

# ЗАСТОЙ В ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКЕ И ПУТИ ВЫХОДА ИЗ НЕГО. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Шипов Г.И.

## Введение

В наступающем 2015 году мировая научная общественность будет отмечать столетие общей теории относительности и знаменитых уравнений Эйнштейна

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad i, j, k \dots = 0, 1, 2, 3. \quad (1)$$

И хотя пройден достаточно длительный период времени, за который с помощью уравнений (1) были получены впечатляющие результаты, мы не можем считать общую теорию относительности окончательно законченной. Дело в том, что сам Эйнштейн считал, что только уравнения для пустого пространства (вакуумные уравнения Эйнштейна)

$$R_{ik} = 0 \quad (2)$$

имеют право называться «совершенными» уравнениями общерелятивистской теории гравитационного поля. Он рассматривал введенный «руками» тензор энергии-импульса материи  $T_{ik}$  в уравнениях (1) как временный выход из положения и много времени потратил на поиск полностью геометризованных (включая правую часть (1)) уравнений гравитационного поля. Кроме того, известно, что тензор Римана  $R_{ijkl}$  разлагается на три неприводимые части

$$R_{ijkl} = C_{ijkl} + g_{i[k} R_{m]j} + g_{j[k} R_{m]i} + \frac{1}{3} R g_{i[m} g_{k]j}, \quad (3)$$

где  $C_{ijkl}$  - тензор Вейля,  $R_{ik}$  - тензор Риччи,  $R$  - скалярная кривизна. Очевидно, что уравнения (1) содержат только тензор Риччи  $R_{ik}$  и скалярную кривизну  $R$ , т.е. только 10 из 20 компонент тензора (3). На вопрос, каким уравнениям удовлетворяют оставшиеся 10 компонент тензора Римана  $R_{ijkl}$  - т.е. компоненты тензора Вейля  $C_{ijkl}$ , ответа в рамках теории Эйнштейна не существует.

Надо отметить, что есть и другие претензии к существующей в настоящее время общей теории относительности. Например, утверждается, что уравнения теории инвариантны относительно преобразований координат, связывающие произвольно ускоренные системы отсчета (принцип общей относительности), однако свободно падающие в гравитационном поле лифы Эйнштейна не вращаются, что указывает на отсутствие в теории вращательной относительности (есть только поступательная). Далее, сильный принцип эквивалентности, утверждающий локальную эквивалентность однородного гравитационного поля однородному полю инерции, возникающему при постоянном ускорении тела. Этот принцип выполняется для уравнений движения

$$\mu \frac{d^2 x^i}{ds^2} + \mu \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (4)$$

да и то частично, но полностью не выполняется для уравнений поля (1). Действительно, в теории Эйнштейна тензор Римана (3) для однородного гравитационного поля отличен от

нуля, в то время как для однородного поля инерции (как, впрочем, и для любого другого) он равен нулю, что нарушает эквивалентность этих полей.

Сильный принцип эквивалентности отображает известное явление – состояние невесомости внутри свободно падающего лифта, когда локально однородная гравитационная сила  $F_g = \mu g_\alpha$  скомпенсирована силой инерции  $F_\alpha^{iner} = \mu W_\alpha$  [2]

$$\mu \frac{d^2 x_\alpha}{dt^2} = \mu g_\alpha - \mu W_\alpha = 0, \quad \alpha, \beta \dots = 1, 2, 3. \quad (5)$$

Уравнения (5) записаны в ускоренной системе отсчета, жестко связанной с лифтом, а релятивистские уравнения движения (4) приводят к нерелятивистским уравнениям с нулевой правой частью только при переходе к «нормальным» координатам, в которых локально  $\Gamma^i_{jk} = 0$ . Уравнения движения (4) массы  $\mu$  в центрально-симметричном гравитационном поле массы  $M$  описывается квазидекартовой метрикой Шварцшильда

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\varphi_N}{c^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (6)$$

где  $\varphi_N = -MG/r$  – потенциал Ньютона. В нерелятивистском приближении уравнения (4) переходят в уравнения ньютоновской теории гравитации

$$\mu \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -\mu c^2 \Gamma^\alpha_{00} = \frac{\mu MG}{r^3} x^\alpha = \mu g^\alpha. \quad (7)$$

Эти уравнения отличаются от уравнений (5), поскольку не содержат в явном виде силу инерции  $F_\alpha^{iner} = \mu W_\alpha$ . Они подобны уравнениям движения в теории Ньютона, записанным в инерциальной системе отсчета. Конечно, можно выбрать в уравнениях (7) «нормальные» координаты и обратить гравитационное поле  $\Gamma^\alpha_{00}$  в нуль, однако из (7) мы не получим из (4) уравнения (5). Иными словами, теории гравитации Эйнштейна отсутствует явное описание силы инерции  $F_\alpha^{iner} = \mu W_\alpha$  и, соответственно, поля инерции  $W_\alpha$ . Как показали исследования автора этой проблемы, отсутствие явного описания полей и сил инерции в теории Эйнштейна связано с отсутствием вращательной относительности в теории. Этот вид относительности предусматривает существование в теории вращательных координат как элементов пространства событий и вращательной метрики [1].

## 1. Теоретические предпосылки для введения вращательной относительности

Развитие всей фундаментальной физики, включающей в себя классическую механику, классическую электродинамику, специальную и общую теории относительности, связано с развитием поступательного принципа относительности. Что касается квантовой теории материи, то её появление образовало в теоретической физике новую ветвь, не связанную с развитием поступательного принципа относительности. Именно этот факт больше всего смущал создателя специальной и общей теории относительности А. Эйнштейна, пытавшегося вывести уравнения квантовой теории путем расширения принципа относительности.

Поступательный принцип относительности Галилея-Ньютона предполагает существование трансляционных координат  $x, y, z$ , образующих пространство событий, на котором задана трансляционная, евклидова метрика

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2. \quad (8)$$

Эта метрика сохраняется (инвариантна) при преобразованиях Галилея-Ньютона, которые соответствуют переходу из одной инерциальной системы отсчета в другую. В рамках механики Ньютона существование метрики (8) оправдано многочисленными экспериментами.

Трансляционная метрика Минковского

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (9)$$

обобщает метрику (8) на случай больших скоростей, сравнимых со скоростью света  $c$ . Она остается инвариантной при преобразованиях Лоренца, связывающие 4D инерциальные системы отсчета. Эта метрика появилась не только благодаря экспериментам в области электромагнитных явлений, но и в результате теоретических представлений о структуре пространства-времени. Что касается трансляционной римановой метрики

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad (10)$$

то она была введена при построении общей теории относительности А. Эйнштейном из чисто теоретических соображений, поскольку слабый принцип эквивалентности – все тела падают с одинаковым ускорением, известный со времен Галилея, был использован А. Эйнштейном как некоторый наводящий, эвристический символ для построения новой теории гравитации.

Точно так же, в работе [1], для обеспечения вращательной относительности уравнений, была введена вращательная метрика

$$d\tau^2 = d\chi^a_b d\chi^b_a = -De^a_i De^i_a = T^a_{bk} T^b_{an} dx^k dx^n, \quad (11)$$

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

где  $d\chi_{ab} = -d\chi_{ba}$  - дифференциалы шести вращательных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ , описывающий вращение 4D системы отсчета,  $D$  - абсолютный дифференциал относительно символов Кристоффеля

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{1}{2} g^{im} (g_{jm,k} + g_{km,j} - g_{jk,m}), \quad .k = \frac{\partial}{\partial x^k}, \quad (12)$$

и

$$T^i_{jk} = -\Omega^{.i}_{jk} + g^{im} (g_{js} \Omega^{.s}_{mk} + g_{ks} \Omega^{.s}_{mj}) \quad (13)$$

- коэффициенты вращения Риччи, определяемые через кручение геометрии абсолютного параллелизма  $A_4(6)$  [1]

$$\Omega^{.i}_{jk} = -T^i_{[jk]} = e^i_a e^a_{[k,j]} = -\frac{1}{2} e^i_a (e^a_{j,k} - e^a_{k,j}). \quad (14)$$

Пространство событий  $A_4(6)$  имеет две метрики: трансляционную метрику

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad g_{jk} = \eta_{ab} e^a_j e^b_k, \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1-1-1-1), \quad (15)$$

заданную на множестве трансляционных координат  $x, y, z, ct$  внешнего пространства; вращательную метрику (11), заданную на множестве неголономных вращательных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  внутреннего пространства. В качестве одного из следствий

вращательной относительности мы получаем новый элементарный объект – ориентируемую материальную точку [3], с поступательными

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0 \quad (15)$$

и вращательными

$$\frac{de^i_A}{ds} + \Gamma^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} + T^i_{jk} e^j_A \frac{dx^k}{ds} = 0, \quad (16)$$

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

уравнениями движения.

В координатах базы мы запишем эти дифференциалы  $d\chi_{ab}$  как

$$d\chi^i_j = T^i_{jk} dx^k = De^i_a e^a_j. \quad (17)$$

Поделив левую и правую часть этого уравнения на  $ds$ , получим

$$\Omega^i_j = \frac{d\chi^i_j}{ds} = T^i_{jk} \frac{dx^k}{ds} = \frac{De^i_a}{ds} e^a_j, \quad (18)$$

где  $\Omega_{ik} = -\Omega_{ki}$  - 4D угловая скорость вращения тетрады  $e^a_i$ . Сама тетрада  $e^a_i$  является математическим образом 4D произвольно ускоренной системы отсчета. Такой объект имеет 10 степеней свободы, из которых 4 описываются трансляционными координатами  $x, y, z, ct$  и 6 вращательными координатами  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ . Отметим, что в теории гравитации Эйнштейна вращательные координаты  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  и вращательная метрика отсутствуют, поэтому описание ускоренных систем отсчета в ней ограничено. Если мы поместим в начало координат тетрады  $e^a_i$  «материальную точку», то, с учетом угловых переменных  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ , получим новый идеальный физический объект - «ориентируемую материальную точку».

Сравнивая уравнения движения (4) теории гравитации Эйнштейна с уравнениями движения (15) и (16), учитывающими вращательную относительность, мы видим следующее:

1) при движении материальной частицы, в соответствии с уравнениями (15), на неё действует дополнительная сила

$$F^i = \mu T^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = \mu \Omega^i_j \frac{dx^j}{ds}; \quad (19)$$

- 2) появились вращательные уравнения (16), которые описывают собственное 3D вращение ориентируемой материальной точки, которых нет в теории Эйнштейна;
- 3) в общем случае, поступательные (15) и вращательные (16) уравнения не являются независимыми, поскольку они оказываются связанными через угловую скорость вращения (18).

Эти свойства уравнений (15) и (16) позволяют предсказать что:

- 1) траектория вращающихся тел, например, свободно падающих в гравитационном поле Земли гироскопов, будет отличаться от траектории не вращающихся тел.
- 2) появляется возможность изменять скорость центра масс системы массивных тел, управляя внутренним вращением отдельных её частей.

Первый вывод теоретически предсказывает нарушение сильного и слабого принципов эквивалентности теории Эйнштейна, а второй уточняет первый и предсказывает новый способ передвижения в космическом пространстве, основанный на управлении инерционной массой системы [4].

### 1.1. Вращательные координаты и вращательная метрика в классической механике

Вращательную метрику (11), в принципе, мог бы ввести Л. Эйлер, однако в то время в этом не было необходимости, поскольку теория относительности еще не получила развития. В настоящее время уравнения физики должны удовлетворять не только принципу поступательной специальной и общей относительности, которые требуют инвариантности уравнений относительно преобразований трансляционных координат  $x, y, z, ct$ . Необходимо сформулировать уравнения физики так, чтобы они удовлетворяли *принципу вращательной относительности*. Для этого, как минимум, необходимо рассматривать вращательные координаты  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$  как элементы пространства событий и строить теорию относительности с учетом вращательной метрики (11), что и делается в [1].

В классической механике, для описания ускоренно движущейся материальной точки с массой  $\mu$ , используются две системы отсчета: инерциальная система  $S$  и произвольно ускоренная (с поступательным и вращательным ускорением) система отсчета  $S'$  (рис.1). Приращение вектора  $\vec{r}$  ускоренно движущейся частицы  $\mu$  в системе  $S$  дается выражением [2]

$$d\vec{r} = d\vec{R} + d\vec{r}' = d\vec{R} + [d\vec{\chi} \vec{r}'] + d'r', \quad (20)$$

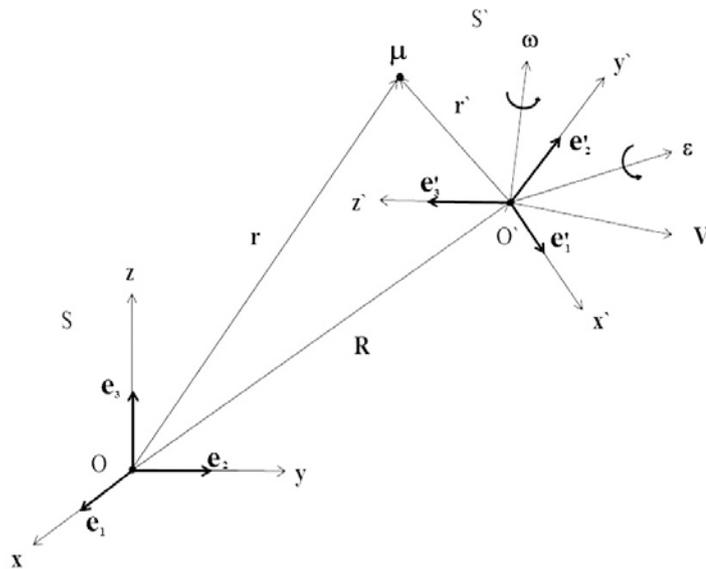


Рис. 1. Произвольно ускоренное движение массы  $\mu$

где  $d\vec{R}$  - приращение радиус-вектора  $\vec{R}$ , характеризующего положение начала  $O'$  ускоренной системы отсчета  $S'$ ,  $d\vec{\chi}$  - бесконечно малый поворот трех неголономных вращательных координат  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  (например, углов Эйлера) (рис.2),  $d'r'$  - приращение радиус-вектора  $\vec{r}'$ , спроектированное на оси ускоренной системы отсчета  $S'$ .

Из (20) сразу следует зависимость  $d\vec{r}$  от трех поступательных координат  $x, y, z$  и трех вращательных  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  координат  $d\vec{r} = d\vec{r}(x, y, z, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, t)$ . Действительно, определим

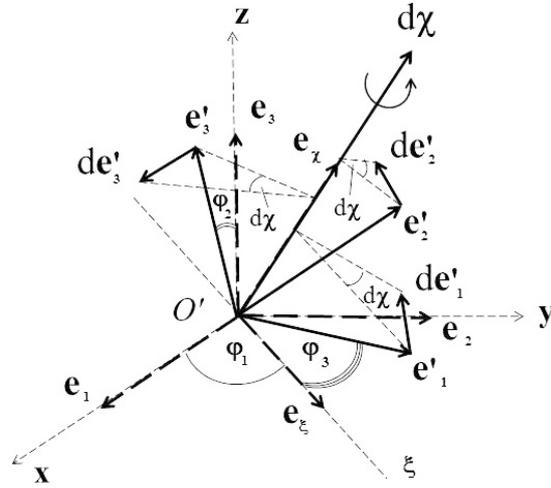


Рис.2. Вращение вокруг трех осей можно описать вращением вокруг одной оси (теорема Эйлера)

три угла Эйлера (см. рис.2)

$$\begin{aligned} \varphi_1 = \angle \vec{e}_1 \vec{e}_\xi, \quad \varphi_2 = \angle \vec{e}_3 \vec{e}'_3, \quad \varphi_3 = \angle \vec{e}_\xi \vec{e}'_1, \\ 0 \leq \varphi_1 \leq 2\pi, \quad 0 \leq \varphi_2 \leq \pi, \quad 0 \leq \varphi_3 \leq 2\pi, \end{aligned} \quad (21)$$

где единичные вектора  $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ , удовлетворяют условиям ортогональности

$$\vec{e}_1 \vec{e}_1 = \vec{e}_2 \vec{e}_2 = \vec{e}_3 \vec{e}_3 = 1, \quad \vec{e}_1 \vec{e}_2 = \vec{e}_1 \vec{e}_3 = \vec{e}_2 \vec{e}_3 = 0, \quad (22)$$

а вектор  $\vec{e}_\xi$  определяет положительное направление линии узлов  $O'\xi$

$$\vec{e}_\xi = [\vec{e}_3 \vec{e}'_1]. \quad (23)$$

В принятых обозначениях поворот, изображаемый вектором  $d\vec{\chi}$ , можно представить как сумму бесконечно малых поворотов

$$d\vec{\chi} = \vec{e}_3 d\varphi_1 + \vec{e}_\xi d\varphi_2 + \vec{e}'_3 d\varphi_3. \quad (24)$$

Подставляя (24) в (20), получим

$$d\vec{r}(x, y, z, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, t) = d\vec{R} + d\varphi_1 [\vec{e}_3 \vec{r}'] + d\varphi_2 [\vec{e}_\xi \vec{r}'] + d\varphi_3 [\vec{e}'_3 \vec{r}'] + d'r'. \quad (25)$$

Приращение  $d\vec{e}'_A$  векторов  $\vec{e}'_A, A=1,2,3$  при вращении определяется как  $d\vec{e}'_A = [d\vec{\chi} \cdot \vec{e}'_A]$  или, в тензорной записи [1],

$$de^A_\alpha = d\chi^\beta e^A_\alpha e^\beta_\alpha, \quad \alpha, \beta, \gamma \dots = 1, 2, 3, \quad A, B, C \dots = 1, 2, 3. \quad (26)$$

Используя условия ортогональности

$$e^A_\alpha e^\alpha_B = \delta^A_B, \quad e^A_\alpha e^\beta_A = \delta_\alpha^\beta, \quad (27)$$

запишем соотношение (26) как

$$d\chi^\beta{}_\alpha = e^\beta{}_A de^A{}_\alpha = e^\beta{}_A e^A{}_{\alpha,\gamma} dx^\gamma = T^\beta{}_{\alpha\gamma} dx^\gamma, \quad d\chi_{\alpha\beta} = -d\chi_{\beta\alpha}, \quad (28)$$

где

$$T^\beta{}_{\alpha\gamma} = e^\beta{}_A e^A{}_{\alpha,\gamma} = -e^A{}_\beta e^\alpha{}_{A,\gamma}, \quad ,\gamma = \frac{\partial}{\partial x^\gamma} \quad (29)$$

- коэффициенты вращения Риччи пространства абсолютного параллелизма  $A_3(3)$ . Возводя (28) в квадрат, находим *вращательную метрику пространства*  $A_3(3)$  [1]

$$d\tau^2 = d\chi^\alpha{}_\beta d\chi^\beta{}_\alpha = T^\alpha{}_{\beta\gamma} T^\beta{}_{\alpha\sigma} dx^\gamma dx^\sigma. \quad (30)$$

В пространстве  $A_3(3)$ , кроме вращательной метрики (30), задана трансляционная метрика

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta, \quad g_{\alpha\beta} = \eta_{AB} e^A{}_\alpha e^B{}_\beta, \quad \eta_{AB} = \eta^{AB} = \text{diag}(1, 1, 1), \quad (31)$$

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

и кручение

$$\Omega^{\cdot\alpha}{}_{\beta\gamma} = -T^\alpha{}_{[\beta\gamma]} = e^\alpha{}_A e^A{}_{[\gamma,\beta]} = -\frac{1}{2} e^\alpha{}_A (e^A{}_{\beta,\gamma} - e^A{}_{\gamma,\beta}) \quad (32)$$

пространства  $A_3(3)$ . Разделив (28) на  $ds$ , получим угловую скорость  $\Omega_{\alpha\beta} = -\Omega_{\beta\alpha}$

$$\frac{de^A{}_\alpha}{ds} = T^\beta{}_{\alpha\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds} e^A{}_\beta = \Omega^\beta{}_\alpha e^A{}_\beta, \quad (33)$$

откуда

$$\Omega^\beta{}_\alpha = T^\beta{}_{\alpha\gamma} \frac{dx^\gamma}{ds}. \quad (34)$$

Кручение (32) определяет коэффициенты вращения Риччи как

$$T^\beta{}_{\alpha\gamma} = -\Omega^{\cdot\beta}{}_{\alpha\gamma} + g^{\alpha\delta} (g_{\alpha\mu} \Omega^{\cdot\mu}{}_{\delta\gamma} + g_{s\mu} \Omega^{\cdot\mu}{}_{\delta\alpha}), \quad (35)$$

поэтому, в силу соотношения (34), величину (35) мы будем называть *торсионным полем* пространства  $A_3(3)$ .

## 1.2 Связь вращательной метрики (30) с силами инерции

Дифференцируя (20) по времени, получаем выражение для скорости ускоренно движущейся частицы

$$\vec{v}(x, y, z, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, t) = \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{R}}{dt} + \left[ \frac{d\vec{\chi}}{dt} \vec{r}' \right] + \frac{d'\vec{r}'}{dt} = \vec{V} + [\vec{\omega} \vec{r}'] + \vec{v}', \quad \vec{\omega} = \frac{d\vec{\chi}}{dt}. \quad (36)$$

Пусть в (36) выполняется условие  $\vec{R} = 0$ , т.е. начала систем  $S$  и  $S'$  совпадают, тогда из (36) следует

$$\frac{d\vec{r}'}{dt} = \frac{d'\vec{r}'}{dt} + [\vec{\omega} \vec{r}'] = \vec{v}' + [\vec{\omega} \vec{r}']. \quad (37)$$

При переходе от не штрихованных дифференциалов  $d$  к штрихованным дифференциалам  $d'$ , подобное соотношение существует для любого вектора  $\vec{A}$

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{d'\vec{A}}{dt} + [\vec{\omega}\vec{A}], \quad (38)$$

поэтому имеем для векторов  $\vec{v}'$  и  $\vec{\omega}$

$$\frac{d\vec{v}'}{dt} = [\vec{\omega}\vec{v}'] + \frac{d'\vec{v}'}{dt}, \quad \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{d'\vec{\omega}}{dt}. \quad (39)$$

Дифференцируя (36) еще раз по времени и используя вспомогательные формулы (39) получим

$$\vec{a}(x, y, z, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, t) = \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{W} + [\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] + [\vec{\varepsilon}\vec{r}'] + 2[\vec{\omega}\vec{v}'] + \vec{a}', \quad (40)$$

где  $d\vec{R}/dt = \vec{V}$  – трансляционная скорость начала  $O'$  системы  $S'$ ,  $d\vec{V}/dt = \vec{W}$  – трансляционное ускорение начала  $O'$  системы  $S'$ ,  $d'\vec{v}'/dt = \vec{a}'$  – ускорение частицы  $\mu$  относительно системы  $S'$ ,  $d\vec{\chi}/dt = \vec{\omega}$  – угловая скорость,  $d\vec{\omega}/dt = \vec{\varepsilon}$  – угловое ускорение системы  $S'$ .

Если на частицу действует внешнее силовое поле с потенциальной энергией  $U$ , то, вместо уравнений (40), умноженных на массу  $\mu$ , получим следующие уравнения ускоренного движения массы  $\mu$

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - \mu \vec{W} - \mu [\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] - 2\mu [\vec{\omega}\vec{v}'] - \mu \left[ \frac{d\vec{\omega}}{dt} \vec{r}' \right] - \mu \vec{a}'. \quad (41)$$

В этих уравнениях угловая скорость  $\vec{\omega} = d\vec{\chi}/dt$  и вращательная метрика (30) порождает три силы инерции, причем, в силу соотношения (34), эти силы порождены торсионным полем  $T^\beta_{\alpha\gamma}$  пространства  $A_3(3)$ . В свою очередь, сила инерции  $-\mu\vec{W}$  представляет собой вращение в трех пространственно-временных углах  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  [1]. Например, нерелятивистское ускорение при движении вдоль оси  $x$  записывается как

$$W_x = \frac{dV_x}{dt} = c \frac{d\theta_x}{dt}, \quad (42)$$

где  $\theta_x$  – угол в плоскости  $x-ct$ .

## 2. Особенности сил инерции

В отличие от ньютоновских сил, силы инерции *не удовлетворяют третьему закону механики Ньютона* [2]. Если сила  $-\mu\vec{a}' = 0$ , то в эксперименте наблюдается 4 вида сил инерции, описываемые уравнениями (41). В этих уравнениях все силы, стоящие в правой части определяются как внешние силы, хотя силы инерции действуют одинаковым образом как внутри, так и вне механической системы. Анализ физических свойств сил инерции, входящих в уравнения (2), показывает, что [2]:

1) две силы

$$\vec{F}_1 = -\mu\vec{W} \quad \text{и} \quad \vec{F}_2 = -\mu[\vec{\omega}[\vec{\omega}\vec{r}']] \quad (43)$$

меняют энергию частицы в ускоренной системе отсчета и являются потенциаль-

ными с суммарной потенциальной энергией

$$U_{1,2} = \mu \vec{r} \vec{W} - \frac{\mu}{2} [\vec{\omega} \vec{r}']^2 ;$$

2) одна сила

$$\vec{F}_4 = -\mu [\dot{\vec{\omega}} \vec{r}'] \quad (44)$$

меняет энергию частицы, но не является потенциальной, поскольку

$$\text{rot}[\dot{\vec{\omega}} \vec{r}'] = 2\dot{\vec{\omega}} \neq 0$$

3) одна сила (сила Кориолиса)

$$\vec{F}_4 = -2\mu [\vec{\omega} \vec{v}'] \quad (45)$$

не меняет энергии частицы.

В частном случае, когда точечная масса  $\mu$  совпадает с началом  $O$ , уравнения (41) принимают вид

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} - \mu \vec{W} - 2\mu [\vec{\omega} \vec{v}'] . \quad (46)$$

## 2.1. «Ведро Ньютона» и реальность сил инерции

Проблема сил и полей сил инерции в теоретической механике является, пожалуй, самой старой и дискутируемой до сих пор, начиная с ньютоновских времен. Широко известен, например, эксперимент под названием «ведро Ньютона», когда наблюдается изменение геометрической формы поверхности воды в ведре, которое вращается или движется поступательно с постоянным ускорением. На рис.3а ведро расположено на платформе, которая движется с ускорением  $\vec{a}$  в отрицательном направлении оси  $x$ . В этом случае на каждый малый элемент жидкости с плотностью  $\rho$  действует гравитационная сила  $\rho \vec{g}$ , направленная вертикально вниз, и сила инерции  $-\rho \vec{W}$ , направленная в сторону, противоположную ускорению  $\vec{a}$  платформы. Уравнения движения плотности  $\rho$  в системе отсчета, связанной с ведром, имеет вид

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{g} - \rho \vec{W} . \quad (47)$$

В результате действия поля сил инерции в объеме воды, плоская поверхность воды расположится под углом  $\alpha$  к горизонтальной поверхности. Угол  $\alpha$  находится из уравнения  $\alpha = -tg(W/g)$ .

На рис.3б ведро вращается с постоянной угловой скоростью  $\vec{\omega}$ . Уравнения движения жидкости в системе отсчета, связанной с ведром, имеет вид

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{g} - \rho [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']] . \quad (48)$$

Здесь  $-\rho [\vec{\omega} [\vec{\omega} \vec{r}']]$  - центробежная сила инерции,  $\vec{\omega}$  - угловая скорость вращения ведра,  $|\vec{r}'| = r$  - радиус вектор от оси вращения до элемента с плотностью  $\rho$ . Полная энергия плотности  $\rho$  сохраняется

$$\rho \frac{\omega^2 r^2}{2} - \rho gz = const. \quad (49)$$

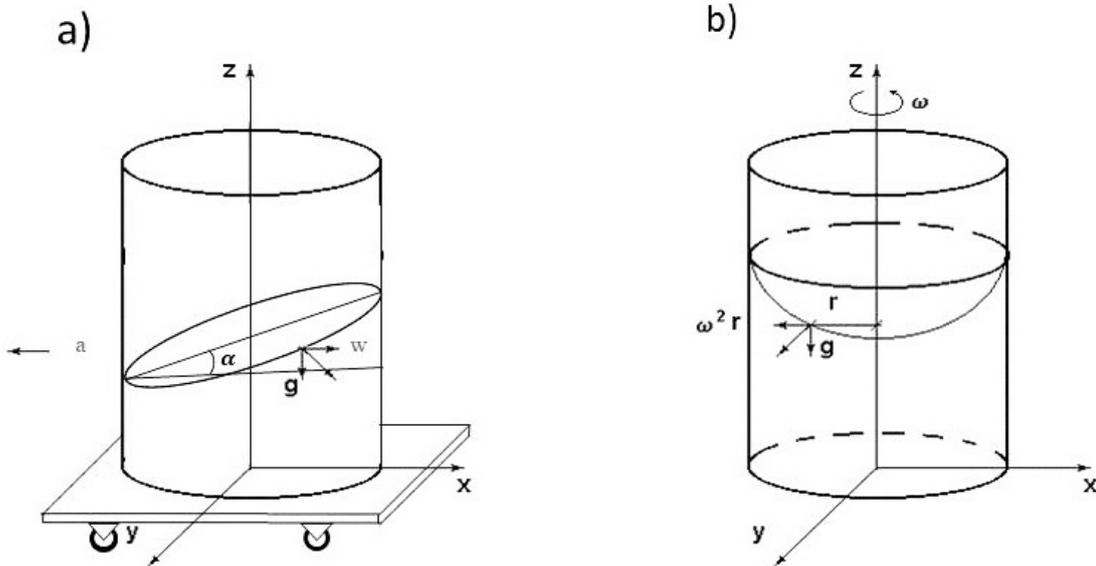


Рис.3. Изменение геометрии поверхности воды в ведре Ньютона: а) при постоянном поступательном ускорении  $a$  ведра; б) при вращении ведра с постоянной угловой скоростью  $\omega$

Уравнение (49) является уравнением параболоида вращения, поверхность которого и образует вода во вращающемся ведре (рис. 3 б)). Из уравнения (49) видно, что с увеличением угловой скорости вращения верхняя точка параболы, которая касается стенки ведра, и ее нижняя точка, через которую проходит ось  $z$ , удаляются от плоскости поверхности воды, когда ведро не вращается. Поэтому, при увеличении угловой скорости вращения можно увидеть дно ведра и результаты действия сил инерции на элементы жидкости и говорят о том, что силы инерции – реальные силы.

### 3. Экспериментальные предпосылки для введения вращательной относительности

В разделе 1 мы сравнили уравнения движения (4) теории гравитации Эйнштейна с уравнениями движения (15) и (16), учитывающими вращательную относительность и обнаружили, что при движении материальной частицы, в соответствии с уравнениями (15), на неё действует дополнительная сила

$$F^i = \mu \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = \mu \Omega^i_j \frac{dx^j}{ds}, \quad (50)$$

которая интерпретируется как *сила инерции*. Чтобы доказать это утверждение, мы будем использовать уравнения движения (15) в метрике (6).

#### 3.1. Сильный принцип эквивалентности как экспериментальное доказательство вращательной относительности в углах $\theta_1, \theta_2, \theta_3$

В слабых гравитационных полях и в нерелятивистском приближении, находим из метрики (6)

$$ds \approx c dt, \quad R^i{}_{jkm} \approx 0, \quad e^{(0)0} \approx \left(1 + \frac{\varphi_N}{c^2}\right), \quad e^{(1)1} = e^{(2)2} = e^{(3)3} = \left(1 - \frac{\varphi_N}{c^2}\right), \quad \frac{v^2}{c^2} \ll 1. \quad (51)$$

Используя (12), (13) и (51), получим из (15) уравнения движения (5)

$$\mu \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} = -\mu c^2 \Gamma^\alpha{}_{00} - \mu c^2 T^\alpha{}_{00} = \frac{\mu MG}{r^3} x^\alpha - \frac{\mu MG}{r^3} x^\alpha = \mu g^\alpha - \mu W^\alpha = 0. \quad (52)$$

Мы видим, что эти уравнения описывают *компенсацию гравитационной силы*

$$F^\alpha{}_g = \mu g^\alpha, \quad (53)$$

действующей на пробную частицу  $\mu$  в ускоренной системе отсчета (в свободно падающем лифте Эйнштейна), *силой инерции*

$$F^\alpha{}_{iner} = -\mu W^\alpha, \quad (54)$$

которая равна силе (53), но противоположно ей направлена (сильный принцип эквивалентности). Согласно соотношению (42), сила инерции (54) порождена вращением в пространственно-временных плоскостях, т.е. зависит от углов  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  и вращательной метрики (11). Поэтому сильный принцип эквивалентности, утверждающий локальную эквивалентность однородного гравитационного поля  $g^\alpha$  однородному полю инерции  $W^\alpha$ , необходимо рассматривать как экспериментальное доказательство вращательной относительности в углах  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ .

### 3.2. Механика твердого тела и вращательная относительность в углах $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$

Твердое тело в классической механике представляется как система материальных точек, расстояние между которыми не меняется. Используя это условие, получим из (36) скорость каждой частицы, составляющей твердое тело

$$\vec{v}(x, y, z, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, t) = \vec{V} + [\vec{\omega} \vec{r}']. \quad (55)$$

где  $\vec{V}$  - скорость относительно системы  $S$ ,  $[\vec{\omega} \vec{r}']$  - линейная скорость материальной точки, вызванная вращением тела относительно системы  $S$ . Таким образом, для материальных точек твердого тела мы имеем зависимость расстояний и скоростей от 6 координат  $x, y, z, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ . Уравнения движения твердого тела во вращающейся системе  $S'$  имеют вид [2]

$$\frac{d'}{dt} \vec{P} + [\vec{\omega} \vec{P}] = \vec{F}_e, \quad (56)$$

$$\frac{d'}{dt} \vec{L} + [\vec{\omega} \vec{L}] = \vec{M}_e. \quad (57)$$

Легко заметить, что в уравнениях (56), (57) импульс центра масс  $\vec{P}$  и угловой импульс  $\vec{L}$  оказываются зависимыми друг от друга, что, вообще говоря, недопустимо в механике Ньютона, но вполне уместно в неголономной механике ориентируемой точки благодаря вращательной метрике (30). Поэтому, механика, основанная на уравнениях (56), (57), как минимум, неголономна, а ее законы сохранения обобщают законы сохранения механики Ньютона. Само существование уравнений Эйлера является проявлением вращательной

относительности, так же как уравнения Ньютона есть следствие поступательной относительности пространстве Евклида.

Уравнения (57) предсказывают отклонение траектории центра масс вращающегося твердого тела от траектории тела без вращения. Более того, если правая часть уравнений (56),(57) равна нулю, то центр масс вращающегося тела движется по искривленной траектории. На рис. 4 представлены расчеты траектории и скорости центр масс свободного симметричного гироскопа [5] в результате нутации его оси.

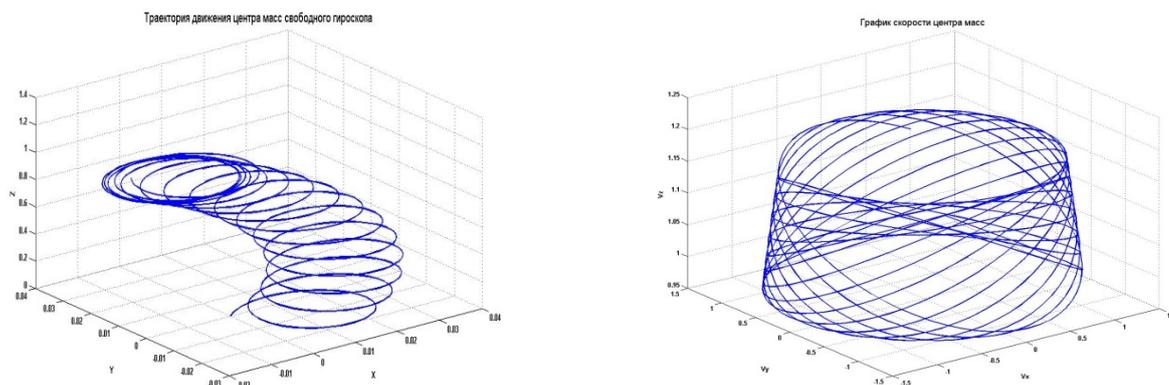


Рис.4. Ускоренное движение центра масс свободного гироскопа при его нутации: слева – траектория центра масс; справа – изменение скорости центра масс

Если же твердое тело вращается, то, в силу торсионной добавки  $[\vec{\omega} \vec{P}]$  в уравнениях (56), траектория вращающегося тела отличается от траектории тела без вращения. В работе [6]

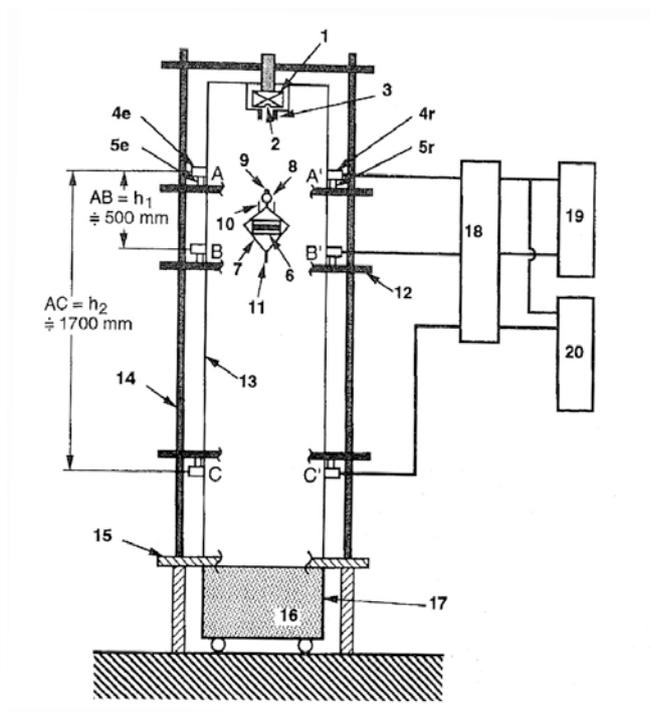


Рис.5. Установка для сравнения времени падения гироскопа с вращением и без него в эксперименте измерялось время падения право и левовращающихся гироскопов, имеющих частоту вращения 18000 об/мин, которое, затем, сравнивалось со временем падения

гироскопа без вращения. Вначале гироскоп весом 175 гр., изолированный от аэродинамических помех, был подвешен, с помощью магнита 1. Когда падающий гироскоп пересекал штырем 11 лазерную линию  $A-A'$ , запускался таймер для измерения времени падения. Когда штырь гироскопа пересекал лазерную линию  $C-C'$ , таймер выключался. При этом расстояние от линии  $A-A'$  до линии  $C-C'$  равно 2.2 метра. В эксперименте учитывались возможное влияние на траекторию: 1) аэродинамических потоков; 2) электродинамических влияний магнита 1; 3) действие сил инерции [6]

$$\mu \frac{d\vec{v}}{dt} = \mu g_0 - 2\mu[(\vec{\omega} + \vec{\Omega})\vec{v}'], \quad (58)$$

где  $\vec{\Omega}$  - угловая скорость вращения Земли,  $g_0 = 980.0658 \text{ см/сек}^2$  - ускорение свободного падения на широте эксперимента. Надо отметить, что использовать уравнение (58) надо использовать с осторожностью, поскольку гироскоп не материальная точка, а протяженный объект. Уж если учитывать действие сил инерции на гироскоп, то необходимо использовать уравнения Эйлера (56), (57). Тем не менее, экспериментальные результаты работы [6] показывают, что:

$$\langle g(L) - g(0) \rangle = 0.0029 \pm 0.0663 \text{ см/сек}^2, \quad (59)$$

$$\langle g(R) - g(0) \rangle = -0.1392 \pm 0.0716 \text{ см/сек}^2. \quad (60)$$

Отсюда видно, что вращение гироскопа влево почти не влияет на падение гироскопа, однако вращение вправо нарушает принцип эквивалентности, поскольку из (59), (60) следует, что вращающийся вправо гироскоп падает медленнее, чем не вращающийся. Авторы называют это явление эффектом антигравитации.

В работе [6] авторы утверждают, что в процессе падения гироскоп двигался без прецессии и без нутации. Однако, из уравнений Эйлера следует, что именно эти явления могут изменить траекторию центра масс вращающегося твердого тела.

### 3.3. Эксперимент Брюса де Пальмы с вращающимися шариками

Брюс де Пальма придумал простой, но очень эффектный эксперимент для сравнения движения вращающейся массы и такой же масс без вращения (рис. 6).

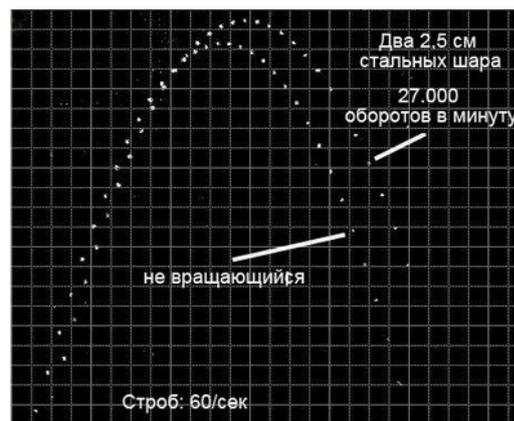


Рис.6. Эксперимент Брюса де Пальмы

Для этого он использовал высокооборотистую дрель, которая вращалась с максимальной угловой скоростью 27000 об/мин. На валу дрели крепится чашка, удерживающая стальной шарик диаметром 2.5 см. Рядом с ним, на специальном кронштейне, укрепленном на корпусе дрели, такая же чашка, на которой лежит такой же шарик. Дрель держат верти-

кально верх, так что лежащие в обеих чашках шарики находятся на одном уровне. После включения дрели шарик в чашке на валу раскручивается до частоты вращения 27000 об/мин. Как только дрель набирает максимум оборотов, ассистент, держащий её, резко толкает дрель вверх с небольшим уклоном от вертикали. После толчка шарики вылетают с одинаковой начальной скоростью. Летящие шарики Брюс Де Пальма освещает стробоскопическими вспышками со скоростью 60 раз в секунду и производит съемку фотокамерой с открытым затвором. В результате на фотографии появляются траектории шариков, обозначенные светящимися точками. Оказалось, что вращающийся шарик взлетал выше и падал быстрее, чем не вращающийся (рис. 6). Этот неожиданный, сточки зрения теории гравитации Ньютона-Эйнштейна, результат интерпретируется как изменение ускорения свободного падения для вращающегося шарика, при этом на взлете  $g = g_0 + \Delta g$ , а на спуске  $g = g_0 - \Delta g$ .

### 3.4. Эксперименты с прецессирующими гироскопами в космосе

К сожалению, эти эксперименты были проведены неосознанно и аномальное поведение гироскопа было открыто случайно. Примером случайного обнаружения экзотического поведения гироскопа является эксперимент Джанибекова (рис.7). «Вживую» этот эксперимент можно увидеть на сайте <http://www.youtube.com/watch?v=GJlaK5JgTiQ>



Рис.7. Эффект Джанибекова: 1) гайка вращается по часовой стрелке и движется внутри космического корабля в невесомости; 2) сопротивление воздуха внутри вызывает прецессию вектора собственного вращения гайки; 3) в результате гайка, продолжая вращаться по часовой стрелке, изменяет направление вектора собственного вращения на угол  $180^\circ$ .

Вывод, который следует из этого эксперимента, простой - в невесомости угловой момент гироскопа  $\vec{L}$  имеет два устойчивых состояния, которые отличаются на угол  $180^\circ$ . Поэтому эксперимент Джанибекова можно рассматривать как аналог квантования вектора спина  $\vec{s} = \vec{\sigma} \hbar / 2$  в электродинамике. Эксперимент Штерна-Герлаха показал, что элементарные образования, такие как электрон, протон, нейтрон, ядра химических элементов представляют собой простейшие гироскопические системы, проекции спинов которых на выделенную ось квантуются и различаются на угол  $180^\circ$ . Подобными свойствами обладает нутирующий, свободный от внешних воздействий гироскоп. На рис.8 представлены результаты расчетов траекторий центра масс нутирующих гироскопов, имеющих противоположные угловые моменты вращения  $\vec{L} = J\vec{\omega}_0$  и противоположные угловые скорости нутиации  $\vec{\Omega}_n$ . Расчеты велись на основе уравнений Эйлера (56),(57).

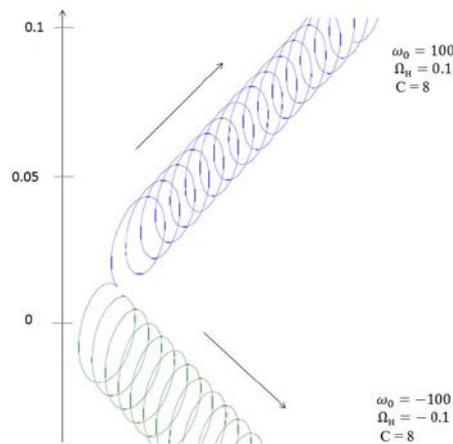


Рис. 8. «Квантование» углового момента  $\vec{L} = J\vec{\omega}_0$  нутирующего гироскопа

На рис.9 представлен эксперимент, который «вживую» показывает различие траекторий центра масс прецессирующего (рис.9 б) и не прецессирующего (рис.9 а) гироскопов в условиях невесомости [http://www.youtube.com/watch?v=80fNo\\_3-5ws](http://www.youtube.com/watch?v=80fNo_3-5ws) .

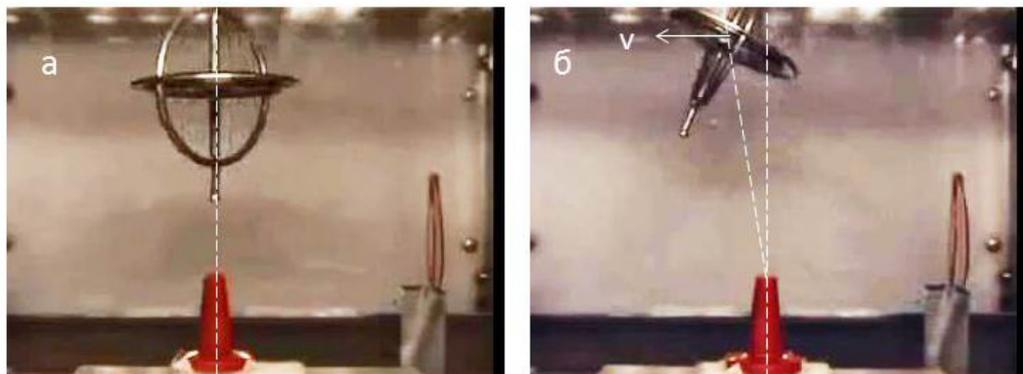


Рис.9. Различие траекторий гироскопов в невесомости: а) гироскоп без прецессии; б) прецессирующий гироскоп

В летающей лаборатории, летящей изначально горизонтально поверхности Земли с постоянной скоростью, гироскоп вращается без прецессии, опираясь на красную подставку. Затем, летающая лаборатория «пикирует», создавая условие невесомости. В результате центр масс гироскопа движется вертикально вверх с постоянной скоростью. Наблюдаемое явление теоретически объясняется решением уравнений Эйлера (56),(57) записанных для горизонтального движения лаборатории в виде

$$\frac{d'\vec{P}}{dt} + [\vec{\omega}\vec{P}] = \mu\vec{g} + \vec{R}, \quad \frac{d'\vec{L}}{dt} + [\vec{\omega}\vec{L}] = \vec{M} = [\vec{r}_c \mu\vec{g}], \quad |\vec{r}_c| = l, \quad (61)$$

где  $|\vec{r}_c| = l$ , - расстояние от точки опоры до центра масс гироскопа,  $\vec{R}$  - реакция опоры.

При вертикальном расположении оси вращающегося гироскопа прецессия отсутствует и в уравнениях (61) выполняются соотношения

$$\vec{P} = \mu[\vec{\omega}\vec{r}_c] = 0, \quad \vec{M} = [\vec{r}_c\mu\vec{g}] = 0, \quad \vec{\omega} = \vec{\omega}_r, \quad \mu\vec{g} + \vec{R} = 0, \quad (62)$$

откуда следует  $\vec{R} = -\mu\vec{g}$ , т.е. сила реакции опоры равна весу гироскопа и центр масс гироскопа находится в покое. Когда наступает состояние невесомости, уравнения (61) принимают вид

$$\frac{d'\vec{P}}{dt} + [\vec{\omega}\vec{P}] = \mu\vec{g} + \vec{R}_0 - \mu\vec{W} = \vec{R}_0, \quad \frac{d'\vec{L}}{dt} + [\vec{\omega}\vec{L}] = 0 \quad (63)$$

где  $-\mu\vec{W}$  - сила инерции, компенсирующая гравитационную силу  $\mu\vec{g}$  в состоянии невесомости,  $\vec{R}_0$  - «остаточная» реакция опоры, действующая в момент перехода гироскопа в состояние невесомости. Остаточная реакция порождает начальную скорость  $\vec{V}_0 = \vec{R}_0\Delta t / \mu$ , где  $\Delta t$  - время действия  $\vec{R}_0$ . В результате, центр масс гироскопа в состоянии невесомости движется вертикально вверх с постоянной скоростью  $\vec{V}_0$ .

В случае прецессии ось вращения гироскопа наклонена по отношению вертикальной оси, совпадающей с вектором  $\vec{g}$ , при этом выполняются соотношения

$$\vec{P} = \mu[\vec{\omega}\vec{r}_c] = \mu[(\vec{\omega}_r + \vec{\Omega}_\Pi)\vec{r}_c] = \mu[\vec{\Omega}_\Pi\vec{r}_c] \neq 0, \quad (64)$$

где  $\vec{\Omega}_\Pi$  - угловая скорость прецессии. Из (64) следует в случае прецессии  $\vec{R} \neq \mu\vec{g}$ , что должно привести к изменению траектории центра масс гироскопа в состоянии невесомости. Значение реакции будет отличаться от значения  $-\mu\vec{g}$  на величину порядка  $\vec{\Omega}_\Pi^2$  [2]. Эта дополнительная сила зависит от угла наклона оси прецессирующего гироскопа. В момент отрыва опоры от опоры она мгновенно действует в направлении, противоположном наклону. Поэтому траектория центра масс прецессирующего гироскопа движется в состоянии невесомости, имея постоянную составляющую скорости в горизонтальном направлении (рис. 9 б).

#### 4. Зависимость инерционной массы от внутреннего вращения

Уравнения (15) и (16) описывают движение ориентируемой материальной точки. Если же объект протяженный, такой как твердое тело, пластичное тело или жидкость, то его надо описывать более сложными уравнениями механик Декарта [7]. В векторном неголономном базисе уравнения механики Декарта записываются в виде расширенной системы уравнений Эйнштейна-Янга-Миллса [1]

$$\nabla_{[k} e^a_{|m]} + e^b_{[k} T^a_{|b]m]} = 0, \quad (A)$$

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

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

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

при этом тензор энергии-импульса  $T_{jm}$  в уравнениях (B.1) имеет геометрическую природу и выражается через поле торсионное поле  $T^i_{jm}$  геометрии  $A_4(6)$  следующим образом

$$T_{jm} = -\frac{2}{\nu} \left\{ \left( \nabla_{[i} T^i_{|j]m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j]m]} \right) - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} \left( \nabla_{[i} T^i_{|p]n]} + T^i_{s[i} T^s_{|p]n]} \right) \right\}. \quad (65)$$

В уравнениях Янга-Миллса (B.2) тензор тока  $J^i_{jkm}$  также геометризован и выражается через тензор энергии-импульса (37) (т.е. опять же через поле  $T^i_{jm}$ ) как

$$J_{ijkm} = 2g_{[k(i}T_{j)m]} - \frac{1}{3}Tg_{i[m}g_{k]j} \quad (66)$$

Из (65) масса частицы определяется как

$$\mu = \int \frac{2g^{jm}}{vc^2} \left\{ \nabla_{[i} T^i_{|j|m]} + T^i_{s[i} T^s_{|j|m]} \right\} \sqrt{-g} dV. \quad (67)$$

Согласно соотношению (18)  $T^i_{jn} = \Omega^i_j dx_n / ds$ , где  $\Omega^i_j$ - тензор угловой скорости внутреннего вращения (например, прецессия). Поэтому масса (67) зависит как от квадрата угловой скорости, так и от производной  $\nabla_i$  от скорости. Частным примером формулы (67) оказывается зависимость эффективной массы прецессирующего гироскопа от угловой скорости прецессии  $\bar{\Omega}_\Pi$ ,

$$\mu^* = \mu(1 - \Omega^2_\Pi l \sin^2 \theta / g \cos \theta), \quad (68)$$

где  $\theta$  - угол прецессии,  $\omega_{np} = \mu l g / L$  - угловая скорость прецессии. Формула получена с использованием уравнений (63). На рис. 10 представлены экспериментальные результаты,

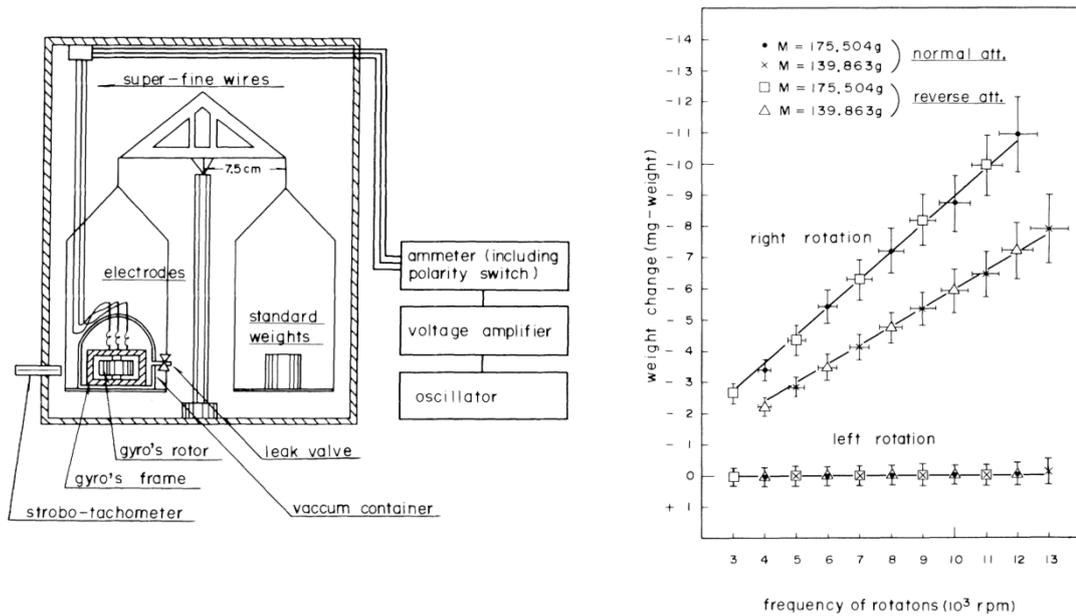


Рис. 10. Зависимость изменение веса гироскопа в зависимости от частоты и направления вращения

полученные в работе [8]. Результат интересен тем, что изменения веса гироскопа наблюдается только при вращении вправо (график справа на рис.10). При вращение гироскопа влево его вес остается неизменным. Подобное наблюдается в работе [6], когда свободно падающий гироскоп, вращающийся вправо, менял свою траекторию (падал медленнее) по сравнению с не вращающимся, а вращающийся влево не изменял.

## 5. Полевое взаимодействие гироскопов

Соотношение (34) можно переписать как

$$T^i_{jn} = \Omega^i_j \frac{dx_n}{ds}. \quad (69)$$

Эта формула показывает, что если материя вращается с угловой скоростью  $\Omega^i_j$ , то вокруг неё возникает торсионное поле (69), которое определяется кручением (14) пространства  $A_4(6)$  согласно (13). Поэтому соотношение (69) можно рассматривать как аналитическое воплощение гипотезы Э. Картана [9]. Вывод, который следует из соотношения (69), предсказывает, что закон Ньютона, определяющий гравитационное взаимодействие двух невращающихся масс, модифицируется, если обе (или одна) массы вращаются, т.е. представляют собой гироскопы. Для проверки этого теоретического вывода В.Н. Самохвалов

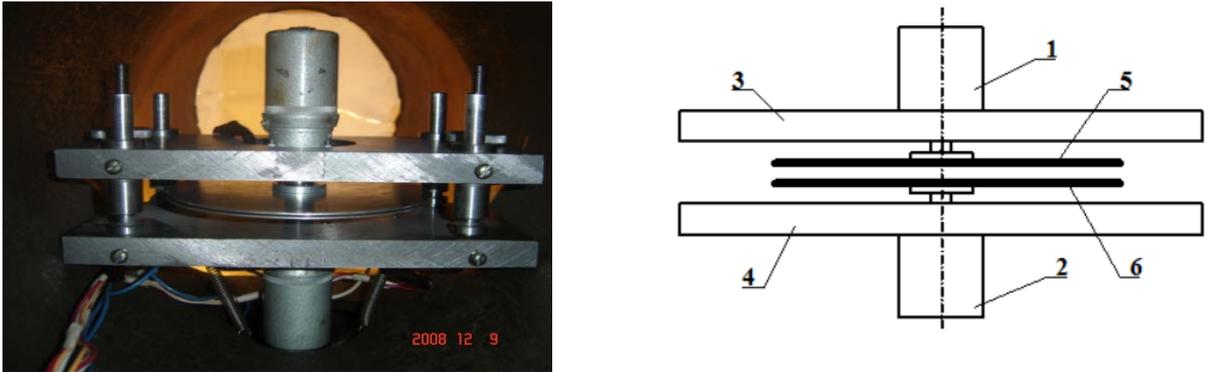


Рис.11. Два гироскопа в виде ведущего (нижнего 6) и ведомого (верхнего 3) дисков помещены в вакуумную камеру (фото слева).

предложил и исполнил эксперимент [10], в котором, в вакууме, взаимодействовали два гироскопа в виде дисков (рис.11). Один из дисков (нижний) изготовлен из алюминия, другой (верхний) из картона во избежание электромагнитных взаимодействий между дисками. Результат эксперимента: при вращении нижнего ведущего диска, верхний ведомый диск, начинал вращаться, увлекаемый (торсионным?) полем нижнего диска. На рис. 12 представлен эксперимент, когда (торсионное?) поле вращающегося диска

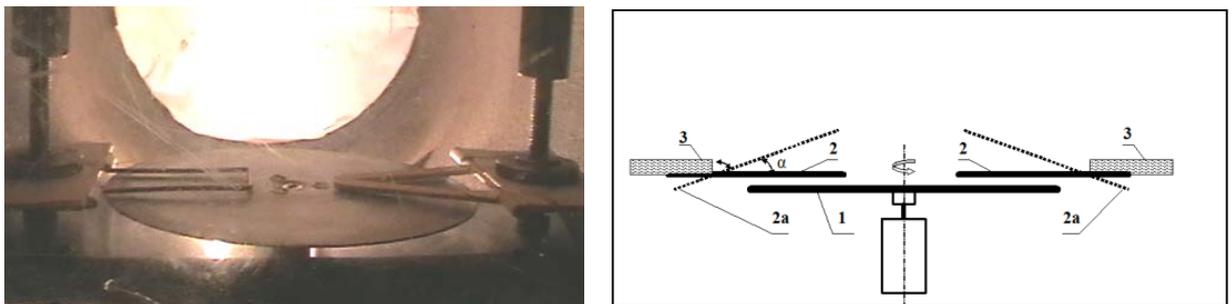


Рис. 12. Рамки 2 из латуни и дерева отклоняются при вращении диска на углы  $10^\circ \sim 20^\circ$  отталкивает две рамки 2, расположенные справа и слева от центра диска. Рамка слева изготовлена из латунной проволоки, а рамка справа из дерева. Рамки установлены на шарнирах и могут поворачиваться вверх. Когда угловая скорость вращения диска достигает величины  $\omega \sim 150$  об/сек, рамки, вибрируя, отклоняются вверх, образуя угол  $10^\circ \sim 20^\circ$  между плоскостями рамок и плоскостью диска. Конечно, эти эксперименты необходимо довести до академического уровня, но теория предсказывает и предварительные экспери-

менты обнаруживают полевое взаимодействие не электромагнитной природы. А это уже вызов существующей науке.

## 6. Пространственно-временная нутация 4D гироскопа и новый принцип движения в космическом пространстве

Уравнения движения (15), с учетом (18), можно записать как

$$\mu \frac{d^2 x^i}{ds^2} + \mu \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} + \mu \Omega^i_j \frac{dx^j}{ds} = 0. \quad (70)$$

Из этих уравнений следует, ускорение центра масс ориентируемой материальной точки зависит от угловой скорости ее вращения (от сил инерции). Из соотношения (17) следует, что изменение трансляционных координат  $dx^k$  ориентируемой материальной точки вызывает изменение вращательных координат  $d\chi^i_j$ . Связь между этими изменениями определяется торсионным полем  $T^i_{jk}$ . Уравнения (15) и (16) описывают вращение в шести углах  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ . Материальный объект, который вращается как в пространственных углах  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ , так и в пространственно-временных углах  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ , мы будем называть 4D гироскопом. Если гироскоп вращается по одному углу  $\varphi_1$  без прецессии и нутации, то мы его будем называть 3D гироскопом. На рис.4 представлены траектории нутации свободного от внешних сил и моментов гироскопа. Поскольку центр масс гироскопа движется ускоренно, то такой гироскоп относится к разряду 4D гироскопов.

Простейшим 4D гироскопом является устройство, которое российский инженер Владимир Николаевич Толчин назвал инерциоидом [11]. В основе инерциоида Толчина используется симметричный вибратор (рис.13).

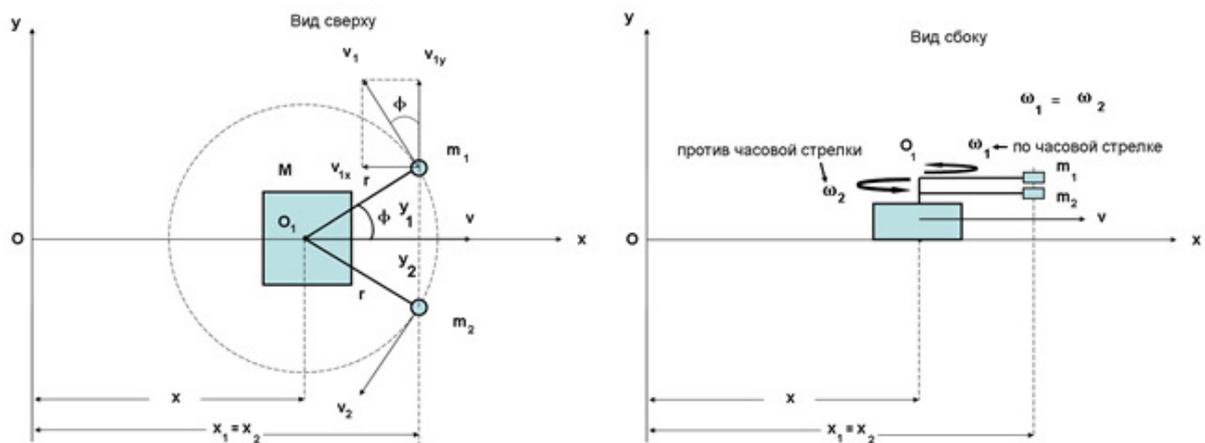


Рис. 13. Принципиальная схема симметричного вибратора

Симметричный вибратор представляет собой три связанные между собой массы. На центральной массе  $M$  установлена ось вращения  $O_1$ , вокруг которой вращаются синхронно и в разные стороны два стержня длиной  $r$  с массами  $m_1 = m_2 = m$ . Свободный вибратор описывается поступательными

$$(M + 2m) \dot{v}_c = (M + 2m) \dot{v} - 2mr \dot{\omega} \sin \phi - 2mr \omega^2 \cos \phi = 0 \quad (71)$$

и вращательными

$$\dot{\omega} - k^2 \frac{\sin \phi \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \omega^2 = 0 \quad (72)$$

уравнениями движения. Здесь  $v_c = dx_c / dt$  - скорость центра масс,  $\omega = d\phi / dt$  - угловая скорость вращения грузов  $m$ ,  $\dot{\omega} = d\omega / dt$  - угловое ускорение и  $k^2 = 2m / (M + 2m)$  - параметр системы. Интегрируя уравнения (71) и (72), получим

$$v(t) = v_c + B\omega \sin \phi(t), \quad \omega(t) = \omega_0 \frac{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi_0}}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi(t)}}, \quad (73)$$

где  $v_c = v_0 = const$  - начальная скорость центра масс,  $\phi_0, \omega_0$  - начальный угол и начальная угловая скорость  $v(t)$  - скорость центральной массы  $M$ ,  $B = rk^2$ . Лагранжиан системы уравнений (71), (72) имеет вид

$$L = T = \frac{1}{2}(M + 2m)v^2 + mr^2\omega^2 - 2mrv\omega \sin \phi. \quad (74)$$

При геометрическом описании симметричного вибратора уравнения (71), (72) принимают вид [12]

$$\frac{dv_c}{dt} = 0, \quad (75)$$

$$\frac{dw}{dt} + \frac{1}{\sqrt{g'}} \frac{d\sqrt{g'}}{d\phi'} w^2 = 0, \quad (76)$$

где  $w = r\omega$ ,  $g' = k^2(1 - k^2 \sin^2 \phi)$ ,  $r\phi = \phi'$ . В этих обозначениях энергия (74) записывается как

$$T = \frac{M + 2m}{2}(v_c^2 + g'w^2) = \frac{M + 2m}{2} g_{ik} v^i v^k = \frac{M + 2m}{2} \dot{s}^2, \quad \dot{s} = ds / dt, \quad (77)$$

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k \quad g_{ik} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & g' \end{pmatrix}, \quad i, k = 1, 2. \quad (78)$$

Уравнения (75)-(77) записаны в инерциальной (лабораторной) системе отсчета. При переходе в ускоренную систему отсчета, мы должны использовать уравнения (70), в которых  $i, k \dots = 1, 2$ . В результате, вместо (75),(76), имеем

$$\frac{dv_c}{dt} = B\Phi\omega, \quad B = rk^2, \quad (78)$$

$$\frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin \phi \cos \phi}{1 - k^2 \sin^2 \phi} \omega^2 = -\frac{k^2}{rg'} \Phi v_c, \quad (79)$$

где

$$\Phi(t) = -\frac{\sqrt{g'}}{k^2} \frac{d\eta}{dt}, \quad \eta(t) = \frac{\sqrt{g'}w}{v_c} \quad (80)$$

- угловая скорость, порожденная торсионным полем в уравнениях (70). Мы будем называть механическую систему, описываемую уравнениями (78)-(80) *4D гироскопом*, поскольку в ней происходит вращение по одному пространственному углу  $\phi$  и по одному

пространственно-временному углу  $\eta$ . Уравнения (78),(79) можно записать в более симметричном виде [12]

$$\begin{aligned} \dot{v}_c^* &= k^2 \Phi^* w, & v_c^* &= v_c - v_0, \\ \dot{w} &= -\Phi^* v_c^*, & \Phi^* &= \Phi / \sqrt{g'} \end{aligned} \quad (81)$$

и  $v_0 = const$  - начальная скорость центра масс. Решение уравнений (81) при условии, что  $\Phi^* = const$ , имеет вид

$$\begin{aligned} v_c &= v_0 \sin(k\Phi^* t), + v_0 = v_0(1 + \sin(k\Phi^* t)), \\ \omega &= \frac{v_0}{\sqrt{g'rk}} \cos(k\Phi^* t) + \frac{r\omega_0 \sqrt{g'(\phi_0)} - v_0/k}{\sqrt{g' r}}, \end{aligned} \quad (82)$$

При условии  $v_0 = 0$  решение (82) переходит в решение (73). Первое из этих уравнений показывает, что скорость центра масс 4D гироскопа меняется со временем по синусоидальному закону в результате его нутации, хотя внешние силы на него не действуют. При этом средняя за период скорость центра масс остается постоянной и равна  $v_0$ .

### 6.1. Экспериментальная проверка решения (82)

Для экспериментальной проверки явления нутации 4D гироскопа был создан специальный стенд. По горизонтальной стеклянной поверхности, на конце которой стояла массивная ударная плита, двигался 4D гироскоп в сторону ударной плиты (рис.14) на свободно вращающихся, поддерживающих корпус, колесах. После упругого удара, который

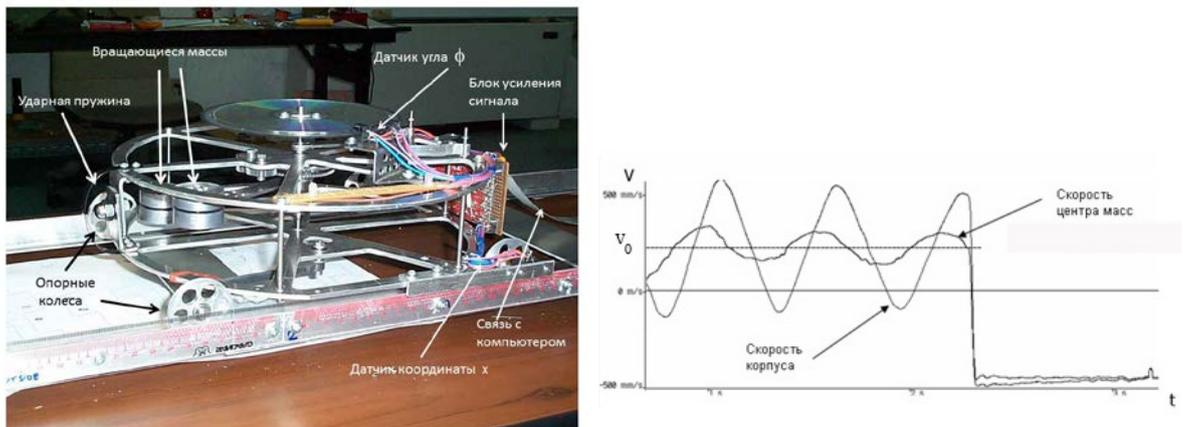


Рис. 14. 4D гироскоп с измерительной аппаратурой для регистрации его движения обеспечивала стальная ударная пружина, 4D гироскоп начинал двигаться в обратную сторону с начальной скоростью  $v_0 \neq 0$ . Установленная на 4D гироскопе измерительная аппаратура измеряла координату корпуса  $x(t)$  и угол поворота  $\phi(t)$ . Эти исходные данные использовались для расчета: 1) значение скорости центра масс  $v_c$ , 2) скорости  $v$  центральной массы  $M$ , 3) угловой скорости  $\omega$  вращения масс  $m$ . Все эти данные выводятся на экран компьютера, а их изменение можно было наблюдать в режиме реального времени. Справа на рис. 14 показан типичный экспериментальный график скорости  $v_c$  центра масс 4D гироскопа. Из графика видно, что явление нутации 4D гироскопа, теоретически предсказанное уравнениями (81), (82), наблюдается на опыте.

## 6.2. Управление прецессией 4D гироскопа как новый способ перемещения в пространстве

Энергия (74) удовлетворяет закону сохранения

$$\frac{d}{dt}T = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}(M+2m)v_c^2\right) = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}(M+2m)v^2 + mr^2\omega^2 - 2mrv\omega\sin\phi\right) = 0, \quad (83)$$

который выполняется как для уравнений (71) и (72), записанных в инерциальной системе отсчета, так и для уравнений (78) и (79), записанных ускоренной системе. Изменить энергию (83) можно воздействием на корпус внешней силой  $F_x$  или воздействием внутренним моментом  $L$  на ось вращения грузов  $m$ . В этом случае закон (83) принимает вид

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}(M+2m)v^2 + mr^2\omega^2 - 2mrv\omega\sin\phi\right) = F_x v_c + L\omega + BF_x\omega\sin\phi. \quad (84)$$

Инерциоид Толчина устроен так, что на его корпусе установлен механизм, названный автором мотор-тормозом [11], который периодически изменяет энергию 4D гироскопа

[http://www.youtube.com/watch?v=bsXFBbqLn\\_0](http://www.youtube.com/watch?v=bsXFBbqLn_0) в соответствии с формулой

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}(M+2m)v^2 + mr^2\omega^2 - 2mrv\omega\sin\phi\right) = L\omega. \quad (85)$$

В простейшей модели В.Н. Толчина [11] энергия  $T$  увеличивается при увеличении угловой скорости вращения  $\omega$  грузов  $m$  в секторе  $330^\circ - 0^\circ$  и уменьшается при уменьшении угловой скорости  $\omega$  вращения грузов  $m$  в секторе  $160^\circ - 180^\circ$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}(M+2m)v^2 + mr^2\omega^2 - 2mrv\omega\sin\phi\right) = \begin{cases} L\omega_1 (330^\circ - 0^\circ) \\ L\omega_2 (160^\circ - 180^\circ) \end{cases} \omega_1 > \omega, \omega_2 < \omega. \quad (86)$$

В остальных секторах правая часть (85) равна нулю. Уравнение (85) описывает внутренний удар, вызывающий изменение скорости центра масс. Вместо уравнений (78),(79), мы в данном случае имеем [12]

$$\frac{dv_c}{dt} = a_L, \quad a_L = \frac{2BL\sin\phi/mr^2 + k^2\Phi(r\omega - v\sin\phi)}{1 - k^2\sin^2\phi}, \quad (87)$$

$$\frac{d\omega}{dt} - k^2 \frac{\sin\phi\cos\phi}{1 - k^2\sin^2\phi} \omega^2 = \frac{L_N}{2mr^2}, \quad L_N = \frac{L/2mr^2 + \Phi(B\omega\sin\phi - v)/r}{1 - k^2\sin^2\phi}. \quad (88)$$

Из этих уравнений видно, что действие углового момента  $L$  на ось вращения грузов  $m$  вызывает ускорение центра масс  $v_c$ . Для экспериментальной проверки формул (87), (88) был создан 4D гироскоп с мотор-тормозом, который ускоряет грузы  $m$  в секторе  $230^\circ - 0^\circ$  (смотри фильм на youtube <http://www.youtube.com/watch?v=hPHmXrxWcEo>). На рис. 15 представлены изменения  $\omega$  и  $v_c$  под действием мотор-тормоза (одиночный внутренний удар), измеренные в эксперименте и показанные в фильме. На графике видно, что как только мотор-тормоз начинает действовать на ось вращения масс  $m$ , создавая момент  $L_y$ , ускоряющий вращение, и тут же появляется скорость центра масс  $v_c$  у покоящегося перед этим 4D гироскопа. Угловая скорость  $\omega$  и скорость центра масс  $v_c$  возрастают до тех пор, пока грузы не пройдут отметку  $\phi = 0^\circ$ . В этот момент угловая скорость  $\omega$  и скорость  $v_c$  достигают максимального значения (см. рис. 15). После отметки  $\phi = 0^\circ$

включается момент торможения  $L_T$ , который действует в секторе углов  $0^\circ - 135^\circ$

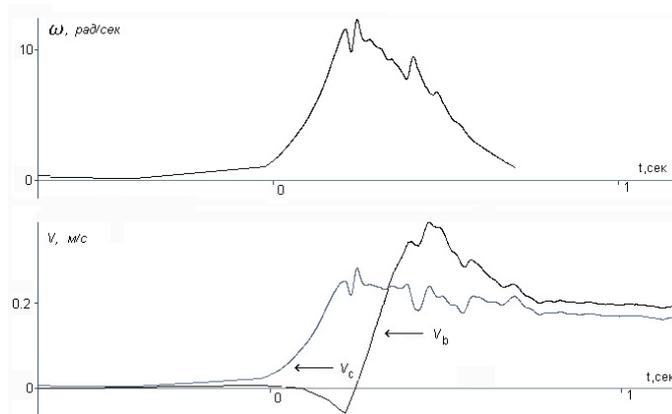


Рис.15. Экспериментальные графики: 1) верхний график - изменение частоты  $\omega$  вращения масс  $m$ ; 2) нижний график - изменение скорости  $v_c$  центра масс и скорости  $v_b$  корпуса 4D гироскопа.

до полной остановки вращения. После остановки вращения скорость центра масс  $v_c$  почти постоянна и слегка уменьшается из-за действия сил трения. Если совершать внутренние удары многократно и периодически, то мы и получим движитель абсолютно нового типа, впервые предложенный В.Н. Толчиным.

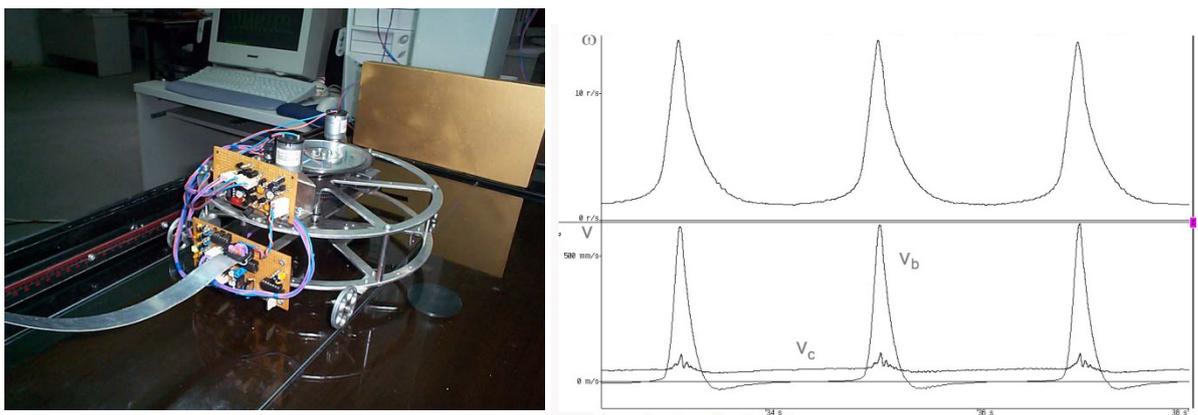


Рис.16. Слева - многократные внутренние удары 4D гироскопа, которые заданы и контролируются компьютерной программой. Справа - экспериментальные графики угловой скорости  $\omega$ , скорости корпуса  $v_b$  и скорости центра масс  $v_c$

На рис.16 представлен 4D гироскоп, у которого роль мотор-тормоза выполняют электромоторы, управляемые компьютерной программой. Движение 4D гироскопа под действием множественных внутренних ударов можно увидеть в коротком фильме на youtube

<http://www.youtube.com/watch?v=EM8bWmeAjNs> . Более совершенная модель использует в качестве мотор-тормоза сервомотор, управляемый через компьютер. Такой 4D гироскоп способен менять направление движения на обратное. Для этого достаточно поменять углы сектора ускорения и торможения <http://www.youtube.com/watch?v=9Mq1zKolqbU> . Важно отметить, что направление движения происходит без изменения направления угловой скорости  $\omega$  . Оптимальным выбором секторов ускорения и торможения можно заставить двигаться корпус 4D гироскоп только вперед, без остановки, преодолевая силы трения <http://www.youtube.com/watch?v=Igt1pV8ojTc> . Движение 4D гироскопа только вперед по

горизонтальной поверхности, смазанной маслом, можно увидеть в фильме <http://www.youtube.com/watch?v=-K13Cb3uejg> .

Полученные результаты позволяют нам с уверенностью говорить, что 4D гироскоп представляет собой простейшую модель нового типа движителя, способного передвигаться в космическом пространстве без отбрасывания реактивной массы.

## Заключение

На последней странице своей фундаментальной книги «Путь к реальности» известный ученый Роджер Пенроуз [13] пишет: «Мы все что-то прозевали, что-то очень важное». Я согласен с Р. Пенроузом и, основываясь на результатах настоящей работы, полагаю, что мы «прозевали» вращательную относительность, которая рассматривает вращательные координаты как элементы пространства событий, и на котором задана вращательная метрика. Почти 250 лет вращательная относительность незримо присутствовала в уравнениях физики, когда речь заходила об ускоренном движении и, как утверждает механика Декарта [7], когда мы изучаем вращение. Преодолеть столетний застой в общей теории относительности удастся только благодаря вращательной относительности, в рамках которой уравнения Эйнштейна заменяются расширенной системой уравнений Эйнштейна-Янга-Миллса (A), (B.1), (B.2). Вращательная относительность позволила решить вторую проблему Эйнштейна – геометризовать тензор энергии-импульса материи в уравнениях (B.1) [14]. Базовым элементом вращательной относительности является ориентируемая материальная точка [15,16]. Такой, более богатый по физическим свойствам, объект сводит всю современную физику к теории гироскопических систем.

Особый статус в уравнениях физики, которые сформулированы в рамках вращательной относительности, приобретают *торсионные поля Риччи* (13). Во-первых, они образуют вращательную метрику (11), во-вторых, они, согласно (69), порождены вращением материи, подтверждая гипотезу Картана [9], в третьих, поле (13) определяет волновую функцию в квантовой теории, которая следует из уравнений (A), (B.1), (B.2) [17-20].

В современной физике существует 6 типов теорий, из которых наибольшую ценность для физики и общества имеют фундаментальные теории [21], лежащие в основе современных технологий. Остальные 5 типов теорий рассматриваются как предварительные построения, и являются всего лишь стимулом для развития фундаментальной физики. Вращательная относительность относится к типу фундаментальных теорий. Это следует хотя бы из того, что множество аномальных экспериментов (в настоящей работе представлены некоторые из них), в которых проявляются свойства прецессии и нутации гироскопических систем, не подчиняются законам теорий, сформулированных в рамках трансляционной физики. Как и всякая фундаментальная теория, вращательная относительность с уравнениями (A), (B.1), (B.2) выводит нас на целый ряд торсионных технологий уже сегодня. Например, уже сейчас появилась научная основа для *технического воплощения космического движителя нового типа* [11,12,22], способного двигаться в космосе без отбрасывания массы.

12.12.2014.

## Литература

1. Шипов Г.И.// Теория Физического Вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
2. Ольховский И.И.// Курс теоретической механики для физиков. М.: Наука, 1970.

3. *Шупов Г.И.* // Механика ориентируемой точки и общий принцип инерции. Известия вузов, Физика, 1985, № 3, с.74 - 78.
4. *Шупов Г.И.* // 4D гироскоп в механике Декарта. МИФВ., М.: Кириллица, 2006. с.с. 73., или <http://www.shipov-vacuum.com> и <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/004a/02311026.htm>
5. *Шупов Г.И., Сидоров А.Н.* // О наблюдении действия сил инерции в инерциальных системах отсчета. «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.17140, 24.12.2011 <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/02311094.htm>
6. *Hayasaka H., Tahaka H., Hashida T.C., Sugiyama T.* // Possibility for the existence of anti-gravity: evidence from a free-fall experiment using a spinning gyro. Speculations in Science and Technology **20**, 1997, сс173-181
7. *Shipov G.* // Decartes' Mechanics – Fourth Generalization of Newton's Mechanics. In "7th Intern. Conference Computing Anticipatory Systems" ~ НЕС - ULg, Liege, Belgium, 2005, ISSN 1373-5411 ISBN 2-930396-05-9 P. 178
8. *Hayasaka H., Takeuchi S.*, // Anomalous Weight Reduction on a Gyroscope's Right Rotations around the Vertical Axis on the Earth. Phys. Rev. Letters. v.6 , №25, 1989.
9. *Cartan E.* // Compt. Rend.1922. Vol. 174, p. 437.
10. *Самохвалов В.Н.* // Неэлектромагнитное силовое взаимодействие при вращении масс в вакууме. ЖФНН, <http://www.unconv-science.org/n1/samokhvalov/>
11. *Толчин В.Н.* // Инерциод. Силы инерции как источник движения. Пермь. 1977.
12. *Шупов Г.И.*// 4D гироскоп в механике Декарта. Кириллица, 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>
13. *Penrose R.* // The Road to Reality. Alfred F. Knopf - New York, 2005. P.1099.
14. *Шупов Г.И.* // О решении второй проблемы Эйнштейна. М.: Кириллица, 2007, с.308. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/003a/02311019-Einstein2.pdf> .
15. *Губарев Е.А.* // Теория реальной относительности. Изд. «Новый Центр», М., 2009, 215 с.
16. *Шупов Г.И.* // Застой в теоретической физике и пути выхода из него. Механика. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/02311123.htm>
17. *Шупов Г.И.* // Застой в теоретической физике и пути выхода из него. Квантовая механика // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.19717, 01.11.2014. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1131-shp.pdf>
18. *Шупов Г.И.*// Квантовая механика в теории физического вакуума. Винница: ЧП Веда, 2010, с 100. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/003a/1024-shp.pdf> .
19. *Шупов Г.И., Подаровская М.И.* // Спин-торсионная формулировка квантовой механики и поля инерции. Москва, «Кириллица», 2012, сс.49. «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.17418, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1130-shp.pdf> .
20. *Шупов Г.И.*// Застой в теоретической физике и пути выхода из него. Классическая электродинамика // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.18636, 09.03.2014, <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1125-shp.pdf>
21. *Шупов Г.И.*// Об оценке работ по теоретической физике // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.14396, 12.05.2007 <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/02311068-TheorWork.pdf> .
22. *Шупов Г.И., А.Н. Сидоров А.Н.* //Искривление пространства двигателями Алькубьерре и Толчина // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.16244, 23.12.2010. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1084-sh.pdf> .

