$$

меняет свое значение в соответствии с формулами (51) и (79)

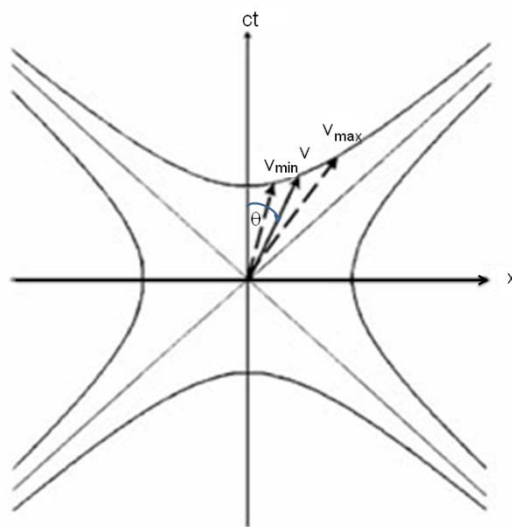


Рис.5. Регулярная прецессия 4D гироскопа в плоскости $x - ct$

Из формулы (79) видно, что частота регулярной пространственно-временной определяется функцией Φ_0 , которая принимает различные значения.



Рис.6 Экспериментальный график пространственно-временной прецессии

На рис. 6 представлен один из графиков, когда наблюдалась регулярная пространственно-временная прецессия 4D гироскопа.

7. Пространственно-временная прецессия, индуцированная внутренним ударом

На втором этапе исследования на корпусе симметричного вибратора – 4D гироскопа, было установлено устройство, которое В.Н. Толчин называл мотор-тормозом [19] и которое меняло энергию системы в определенных углах вращения грузов, ускоряя их в секторе $330^\circ \div 30^\circ$ и замедляя в секторе углов $150^\circ \div 180^\circ$. В этом случае, вместо уравнений (74), (75), мы имеем

$$\frac{dv_c}{dt} = \frac{dv}{dt} - B \frac{d}{dt}(\omega \sin \phi) = B\Phi\omega, \quad (81)$$

$$r \frac{d\omega}{dt} - \frac{dv}{dt} \sin \phi = \frac{L}{2mr} - \Phi v, \quad (82)$$

где L - момент, создаваемый внутренним источником энергий (пружиной или электромотором) и меняющий энергию T системы. Действительно, умножая первое из этих уравнений на $(M + 2m)v$, а второе на $2mr\omega$ и складывая их, получим

$$\frac{dT(t)}{dt} = L\omega. \quad (83)$$

7.1 Экспериментальные исследования пространственно-временной прецессии

Надо отметить, что никто из оппонентов не выводил и, следовательно, не исследовал систему уравнений (81)-(83), поэтому сложилось общественное мнение, что причиной движения инерцоида Толчина (4D гироскопа) являются силы трения. Однако эксперименты и сами уравнения (81)-(83) показывают, что центр масс 4D гироскопа движется под дей-

ствием внутреннего момента L , создающего пространственно-временную прецессию. В самом деле, уравнения (81), (82) можно представить в виде [24]

$$\frac{dv_c}{dt} = a_L, \quad a_L = \frac{2BL \sin \phi / mr^2 + k^2 \Phi(r\omega - v \sin \phi)}{1 - k^2 \sin^2 \phi}, \quad (84)$$

$$\frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin \phi \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \omega^2 = \frac{L_N}{2mr^2}, \quad L_N = \frac{L/2mr^2 + \Phi(B\omega \sin \phi - v)/r}{1 - k^2 \sin^2 \phi}. \quad (85)$$

Из этих уравнений (84) и (85) следует, что воздействие внутренним моментом L вызывает ускорение центра масс a_L . Для проверки уравнений движения (84), (85) на 4D гироскопе

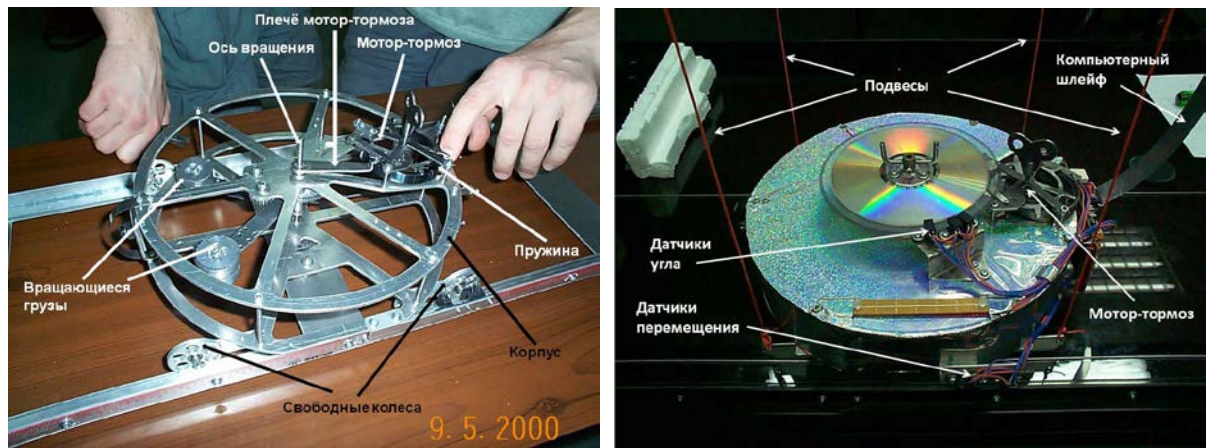


Рис. 7. Исследование пространственно-временной прецессии в 4D гироскопе: слева на горизонтальной поверхности; справа на 4D гироскопе, подвешенном на нитях

было смонтировано специальное устройство, получившее название мотор-тормоза (см. рис.7). Назначение мотор-тормоза состоит в том, чтобы создать на оси вращения грузов угловой момент $\pm L$, который действует в определенном секторе углов. В качестве источника энергии, который создает момент $+L$ (для ускорения вращения), используется пружина №1 (она видна на рис.7), а для создания момента $-L$ (торможения вращения) используется пружина №2. На рис.7 она не видна, поскольку находится в нижней части корпуса.

На рис. 8 представлен результат эксперимента, который подтверждает изменение скорости центра масс 4D гироскопа (индуцированная пространственно-временная прецессия) под действием момента $\pm L$ в отсутствие внешней силы. Перед началом эксперимента 4D гироскоп покоится на горизонтальной поверхности, а мотор-тормоз настроен так, чтобы сделать один такт. Перед запуском мотор-тормоза грузы стояли в положении 225° в положительном направлении оси x , а пружина была закручена. С помощью электромагнитного реле, срабатывающего от дистанционного датчика, пружина освобождала и ее потенциальная энергия переходила во вращательную энергию малых грузов. В результате угловая частота ω увеличилась от 0 до величины порядка 12 рад/сек (рис.8). Увеличение частоты происходило до угла 0° , после чего начинал работать тормоз, который менял угловую скорость ω до нуля при этом угол составлял 135° .

Во времени этот процесс происходит так: 1) за время порядка 0,2 сек происходит увеличение частот; 2) за время 0,5 сек происходит уменьшение частоты до нуля.

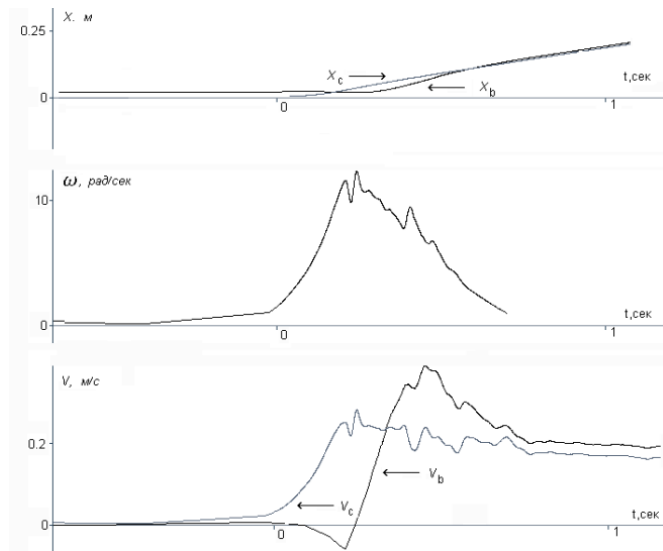


Рис.8. Изменение скорости центра масс v_c под действием момента L

В момент изменения угловой скорости первым ω сначала начала изменяться скорость центра масс v_c , а затем только скорость корпуса v , при этом скорость центра масс составляла величину порядка 0,2 м/сек. На рис. 9 представлен графики движения 4D гироскопа,

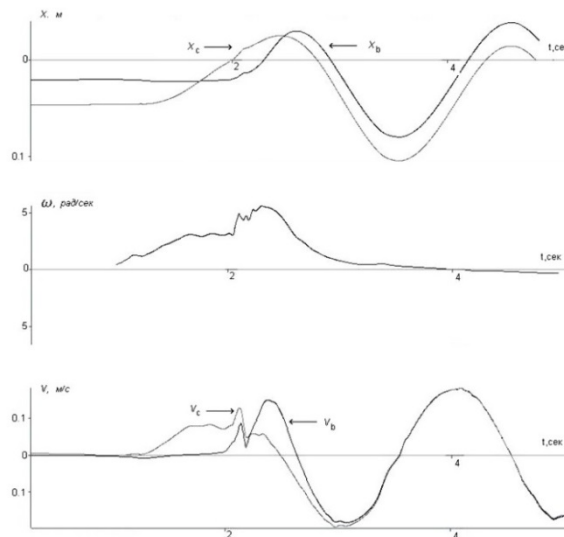


Рис.9. Изменение скорости центра масс v_c подвешенного 4D гироскопа

подвешенного на нитях. Здесь тоже видно, что сначала меняется скорость центра масс и только примерно через секунду появляется скорость корпуса v . Заметим, что скорость

центра масс v_c на обоих рисунках в момент ускорения повторяет по форму угловую скорость ω .

В результате этих исследований мы пришли к выводу, что пространственно-временной регулярной прецессией можно управлять, однако для практического использования этого явления, т.е. для движения за счет внутренних сил, необходимо обеспечить внутри движущегося аппарата множественные внутренние удары.

7.2 Движение центра масс 4D гироскопа под действием управляемой пространственно-временной прецессии

Инерциод Толчина устроен так, что работа мотор-тормоза, установленного на корпусе симметричного вибратора, создавала множественные внутренние удары [19]. В результате центр масс инерциода двигался (в среднем) с постоянной скоростью относительно наблюдателя в лаборатории [9] до тех пор, пока пружина не израсходует запас потенциальной

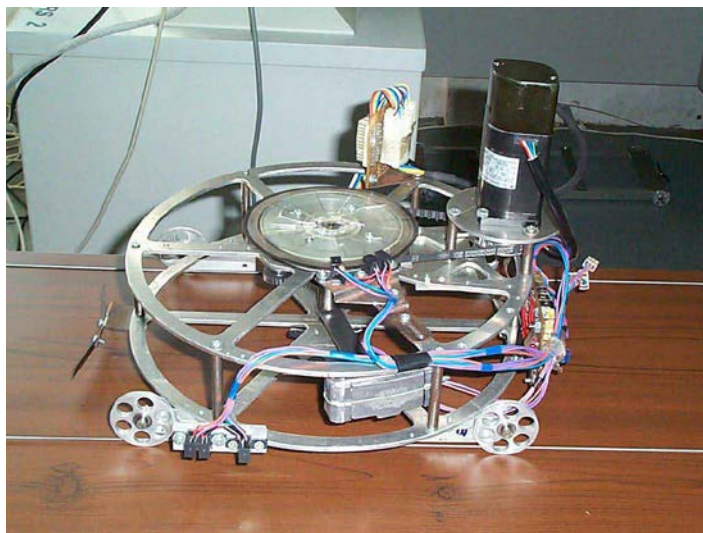


Рис.10. 4D гироскоп, у которого роль мотор-тормоза выполнял сервомотор, управляемый с помощью компьютера

энергии. Естественно, что в случае, когда мотор-тормоз был отключен, центр масс оставался (в среднем) на месте [19].

Для более детального исследования множественных внутренних ударов, был создан 4D гироскоп, у которого удары осуществлялись с помощью сервомотора (рис.10), который управлялся по специально разработанной компьютерной программе. Кроме того, для того, чтобы выявить роль сил трения колес с подстилающей поверхностью, были проведены теоретические исследования движения 4D гироскопа только за счет сил трения, чтобы иметь возможность сравнить экспериментальные графики с теоретическими. Уже теоретическая оценка работы сил трения по перемещению центра масс 4D гироскопа весом 1700 гр. оказалась в 100 раз меньше, чем та энергия, которая наблюдалась в эксперименте. Более того, компьютерная программа движения была разработана так, что корпус гироскопа двигался только вперед (рис.11). Заметим, что, как и в случае одиночного удара, при изменении частоты вначале изменялась скорость центра масс v_c и только затем скорость корпуса, при этом скорость центра масс «копировала» угловую частоту вращения.

Понятно, что при движении корпуса только вперед, силы трения тормозят движение корпуса, а, следовательно, и центра масс. Поэтому, когда мы смазывали стеклянную поверхность, по которой движется 4D гироскоп, то скорость корпуса и центра масс увеличивалась. На рис. 12 приведены сравнительные графики теоретических расчетов, проведенные

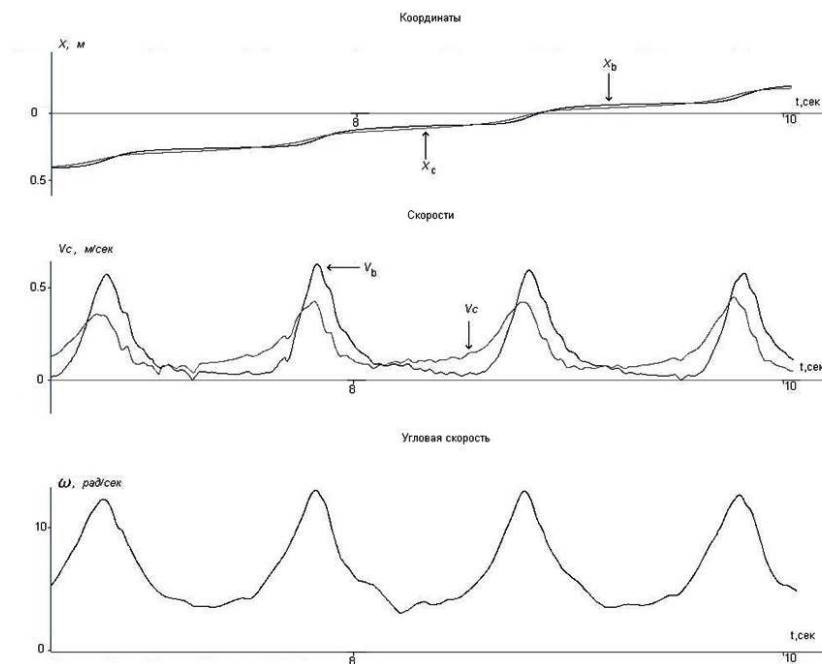


Рис.11. Корпус 4D движется только вперед, при этом скорость центра масс v_c «копирует» угловую частоту ω с помощью математической программы Матлаб. Для этого, в рамках механики Ньютона,

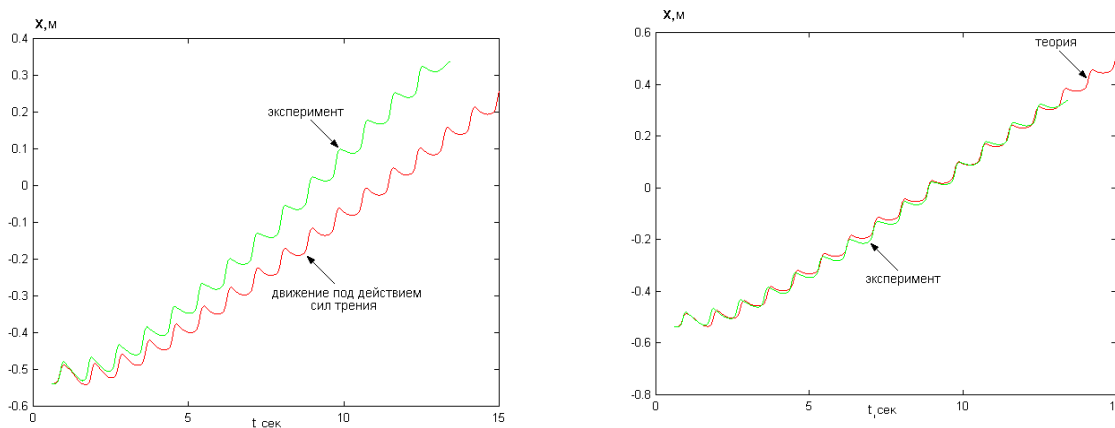


Рис.12. Сравнение экспериментальных и теоретических графиков: слева сравнивается теория Ньютона с учетом сил трения с экспериментом; справа сравнивается теория неголономной механики (уравнения (84) и (85)) с экспериментом

была построена теория движения 4D гироскопа за счет нелинейных сил трения и, затем, полученная теоретическая кривая сравнивалась с экспериментальным графиком (рис.12 слева). Справа на рис. 12 сравниваются теоретическая кривая, полученная из уравнений

(84) и (85) с экспериментальной кривой. Это сравнение показывает, что причиной движения центра масс 4D гироскопа является пространственно-временная прецессия, а не силы трения.

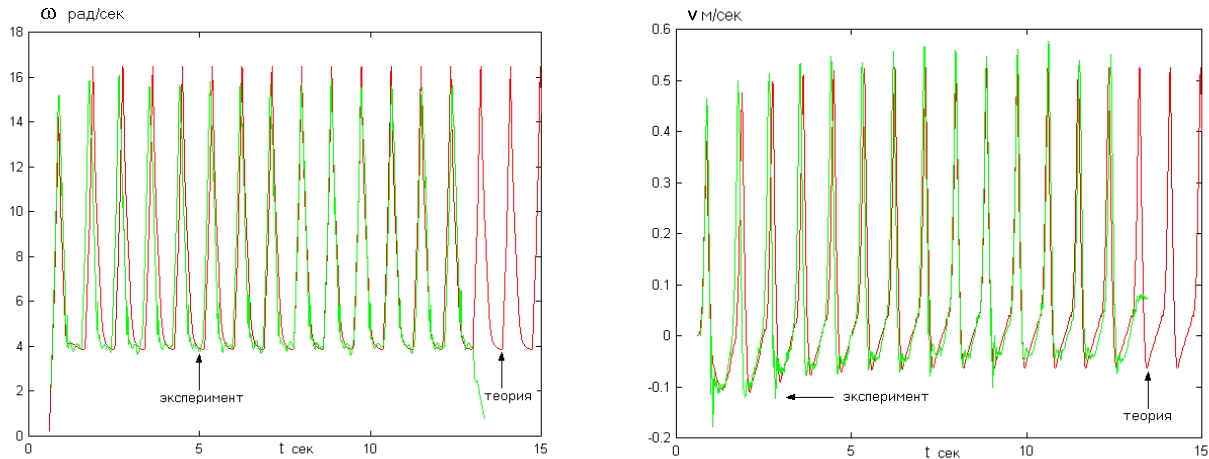


Рис. 13. Сравнение теоретических графиков, полученных с использованием уравнений (84) и (85) с экспериментальными кривыми: слева сравнение для угловой скорости ω ; справа скорости корпуса v

Заключение

Наше представление о вращательном движении материи базируется на работе Л. Эйлера [1]. С тех пор прошло 267 лет, но никто не обратил внимания на нонсенс, отображенный в соотношениях (1)-(3). Снять трудности, связанные с соотношениями (1)-(3), оказывается возможным, если расширить механику Ньютона путем введения неголономных угловых координат φ, θ, ψ (углов Эйлера) как элементов пространства событий неголономной механики, а уравнения Ньютона заменить уравнениями геодезических (8a) шестимерного пространства $A_3(3)$ [9]. Неголономное обобщение механики Ньютона получило название механика Декарта [16] в силу того, что в ней любое движение есть вращение [9]. Уравнения механики Декарта лежат в основе теории Физического Вакуума и, поскольку вращение материи порождает поля и силы инерции, то вся современная физика должна учитывать третье фундаментальное физическое поле, данное нам в повседневных ощущениях на бытовом уровне, – поле инерции. Это поле, как показано в работе [9], в нерелятивистском приближении удовлетворяет уравнениям детерминированной квантовой теории, как это и предсказывали Эйнштейн и де Бройль.

Особо надо отметить, что настоящая работа открывает перспективы в создании транспортного средства принципиально нового типа, которое, имея на борту запас энергии (электрической, ядерной и т.д.), будет передвигаться в космосе (и не только) под действием контролируемых внутренних сил инерции, без реактивного двигателя.

08.04.2017

Литература

1. *Эйлер Л.* // Открытие нового принципа механики. Записки Берлинской академии наук, 1750, т. 14., с. 185-217.
2. *Козлов В.В.* // Вестник МГУ, № 1, 1975, с.105.
3. *Архангельский Ю.А.* // Аналитическая динамика твердого тела. М., Наука, 1977, с
4. *Эйлер Л.* // Основы динамики точки. ОНТИ-НКТП-СССР, 1938, с. 537.
5. *Ольховский И.И.* // Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970.
6. *Магнус К.* // Гироскоп: теория и применение. М.: Мир, 1974, с. 526.
7. *Граммель Р.* // Гироскоп, его теория и применения, т. 1. т. 2, ИЛ, М., 1952.
8. *Шипов Г.И.* // Теория физического вакуума. Новая парадигма. М., НТ-Центр, 1993. 362 с.
9. *Шипов Г.И.* // Теория физического вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
10. *Frenet G.* // Jour. de Math. 1852. Vol. 17. P. 437-447.
11. *Cartan E.* // Compt. Rend.1922. Vol. 174, p. 437.
12. *Седов Л.И.* // Очерки, связанные с основаниями механики и физики. М.: Знание, 1983.
13. *Ишлинский Ю.А.* // Механика относительного движения и силы инерции. М.: Наука, 1983.
14. *Шипов Г.И.* // Теория гравитации в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1977, №3. С. 121; № 6. С. 142.
15. *Шипов Г.И.* // Проблемы теории элементарных взаимодействий, 1979, Москва, МГУ, Ч.1, с. 146.
16. *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 .
17. *Геловани В.А., Смольяков Э.Р.* // Гипотеза о влиянии высших производных на движение центра масс. ДАН, 2000, т. **375**, № 2, с. 159-162.
18. *Смольяков Э.Р.* // Нелинейные законы движения и обоснование законов движения инерцоидов. ДАН РФ, 2003, т. **393**, № 6, с. 770-775.
19. *Толчин В.Н.* // Инерцоид. Силы инерции как источник движения. Пермь. 1977.
20. *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.
21. *Киселев А.И., Медведев А.А., Меньшиков В.А.* // «Космонавтика на рубеже тысячелетий. Итоги и перспективы». М.: Машиностроение. Машиностроение-Полет, 2001, с. 672.
22. *Alcubierre, M.* // "The warp drive: hyper-fast travel within general relativity". *Class. Quant. Grav.* Vol.11. L73–L77. (1994).
23. *Схоутен Я.А.* // Тензорный анализ для физиков, 1965. М.: Наука, ГРФМЛ, с. 455.
24. *Шипов Г.И.* // 4D Гироскоп в механике Декарта. Кириллица, 2006, с. 74
http://www.shipov.com/files/021209_tolchdescart.pdf